

UDC 533.6.08 :  
532.526.3 :  
53.082.41.6

# 航空宇宙技術研究所報告

TECHNICAL REPORT OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

TR-353

境界層遷移点の測定法

河合伸坦・小国保男

1973 年 12 月

航空宇宙技術研究所

NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

既 刊 報 告

- |          |  |           |   |
|----------|--|-----------|---|
| TR-188TA | lnaysis of the Anisoelastic Errors of a Floated Single Degree of Freedom Intergrating Gyro   | June 1973 | Masao OHTSUKI,<br>Hirokimi SHINGU,<br>Jyoji TABATA,<br>Takao SUZUKI,<br>Shigeharu ENKYO |
| TR-325   | ロケットの分離特性に関する研究<br>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<br>Experimental Investigation on 5cm Mercury Electron Bombardment Ion Engine   | 1973年 7 月 | 中村 嘉宏, 東 久雄<br>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<br>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<br>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<br>(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)<br>Flexural Rigidity of the Thin Walled Build-up Rotor for the Jet Engine (Measurement by Static Load Test and Vibrations Test and Calculation by Finite Element Method)   | 1973年 7 月 | 宮地 敏雄, 小河 昭紀<br>星谷 昌二, 祖父江 靖  |
| TR-330T  | On the Linear Theoy of Thin Elastic Shells   | July 1973 | Tatsuzo KOGA<br>Susumu TODA   |
| TR-331   | 非線型層流安定理論と数値計算 一第一報<br>べき級数展開による Orr-Sommerfeld 方程式の数値解法一<br>A Non-linear Hydrodynamic Stability Theory with Numerical calculations —Part 1<br>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 一第二報<br>平行流における有限攪乱理論と二次元 Poiseuille 流れへの適用一<br>A Non-linear Hydrodynamic Stability Theory with Numerical Calculations —Part 2<br>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 一第三報<br>平板境界層における有限攪乱の計算一<br>A Non-linear Hydrodynamic Stability Theory with Numerical Calcnlations —Part 3<br>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<br>Distortions of Sonic Boom Preasure 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<br>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<br>村上 義隆, 進藤 重美  |
| TR-336   | モアレ法によるひずみ解析<br>Strain Analysis by the Moire Analyzer Method   | 1973年 9 月 | 青木 由雄   |

# 境界層遷移点の測定法\*

河合伸坦\*\*・小国保男\*\*

## Methods of Detecting Boundary Layer Transition

By Nobuhiro KAWAI and Yasuo OGUNI

Four methods of detecting boundary layer transition, are investigated. Attentions are paid to feasibility of measurements on three-dimensional wings in a transonic wind tunnel, and to the absence of the flow disturbances due to the sensing elements on the wing. The principles of these methods are as follows: (1) Liquid crystal painted on the wing surface, changes its color according to the recovery temperature, and visualizes transition. (2) Sensitive thermistors mounted flush with the wing surface, indicate the recovery temperature. The measured transition points are compared with theory. (3) Small microphones mounted flush with the surface, indicate the acoustic noise. The sound pressure level of the noise becomes maximum at the point of transition region. (4) Both direct and alternating components of electric currents through the hot films mounted flush with the wing surface, show the characteristic changes of transition and separation.

The advantages and disadvantages of these methods are discussed. The applicable ranges of Mach number and the other flow conditions, are examined.

### 1. はじめに

風洞試験で得られた結果を分析し理解して、実機性能の推定に、あるいは設計上の修正に役立てるためには、六分力と圧力分布だけではなく、境界層に関するデータも重要である。レイノルズ数効果、摩擦抵抗、はく離、境界層の排除効果、遷音速における翼面上の衝撃波と境界層の干渉などを考慮するとき、境界層についての情報が不可欠になるからである。

圧縮性境界層理論は、今のところ、層流と乱流のそれぞれについては精度の良いものがあるが、遷移点の位置を精度良く求めることのできる理論はない。しかも風洞の気流の乱れや騒音に応じて、遷移点は移動する。だから境界層の諸量を知るためには、少なくとも遷移点位置だけは測定に頼るべきである。ラフネスを付ける場合は、ラフネス自身の起こす抵抗を極力抑えるために、ラフネスの大きさを必要以上に大きくして

はならないから、各マッハ数、各レイノルズ数において実際に遷移が起こっているかどうかを、確認しなければならない。

遷移点を測定する方法は、従来からさまざまなものがある。例えば Potter と Whitfield<sup>1)</sup> の実験の中には、いくつかの遷移測定法が比較されている。しかし多くの遷移測定法は、簡単な模型形状、低亜音速、または超音速など測定の容易な条件でしか行っていない。例えば、シュリーレン法は平板、円錐、中空円筒など単純な形状の模型に限られる。総圧ピトー管または熱線プローブを、三次元翼面上で走査させることは、非常に困難である。これらの探子を翼面に取付けるとすれば、流れを乱して余計な抵抗を増すから、六分力の測定と平行して、遷移点を測定することができない。このように、高亜音速における三次元模型上の遷移点測定には、あまり適した方法はない。そこで、航空宇宙技術研究所の 2m×2m 遷音速風洞において、液晶、サーミスタ、マイクロホン、ホットフィルムを使用するそれぞれの遷移測定法を試みた。そして、これらの測定法の長所と欠点を調べた。

\* 昭和 48 年 10 月 25 日受付

\*\* 空気力学第二部

## 2. 液 晶

### 2.1 概 説

一般に境界層の遷移を可視化する方法とは、層流と乱流で壁（翼面など）に差が現われる物理量に対応して、明度・色彩などが変化する物質を模型に塗布して、光学的に観測するものである。それ故可視化法は、模型表面全体にわたって遷移点の位置を知ることができるという、他にはない長所がある。しかし、塗布する物質の変化は多かれ少なかれ非可逆変化であるから、実験上かなりの制約を受ける。また、照明とカメラの取付けは、風洞によっては必ずしも容易ではない。

例えば、昇華剤を模型表面に塗布して、乱流における強い表面摩擦応力により、昇華が促進されることを利用した遷移測定法では、風洞運転の都合上、遷移点が時間とともに後退する場合には、遷移点を見出すことができない。しかも、昇華剤は有害であるから、できるだけ使用を避けるべきである。

### 2.2 液晶を用いる遷移測定法の原理

液晶は（ここではコレステリック系の液晶を単に液晶と呼ぶ）温度に応じて色彩が変わる油状の有機物であり、カラー表示、非破壊検査などにさまざまな応用が研究されている。液晶の主な特徴は、

- (1) 温度が低すぎると液晶は無色透明であり、温度上昇に伴ない、赤、黄、緑、青と順次波長の短い光を散乱する。そして温度が高すぎると再び無色透明になる。
- (2) 液晶は非常に微細な温度差（0.1°C程度）を識別することができる。一方、感度を落として広い温度範囲で呈色する液晶を作ることも容易である。
- (3) 従って、物体の表面に液晶を塗布すると、表面の温度分布を色彩分布として、目で見ることができる。
- (4) 温度の時間的変化に対する色彩変化の応答は速いから、熱伝導の測定に利用できる。
- (5) 色彩の変化の可逆的であるから、反復使用可能である。

などである。だから液晶は、物体表面に温度分布となって現われる現象を観測することに適している。

層流境界層に比べて乱流境界層では表面温度が高い。また、衝撃波の前後には温度差がある。したがって、模型の翼などの表面に境界層遷移や衝撃波が存在すれば、表面温度分布は不連続になっている。そこで模型表面に液晶を塗布すれば、遷移点や衝撃波の位置

を、色彩分布から明瞭に可視化することができる。なお、液晶は油状であるから、オイル・フローと同じ原理で、衝撃波や境界層はく離を可視化することができる場合がある。

Klein<sup>2)</sup> は、超音速流（ $M_\infty=1.62$ ）において、平板上の境界層遷移を、液晶と昇華剤のそれぞれを用いて可視化して、両者の示す遷移のパターンが一致することを確認した。そこで筆者らは、この成果を高亜音速流へ応用するための実験を行なった。

### 2.3 液晶実験の詳細

三角翼模型（8114 模型）および矩形翼模型（70309 模型）を実験に用いた。照明光の反射を防ぐために、模型の表面を黒色に塗装した。その塗膜は、表面の断熱性を高めるのに役立つ。この風洞の測定部は開放式でないで、測定部の左右壁にあるシュリーレン用の窓のすぐ外に照明ライトを置いて、測定部内の模型を照らすこととした。撮影の際には明るさ、反射光による輝き等を考慮して、模型を水平にし、測定部の中心から 24 cm 下げて、カメラを上部壁ののぞき穴に取付けた。カメラにモーター・ドライブ装置をつけて、計測室でシャッターとフィルムの自動送りを遠隔操作できるようにした。F 2.0, 1/15 sec, ASA 100 から F 1.4, 1/8 sec, ASA 125 の間の条件で写真を撮った。

液晶を模型に塗布する方法は、一般の塗装技術と同様である。液晶を溶剤（クロロホルム等の塩化メタン）で三倍程に薄めて、スプレーで吹きつける。ただ注意すべき点は、液晶は化学的に敏感な物質であるから、表面のよごれをきれいにふき取ってから塗布しなければならない、ということである。何回かの液晶実験を行なうときは、前の液晶を完全にぬぐい去って、新たに液晶を塗布しなおさなければならない。この風洞では、実験マッハ数と外気の温度から、制御可能な温度範囲が決まり、層流と乱流における模型表面温度差が決まる。これらの温度条件に応じて、液晶の呈色温度特性を調整する必要がある。

### 2.4 液晶の写真

図 1 は、三角翼模型上の境界層遷移点を液晶により可視化したものである。右翼の前縁から 20% 翼弦長に、直径 0.15 mm のラフネス球を付着させた。これは白い一直線として見える。模型はステンレス鋼できていて、その表面に黒色塗装した塗膜の厚さは約 0.1 mm である。

図 1 (a) は、 $M_\infty=0.7$ ,  $\alpha=0^\circ$  の場合である。塗布した液晶の特性は、28°C で赤、29°C で黄緑、30°C で青である。右翼の胴体側ではラフネスより前で黒く、

