

# 平板前縁部形状が乱流境界層に及ぼす影響

(続報 3種の形状による比較)

大坂 英雄\*・山田 英巳\*\*

## Effects of Leading Edge Shape of a Flat Plate on a Turbulent Boundary Layer

(a continued report ; Comparison of three type flows)

Hideo OSAKA and Hidemi YAMADA

### Abstract

An experimental investigation is presented which describes the streamwise variation of mean velocity distribution and wall shear stress for the incompressible turbulent boundary layer develops on a flat plate of which leading edge shapes are three kinds, that is, semicircular type, sharp edge type and semielliptic type.

For the two-dimensional turbulent boundary layer developing on a plate with three types of leading edge shape, it is shown that the mean velocity profiles at sufficiently downstream station are completely similar among the three condition, and that in expression concerned with the wall law, a gradient constant A is 5.6 and an intercept B is 5.45. This equilibrium flow field is obtained after long distance from the leading edge, for example, in semicircular type about 400mm, in sharp edge type about 500mm and in semielliptic type about 800mm.

### 1. ま え が き

前報<sup>(1)</sup>において、著者らは強制対流熱伝達の実験においてよく用いられる前縁部の形状が半円形状の平板について、二次元性のきわめて良い十分発達した乱流境界層を作り、その発達の様子を詳細に調べた。

これは従来行なわれてきた乱流境界層中に置かれた物体の周りの速度場、温度場の研究においては、主として温度場の測定に主眼が置かれ、ともすれば装置および測定範囲の関係上必ずしも十分発達した流れ場において測定がなされていなかったことが考えられたからである。このようなことは温度場の精度良い測定を考える時、どうしても避けられない問題点である。したがってどのような形状の平板を用いた方が広範囲に十分発達した乱流境界層が得られるのか、換言すれば前縁からできる限り短い距離で十分発達した乱流境

界層を得るにはどの形状の前縁をもつ平板が適当であるのかという事が重要となる。

上記の点に注意を払い本実験においては、従来の実験で良く用いられてきた測定平板の形状を考慮して、平板前縁を前報<sup>(1)</sup>と同様の半円形状のもの、鋭い尖形状(くさび形状)のもの、さらにそれらの中間的な形状である半楕円形状のもの3種の形状をもつ平板に注目し、そこに発達する境界層の挙動を調べた。特に平均速度分布の変化の様子に注目し、あわせて壁法則および速度欠損法則の観点から検討を加えた。

なお、主要記号は前報<sup>(1)</sup>と同じであるが、新たに用いる記号については文中で説明を加えることにする。

### 2. 実験装置および方法

実験に用いた風洞および測定平板の配置は前報<sup>(1)</sup>と同じである。平板前縁部の形状は図1に示すように、半径5mmの円形頭部をしたもの(以下半円形状のも

\* 機械工学科

\*\* 大学院機械工学専攻

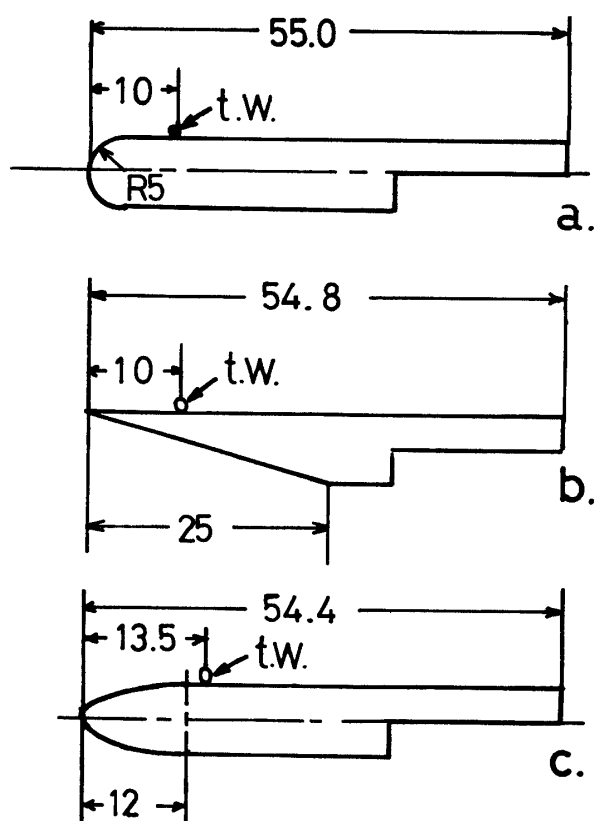


Fig.1 Three shapes of leading edge, t.w denotes the tripping wire ( $\phi 1.0$ )

のと呼ぶ), 前縁から30mm位置までくさび形に成形したもの(くさび形と呼ぶ), および長軸の半分の長さを12mm, 短軸の長さを10mmとする楕円形状に仕上げたもの(半楕円形状と呼ぶ)の3種の場合である。いずれも境界層遷移を促進する目的で, 図に示す位置に  $\phi 1$  のトリッピングワイヤが設置してある。

流れ場の静圧分布測定は,  $\phi 1$  の静圧管(円頭形の前縁から20.5mm下流位置に  $\phi 0.35$  の静圧孔を設置)を  $y=75\text{mm}$ ,  $z=70\text{mm}$  の主流中を平板前縁から最下流位置まで移動することによりなされた。通常は測定平板壁面に静圧孔を設け測定するが, 本実験では測定平板が測定断面部中央に設置してあるため, 都合上上記の方法により測定した。

境界層内速度分布測定は, 全圧管の先端を高さ0.5mm, 幅約1.2mmの長方形に製作したものを  $x$  の一定の位置で  $y$  方向に移動し, また前述の静圧管を同じ  $x$  位置の  $y=75\text{mm}$ ,  $z=70\text{mm}$  位置に配置し, その差圧から求めた。境界層厚さ  $\delta$  は  $U/\bar{U}_0=0.995$  となる  $y$  の値として決定した。また壁面摩擦応力は  $\phi 1$  (内外径比0.8) のプレストン管によるものと, Sarnecki<sup>(2)</sup> の定数を用いたクラウザー線図<sup>(3)</sup>からの両者の方法により決定した。

