

ゲルトラー渦と境界層の干渉に関する研究

大坂英雄*・山田英巳*・桑田明彦**

Effects of the Görtler vortices on turbulent boundary layer

Hideo OSAKA, Hidemi YAMADA and Akihiko KUWATA

Abstract

The interaction between the Görtler vortices originated from an instability of turbulent boundary layer which developed on the contraction wall and the turbulent boundary layer on a measuring flat plate was examined experimentally.

For the nominally two-dimensional turbulent boundary layer developing on a plate with three types of leading edge shape, the spatial variations of boundary layer characteristics and the streamwise variation of the spanwise mean values of the time-mean velocity and the fluctuating velocity were measured. The procedure of obliteration of spanwise variations due to the Görtler vortices were also attempt.

From these results, it was revealed that the boundary layer exhibited a variation of characteristics in the spanwise direction, and its spatial fluctuating intensity was about $10^{-2} \times U_c$. In addition, equilibrium boundary layer was not still realized within the present experimental range, and the spanwise variations of boundary layer characteristics due to the Görtler vortices were able to eliminate by use of the vortex generator.

1. まえがき

凹面に沿う境界層は、遠心力による不安定により第2の層流状態ともいべきゲルトラー渦(縦渦)を伴う流れ場を呈する。この問題は、二重円筒間の流れ場で見出されたテイラー渦と同じ性質のもので、かなり研究されてきている。風洞実験を行なう際、風洞絞り部には凹面が存在しており、ゲルトラー渦の発生は逃避できない問題であるが、従来よりこれについて詳しく報告した例は見当たらないようである。このゲルトラー渦の発生に関する安定論は、Tani¹⁾によるものが最初である。この研究以来、ゲルトラー渦の挙動とか安定に関する研究が一段と進んだとみてよい。境界層の研究を行なう際には、ゲルトラー渦の影響を十分考慮して実験を行なわなければ信頼のおける結果は得られない。そのため、たいていの場合、実験を行なう際にはゲルトラー渦が測定部内に流入しないように、絞り部で発達する境界層を逃がしていた。しかしながら、実験装置の構造等の理由で、絞り部で発達する境界層

を除去できない場合には、ゲルトラー渦が測定部内に導入される。その場合、ゲルトラー渦による境界層の横方向変動のために、二次元境界層が得られず、二次元境界層の実験は不可能となる。一方、過去になされた実験にはこうした影響を含んでいるものも少なくないと思われる。したがって、ゲルトラー渦と境界層との干渉により境界層がどのように変化するかを、あらかじめ知っておくことが重要となってくる。

本研究は以上のような背景をふまえて、ゲルトラー渦の発生条件を満足している風洞を用いて、積極的にゲルトラー渦を導入し、それが境界層と干渉する場合の実験を行なった。まず絞り部におけるゲルトラー渦の大きさ、スケールを速度分布、壁面摩擦応力分布の測定から確認した後、平板境界層中に導入した。本実験では、まず前縁形状の差異により干渉の程度が異なるかどうか、あるいはゲルトラー渦の影響が大きく現われるものはどの形状の場合かということに着目した。そして、前縁形状の差異により、乱流境界層の発達段階がどのように異なるかについても調べた。前縁形状は、最もよく用いられているシャープエッジ形状、半円形状、矩形形状の3種類を用いた。次に、ゲルトラー渦と境界層との干渉は境界層特性の横方向分布にど

* 山口大学工学部機械工学教室

** 山口大学大学院

のように寄与するかを速度分布, および壁面摩擦応力分布の横方向測定により調べた. また, 干渉による影響があった場合, 正しい二次元境界層と比較しどの程度異なるか, あるいは各特性量の横方向平均値はどういう性質をもつかを調べた. さらに, ゲルトラー渦が発生した場合, 渦消去装置によりそれを打ち消すことを試みた.