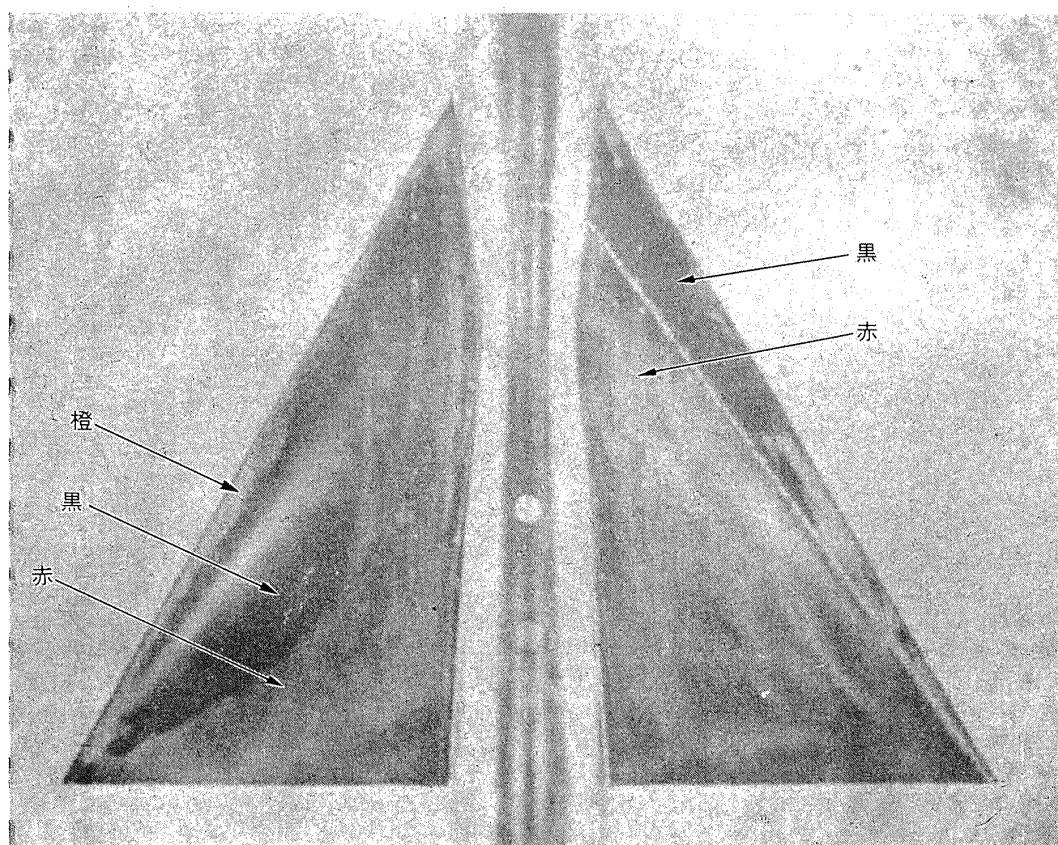
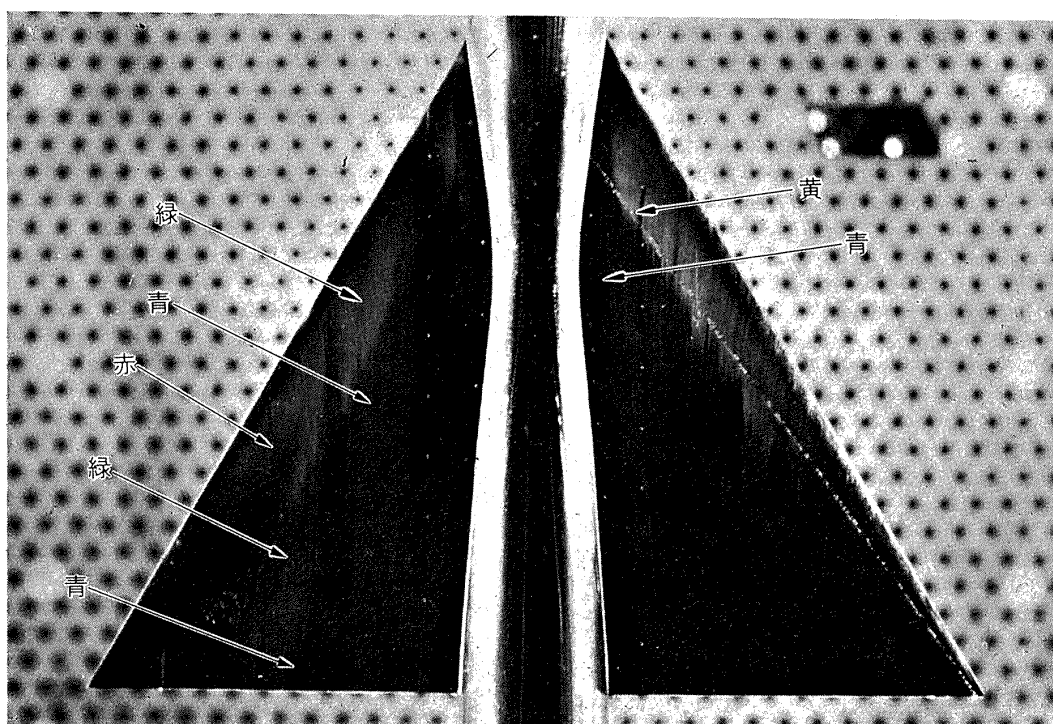
(a)  $M_\infty=0.7$ (b)  $M_\infty=1.3$ 

図 1 遷移点の液晶による観察

ラフネスの後で赤い。すなわち、ラフネスの位置で遷移していることがわかる。層流部では翼面の温度が  $27^{\circ}\text{C}$  以下に下って、液晶が無色透明になり、地肌の黒色が見える。ラフネスより下流の乱流部では、後へ行くにしたがって赤から青へ色が変わり、温度が上がっている。左翼では、黒い地肌が見える前縁側の部分は、 $27^{\circ}\text{C}$  以下であり層流である。赤 ( $28^{\circ}\text{C}$ ) などの色が現われている後縁側の部分は、温度が層流部より  $1^{\circ}\text{C}$  以上高く、乱流である。ただし、前縁付近のオレンジ色の部分は、 $28.5^{\circ}\text{C}$  程度であるが、乱流であるとすればその下流が層流である事実と矛盾する。この部分は層流であり、表面温度が高いのは、前縁付近の強い摩擦応力によるのである。左翼の翼端側では、前縁から 60~65% 翼弦長に遷移点が見える。胴体側ではくさび状の乱流域が見える。くさびの先端に小さな粒子があって、その粒子が乱流を誘導したのである。

図 1 (b) は、 $M_{\infty}=1.3$ ,  $\alpha=0^{\circ}$  の場合である。塗布した液晶の特性は、 $24^{\circ}\text{C}$  で赤、 $25^{\circ}\text{C}$  で黄、 $26^{\circ}\text{C}$  で緑、 $27\sim 28^{\circ}\text{C}$  で青である。右翼の胴体側では、ラフネスのある位置で黄色から青へと色が変わっている。前縁側の黄色い部分は温度が低く層流であり、後縁側の青い部分は温度が高く乱流である。前縁付近で層流であるが、回復温度は高いから、緑またはそれ以上波長の短い色を示している。層流と乱流の表面温度差は約  $3^{\circ}\text{C}$  であり、計算値  $5^{\circ}\text{C}$  より小さい。金属製の翼内部で熱伝達が生じるから、温度差が断熱の条件の計算値より小さくなる。

したがって、実験前に液晶の特性を選定する際には、断熱壁の条件で計算した回復温度差から適当と考えられる液晶の感度より、実際はもっと感度の高い（呈色温度幅の狭い）液晶を用いるほうが、実験は確実性が高い。仮に、上記の液晶を使った時に、層流で  $25^{\circ}\text{C}$ （黄色）乱流で  $32^{\circ}\text{C}$ （無色すなわち地色の黒）になったとしても、黄色と黒との対比から、遷移点がかかるであろう。

左翼胴体側では、前縁から 20~30% 翼弦長の位置で、緑から青へ、または赤から緑へと、色が流れ方向へ変化している。ここが遷移点である。70% 翼弦長付近に、緑から青へ徐々に変わるところがあるが、これは、乱流部でも後縁に近づくにしたがって、回復温度が高くなるからである。層流から乱流への温度上昇は  $1\sim 2^{\circ}\text{C}$  であり、断熱の条件の計算値 ( $5^{\circ}\text{C}$ ) よりかなり小さい。左からの照明は右からに比べて強いいため、層流部の温度は右翼より左翼の方が高く、層流と乱流の温度差は左翼の方が小さいのである。左翼中央

よりやや翼端側の位置に、白いはん点が見える。これは、その位置で流れが翼面からはく離して、流れが強く乱れるために、液晶があちこちに寄り集まって照明光を直接反射して、白く輝くのである。

図 2 は、矩形翼模型上の境界層遷移点を液晶により可視化したものである。遷移点が温度分布として明瞭に現われるように、翼の中央部を樹脂で作り断熱性を高めた。使用した液晶の特性は、 $24^{\circ}\text{C}$  で赤、 $25^{\circ}\text{C}$  で黄色、 $26^{\circ}\text{C}$  で緑、 $27\sim 28^{\circ}\text{C}$  で青である。

図 2 (a) は、 $M_{\infty}=0.7$ ,  $\alpha=0^{\circ}$  の場合である。翼中央の樹脂を埋めたところでは、緑色の層流部（赤、黄、青などが混在するが、液晶の塗布むらによるものである）と青色の乱流部に 50% 翼弦長の位置ではっきりと色分けされている。遷移点位置は緑と青の境界線である。圧力分布の影響を無視し、断熱壁の条件で回復温度を計算すると、乱流の回復温度は層流より  $1.4^{\circ}\text{C}$  高い。図 2 (a) では、層流で  $26^{\circ}\text{C}$ （緑）、乱流で  $27\sim 28^{\circ}\text{C}$ （青）であるから、測定値と計算値は一致している。くさび状の青い部分は、くさびの先端にある小さな突起が境界層の流れを乱してできた乱流域である。くさび状の乱流域が層流域に食い込む現象は、昇華剤による境界層可視化実験でもしばしば見られる。

図 2 (b) は、 $M_{\infty}=0.8$ ,  $\alpha=0^{\circ}$  の場合である。翼中央部では、前縁から 46% 翼弦長の位置において、黄色（橙色から黄緑を含めて）から青色へ変わっている。この位置が遷移位置であり、黄色の部分が層流であり、青色の部分が乱流である。 $M_{\infty}=0.7$  の場合にくらべて、遷移点が前進しているのがわかる。そして、くさび状の乱流域が同様に見える。この翼では  $M_{\infty}=0.8$ ,  $\alpha=0^{\circ}$  の条件で翼面上に衝撃波が生じる。60% 翼弦長付近に青色が消える線がある（はっきりと見えないかもしれないが、ネガフィルム上では確かに見える）。この線は翼面上の衝撃波を表わしている。なぜなら、衝撃波による表面温度の急上昇のため、液晶が無色透明になり、地肌の黒色が見えるからである。

一枚の写真から境界層遷移点を全部読み取ることは一般には難しい。この困難は次の問題点にもとづく。

(i) 塗布された液晶の不均一性により、温度分布が無くとも色彩のむらができる。液晶塗布前の表面の汚れ、および実験中の摩擦応力によって、液晶の厚さのむらができる事が、かなり問題になる。