測定位置は  $x=35\sim 1000\text{mm}$  の間の12箇所の位置であり, 各位置の測定は測定平板の中心線 ( $z=0$ ) に沿って行なわれた。これは前報<sup>(1)</sup>において流れ場は完全に二次元性を保持していることを確認しているからである。

なお, 実験条件としては単位レイノルズ数  $U_e/\nu=6.6\times 10^5\sim 20.1\times 10^5\text{ m}^{-1}$  ( $U_e\approx 10\sim 30\text{ m/s}$ ) の5種類においてなされた。

### 3. 結果および考察

#### 3.1 静圧分布

前縁形状の差異により流れ場の静圧分布がどの程度異なるかを調べてみる。図2は3種の平板の場合について, 代表として  $U_e/\nu=13.5\times 10^5\text{ m}^{-1}$  の場合における静圧分布を示す。前報<sup>(1)</sup>で示したように測定平板は約 $0.3^\circ$ の迎え角を有しており, これと平板前縁部形状の差異が流れ場の静圧分布に影響を与えるであろう。半円形状の場合,  $x=35\text{mm}$  位置で4%程度の正の静圧であったものが  $x=400\text{mm}$  位置でほぼゼロの値となっている。これは平均として1m当り動圧の10%の圧力降下を生ずる順圧力勾配となっている。 $x=400\text{mm}$  位置より下流ではほぼゼロの値となっており, 圧力勾配もゼロと考えてよい。くさび形状の場合, 図には示していないが前縁のすぐ近傍で負圧が観察された。したがって  $x=50\text{mm}$  位置まで静圧が上昇している。その後下流にむかってゆっくりと静圧が低下し,  $x=500\text{mm}$  以降はほぼ0.5%程度の一定値をとる。ただこの条件の場合, 平板全領域を通じて土1.0%以内の静圧変動におさまっている。半楕円形状の場合,  $x=35\text{mm}$  から300mmの範囲ではほぼ一定値をとるがその後やや値が小さくなり, さらに下流ではわずかに増加している。しかしながら, 全体的にみ

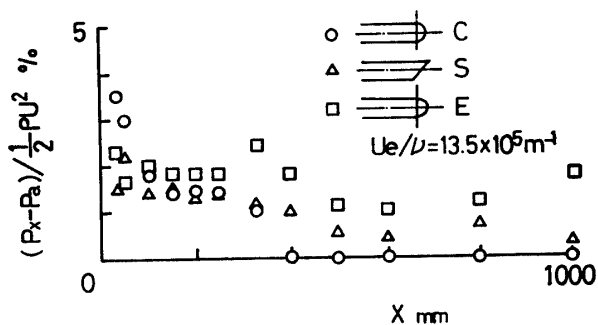


Fig.2 Pressure distribution (C...semicircular, S...sharp edge, E...semielliptic)

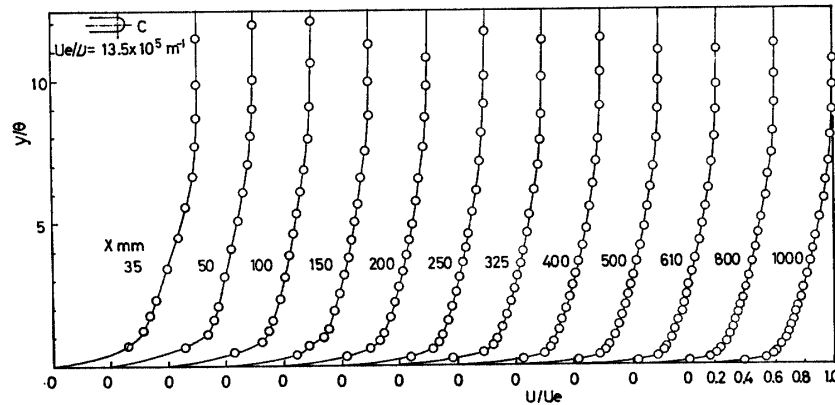
て静圧分布変動は  $\pm 0.5\%$  程度の範囲におさまっており、ほぼ静圧勾配はゼロとみなしてよい。

以上の結果より、それぞれの前縁形状により多少傾向が異なるようであるがそれほど大きくなく、迎え角および前縁形状は流れ場の静圧分布に大きな差を生じるほど影響しないようである。ただ後述の平均速度分布から推測できるように、平板壁面上の静圧分布は上述の静圧分布と異なると思われ、その傾向は平板前縁近傍で特に著しいものと考えられる。

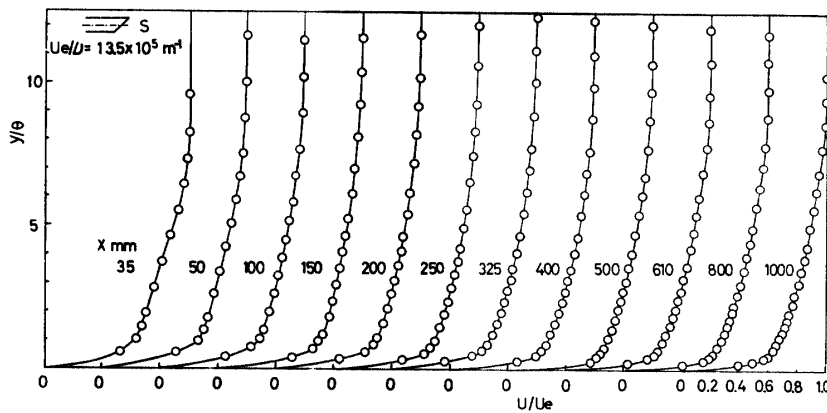
3・2 平均速度分布

3種の条件について、平均速度分布が流れ方向に発達していく様子を調べてみる。図3-a, b, cは代表として  $U_e/\nu = 13.5 \times 10^5 \text{ m}^{-1}$  における結果を表わす。縦軸は運動量厚さで無次元化された壁面からの垂直距離  $y/\theta$  を示す。半円形状の場合、 $x=35\text{mm}$  位置で変曲点をもつ分布をしている。これはトリッピングワイヤの後方5mm、すなわち  $x=15\text{mm}$  まで負の壁面静圧を示しており、流れが壁面から剝離をしている典型的な前縁剝離からの再付着以降の流れ状態を示すものである。この状態はレイノルズ数が増加するほど