記号

- X: 測定平板前縁からの流れ方向距離
- Y: 測定平板からの垂直方向距離
- Z: X, Yに垂直方向の距離
- \bar{Y}, \bar{Z} : Y, Z軸を風洞絞り部断面中心に移した時の座標
- R: 風洞絞り部出口半径(内径)
- r: 風洞絞り部出口壁面からの垂直方向距離
- U: 境界層内速度
- U_e : 主流速度
- τ_0 : 壁面摩擦応力
- δ : 境界層厚さ
- δ^* : 排除厚さ ($\int_0^\delta (1 - U/U_e) dY$)
- θ : 運動量厚さ ($\int_0^\delta U/U_e (1 - U/U_e) dY$)
- H: 形状係数 (δ^*/θ)
- C_f : 局所摩擦抵抗係数 ($\tau_0 / \frac{1}{2} \rho U_e^2$)
- G: Clauserの形状係数 ($(H-1)/(H\sqrt{C_f}/2)$)
- ~: 横方向平均演算を表わす. あるいはその値を用いて得られた結果

2. 実験装置, 条件, および方法

2.1 実験装置

本実験で用いた風洞は Fig. 1 に示すように中心軸に沿った距離 13.75m の回流型風洞(ゲッチンゲン型)である. 風洞絞り部形状を Fig. 2 に示しているが, その凹部の曲率半径 ρ は 280mm である. 測定部は大気開放型で, 最大測定長 1900mm を有し, 入口断面 330mm × 330mm の正方形形状である. 設置位置は, 風洞絞り部出口から測定平板前縁が 55mm 下流となる位置である. なお, 測定平板, 側壁, および上壁は内部観察が容易にできるようにアクリル樹脂板で製作されている.

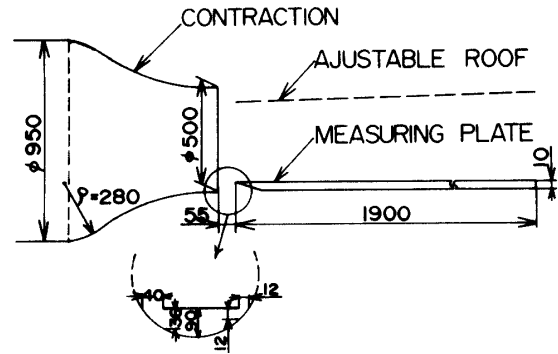
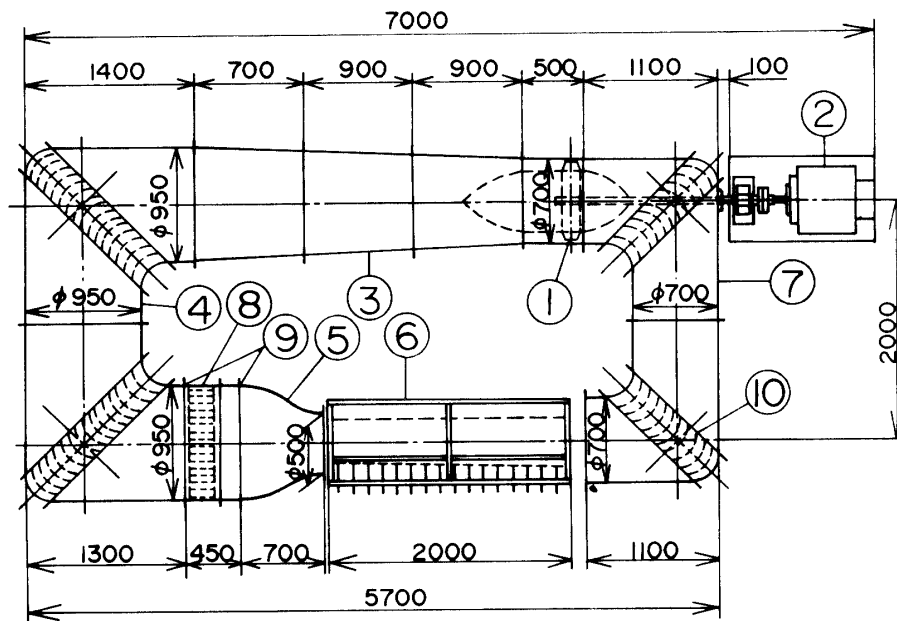


Fig. 2 Experimental apparatus



- 1. Fan
- 4. Settling Chamber
- 7. Return Circuit
- 2. Motor
- 5. Contraction
- 8. Honey Comb
- 3. Diffuser
- 6. Measuring Section
- 9. Screen
- 10. Guide Vane