(ii) 液晶による測定は本質的には温度測定であるから、他に温度変化を与える要因が存在する場合には、遷移点が判然としないことがある。

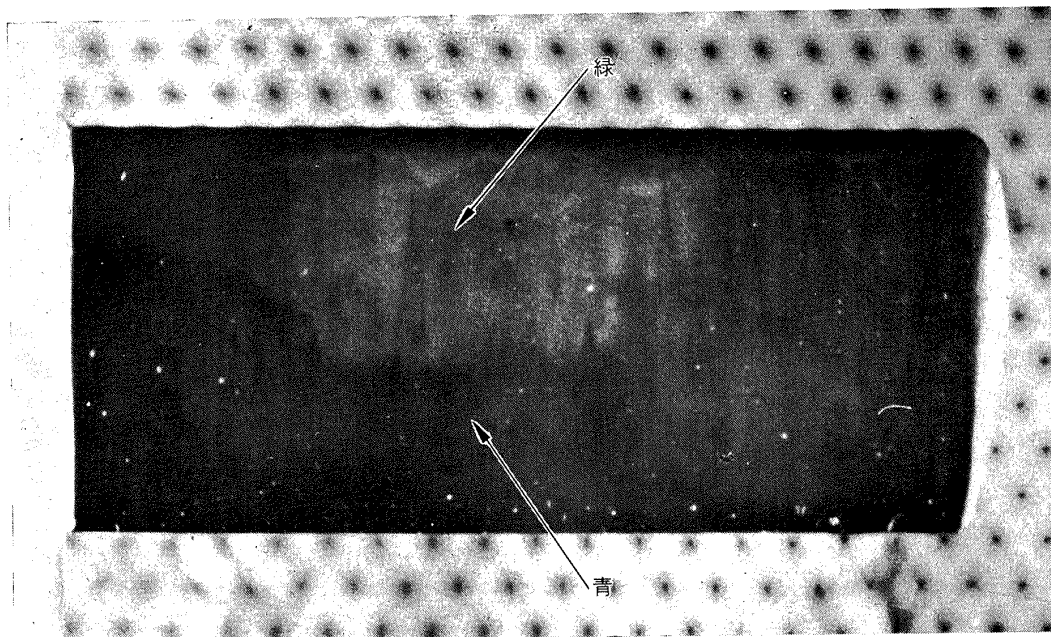
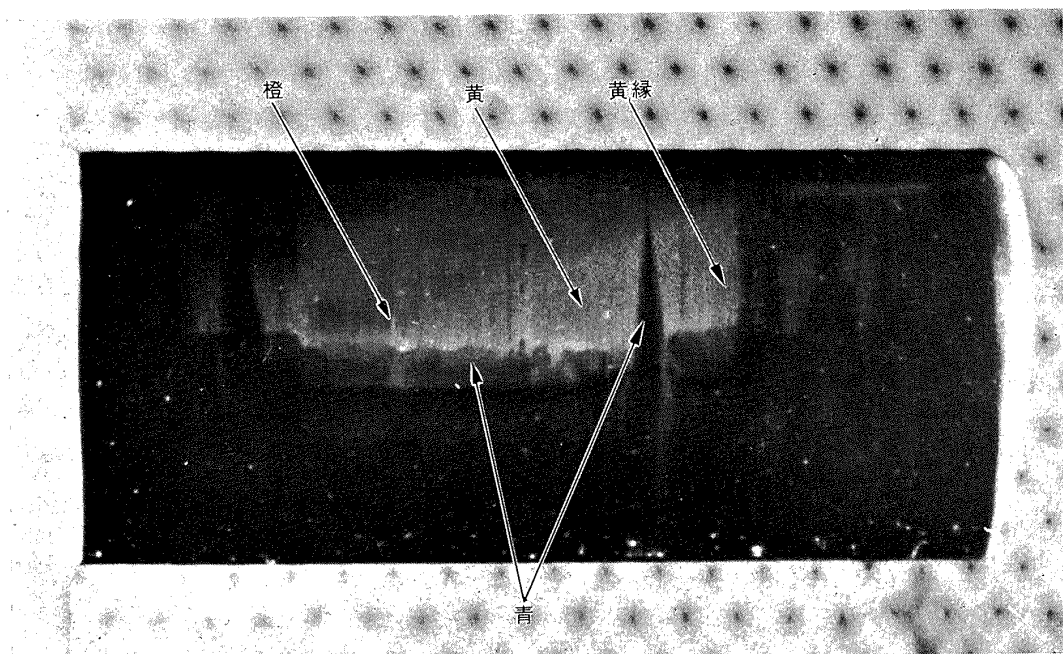
(a)  $M_{\infty}=0.7$ (b)  $M_{\infty}=0.8$ 

図 2 遷移点の液晶による観察



翼端方向から胴体へ向けて照明する場合には、胴体が照明熱で熱せられて翼端付近が気流によって冷却され、翼幅方向に温度傾斜ができ、液晶の発色温度幅に納まらなくなることがある。遷移に伴う温度上昇と翼面上の衝撃波に伴う温度上昇とを区別するのも、もちろん必要である。

(iii) 写真技術上の問題であるが、ネガフィルム上またはリバーサルフィルム上では色彩変化を判別できても、プリントなどの手が加えられるに従って、だんだん不明瞭になる場合もある。

以上の問題点を認識した上で、同一条件 ( $M_\infty$ ,  $\alpha$ ,  $R_e$  が同一) の何枚かの写真から、少しずつ遷移点を読み取ってつなぎ合わせると、遷移点位置がかなり良くわかる。さらに、他の条件での写真あるいは圧力分布などのデータがあれば、これらとの関連から、より確実に遷移点を判別することができる。このようにし

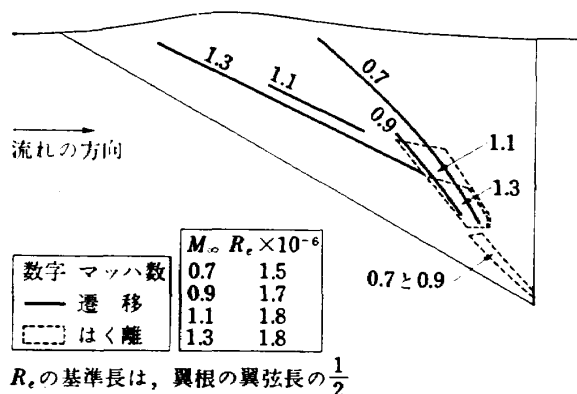


図 3 三角翼上の遷移点とはく離領域

て、境界層遷移点位置を液晶写真から判読した結果を図 3 と図 4 に示す。

## 2.5 自然遷移点位置と衝撃波位置

図 3 は、三角翼模型の左翼面上において、 $\alpha=0^\circ$ ,  $P_0=1 \text{ kg/cm}^2$ , 自然遷移 (ラフネス無し) の条件で、境界層遷移点とはく離を液晶によって観測した結果である。実線は遷移点を結ぶ線を示し、破線で囲まれた部分ははく離領域を示す。図 3 に記入された数字は、一様流のマッハ数を示す。レイノルズ数の基準長は、翼根部の翼弦長の半分とした。

$M_\infty=0.7$  において、胴体付近では後縁近くまで負の圧力傾斜 (加速流) であるから、遷移距離が長い。 $M_\infty=0.9$  においても同様であるが、 $M_\infty=0.7$  にくらべて  $R_e$  が大きいから、やや遷移点が前進している。胴体側から翼端側へ移るにしたがって、境界層を徐々に安定から不安定へ変える圧力分布であるから、 $M_\infty=0.7$  の遷移  $R_e$  数は小さくなり、ついにははく離が起こる。遷移とはく離の中間の状態を液晶によって観察すると、境界層内の流れが翼端方向に向って流れる傾向がある (液晶は油状であるから、オイル・フローと同様に、境界層内の流線に沿って液晶の筋ができる)。故に、翼端近くでは境界層が厚くなりやすく、はく離しやすい。 $M_\infty=0.7$  と  $0.9$  におけるはく離では、流れはよどみ、はがれ、再付着して、その下流では乱流になっている。

超音速での圧力分布は亜音速とは逆に、前縁側に正の圧力傾斜があるため、小さな遷移レイノルズ数で遷移している (胴体近く)。胴体から離れるに従って、

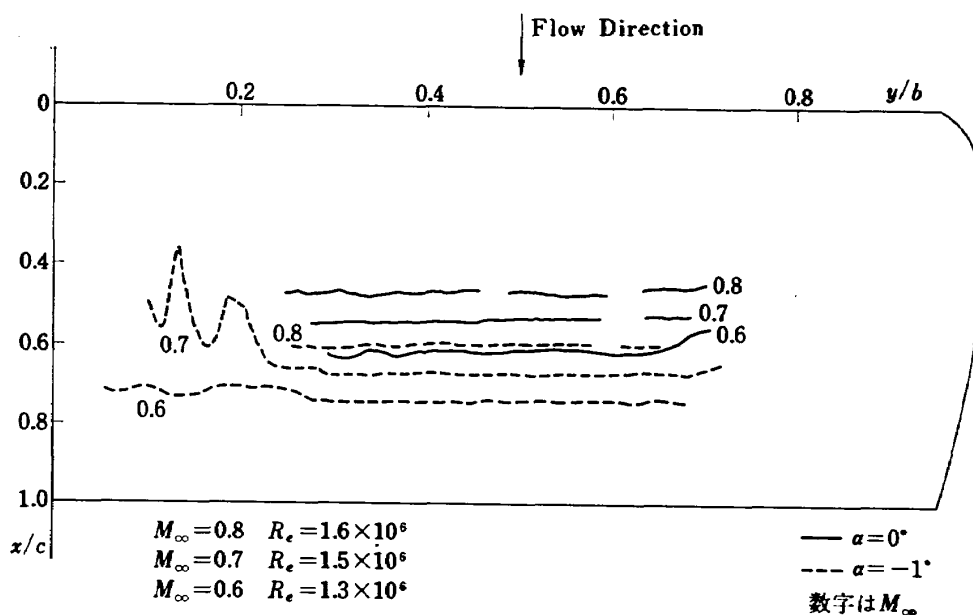


図 4 矩形翼上の遷移点



正の圧力傾斜はゆるやかになり、遷移  $R_e$  数は大きくなる。 $M_\infty=1.1$  と  $1.3$  のどちらの場合にも、はく離が生じる。このはく離は非常に強い渦を作っている。翼端付近の境界層は、測定できなかった。

図4は、矩形翼面上の遷移点位置を液晶を用いて測定した結果である。実線は迎角  $\alpha=0^\circ$  の場合を示し、破線は  $\alpha=-1^\circ$  の場合を示す。実線または破線にそえた数字は一様流マッハ数  $M_\infty$  を示す。 $M_\infty$  の増加および  $\alpha$  の増加に対して、遷移点が前進する様子がわかる。 $\alpha=0^\circ$  について、 $M_\infty=0.6, 0.7, 0.8$  の遷移レイノルズ数はそれぞれ  $R_{xt}=8 \times 10^5, 8 \times 10^5, 7.5 \times 10^5$  である。 $M_\infty=0.8$  では臨界マッハ数を越えるから、圧力分布が  $M_\infty=0.6, 0.7$  とは変わり、 $R_{xt}$  が小さいのである。 $\alpha=0^\circ$  と  $\alpha=-1^\circ$  を比較すると、圧力分布の遷移に及ぼす影響が大きいことは明らかである。

翼断面は  $y$  軸方向に一定であり、表面は滑らかであるから、遷移点を結ぶ線は  $y$  軸に平行である。しかし  $\alpha=-1^\circ$ 、 $M_\infty=0.7$  の結果について  $y/b=0.13$  と  $0.19$  付近にくさび状の乱流域がある。これは、翼面に付着した非常に小さな粒子が、その下流に乱流を誘起してできたものである。 $M_\infty=0.6$  では境界層が比較的厚いから、粒子から起こる乱れは、すぐ下流に乱流域を作る程強くなく、遷移を促進する程度にとどまっている。

図5は、15% 翼弦長に高さ 0.15 mm のラフネス球

を二点鎖線上に帯状に付けた場合の翼面上の衝撃波の位置を、液晶によって観測した結果である。マッハ数は  $0.8$  と  $0.85$  (図中に数字で示す)。そして迎え角は  $0^\circ$  (実線) と  $-1^\circ$  (破線) である。 $M_\infty=0.8$  では衝撃波があまり強くないので、比較的測定上の条件の良いところ(中央の樹脂で作られたところ)でしか、衝撃波位置を測定できなかった。しかし  $M_\infty=0.85$  では十分に衝撃波が強いから全面にわたって測定できた。

$M_\infty=0.85$ 、 $\alpha=-1^\circ$  の衝撃波の形は特に、翼胴干渉と翼端効果をよく表わしている。胴体の存在によって胴体近くの流れは、亜音速であるから加速される。加速された流れが胴体付近の翼に当たるから、その翼のまわりの流れは、胴体の干渉を受けない場合にくらべて、ちょうど一様流のマッハ数が増したかのようになる。したがって、胴体の干渉を受ける翼根部付近では、衝撃波の位置が後退する。一方、翼端効果は翼胴干渉と全く逆の作用があるから、衝撃波は翼端の無いときにくらべて前方にくる。図5、 $M_\infty=0.85$ 、 $\alpha=-1^\circ$  の翼根、翼端に近い程それぞれの効果が強い様子が見られる。

境界層と衝撃波の干渉について述べると、まず図5の場合では、 $M_\infty=0.8, 0.85$  のどちらでも、ラフネス位置で遷移している。ラフネス位置を 15% から 22% 翼弦長にかえた場合にも、ラフネス位置で遷移している。 $M_\infty$  と  $\alpha$  が同一の条件で、衝撃波位置は多少ずれる。ラフネス位置の相異なるいはラフネスの有無に