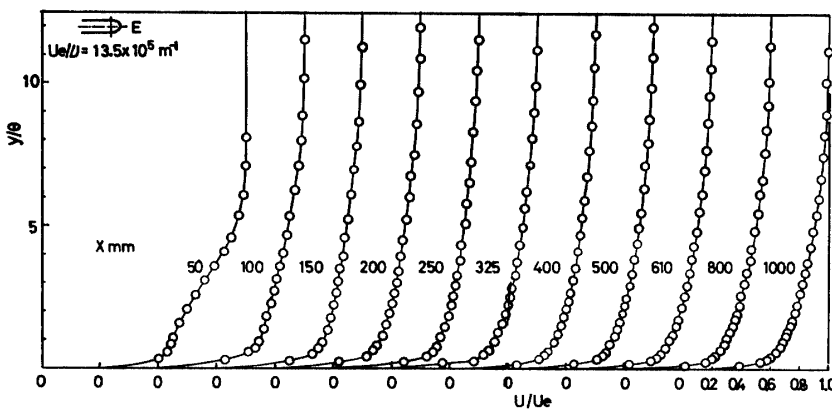
大きくずれている。 $x=50\text{mm}$  位置でもやや変曲点をもっているようであり、 $x=100\text{mm}$  位置で消失し下に凸の分布となっている。ただ壁面に非常に近い領域で減速の傾向がみられる。十分発達した分布に到達するのは  $x=400\text{mm}$  以降のようである。くさび形状の場合、半円形状の場合とほとんど同様に  $x=50\text{mm}$  位置まで変曲点を持つ分布をしている。これは前縁のすぐ近傍(トリッピングワイヤの後方2mmまで負圧を観察)で剝離した流れが再付着し、その後ゆっくりと回復していく過程の分布である。 $x=50\text{mm}$  以降の分布は壁面近傍で減速しており、それよりやや壁面から離れた領域では増速している傾向を示す。そして  $x=500\text{mm}$  位置に達してはじめて十分発達した乱流境界層の分布を呈するようである。半楕円形状の場合、図には示していないが  $x=35\text{mm}$  位置では逆流領域のある剝離している分布であった。これはトリッピングワイヤの設置位置が適当な位置ではなかったと思われ、トリッピングワイヤをはずした場合、および5mmだけ下流に設置した場合とも  $x=35\text{mm}$  位置では負圧を示しておらず、剝離泡が小さくなっていることがわかった。 $x=50\text{mm}$  位置の分布は変曲点を持っており、壁面に近い領域で大きく減速し、逆に外層領域



(a) semicircular



(b) sharp edge



(c) semielliptic

Fig.3 Variation of boundary layer velocity distribution in the streamwise direction

でふくらんだ特徴的な分布をしている。x=100mm位置ではかなり通常の分布まで回復しているが、壁面に近い領域でやや増速の傾向を示し、x=610mmまで徐々に回復し、その後十分発達した乱流境界層分布となっている。

ここで境界層内速度分布が測定箇所における最下流位置で、各前縁形状の平板について相似な分布となるかどうかについて調べてみる。図4は代表として  $U_e/\nu=6.63 \times 10^5 \text{m}^{-1}$  の x=1000mm 位置における、3種の平板前縁形状をもつ速度分布の比較である。3種の場合とも完全に一致しており、十分発達した乱流

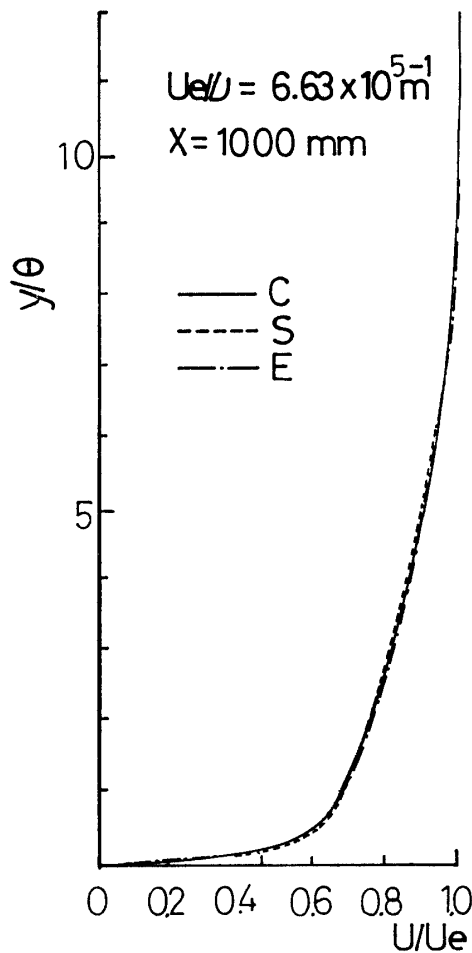
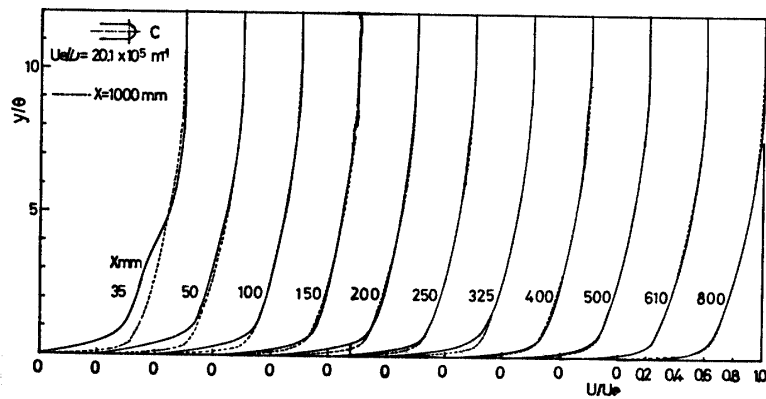