Fig. 1 Boundary layer wind tunnel

2.2 実験条件およびゲルトラー渦の発生について

本風胴絞り部出口の断面内主流特性は、速度分布について述べると、中心がやや低い(3.5%の変動)凹型分布を示している。また乱れ強さは0.3%であった。なお、上記の値はいずれも単位レイノルズ数 $U_e/\nu = 14 \times 10^5 \text{m}^{-1}$ の場合である。

主流方向に壁面が凹面をなしている場合、凹面によって生ずる遠心力の作用で壁付近の流れが不安定になるために、主流方向に軸をもつゲルトラー渦を生ずることが知られている。ゲルトラー渦を発生する条件は、ゲルトラー²⁾によれば

$$U_e \cdot \theta / \nu \cdot \sqrt{\theta / \rho} > 0.25 \sim 0.75 \quad \dots\dots\dots \textcircled{1}$$

である。本風胴が発生条件を満足していることを確認するため、Fig. 3-1 に示す絞り部出口における境界層内速度分布測定値で代用して計算してみよう。境界層厚さ δ および運動量厚さ θ の任意の5箇所における平均値は、それぞれ7.2mm, 0.38mmであった。①式に $U_e/\nu = 14 \times 10^5 \text{m}^{-1}$ 、絞り部凹部の曲率半径 $\rho = 280$

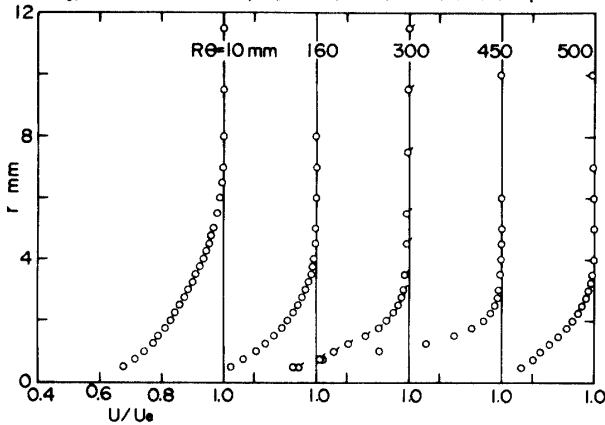


Fig. 3-1 Boundary layer velocity distribution at the exit of the contraction

mm および $\theta = 0.38 \text{mm}$ を代入すると、

$$U_e \cdot \theta / \nu \cdot \sqrt{\theta / \rho} = 20.53 > 0.25 \sim 0.75$$

となり、ゲルトラー渦の発生条件を十分満足している。また、白い歯みがき粉水溶液を絞り部内壁面に塗布することによりゲルトラー渦の可視化を行なった結果、縦渦の痕跡が見られた。さらに Fig. 3-2 に示す絞り部出口内壁周上におけるプレストン管による壁面摩擦応力分布の測定結果を見ると、波長11~15cmの大きな波長の変動の中に波長2~6cmの小さな変動が存在している。発生するゲルトラー渦の間隔は高々境界層厚さのオーダーと言われており、 τ_0 の小さい波長の変動がこれに対応していることから、風胴絞り部出口における τ_0 の擬周期的な変動はゲルトラー渦による影響と考えてよい。また、Fig. 7 に示すシャープエッジ形