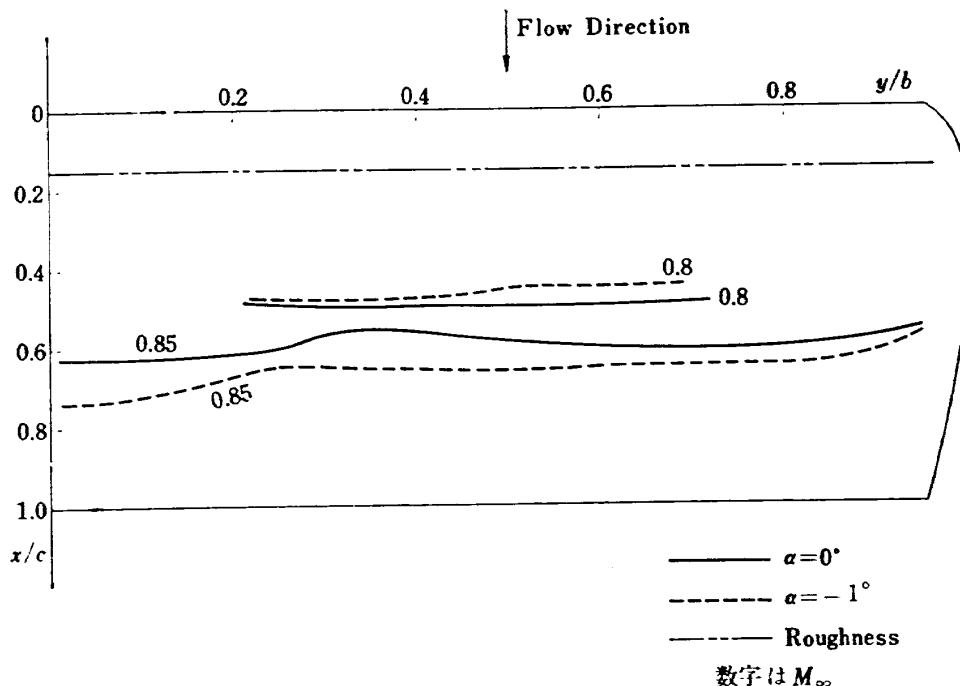


図5 翼面上の衝撃波位置

よって、衝撃波位置の平均位置からのずれ  $\Delta(x_s/c)$  に特定の傾向がある、とは言えなかった。 $M_\infty$  を詳しく調べると、風洞制御上の問題から、設定  $M_\infty$  から少しずれる。そのずれ  $\Delta M_\infty$  に基づく  $\Delta(x_s/c)$  と、その他の原因による  $\Delta(x_s/c)$  とに、 $\Delta(x_s/c)$  を分けると、

$$\Delta\left(\frac{x_s}{c}\right) = \frac{\partial(x_s/c)}{\partial M_\infty} \Delta M_\infty + \Delta\left(\frac{x_s}{c}\right)_{\text{others}} \quad (1)$$

となる。 $0.8 \leq M_\infty \leq 0.85$  では  $\Delta(x_s/c) = \pm 0.01$  程度、 $\Delta M_\infty = \pm 0.002$  程度であった。そして図 5 から  $\Delta(x_s/c)/\partial M_\infty = 2.5$  程度であるから、

$$\left| \frac{\partial(x_s/c)}{\partial M_\infty} \Delta M_\infty \right| = 0.005 = \frac{1}{2} \left| \Delta\left(\frac{x_s}{c}\right) \right| \quad (2)$$

となる。すなわち、この翼に関する限り、衝撃波位置の平均からのずれの原因の半分は、一様流マッハ数の設定値からのずれである。なお、この翼の翼型は対称翼であり、迎え角は  $0^\circ$  と  $-1^\circ$  であった。

### 3. サーマスタ

#### 3.1 概説

熱電対を用いて回復温度を測定した例は、超音速において多くみられる。回復温度  $T_r$  は、

$$T_r = T_\infty \left( 1 + r \frac{\gamma - 1}{2} M_\infty^2 \right) \quad (3)$$

と表わされる。ここで  $r$  は回復係数であり、断熱壁の平板の場合、層流で  $r=0.85$  程度、乱流で  $r=0.9$  程度である。層流と乱流の回復温度差  $\Delta T_r$  は、超音速では大きい、亜音速では小さい。例えば、 $M_\infty=0.6$  では  $\Delta T_r=1^\circ\text{C}$  である。これは、CA 熱電対または CC 熱電対では、およそ  $0.04\text{ mV}$  の起電力の差に相当する。遷移点前後の回復温度分布を測定するためには、どんなに粗くとも回復温度差の  $1/5$ 、すなわち  $0.2^\circ\text{C}$ 、 $0.008\text{ mV}$  の測定精度をもたなければならない。熱電対の特性のバラツキ、および熱電対に接続させる測定器の精度を考慮すると、 $M_\infty=0.6$  程度の亜音速において、遷移点前後の回復温度の変化を測定することは、測定精度上困難である。

サーミスタは、温度に対して電気抵抗が変わる半導体である。熱電対が起電力を起こす能動素子であるのに比べて、サーミスタは受動素子である点で有利である。すなわち、励起電圧を大きくすれば、同じ温度差に対し、熱電対より大きな出力が得られるから、サーミスタに接続する計器の精度を含んだ全体の測定精度を高めることができる。また、半導体であるから、一般の抵抗温度計に比べて、温度に対する抵抗変化が大

きい点も、測定上有利である。半導体特有の特性の不安定さは、サーミスタをガラスビードの中に封入することによって、問題なくなっている。

#### 3.2 模型と測定器

二次元翼模型 (70811 模型) で、サーミスタによる境界層遷移点の測定を試みた。この模型は、非粘性遷音速流の厳密解<sup>8)</sup> を確かめるために、作ったものである。この模型の一部を樹脂で作し、31 個のサーミスタ素子を樹脂の中のできるだけ表面近くに埋めた (図 6)。この事は、表面以外からの熱伝達を防いで、サーミスタ素子温度と表面温度が等しくなるようにするためである。表面に十分近く取り付けることができなかった素子が 4 個ほどあるが、気流温度 ( $T_0$ ) の時間的变化が大きい場合には、表面温度とサーミスタの温度が等しくならないから、それらのデータは結果から除いた。1V の励起電圧に対して、サーミスタを一辺とするブリッジの感度は  $20^\circ \sim 30^\circ\text{C}$  で  $1\text{ mV}/^\circ\text{C}$  であり、ブリッジのドリフト等を含めた測定誤差は、温度に換算して  $\pm 0.1^\circ\text{C}$  以下である。

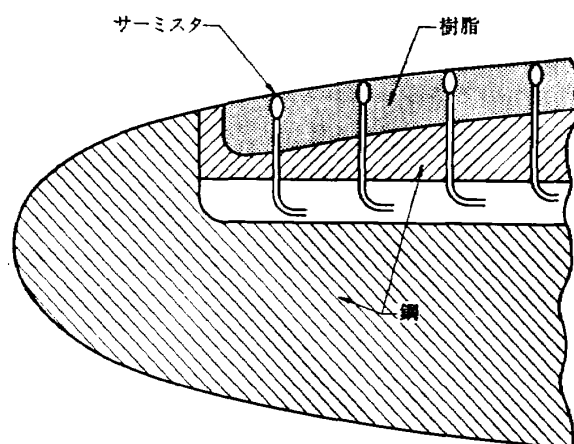


図 6 サーマスタの取付け  
(二次元翼模型の前縁部断面)

#### 3.3 境界層計算法

翼型の境界層遷移点を求める、理論的な計算法の概略について述べる。計算法は二通り行なった。一つは河崎と石田<sup>4)</sup> の非圧縮境界層計算法である。これは層流境界層の計算に Thwaites<sup>5)</sup> の方法を用い、遷移点の判定に Granville<sup>6)</sup> の判定曲線 (図 7) を用い、層流はく離に Cebeci と Smith<sup>7)</sup> の仮定を導入した。この仮定は「層流はく離が起こると、短いく離バブルが生じ、そこからただちに乱流になる。従って層流はく離点を遷移点とみなす」というものである。測定  $C_p$  分布から  $U/U_\infty$  を計算し、以上の計算法で遷移点を求めた。

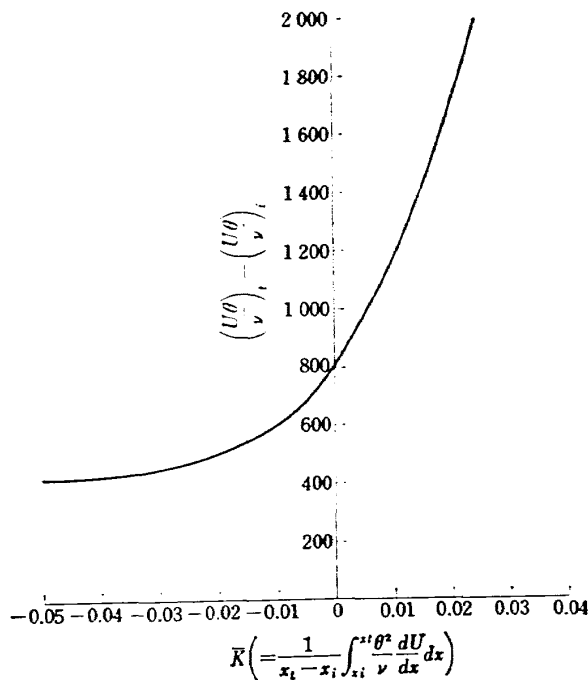


図 7 Granville の遷移判定曲線

もう一つの理論的計算法は、圧縮性を考慮した石田<sup>9)</sup>の方法である。すなわち、圧縮性層流境界層に Stewartson-illingworth 変換を適用して、方程式を非圧縮面へ変換し、その非圧縮層流境界層に対して、上記の河崎と石田の方法により計算する。ただし、石田はラフネスを付けた場合を想定したので、遷移点を算出せず、既知のものとした。だから石田の方法による遷移点位置の正確さは、まだ確かめられていない。

実験では遷移は、点でなく領域で起こる。強いて点で表わすと、遷移の始まる点と終わる点となる。理論計算では、遷移は点で指定される。この点は実験上の遷移の終点に対応する。そこで、単に遷移点という時は、遷移の終点を指すことにする。

翼面上に衝撃波を伴う流れにおいて、衝撃波の直前で、境界層が層流か乱流かを判別するためには、Haines<sup>9)</sup>によれば詳細に圧力分布を測定すればよい。すなわち、衝撃波位置直前で  $C_p$  分布の肩が出ていれば乱流であり、肩が落ちていれば層流である。彼の判別法は、衝撃波と境界層の干渉から考えて、おそらく正しいだろう。二次元翼模型の圧力分布の測定結果からみると、たしかにラフネスを付けた場合、 $C_p$  分布の多くは肩が出ていて、ラフネス無しの場合、 $C_p$  分布の多くは肩が落ちている。

### 3.4 回復温度分布

図 8 は、サーミスタを用いて二次元翼模型の回復温度を測定し、(3) 式により計算した回復係数を図示し

たものである。○印は模型表面が滑らかな場合であり、●印は、ラフネス（直径 $\sim 0.15$  mm 程のガラス球）を  $x/c=0.1$  の位置に付けた場合である。回復係数  $r$  が翼弦方向に大きく変化するところが、遷移点位置である。破線で示した  $x/c$  の位置は、同時に測定した圧力分布のデータを使って、理論的に計算した境界層遷移点位置である。

平板、断熱壁の条件では、層流部で  $r=0.85$  乱流部で  $r=0.9$  であるが、図 8 では異なった値を示している。この原因は、気流温度  $T_\infty$ （または  $T_0$ ）の時間的変動、翼面の樹脂での若干の熱伝導、圧力分布の影響などである。Potter と Whitfield<sup>1)</sup>の実験には、超音速の場合ではあるが、「回復温度は遷移領域で極大になる」とある。しかし図 8 では、その極大は見られない。とにかく  $M_\infty \geq 0.5$  で、サーミスタを使う回復温度計測から、境界層遷移点を見出すことができるのは明らかである。