Fig.4 Similarity of boundary layer velocity distribution

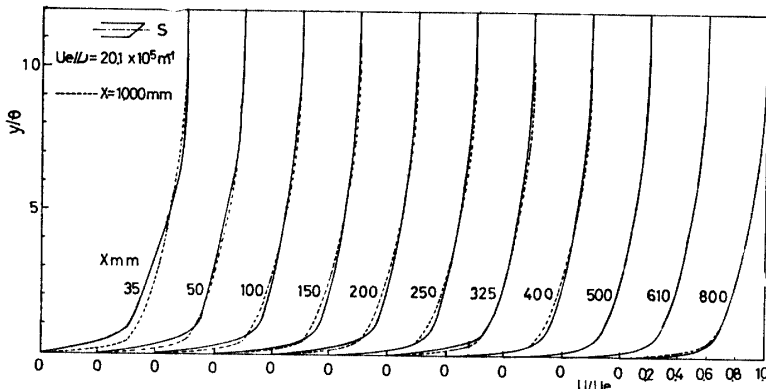
(C...semicircular, S...sharp edge, E...semielliptic)

境界層の速度分布となっている。この相似な分布に到達するまでに、各種の前縁形状の場合の乱流境界層がどのような発達過程をたどるか調べてみる。図5-a, b, c は代表として  $U_e/\nu=20.1 \times 10^5 \text{m}^{-1}$  の時の各場合の速度分布の発達の様子を、基準とした x=1000mm 位置の分布 (図中破線で示す) との比較から調べたものである。図5-a の半円形状の場合、x=35, 50mm 位置で大きく異なっている。x=35mm 位置では  $y/\theta=3$  付近に変曲点を持っており、また壁面近くの領域で大きく減速している。  $y/\theta=5 \sim 10$  の間ではやや増速の傾向がうかがえる。全体として再付着後の回復過程を示す分布である。x=50mm 以降の位置で、  $y/\theta < 1$  の領域で減速している速度分布が徐々に回復していき、x=400mm 位置ではほぼ相似な分布となっている。図5-b のくさび形状の場合、x=50mm 位置まで変曲点を持つ分布をしているが、むしろこの位置より下流領域に興味をもたれる。すなわち前縁剝離からの回復過程において、  $y/\theta < 0.5$  の壁面に非常に近い領域では十分発達した分布に比べ減速しているものが徐々に回復する様子を示しており、  $y/\theta=0.5 \sim 3$  の領域ではかえって増速の傾向を示すものが次第に十分発達した分布へと帰着する様相がうかがえる。このように前縁剝離により速度分布が変形させられると、その再発達過程はかなりの距離を必要とするのがわかる。また  $y/\theta=5 \sim 10$  の領域において、わずかではあるが減速の傾向を示している。結局、x=500mm 位置で十分発達した分布とほぼ相似な分布となっている。図5-c の半楕円形状の場合、他の条件の場合と比較して前縁剝離の領域が非常に大きく、x=50mm 位置の分布は変曲点をもった壁面近傍で大きく減速した形状をしている。また  $y/\theta=5$  より上の領域ではポテンシャル流領域の速度よりもやや加速された分布となっている。この位置から x=100mm 位置までの間で急速に速度分布が回復するが、さらに下流位置まで  $y/\theta=0.5 \sim 3$  の領域ではかえって増速の分布となっている。このように一度外乱により壁面近傍の速度分布が変形させられると、その回復過程においてオーバーシュートの傾向を示すようである。この前縁形状の場合が最も回復に距離を要し、x=800mm 位置になってやっと十分発達した分布に相似となっている。

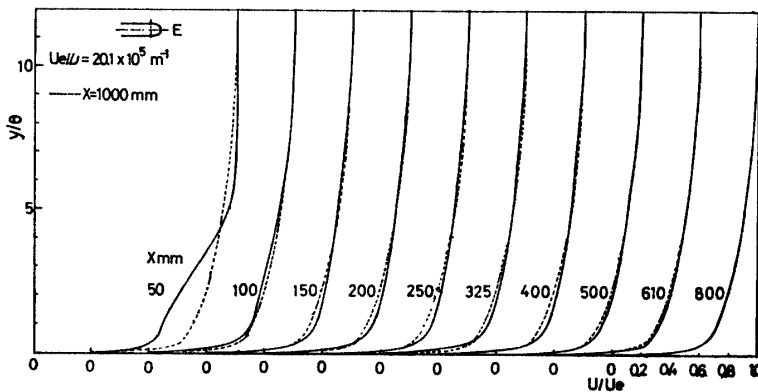
以上の結果をまとめると、一度前縁剝離というよう大きな外乱を受けると回復するまでに長い距離を必要とし、条件の良い場合でも 400mm 程度は発達するために距離を要する。



(a) semicircular



(b) sharp edge



(c) semielliptic

Fig. 5 Comparison of the streamwise velocity distribution with the reference velocity distribution

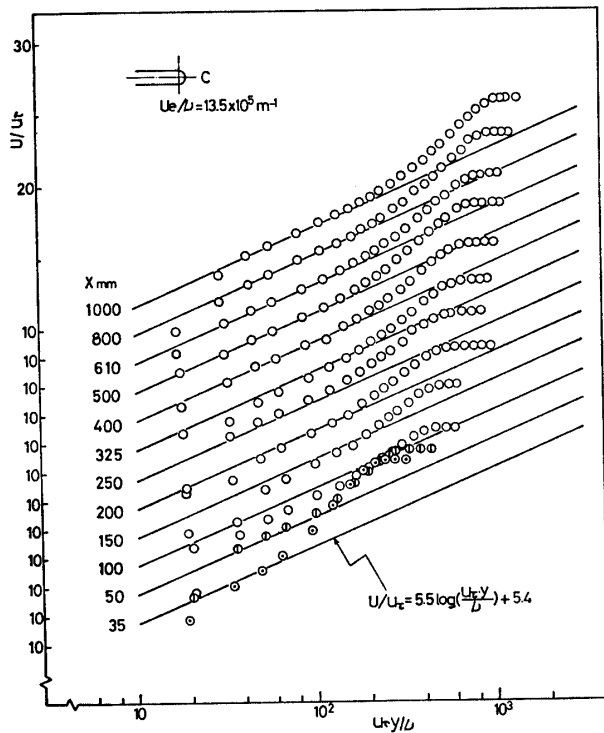
3・3 壁法則および速度欠損法則表示

急激な圧力勾配の変化がない場合、十分発達した乱流境界層の速度分布は壁法則および速度欠損法則に従うことが知られている。図6-a, b, cは、代表として  $U_e/\nu = 13.5 \times 10^5 \text{ m}^{-1}$  の場合の3種の前縁形状における壁法則表示による比較を示す。図中の実線は Sarnecki<sup>(2)</sup> 定数を用いて表わしたもので次式で示される。