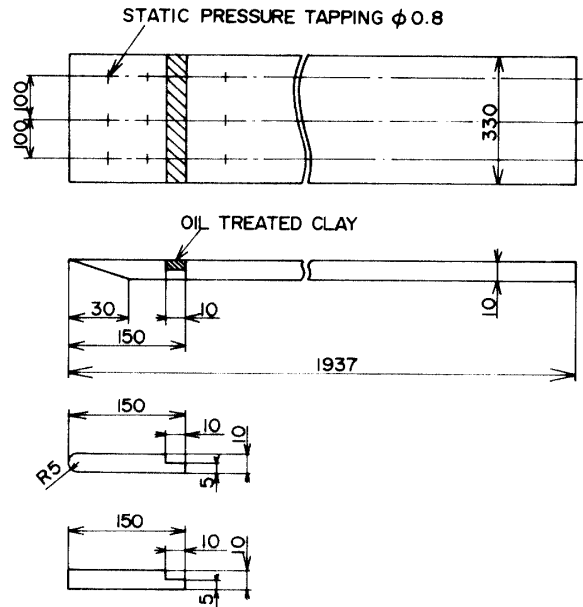


Fig. 4 Measuring plate and its leading edge shapes

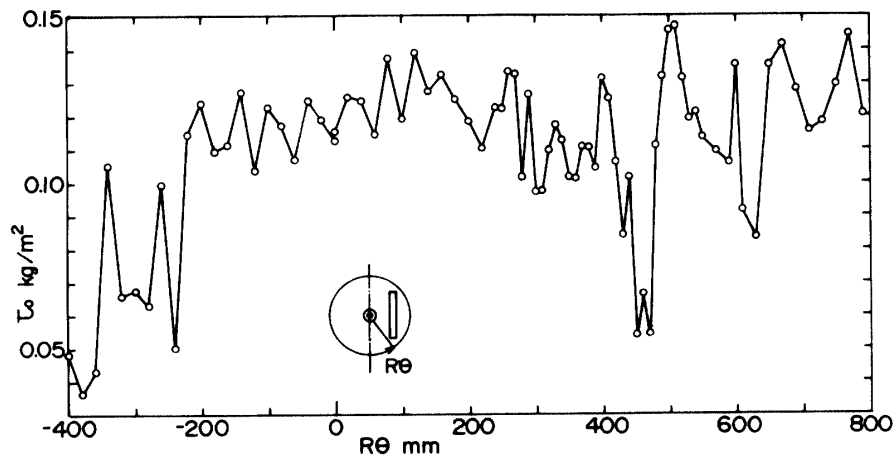


Fig. 3-2 Wall shear stress distribution at the exit of the contraction

状平板の横方向壁面摩擦応力分布を代表にとって波長を調べてみると、小さな波長は約2cm、大きな波長は約7~8cmであった。したがって、絞り部出口より変動をもった流れが測定部内に入った場合、小さな波長の変動のスケールはそのままの形で入り、大きな波長の変動のスケールは相互干渉等により半分程度に縮小されて入っているようである。

測定は、測定平板前縁部形状が Fig.4 に示すように、シャープエッジ形状、半円形状、矩形形状の3種についてそれぞれ行なった。

2.3 実験方法

本実験は、すべて圧力勾配のない流れ場において単位レイノルズ数、 $U_e/\nu=14 \times 10^5 \text{m}^{-1}$ ($U_e=20\text{m/s}$) で行なった。まず絞り部出口内壁の壁面摩擦応力分布は、 $R \cdot \theta = -400 \sim +240\text{mm}$ および $550 \sim 790\text{mm}$ の範囲は20mm 間隔で、 $R \cdot \theta = 240 \sim 550\text{mm}$ の範囲は10mm 間隔でプレストン管を用いて測定した。なお静圧は静圧管により、プレストン管位置の10mm 隔った円周位置において測定した。また、その領域の境界層内速度分布は代表的な5箇所をピトー管で測定した。次に平板上の静圧分布は、 $Z = -105, -5, +95\text{mm}$ の3断面で、 $X = 49 \sim 1700\text{mm}$ の11箇所の位置における平板上に設けられた静圧孔より測定した。横方向速度分布、壁面摩擦応力分布については、平板上の静圧分布が $\pm 0.5\%$ 以内の変動におさまった状態で、 $Z = -110 \sim +110\text{mm}$ の範囲にわたり、 $X = 503.5\text{mm}, 1303\text{mm}$ の2箇所についてそれぞれピトー管、プレストン管を横方向にトラバースして測定した。 Y 方向の速度分布については、 $Z = 0\text{mm}$ 断面で、シャープエッジ形状平板の場合には $X = 51 \sim 1703\text{mm}$ の11箇所について、半円形状および矩形形状平板の場合には $X = 100 \sim 1703\text{mm}$ の6箇所について測定した。ゲルトラー渦の可視化実験では、絞り部内壁の下面に白い歯みがき粉を水に溶かした適当な水溶液を塗布し、15分~20分間風胴を稼動した後写真撮影を行なった。