図 8 では、ラフネスを付けた場合は、ラフネスの位置 ( $x/c=0.1$ ) で遷移が始まっている。そして自然遷移に比べて短い距離で遷移を完了している。自然遷移の場合は遷移区間が長く、曲線がなだらかであるから遷移の始まる点と終わりの点の定義づけは明確でない。一般には、層流部を単調に延長した曲線から離れる点を遷移の始点とし、乱流部を単調に延長した曲線から離れる点を遷移の終点とする。こうした遷移の始点と終点の読み取りから、 $\Delta x/c = \pm 0.03$  程度の誤差が生じる。理論計算の遷移点と、実験の遷移の終点が図 8 ではおおむね一致している。

### 3.5 遷移レイノルズ数の実測値と理論値の比較

図 9 に、たて軸に遷移レイノルズ数  $R_{xt}$  を、横軸に一樣流マッハ数  $M_\infty$  をとって、 $R_{xt}$  の実測値と理論値を比較した。 $R_{xt}$  の長さ  $x$  は、前縁のよどみ点から表面に沿って測った距離である。実線で結んだ○印は圧縮性を考慮した理論計算値であり、破線で結んだ●印は非圧縮理論を用いて計算した値を示す。○印と●印が重なるべき時は、○印のみを記した。△印および▽印は、層流はく離が生じ、はく離点を遷移点と同じとしたものである。△印と▽印はそれぞれ、遷移の始点と終点のサーミスタを使った測定値を示す。×印は Haines の判別法によって、衝撃波の直前で層流であるときの衝撃波の（最前の）位置である。

理論計算の遷移点と測定した遷移の終点は、およそ一致することがわかる。 $M_\infty$  が高くなると、臨界マッハ数を越え、境界層が安定になるように圧力分布が変化し、遷移レイノルズ数  $R_{xt}$  が急激に増加する。この

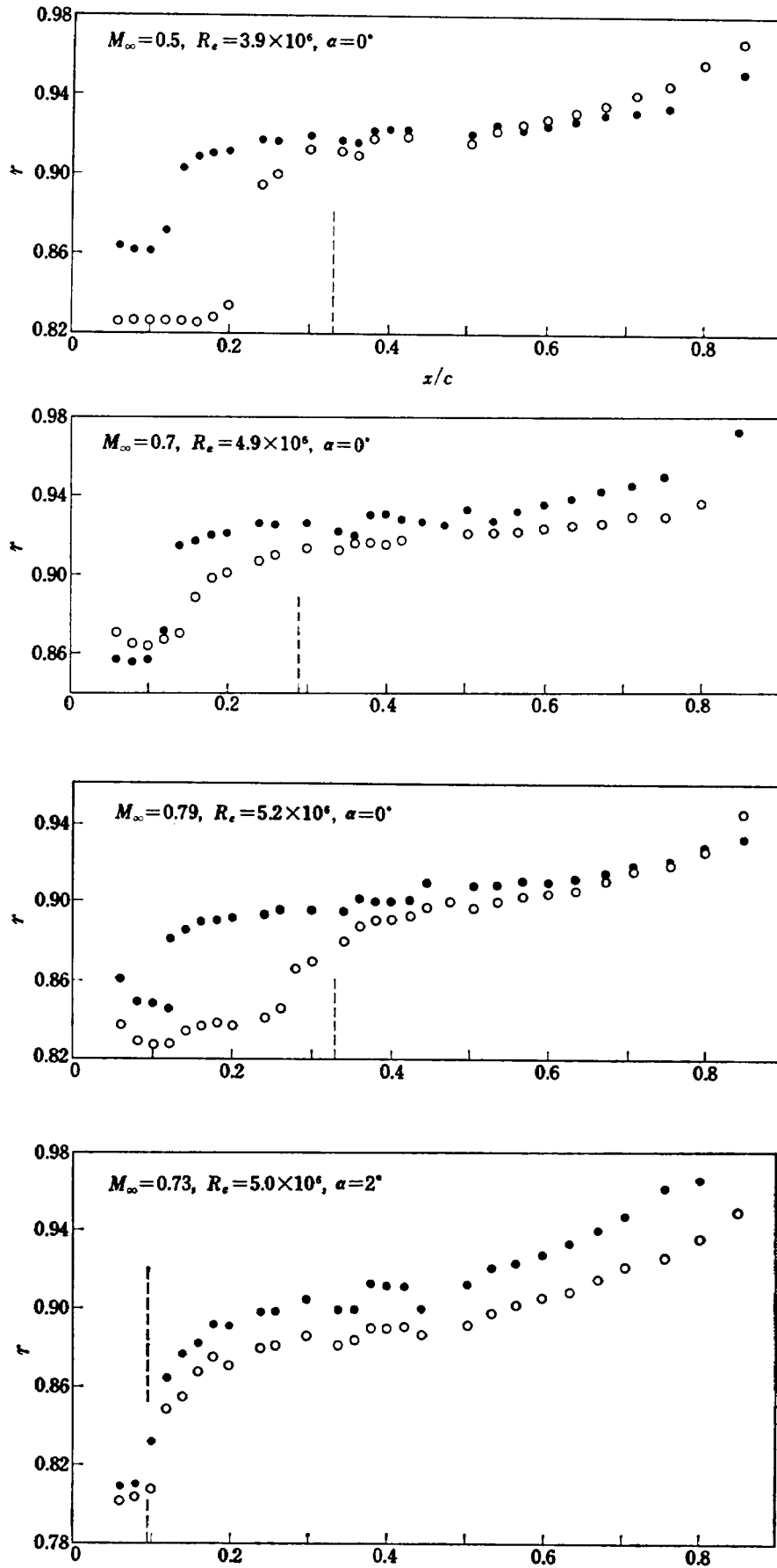


図 8 二次元翼の回復係数分布

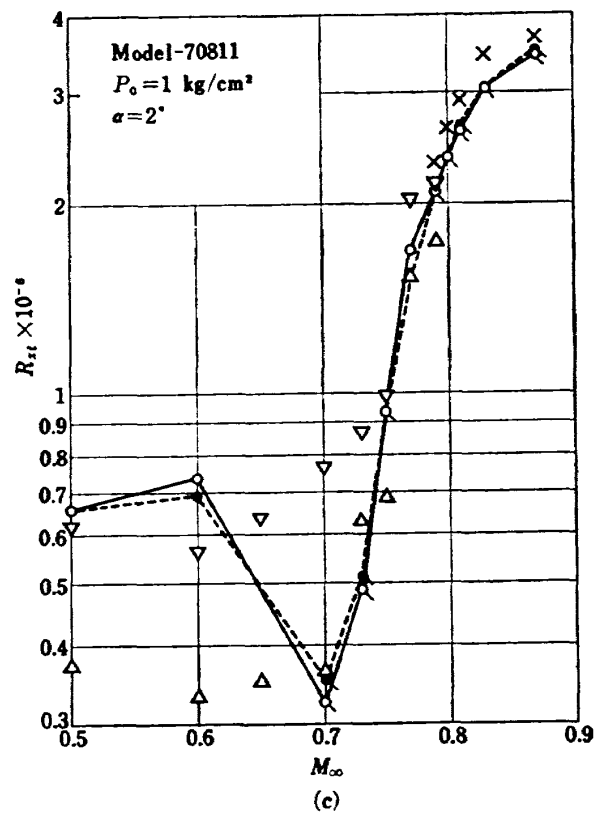
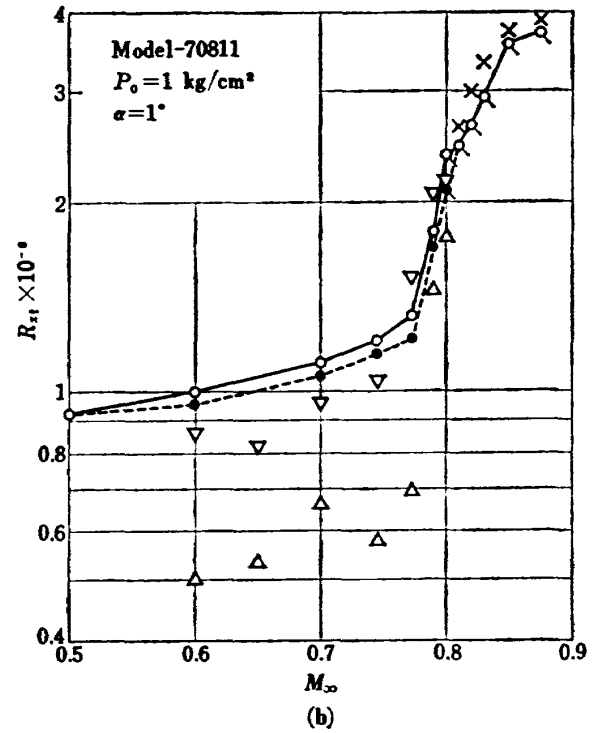
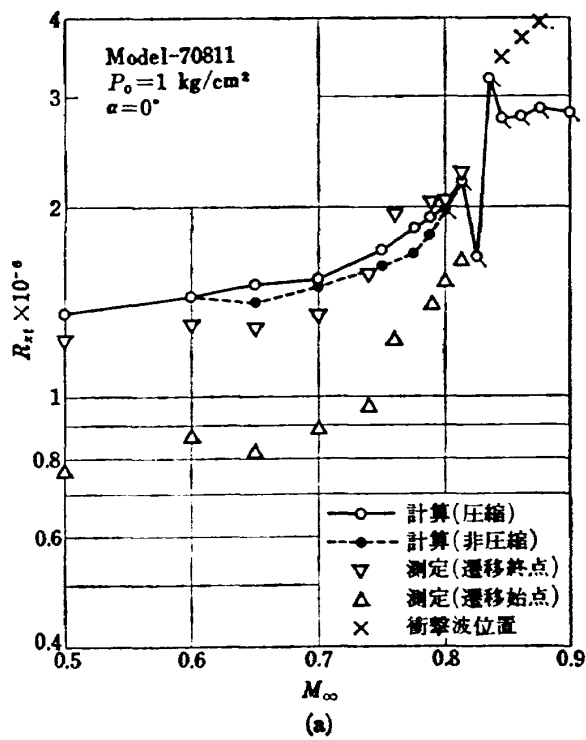


図 9 遷移レイノズル数の実測値と理論値の比較

様子を計算値も実験値もよく追従している。

Cebeci と Smith の仮定は、図 9 の結果からみて正しいようである。しかし  $\alpha=2^\circ$ ,  $M_\infty=0.7$  (このときは離点のレイノルズ数は,  $R_{xsp}=0.35 \times 10^6$ ,  $R_{\theta sp}=304.5$ ) および  $\alpha=2^\circ$ ,  $M_\infty=0.73$  ( $R_{xsp}=0.5 \times 10^6$ ,  $R_{\theta sp}=396.3$ ) の場合には、層流はく離点は測定上の遷移の始点に近い。この場合の特徴は、層流はく離点のレイノルズ数が小さい事である。だから例えば、 $R_{\theta sp} < 400$  の場合には、層流はく離点から遷移が始まり、 $R_{\theta sp} > 400$  の場合には、層流はく離点で遷移が終わる、と仮定するのが良さそうである。もともと Cebeci と Smith は、遷移領域の幅を無視して、遷移が点で起こると仮定したのだから、層流はく離点が遷移の始点と終点のどちらに対応するのかを示していない。

圧縮性を考慮した理論計算値は、非圧縮に比べて、0~10% 程  $R_{xi}$  が大きい。圧縮性の考慮の仕方が良いか悪いかは、図 9 の結果からはわからない。高音速における遷移点の理論と実験を比較する時は、圧縮性以上に他の要因が問題になる。まず、風洞の一樣流の乱れが問題となる。理論計算の基礎となる遷移の判定条件は、じょう乱の少ない低速風洞における実験から経験的に決めた数値を使っている。その数値は、例えば平板での遷移レイノルズ数で表現すると、 $R_{xi}=2.8 \times 10^6$  である。このような値が、筆者らの使用した遷音速風洞において実現するかどうか疑問である。その風洞の一樣流の乱れの強さの測定が望まれるとともに乱れの強さをパラメータとして含む理論計算法が望まれる。