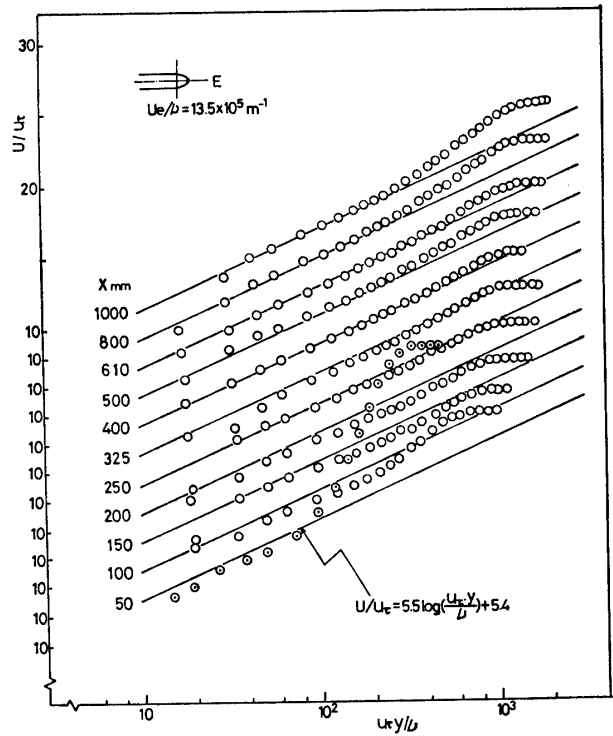
$$U/u_\tau = 5.5 \log(u_\tau \cdot y/\nu) + 5.4 \dots \text{①}$$

摩擦速度はプレストン管を用いて求め、また壁面近傍の測定値は McMillan<sup>(4)</sup> による修正を施した。図6-aの半円形状の場合、 $x = 35\text{mm}$  から  $200\text{mm}$  位置の分布は、①式で示される分布と著しく異なっていたり、直線領域の傾きが違っており、また後流領域の発達が十分ではない。したがって十分発達した乱流境界層には到達していない、それゆえ壁法則の成立を基礎としているプレストン管による摩擦応力の評価が好ましくないことを意味する。 $x = 250\text{mm}$  以降の分布はほぼ①式の直線に沿っており、また後流領域の発達程度も十分である。図6-bのくさび形状の場合、 $x = 35\text{mm}$  位置の分布はかなり特殊な形状をしており、多少逆圧力勾配のかかった形となっているが、もちろん流れ場は再付着後の回復過程にある。 $x = 50\text{mm}$  位置ではほぼ圧力勾配のない通常の形状をしているが、壁面近傍でやや減速した後流領域部分の発達が不十分である。この傾向は  $x = 325\text{mm}$  位置の分布まで続いており、他の前縁形状と比較して速度分布は大きく変形してはいないが壁法則表示により検討すると、十分発達した分布に到達するまで前縁から長い距離を必要とする。 $x = 400\text{mm}$  位置に至り分布が十分発達した形状となっている。図6-cの半楕円形状の場合、 $x = 50\text{mm}$  位置の分布は強い逆圧力勾配下における分布と似ている。この位置は再付着点後のすぐ下流に位置し、大きく減速された分布を表わしている。なお上流の  $x = 35\text{mm}$  位置は前縁剥離の逆流領域にあるため、摩擦速度  $u_\tau$  を決定できず図には示していない。

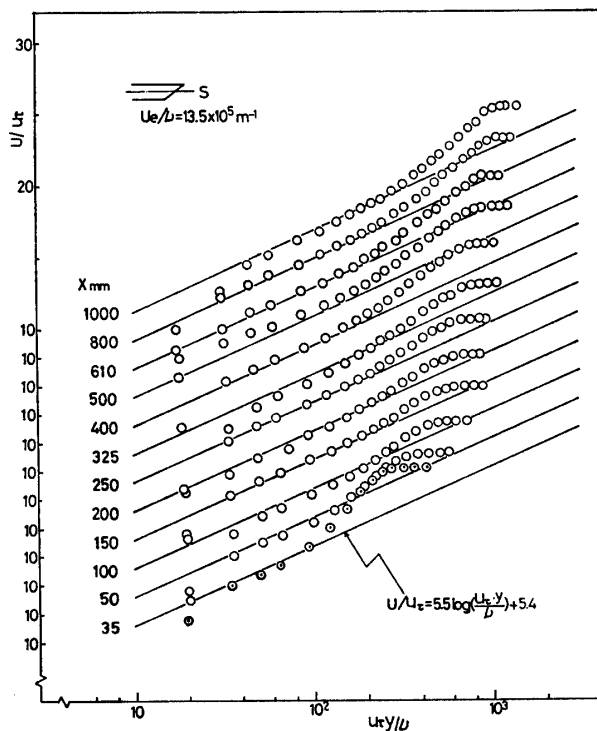
$x = 50\text{mm}$  位置の減速された速度分布は、 $50\text{mm}$  下流の位置ではかなり通常速度分布に回復しており、この間で急激な速度分布の変化が生じていることがわかる。ただこの位置における分布から通常の圧力勾配のない十分発達した乱流境界層の分布に移行する際に、非常にゆっくりとした回復過程をたどるため、各断面における測定値は①式で示される式に合う直線部分は存在するが後流領域部分の発達が不十分で、結