3. 結果および考察

3.1 シャープエッジ形状平板の場合

流れ方向壁面静圧分布を Fig.5 に示す。平板前縁近傍で前縁剥離により多少静圧勾配があるが、ほとんどすべての断面で $\pm 0.5\%$ 以内の変化ではほぼ一様であり、圧力勾配のない流れ場が得られている。次にその状態で二次元性について調べてみた。Fig. 6-(a), (b) は

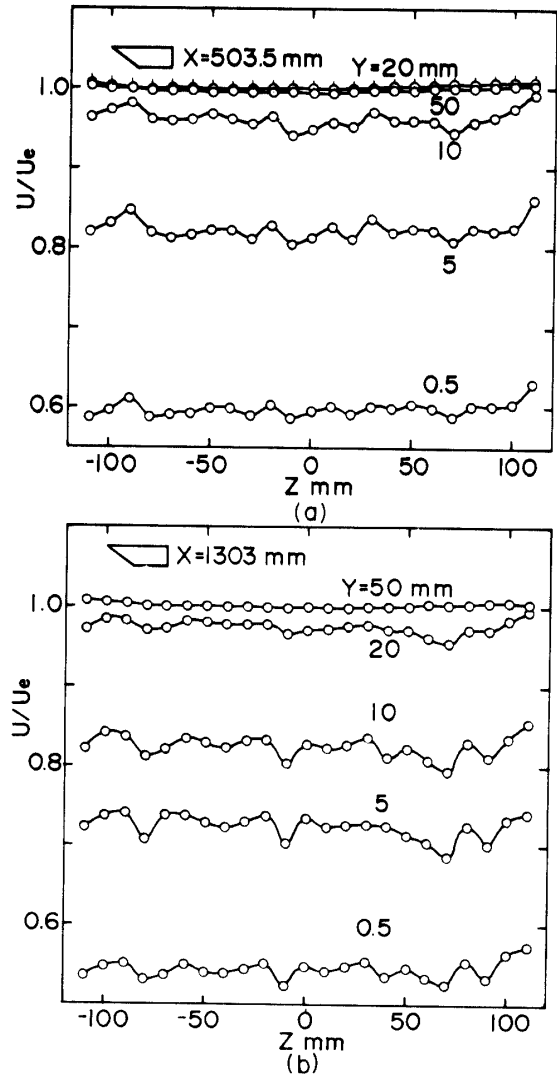


Fig. 6 Spanwise velocity distribution in boundary layer (sharp edge shape)

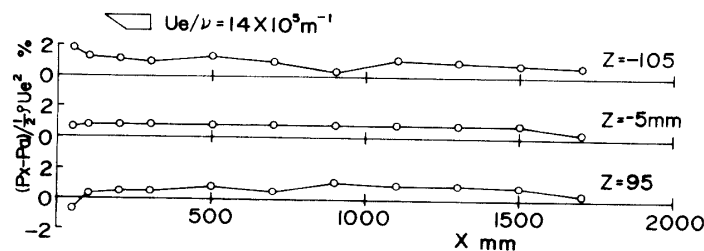


Fig. 5 Pressure distribution (sharp edge type)

$X=503.5\text{mm}$, 1303mm 断面における横方向速度分布である。 X の2断面のいずれもそれぞれ $Y/\delta=0.037$, 0.021 ($Y=0.5\text{mm}$) を除いて Y/δ が大きいほど横方向変動が小さく、境界層の外端および外側では変動は非常に小さい(最大変動値1%以下)。また、上流側の横方向変動の形状がそのまま下流側に維持されており、しかも下流側の方が変動が大きい。次に $X=503.5\text{mm}$, 1303mm 断面における横方向壁面摩擦応力分布を Fig. 7 に示す。横方向変動の形は横方向速度分布に対応して全く同一である。また、流れ方向に変動の形が維持されており、 τ_0 についても下流側の変動が大きくなっている。