風洞測定部内の騒音は、一樣流の乱れと同様な効果をもつ。特に遷音風洞は多孔壁をもち、孔から発生する騒音はかなり大きいから、他種風洞にくらべて騒音の問題は重要である。

70811 模型の圧力分布はピーキー翼に近いから、翼型形状のわずかな違いに対して、圧力分布が大きく食い違う傾向にある。この不安定性は超臨界マッハ数で顕著になる。図 9 (b) において、 $M_\infty=0.775$  の実験点を  $\Delta M_\infty=0.005$  だけ横軸方向右へ、 $M_\infty=0.775$  の実験点を  $\Delta M_\infty=0.005$  だけ右へずらせば、理論と実験の一致は良くなる。すなわち  $\Delta M_\infty=0.005$  に相当するだけ、遷移を測定した翼断面と圧力分布を測定した翼断面に相違があると考えられる。

図 9 の×印は、理論計算値と良く一致し、他の測定遷移点の延長にある。だから、Haines の判別法の正しさはほぼ確実であろう。したがって、翼面上の衝撃

波の位置まで層流の場合は、遷移点測定を行なう必要はない。ただしそのかわり、衝撃波前後での静圧を細かく測定しなければならない。

## 4. マイクロホン

### 4.1 概説

乱流境界層内の圧力変動(乱流騒音)は、航空機等の構造の音響疲労として問題となるため、コンデンサ・マイクロホンを使って多くの測定がなされている。また、はく離も大きな騒音を出すことが知られている。例えば Heller たち<sup>11)</sup>は、マイクロホンを NACA 0006 翼型に埋め込み、前縁はく離の再付着点に現われる大きな騒音を測定して、失速の早期検出法を提案した。これらのことから、境界層の遷移に伴って、境界層内の騒音のレベルが変化することは明らかであり、その変化を翼面に埋めたマイクロホンで測定できることは明らかである。しかしながら、風洞試験の場合には、Boone たち<sup>12)</sup>によれば、風洞内の騒音はかなり大きいから、境界層内騒音の測定から遷移点を求めることは、乱流騒音が風洞騒音に比べて、十分に大きい範囲でのみ可能である、と述べられている。そこで、遷移に伴う翼面での騒音レベルの変化と、その変化が十分に認められるマッハ数範囲を調べるために簡単な実験を試みた。

### 4.2 模型、マイクロホンの取付

図 10 は、矩形翼模型(2.3 項参照)の翼に、マイクロホンを取り付けた断面を示す。6×7.5×4.5 mm のマイクロホンを 13φ のカプセルに入れて、翼面が滑らかになるようにして、翼上面に埋め込んだ。このような小型のものは、コンデンサ・マイクロホンでは入手不能であったため、特性的にはやや劣るが、エレクトレット・コンデンサ・マイクロホンを採用した。

### 4.3 境界層騒音の音圧レベル変化

図 11 は、模型の迎角  $\alpha$  を変化させた時の翼面内に取り付けたマイクロホンにより測定した、境界層騒音

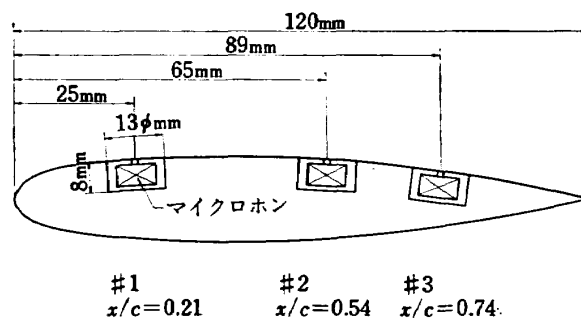


図 10 矩形翼へのマイクロホンの取付け

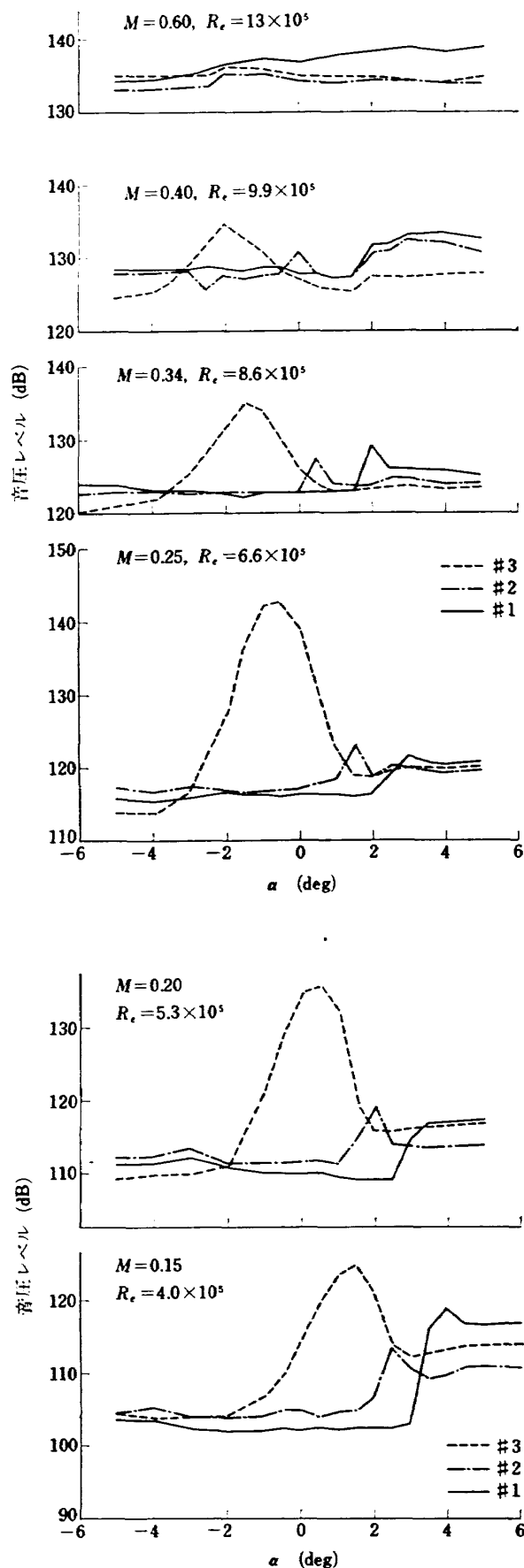


図 11 境界層騒音の変化

の音圧レベル (S.P.L.) の変化を示したものである。

$M_\infty=0.15$ , #3 (破線) を例にとれば  $-5^\circ \leq \alpha \leq -2^\circ$  では、音圧レベルが低いから層流である。層流境界層がつくる騒音はほとんどないから、 $-5^\circ \leq \alpha \leq -2^\circ$  で測った音はほとんど風洞の騒音である。だから、 $\alpha$  の低い範囲の音圧レベルは、各チャンネルとも互いに等しく一定なのである。 $-2^\circ \leq \alpha \leq 3^\circ$  では、迎角  $\alpha$  に対する音圧レベルの変化が大きく、 $\alpha=1.5^\circ$  で音圧レベルは最大になっている。これは層流から乱流への遷移過程に伴う境界層騒音の変化である。遷移の過程において乱流スポットが発生・成長することが知られているが、これらの測定結果から乱流スポットがつくる圧力変動は非常に大きいことがわかる。 $3^\circ \leq \alpha \leq 6^\circ$  では、再び音圧レベルが一定になるが、そのレベルは層流レベルより高い。これは乱流である。

$\alpha$  を増加させることは、翼面の特定の位置での  $R_\theta$  (運動量厚を基準長としたレイノルズ数) を増加させることに等しい。そこで、図 11 の横軸を  $R_\theta$  とみなせば、定性的に Klebanoff たち<sup>18)</sup> の実験と比較できる。すると、境界層騒音の音圧レベルの変化と  $u'/U_\infty$  の変化とは、傾向が同じであることがわかる。

#### 4.4 遷移騒音の強さ

図 11 から、 $M_\infty \leq 0.34$  では、マイクロホンを取り付けた三つの測定点全部において遷移を測定できた。 $M_\infty=0.4$  では、#3 についてだけ遷移を測定できた。 $M_\infty \geq 0.6$  では、風洞騒音の中に遷移騒音が埋もれて、遷移を測定できなかった。 $M_\infty$  が増加するとき、風洞騒音の増加に比べて、遷移騒音の増加が小さいことがわかる。

図 11 の三つの測定点の中では #3、すなわち前縁からの距離が長い程、遷移騒音は大きい。一方図 12 においては、異なる  $M_\infty$  であっても、ほぼ等しい  $R_\theta$  数のときには、遷移ピークの騒音レベルはほとんど等しい。故に遷移騒音の強さは、遷移レイノルズ数と密接な関係があることがわかる。

図 12 の層流での音圧レベルをみると、同一の  $R_\theta$  数では、 $M_\infty$  の大きい方が風洞騒音が高い。 $T_\infty$  を一定と仮定すれば、 $\mu_\infty$  と  $a_\infty$  が一定だから、

$$\frac{1}{2} \rho_\infty U_\infty^2 \propto R_\theta M_\infty \quad (4)$$

である。故に  $R_\theta$  が等しい時、 $M_\infty=0.2$  の動圧は  $M_\infty=0.1$  の動圧の約 2 倍であり、これは  $20 \log_{10} 2 = 6$  dB 差である。 $M_\infty=0.2$  の層流での音圧レベルは、 $M_\infty=0.1$  に比べて約 6 dB 高いから、層流での音圧レベルすなわち風洞騒音は、およそ動圧に比例している。



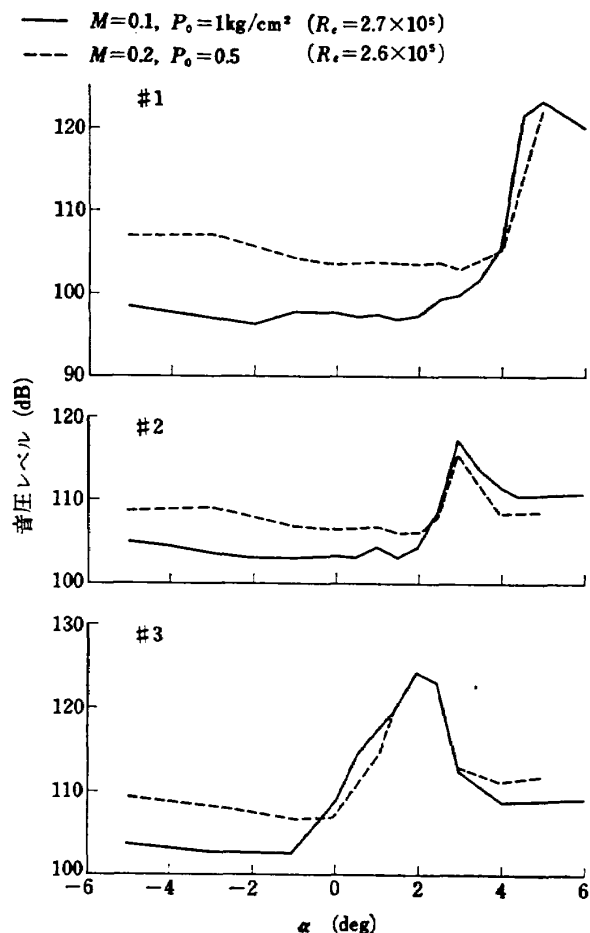


図 12 同一レイノルズ数で、風速が相異なる場合の比較

#### 4.5 迎角と遷移レイノルズ数の関係

図 11 において各遷移点の位置を相互に比較すると  $\alpha$  が大きい程、後縁に近い程、そして  $Re$  が高い程、遷移しやすいことがわかる。この傾向を見やすくするために図 13 を描いた。図 13 は、遷移騒音が極大になるときのレイノルズ数と迎角の関係を、三つの測定位置 (#1~#3) と内圧 ( $P_0=0.5, 1, 1.3 \text{ kg/cm}^2$ ) をパラメータとして示したものである。#1 以外、 $\alpha$  と  $Re$  の関係はバラツキが少ない。圧力分布が決まれば、遷移は  $Re$  数に支配されることを示す。しかし図 12 を良く見ると、 $P_0=0.5 \text{ kg/cm}^2$  の点 (×印) は左下側にあり、 $P_0=1.3 \text{ kg/cm}^2$  の測定点 (△印) は右上側にあるという傾向に気づく。 $P_0$  が低いほど遷移  $Re$  数が低いとは、一見不可解な現象のようである。しかし同一  $Re$  数では  $P_0$  が低いほど  $M_\infty$  が高いから、4.4 節で述べた理由により、 $P_0$  が低いほど風洞騒音レベルが高い。従って、 $P_0$  が低いほど遷移  $Re$  数が低いのは当然である。ただ、 $Re$ ,  $\alpha$ , 風洞、模型が同一の条件で、風速の違いによって起こる風洞騒音の相違