(a) semicircular



(c) semielliptic



(b) sharp edge

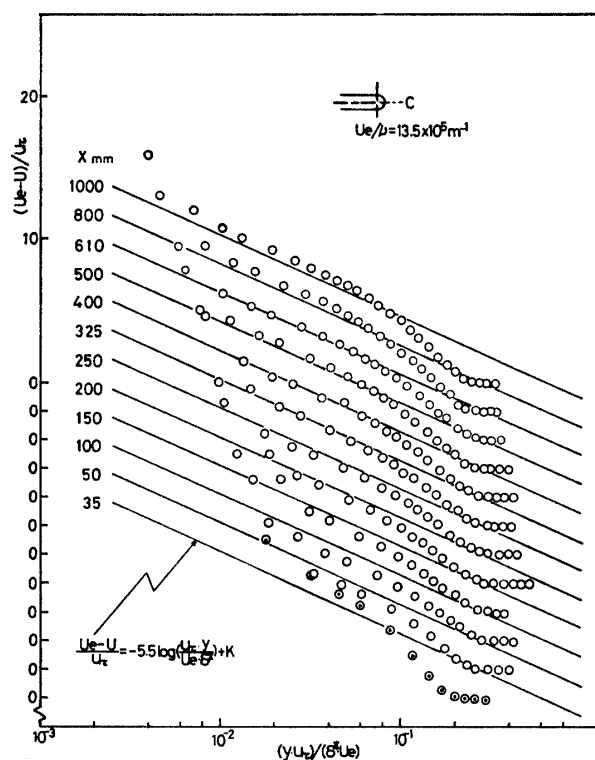
Fig.6 Law of the wall

局  $x=800\text{mm}$  位置に至り通常の十分発達した場合の速度分布に到達する。しかしながら、前述したようにトリッピングワイヤの設置場所を工夫することにより、もう少し短い距離で十分発達した乱流境界層の速度分布に移行することが可能であろう。なお、この前縁形状の場合も前縁に近い位置では壁法則の成立に疑問があり、必ずしも速度分布の妥当な比較を与えるものではないと思われる。本実験結果において、3種の前縁形状、5種のレイノルズ数および  $x=610 \sim 1000\text{mm}$  位置の測定値について検討した結果、①式における勾配および切片の値はそれぞれ  $A=5.6$ 、 $B=5.45$  であった。

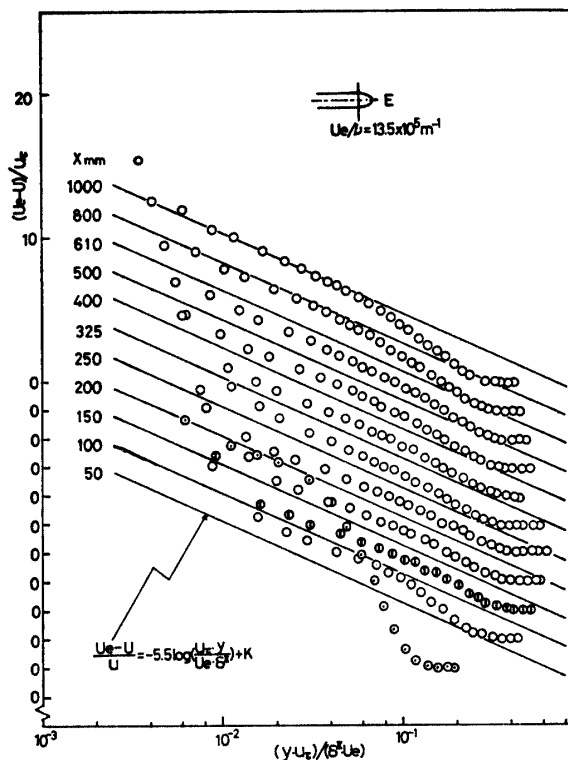
次に速度欠損法則表示により検討を加えてみる。図7-a, b, c は、代表として  $U_e/\nu=13.5 \times 10^5 \text{ m}^{-1}$  の場合の3種の前縁形状における速度欠損法則表示による比較を示す。表示法は Rotta<sup>(6)</sup> に従ったもので、図中の実線は次式で示されるものである。

$$(U_e - U)/u_\tau = -5.5 \log(u_\tau \cdot y / U_e \cdot \delta^*) + K \quad \text{.....(2)}$$

図7-a の半円形状の場合、 $x=400\text{mm}$  位置の分布はほぼ②式の直線に沿っており、この位置より下流で速度欠損法則が成立している。上流の断面の結果は②式の実線よりやや小さめの値を示し、またさらに上流

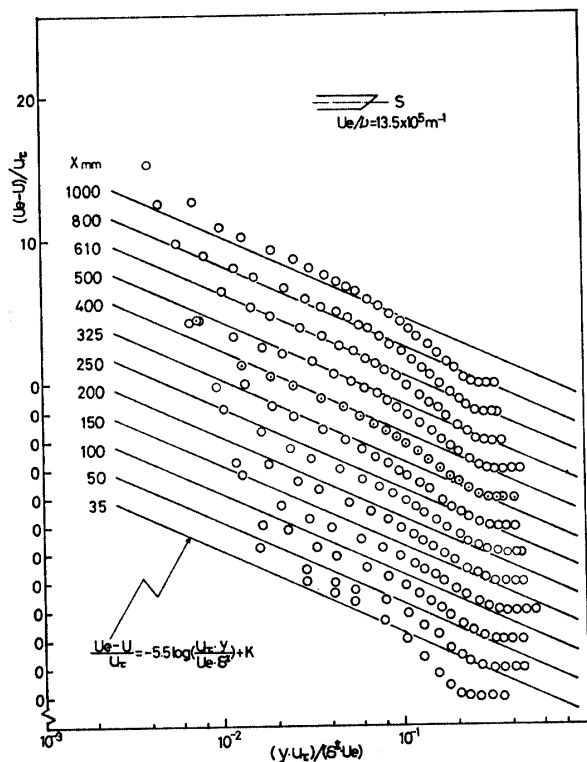


(a) semicircular



(c) semielliptic

Fig.7 Velocity defect law



(b) sharp edge

前述したように、プレストン管による  $u_r$  の決定の妥当性も考慮しなければならない。測定箇所の中、最下流位置での分布は直線よりやや上に分布しているが、これは②式中の付加項  $K$  の値のとり方により変化するものであり、また  $u_r$  の決定による誤差も含まれているものと思われる問題としなくてよい。図7-bのくさび形状の場合、半円形状の場合と同様に  $x=400\text{mm}$  位置で②式の直線にのっており、圧力勾配のない十分発達した乱流境界層の分布となっている。  $x=35\text{mm}$  位置の分布は再付着点後の回復過程にあるため、②式と同様な直線領域はなく交差する形状である。  $x=50\text{mm}$  位置でかなり通常の分布に発達するが、さらに  $x=325\text{mm}$  位置の分布まで②式の直線にのらず回復過程における増速領域に対応しているのがわかる。また下流の  $x=800, 1000\text{mm}$  位置に至ると、半円形状の場合と同様に②式の直線よりやや上にずれるが、前述の理由により問題にすべきずれとは考えられない。図7-cの半楕円形状の場合、  $x=800\text{mm}$  位置になってはじめて②式の直線にのっている。これはトリッピングワイヤの設定位置が適当でなく前縁剝離領域が非常に大きかったため、その回復過程にかなり長い距離を必要とすることを示している。したがって、プレストン管による  $u_r$  の決定の妥当性について、本