境界層が平衡境界層であるかどうかの目安として形状係数 H と Clauser³⁾ の形状係数 G から推定すること

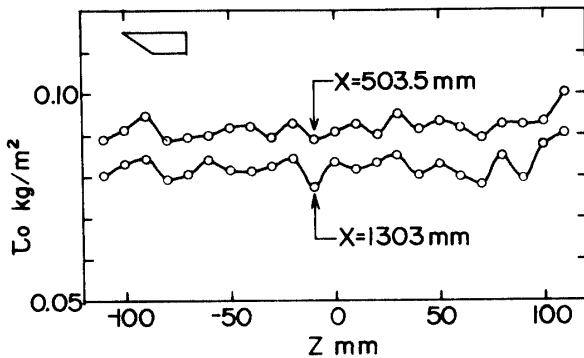


Fig. 7 Spanwise distribution of wall shear stress (sharp edge shape)

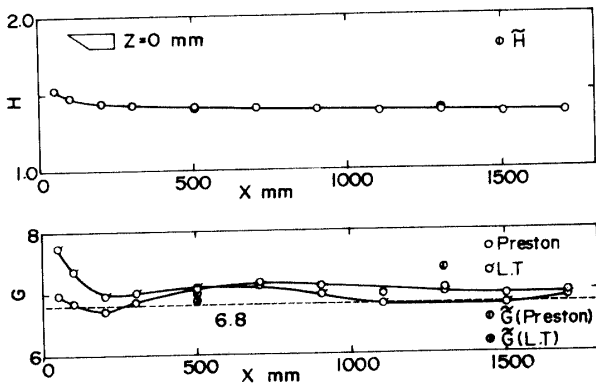


Fig. 8 Shape factor (sharp edge type)

がある。Fig. 8は $Z=0$ 断面の H と G の流れ方向への変化を表わす。なお一部横方向平均値を描いてある。十分発達した乱流境界層においては H は $1.3\sim 1.4$ の値を示すことが知られているが、 $X=703.5\text{mm}$ から下流で 1.4 以下の値となっている。また、境界層内の無次元化速度分布を調べたところ、 $X=703.5\text{mm}$ 以降の領域で相似性が成り立っていた。従来、圧力勾配のない平衡境界層の場合、 $G=6.1$ あるいは 6.8 と言わ

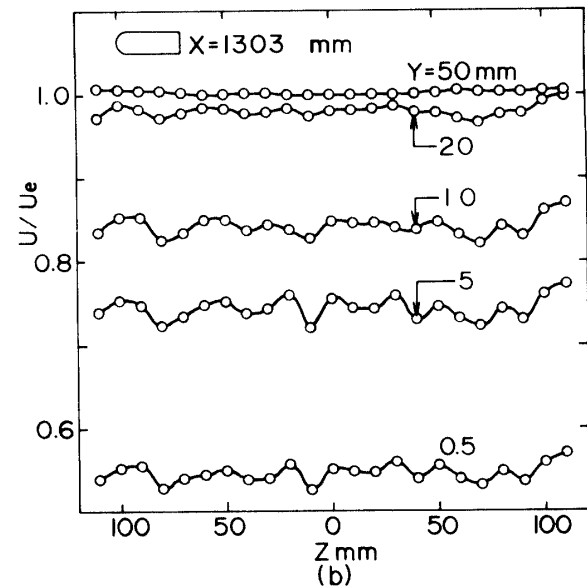
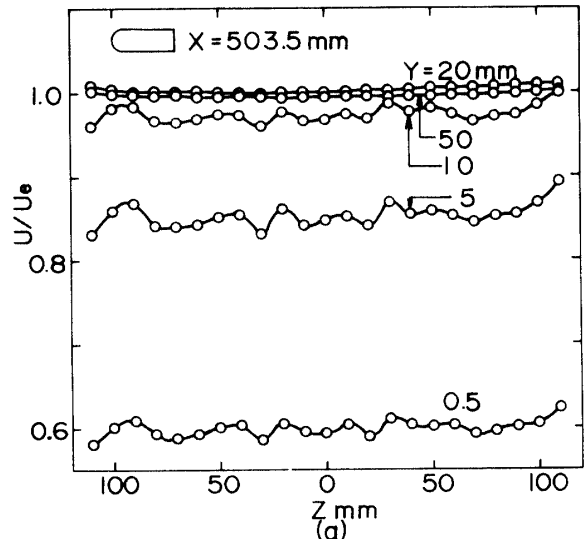