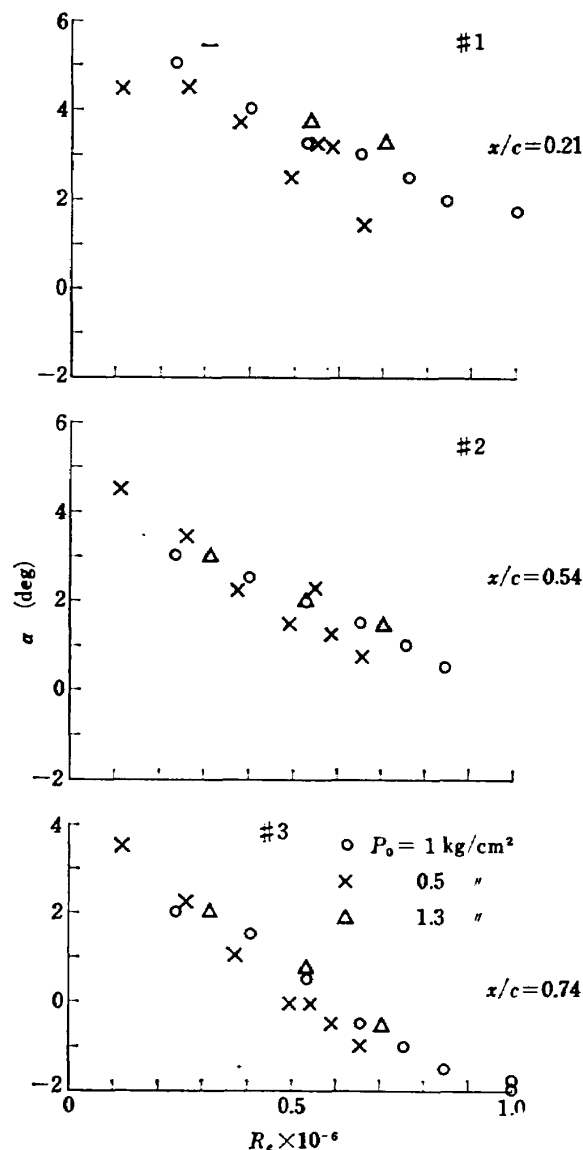


図 13 迎角と遷移レイノルズ数の関係

(6dB, 2 倍) があるときに、遷移レイノルズ数  $Re_{tr}$  が 15% ほど違ふということは注目に値する。

### 5. ホット・フィルム

#### 5.1 概説

境界層に関する測定器の一つに、ホット・フィルムがあげられる。ホット・フィルムは熱線風速計の一種の変形である。その構造は、非常に薄い (厚さ 0.1~1  $\mu$  程度) 金属膜が、耐熱ガラスまたは石英などの基板に付着して、金属薄膜の両端に導線が接続するようになっている。この金属薄膜に電流を加えて熱し、すなわちホット・フィルムにして、気流に伝達する熱量の測定から境界層の表面摩擦応力を求める。ホット・フィルムはもともと、衝撃波管における熱伝導の測定に用いられてきた。ただしこの場合は、衝撃波の通過

とそれに続く流れのため、金属薄膜を熱する必要がなく、単に電気抵抗を測定する。この時ホット・フィルムという名称は不適であるから、薄膜抵抗温度計と呼ばれる。

Bellhouse と Schultz<sup>14)</sup> は、円柱にホット・フィルムを取付けて、低速において実験を行なった。そして境界層理論から導かれる関係式

$$\frac{I^2 R}{\Delta T} = A \tau_w^{1/3} + B \quad (5)$$

が満たされることを確認した。ここで、 $I^2 R$  はホット・フィルムで消費する電力を示し、 $\Delta T$  はホット・フィルムの温度と気流温度の差を示し、 $\tau_w$  は表面摩擦応力を示し、 $A$ 、 $B$  は定数である。熱線について King の法則が成立つのに対応して、ホット・フィルムについて (5) 式が成立つのである。彼らは円柱を回転して層流・遷移・乱流・はく離に伴うホット・フィルム電流  $I$  (直流分) の変化を測定して、遷移点で  $I$  が急増すること、層流はく離点で  $I$  が最小になることを見出した。そしてホット・フィルム電流の交流分  $I_{rms}$  を、ブラウン管オシロスコープで観察して、はく離流ではかなり大きく交流分  $I_{rms}$  が変動することを見出した。

Mabey<sup>15)</sup> は、ホット・フィルム電流の交流分に着目して、超音速流の遷移点前後において、ホット・フィルム電流の交流分の RMS 値および表面ピトー圧を測定して、両者の相関が強いことを確認した。Mabey が定電流方式によって測定したのに対して、Owen<sup>16)</sup> は定温度方式で測定したので、感度が向上した。そして Owen はホット・フィルム自身にも改良を加えて、亜音速から超音速においてホット・フィルム電流交流分の RMS 値の測定を行なった。

筆者らは、上記の基礎的なホット・フィルム実験をもとに、翼に取付けたホット・フィルムの電流の直流分と交流分が、どのような様子を示すか、ホット・フィルムを用いて遷移点とはく離点を求めることができるか、を調べるために、亜音速において実験を行なった。

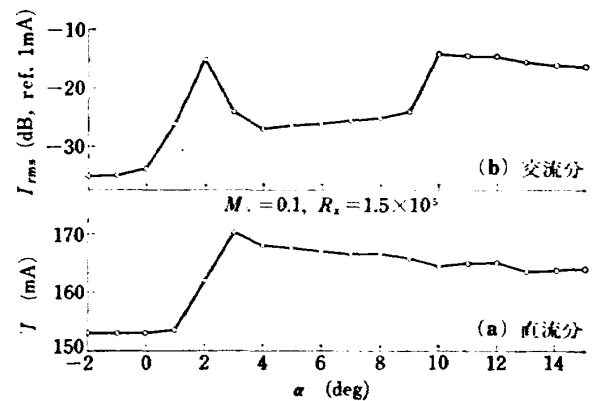


図 14 ホット・フィルム電流

## 5.2 測定結果

図 14 は、横軸に翼の迎角  $\alpha$  をとり、縦軸にホット・フィルムに流れる電流の直流分  $I$  と、交流分  $I_{rms}$  をとったものである。 $I_{rms}$  の値は、交流分の RMS 値の mA 単位の値を  $\sqrt{\Delta I^2}$  として、

$$I_{rms} = 20 \log_{10} \sqrt{\Delta I^2} \quad (6)$$

で定義される。 $\alpha \leq 0^\circ$  では、境界層は層流であり、表面摩擦応力の時間平均  $\tau_w$ 、時間変動分とも小さいから、 $I$  と  $I_{rms}$  は小さい。 $0^\circ < \alpha < 4^\circ$  では、遷移であり、層流から乱流へ移るにしたがって  $\tau_w$  が大きくなるから、直流分  $I$  は大きくなる。

遷移の過程で乱流スポットが活発に発生・成長するから、境界層内の乱れは非常に大きく、 $I_{rms}$  は途中で極大に達する。 $4^\circ \leq \alpha \leq 9^\circ$  では乱流であり、 $\tau_w$  が大きいから  $I$  は大きく、 $I_{rms}$  は層流に比べて大きい。層流・遷移・乱流に対する  $I_{rms}$  の変化は、Mabey および Owen の測定結果と同様である。そしてマイクロホンで測定した境界層騒音 (図 11) とも似ている。 $10^\circ \leq \alpha$  では、はく離が起こっている。これは乱流はく離であるから、Bellhouse と Schultz が示したように、 $I$  は  $\alpha$  の増加に対して徐々に低減する。そして彼らのオシロスコープでの観察と同様に  $I_{rms}$  は大きい。これははく離バルブが作る乱れが大きいからである。

図 15 は、 $I_{rms}$  の時間的变化を示す。それぞれ (a)

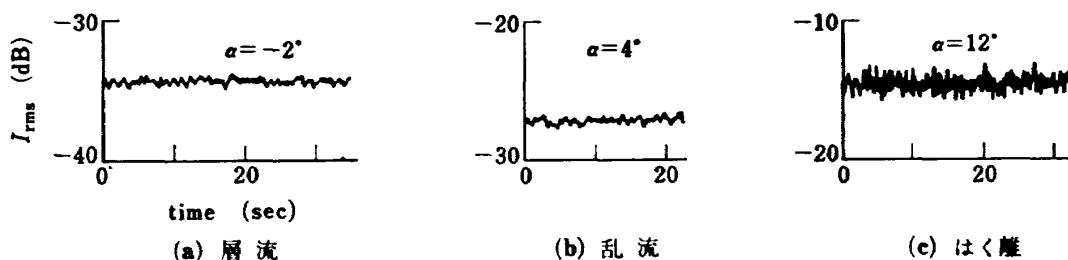


図 15 ホット・フィルム電流の時間的变化

$\alpha = -2^\circ$  は層流, (b)  $\alpha = 4^\circ$  は乱流, (c)  $\alpha = 12^\circ$  ははく離の場合を代表する。層流と乱流にくらべてはく離では,  $I_{rms}$  の時間変動が大きい点が注目される。これは, はく離での  $I_{rms}$  の低周波成分が大きい事を示し, 従って, はく離バブルのスケールが境界層乱流のスケールよりはるかに大きい事を示す。

翼面上に取付けることのできるホット・フィルムの数は限られるから, 特定の条件での遷移点を求めるためには, 図 16 のような線図を作って, 内挿法により求めれば良い。図 16 の縦軸には 遷移レイノルズ数  $R_{xt}$  を横軸には迎角  $\alpha$  をとった。記号 ●, ○, ○ はそれぞれホット・フィルムの位置が  $x/c = 0.21, 0.54, 0.75$  の場合を示す。同一記号の点を内挿する曲線を破線で表わす。記号に添えた数字は  $M_\infty$  を表わす。同一  $M_\infty$  (このとき同一  $R_e$ ) の測定点を内挿する曲線を実線で示す。例として,  $P_0 = 1 \text{ kg/cm}^2$ ,  $M_\infty = 0.2$ ,  $\alpha = 2^\circ$  のときの遷移点を求めてみよう。 $M_\infty = 0.2$  に対する内挿曲線と  $\alpha = 2^\circ$  の直線の交点から  $R_{xt} = 2.4 \times 10^5$  である。一方このとき  $R_e = 6 \times 10^5$  であるから遷移点位置は,

$$x_t/c = R_{xt}/R_e = 0.4 \quad (7)$$

にある。こうして求める遷移点位置の精度は, 内挿法の精度に依存する。従って, ホット・フィルムの取付数を増し, 測定マッハ数を小刻みにとれば精度が向上する。圧力分布が既知の場合には,  $R_{\theta t}$  を計算して,  $R_{xt}$  のかわりに  $R_{\theta t}$  を縦軸にとれば, 精度の向上が期