の断面の結果は直線の勾配が異なっていることから、再付着後の回復過程にみられる増速の傾向（順圧力勾配に対応）を顕著に示しているものと思われる。ただ

形状の場合のような流れ場では再考の余地があるように思われる。

3・4 境界層特性値

境界層の流れ方向への発達の様子を運動量厚さから比較してみよう。図8は代表として  $U_e/\nu=13.5 \times 10^5 \text{ m}^{-1}$  の場合における3種の前縁形状についての運動量厚さの発達の様子を示す。半円形状およびくさび形状の場合はほぼ同程度の発達を示しており、1/7乗則に従う発達過程となっている。一方、半楕円形状の場合、前縁剝離領域が非常に大きいため前縁付近での運動量厚さも非常に大きい。その後の発達の様子はほぼ1/7乗則に従うようである。このように速度分布から判断すると十分発達した流れ場に至っていないにもかかわらず、運動量厚さの発達は各前縁形状の場合により初期値は異なるものの、発達の様子は十分な乱流境界層の場合と同程度となっている。

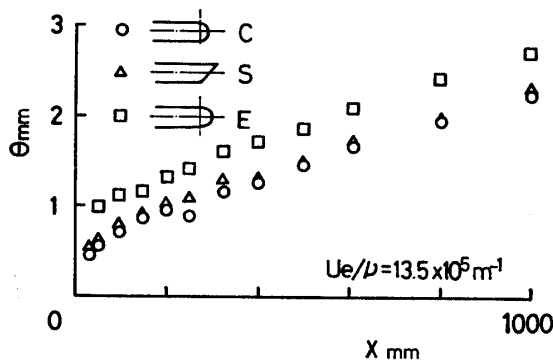


Fig. 8 Variation of momentum thickness in the streamwise direction (C...semicircular, S...sharp edge, E...semielliptic)

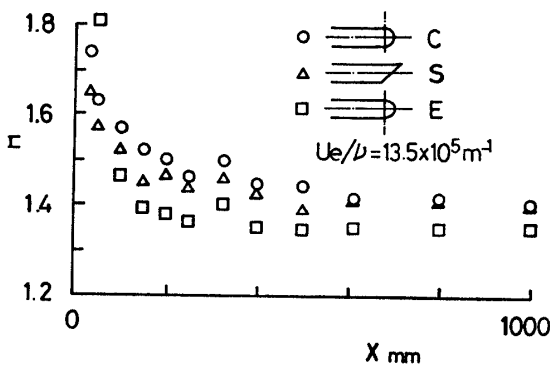


Fig.9 Variation of shape factor in the streamwise direction (C...semicircular, S...sharp edge, E...semielliptic)

次に形状係数  $H$  およびクラウザーの形状係数  $G$  の値により検討してみる。図9は代表として  $U_e/\nu=13.5 \times 10^5 \text{ m}^{-1}$  の場合における3種の前縁形状についての形状係数の変化を示す。十分発達した乱流境界層の場合、 $H$ の値は1.3~1.4程度の値をとることが知られている。半円形状の場合、 $x=610\text{mm}$ 位置で  $H=1.4$  となっているが、それより上流位置では  $H=1.7 \sim 1.45$  程度の値をとっている。これは上流で前縁剝離した時、 $H$ が1.8以上であったものが再付着後の回復過程で徐々に  $H=1.4$  程度に向かっているためである。 $x=325\text{mm}$ 位置で極大値をとる分布をしておりここで速度分布に変化が生じたことを示すものである。くさび形状の場合、 $x=500\text{mm}$ 位置で  $H=1.4$  程度となっており、それより上流位置における  $H$ の分布の傾向は半円形状の場合と同様である。半楕円形状の場合、 $x=200\text{mm}$ 位置ですでに  $H < 1.4$  となっているが、上流における前縁剝離が非常に大きかったため十分発達した乱流境界層に到達するのに長い距離を必要とし、速度分布から判断されるように十分発達した流れ場には到達していない。また上流付近における  $H$ の流れ方向への変化は、他の前縁形状の場合と比較し速度分布からも推測されるように急激であることがわかる。

浜<sup>(6)</sup>によれば、圧力勾配のない十分発達した乱流境界層において、

$$\left(H - \frac{4}{3}\right) \cdot R_\theta = 80 \quad \dots\dots\dots \textcircled{3}$$

のような関係が成立するといわれている。図10は代表として  $U_e/\nu=13.5 \times 10^5 \text{ m}^{-1}$  の場合における3種の前縁形状についての  $H \sim R_\theta$  の関係を示したものである。どの形状の場合とも  $R_\theta$  の小さい領域では③式より上にずれており、十分発達した乱流境界層には至っていない。しかしながら  $R_\theta > 2 \times 10^3$  の領域では③式より上にずれているものの、 $H$ が1.4程度の値と

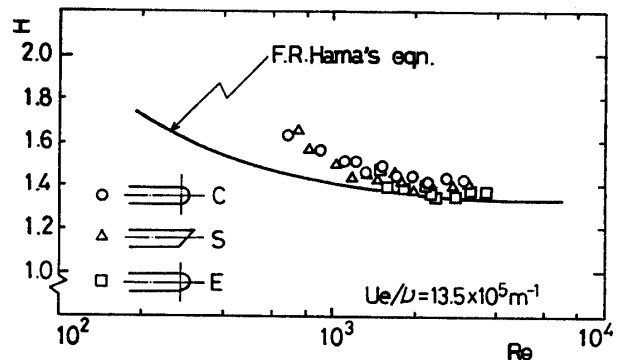


Fig.10 Dependence of shape factor on  $R_\theta$



なっており通常の圧力勾配のない乱流境界層に到達しているものと思われる。

次に Clauser<sup>(7)</sup>により提案された平衡境界層について調べてみよう。形状係数を Clauser に従い次式で表わす。

$$G = \frac{\int_0^1 \{(U_e - U)/u_\tau\}^2 \cdot d(y/\delta)}{\int_0^1 \{(U_e - U)/u_\tau\} \cdot d(y/\delta)}$$

$$= \{(H - 1)/H\} \cdot (2/C_f)^{1/2} \dots\dots ④$$

圧力勾配のない滑面上の十分発達した乱流境界層の場合、④式で示される G の値が 6.1 あるいは 6.8 になるといわれている。図 11 は代表として  $U_e/\nu = 13.5 \times 10^5 \text{ m}^{-1}$  の場合の 3 種の前縁形状についての G の値を示