Fig. 10 Spanwise velocity distribution in boundary layer (semicircular type)

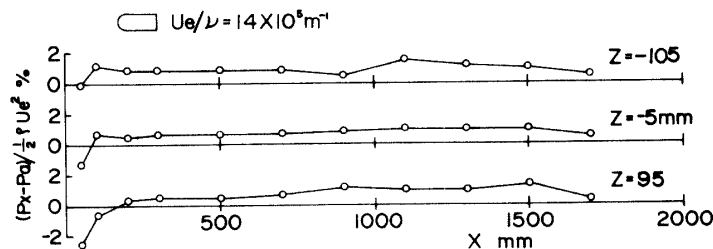


Fig. 9 Pressure distribution (semicircular type)

れている。本形状の場合は、 u_r をプレストン管法およびLudwig-Tillmann⁴⁾法により決定した両者とも6.8よりもいくぶん高い値を示し、かつ変化をしており平衡境界層に到達していないものと考えられる。

3.2 半円形状平板の場合

流れ方向壁面静圧分布を Fig. 9 に示す。平板前縁近傍で剥離 (Separation bubble を形成) を生じ、負圧を示している。X=200.5mm 以降では、ほとんどすべての断面で±0.5%以内の静圧変化でほぼ一様であり、この領域で圧力勾配のない流れ場が得られている。次にその状態で二次元性について調べてみた。Fig. 10-(a), (b), 11に X=503.5mm, 1303mm 断面における横方向速度分布および横方向壁面摩擦応力分布を示す。シャープエッジ形状平板の場合と同様横方向変動が生じ、そして下流に維持されている。また、分布形状がほぼ等しいことが分る。このことから本実験で見られた横方向変動は遷移によるものではないことが推測される。もし遷移ならば時間的、空間的にランダムに発生するからである。変動の大きさはXの2断面のい

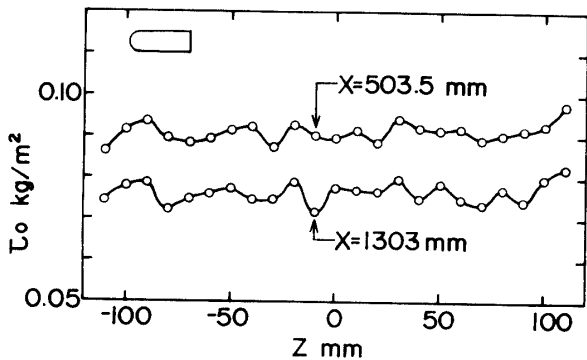


Fig. 11 Spanwise distribution of wall shear stress (semicircular type)

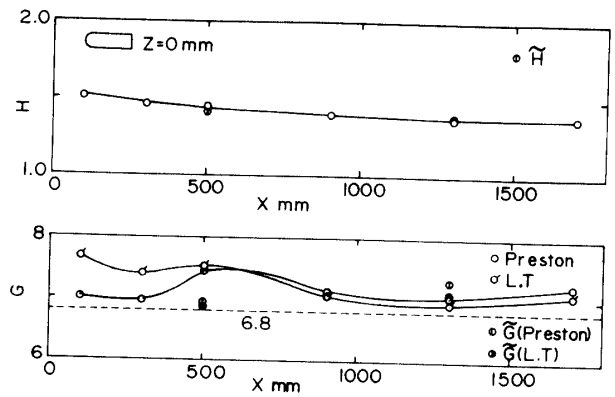


Fig. 12 Shape factor (semicircular type)

れの場合もシャープエッジ形状平板の場合よりいくぶん小さくなっている。Fig. 12 に Z=0 断面の場合と横方向平均値を用いた場合の形状係数 H と Clauser の形状係数 G の流れ方向への変化を示す。H については前縁付近で H=1.50 の値から最下流断面で 1.38 の値へと漸近的に減少している。一方境界層内の無次元化速度分布を流れ方向について調べたところ、X=904mm 断面以降の領域で相似性が成り立っていた。G の値は 6.8 よりも高い値を示し、さらにその値に漸近している様子を示しておらず圧力勾配のない平衡境界層には到達していないと考えられる。