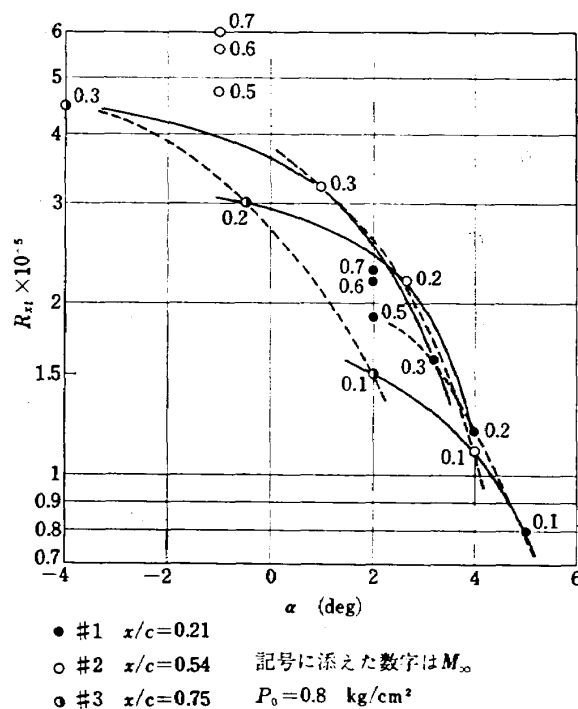


図 16 遷移レイノルズ数の内挿線図

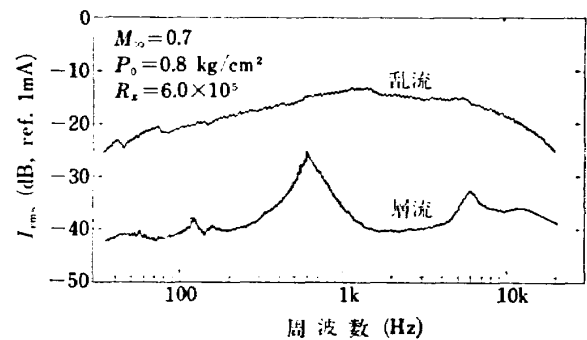


図 17 ホットフィルム電流交流分の周波数分布

待できる。

図 17 に, 層流および乱流における  $I_{rms}$  の周波数分布を示し, 両者の特徴を比較する。層流の周波数分布には, いくつかのピークがある。600 Hz のピーク周波数は, 主送風機の回転数 (600 rpm) に, 主送風機の動翼と静翼の合計枚数 (60 枚) を乗じた周波数に一致するから, 主送風機を発生源とする気流乱れの成分である。6.0 kHz のピーク周波数と, 測定部多孔壁の孔の内径 (11.5 mm) と, 一樣流速  $U_\infty$  から, ストローハル数  $S$  を計算すると,  $S = 0.295$  であり, Freestone と Cox<sup>17)</sup> が求めた, 多孔壁の穴から発生する音のストローハル数と一致する。ゆえに 6.0 kHz のピークは, 多孔壁の穴から発生する音に基づくものである。乱流の場合には, 卓越する周波数成分がない。活発な乱流混合のため, 仮に特定の周波数が卓越するとしても, すぐに他の周波数へ広がってしまうからである。

## 6. 結 論

### 液 晶

1) 液晶の色彩分布から, 境界層遷移点の位置と翼面上の衝撃波の位置を,  $0.6 \leq M_\infty \leq 1.3$  の範囲で可視化できた。

2) 液晶の筋を観察して, 境界層内の流線, はく離などが分かることがある。

3) 照明, 温度制御, 液晶の膜の厚さむら等の問題から, 翼面全体では遷移可視が困難なこともあるが, 同一条件の数枚の写真から少くしずつ読み取れば遷移点はかなりわかる。

### サーミスタ

4) 翼面に埋めたサーミスタによる回復温度計測から,  $M_\infty \geq 0.5$  において, 境界層遷移点位置を見出すことができた。

5) 遷移点位置の実験値と理論値は, だいたい一致

している。両者の違いは、臨界マッハ数以下では、主に風洞気流の乱れに基づき、臨界マッハ数以上では、主に圧力測定翼断面と遷移測定翼断面のわずかな相異に基づく。

#### マイクロホン

6) 翼に取付けたマイクロホンが感受する音圧レベルが、迎角の変化に対して、途中で最大になることから、遷移点をみつけることができた。

7) 遷移騒音が風洞騒音に比べて十分に大きい  $M_\infty \leq 0.34$  ( $P_0 = 1 \text{ kg/cm}^2$  のとき) の範囲において、6) の遷移測定法が成功した。

#### ホット・フィルム

8) 翼に取付けたホット・フィルムに流れる電流の直流分と交流分を測定し、迎角変化に対するそれぞれの変化の仕方から、遷移点とはく離点をみつけることができた。

9) 交流分の時間的变化は、はく離の場合、層流と乱流に比べて大きい。この事からも、はく離を区別することができる。

10) 交流分を周波数分析すると、層流ではいくつかの周波数がピークをなしているが、乱流の場合はなだらかな周波数分布である。このことから、層流と乱流の区別がつく。

#### 計測法としての優劣の比較

11) 翼面全体における遷移点位置の測定のためには、液晶法が優れている。

12) ホット・フィルム法は、マッハ数の高低にかかわらず、遷移点とはく離点を測定できる点で優れている。しかし、高価な熱線風速用の定温度帰還回路を使うから、一台しかない場合には、多点同時計測ができない点で劣る。

13) 多点同時計測で遷移点を求めるためには、サーミスタ法が適している。しかし、 $M_\infty \geq 0.5$  の範囲でなければならない。

14) マイクロホン法では、多点同時計測は増幅器が不経済であるが、切換が容易であるから、切換方式によって計測時間を節約できる。遷移測定可能範囲は、 $M_\infty \leq 0.34$  であるから、サーミスタ法の範囲を補なう。

15) 吹出し式風洞またはルードピーク管への応用を考えると、ホット・フィルム法が最適であろう。マイクロホンは時間応答は速いが、急激な圧力変化に耐えられないであろう。サーミスタは時間応答が遅くて使えないであろう。液晶の応答は速いから、温度制御、撮影などに問題が生じなければ、有効であろう。

## 謝 辞

この報告書作製にあたり御指導いただいた、空気力学第二部器材研究室の高島一明室長、この実験を行なうにあたって御協力いただいた、遷音速風洞制御第一研究室、計測研究室、制御第二研究室の諸氏、境界層の理論計算プログラムを使用させていただいた、空力性能研究室の石田洋治技官に謝意を表する。

## 文 献

- 1) Potter, J. L. & Whitfield, J. D.: Effects of slight nose bluntness and roughness on boundary layer transition in supersonic flows, J. Fluid Mech. Vol. 12, part 4, 1962.
- 2) Klein, E. J.: Application of liquid crystals to boundary layer flow visualization, AIAA Paper 68-376, 1968.
- 3) 高梨進: 衝撃波を生じない遷音速翼型の厳密解, 流れ, 第4巻, 第2号, 1972.
- 4) 河崎俊夫・石田洋治: 低マッハ数における翼型抗力の計算, 航空宇宙技術研究所報告, TR-198, 1970.
- 5) Thwaites, B.: Approximate calculation of laminar boundary layer, Aero. Quart. Vol. 1, 1949.
- 6) Schlichting, H.: Boundary layer theory, McGraw Hill, 1960. Granville の判定曲線はこの中に述べられている。
- 7) Cebeci, T. & Smith, A. M. O.: Calculation of profile drag of airfoils at low Mach numbers, J. Aircraft, Vol. 5, No. 6, 1968.
- 8) 石田洋治: 圧縮性流れにおける翼型抗力の計算, 航空宇宙技術研究所報告, TR-253, 1971.
- 9) Haines, A. B.: Possibilities for scale effect on swept wings at high subsonic speeds, Recent evidence from pressure plotting tests, AGARD CP-83-71, 1971.
- 10) 重見孝・竹内理・高梨進・鈴木弘一・中村正剛: 遷音速流厳密解により設計された衝撃波のない揚力をもつ翼型の風洞試験, 航空宇宙技術研究所資料近刊.
- 11) Heller, H. H., Bliss, D. B. & Widnall, S. E.: Incipient stall detection through unsteady pressure monitoring on aircraft wings, J. Aircraft, Vol. 9, No. 2, 1972.
- 12) Boone, J. R. & McCannless, G. F.: Application of the techniques for evaluating the acoustic sources of background noise in wind tunnel facilities, Chrysler Tech. Rep. HSM-R05-69, NAS 8-20336, 1969.
- 13) Klebanoff, P. S., Tidstrom K. D. & Sargent, L. M.: The three dimensional nature of boundary layer instability, J. Fluid Mech.

- Vol. 12, part 1, 1962.
- 14) Bellhouse, B. J. & Schultz, D. L.: Determination of mean and dynamic skin friction, separation in low speed flow with a thin film heated element, J. Fluid Mech. Vol. 24, part 2, 1966.
  - 15) Mabey, D. G.: Boundary layer transition measurements using a surface hot film downstream of distributed roughness at Mach numbers from 1.3 to 4.0, J. Roy. Aero. Soci., 1965.
  - 16) Owen, F. K.: Transition experiments on a flat plate at subsonic and supersonic speeds, AIAA, J. Vol. 8, No. 3, 1970.
  - 17) Freestone, M. M. & Cox, R. N.: Sound fields generated by transonic flows over surfaces having circular perforations, AGARD CP-83-71, 1971.

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 9 月	滝沢 実, 大月 正男 鈴木 孝雄
TR-339	後退翼模型の遷音速風洞試験結果 A Test of a Swept-back Wing Model Conducted in the NAL 2m×2m Transonic Wind Tunnel	1973年10月	海老原正夫, 瀬川 晋策 小此木時雄
TR-340	半径方向励磁ヒステリシス型ジャイロモータ の研究 Study of a Radial-exiting Hysteresis Gyro Motor	1973年11月	山田 博
TR-341	推力中断型固体ロケット用プロペラントの消 火圧力 Low-pressure Detlagration Limit of Controllable Solid Rocket Propellants	1973年10月	五代 富文, 清水 盛生 伊藤 克弥, 西村 久男 種村 利春, 藤原 勉
TR-343	一様流中に大きな角度で吹出したジェット の径路と誘導速度場 Path and Induced Field of a Jet Exhasting at a Large Angle into a Uniform Cross Flow	1973年10月	遠藤 浩, 桑野 尚明 中谷 輝臣, 戸田 亘洋 飛田 和茂
TR-344	対称スピン衛星のガスジェットによるニュー テーション能動制御 Active Nutation Control of a Spinning Axi-Symmetric Satellite Using a Gas Jet	1973年10月	村上 力, 中島 厚
TR-345	液体ロケットターボポンプ用平板ヘリカルイ ンデューサの実験的研究 An Experimental Investigation of Flat-Plate Helical Inducers for Rocket Pumps	1973年10月	上條謙二郎, 鈴木 昭夫
TR-346	乱気流上下速度成分の翼幅方向分布の観測 An Observation on Spanwise Distribution of Vertical Atmospheric Turbulence	1973年10月	小野 幸一, 外崎 得雄 竹内 和之, 山根皓三郎
TR-347	多軸ターボファンエンジンの設計点外性能 Off-design-point Performances of Multi- Spool Turbo Fan Engines	1973年11月	森田 光男, 関根 静雄
TR-350	翼胴結合構造物の動的応答の解析例 (I) Dynamic Responses of the Structure Model with Built-Up Wings and a Fuselage (I)	1973年12月	塙 武敏, 小松 敬治
TR-351T	Time-resolved Spectroscopic Measurements Behind Incident and Reflected Shock Waves in Air and Xenon	Dec. 1973	Takashi YOSHINAGA
TR-352	低圧下での気相における自燃性推進薬の着火 Gas-phase Ignition of Hypergolic Propellant Systems at Reduced Pressures	1973年12月	宮島 博, 鈴木 昭夫 坂本 博

## 航空宇宙技術研究所報告 353 号

昭和 48 年 12 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 日新図書印刷株式会社  
東京都港区芝 3-33-5