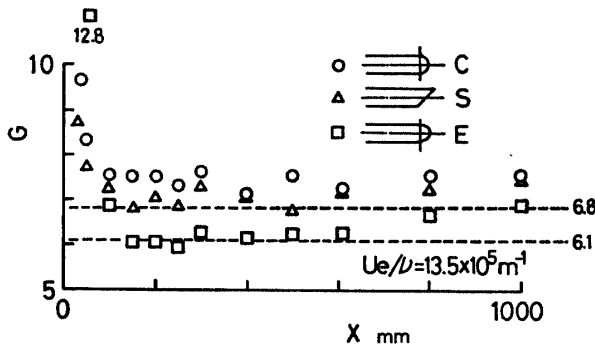


Fig.11 Variation of clausers' shape factor in the streamwise direction (C...semicircular, S...sharp edge, E...semielliptic)

す。半円形状およびくさび形状の場合、G の値が 6.8 よりやや上にずれているがほぼ全領域で一定値をとっており、平衡状態にあるといえる。半楕円形状の場合、G の値は 6.1 から 6.8 程度におさまっているが徐々に増加していく傾向にあり、平衡状態には到達していないとみることができよう。ここで求めた G の値は  $\phi 1$  のプレストン管により決定した  $u_\tau$  を用いており、絶対値そのものはそれほど問題にしなくてよい。というのはプレストン管の径を用いて求めた  $u_\tau \cdot d/\nu$  の値は、壁法則が成立する領域の値より小さいため、結果としては  $u_\tau$  を多少低めの値に評価したからである。

最後に局所摩擦係数  $C_f$  の値を  $R_\theta$  について調べてみよう。図 12 は代表として  $U_e/\nu = 13.5 \times 10^5 \text{ m}^{-1}$  の場合のみの結果を、3 種の前縁形状について示したものである。図中の実線は、著者ら<sup>(8)</sup>が浮動片摩擦応力直接測定装置により求めた実験式で

$$1/C_f = -405.3 (\log R_\theta)^2 + 251.0 \log R_\theta - 14.30 \dots\dots ⑤$$

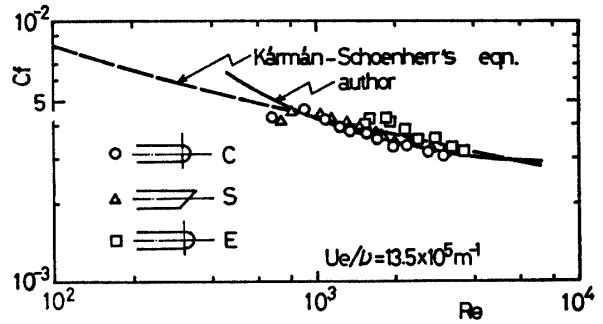


Fig.12 Local skin friction coefficient (C...semicircular, S...sharp edge, E...semielliptic)

により表わされるものである。また破線は Kármán-Schoenherr の式<sup>(9)</sup>で

$$1/C_f = 17.08 (\log R_\theta)^2 + 25.11 \log R_\theta + 6.012 \dots\dots ⑥$$

を表わす。半円形状およびくさび形状の場合、 $R_\theta$  のほぼ全領域で⑤式と同様の結果を与えているが、詳しくみるとやや低めの値を示している。これに対し半楕円形状の場合の結果は、⑤式と比較しかなり大きく⑥式に近い傾向を示す。ただこの場合は流れ場が再付着後の回復過程にあることから絶対的な比較はできない。このように半円形状およびくさび形状の場合については、流れ場が十分発達した二次元乱流境界層に到達していると解釈できる。

#### 4. 結 論

3 種の前縁形状をもつ平板について、流れ場が十分に発達した乱流境界層に到達するまでの距離に特に注目しその特性を測定した結果、次のようなことが明らかとなった。

- (1) 3 種の前縁条件の平板の場合、静圧分布の傾向はやや異なるが絶対値は大きな差異を示さない。
- (2) 十分下流位置における速度分布は、3 種の前縁形状の場合ともまったく相似となり、壁法則表示による係数は勾配  $A=5.6$ 、切片  $B=5.45$  を示す。
- (3) 迎え角  $0.3^\circ$  をもつ 3 種の前縁形状の場合の境界層はいずれも前縁剝離を示し、その下流の再付着後の回復過程はかなり長い距離を必要とする。その距離は半円形状の場合 400 mm 程度、くさび形状の場合 500 mm 程度、および半楕円形状の場合 800 mm 程度である。
- (4) 境界層の挙動を運動量厚さで調べてみると、前縁近傍の値は異なるが、その後の発達の様子はいずれの前縁形状の場合ともほぼ 1/7 乗則に従う。

## 文 献

- (1) 大坂, 山口大工研報告, 27, 2 (1977)
- (2) たとえば Thompson, B. G. J., Rep. & Mem., Aeron. Res. Council, No. 3463 (1965)
- (3) Schubauer, G. B., & Tchen, C. M., Turbulent Flow, Princeton Aeron. Paperbacks, No.9, (1961), Princeton Univ. Press.
- (4) McMillan, F. A., J. Roy. Aeronaut. Soc., 58, (1954)
- (5) Rotta, J. C., Progress in Aeronautical Sciences, Vol. 2 (1962), 135, Pergamon Press.
- (6) 浜, 東京帝大理工研報告, 1, 1 (1947) および東京帝大理工研報告 1, 3-4, (1947)
- (7) Clauser, F. H., J. Aeron. Sci., 21 (1954)
- (8) 古屋ほか3名, 機論, 40, 339 (昭49-11)
- (9) たとえば Hopkins, E. J., & Inouye, M., AIAA J, 9, 6 (1971)

(昭和52年10月12日受理)