3.3 矩形形状平板の場合

流れ方向壁面静圧分布を Fig. 13 に示す。平板前縁近傍で大きな剥離 (Separation bubble を形成) を生じており、そこにおける静圧は負圧を示している。X=200.5mm 以降のほとんどすべての断面で±1%以内で静圧変化はほぼ一様であり、この領域で圧力勾配のない流れ場が得られている。次にその状態で二次元性に

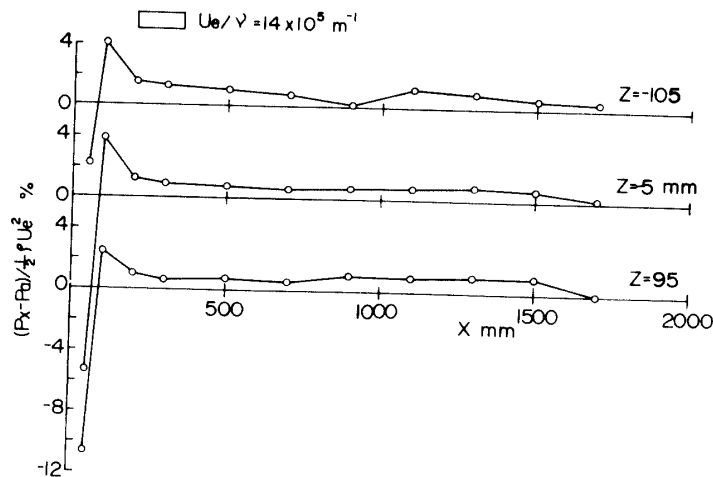


Fig. 13 Pressure distribution (rectangular type)

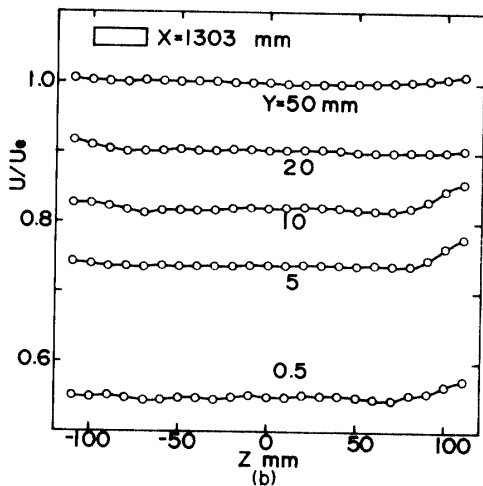
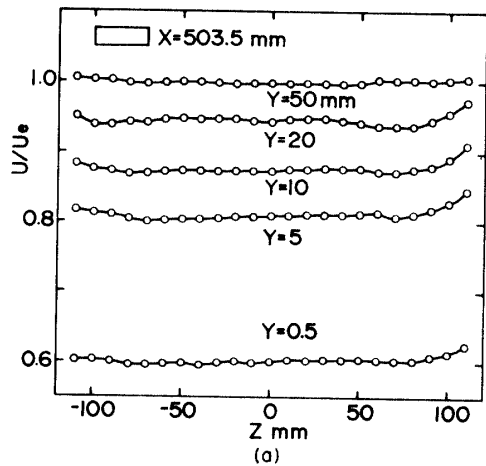


Fig. 14 Spanwise velocity distribution in boundary layer (rectangular type)

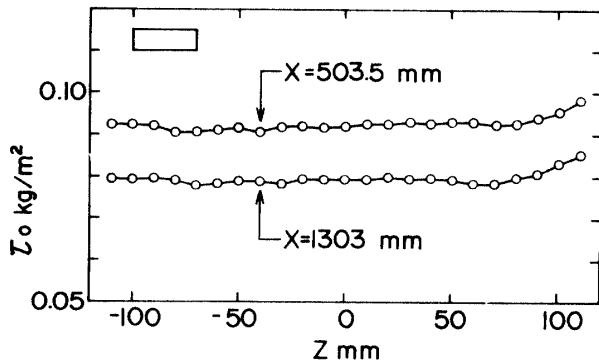


Fig. 15 Spanwise distribution of wall shear stress (rectangular type)

ついて調べてみた。Fig. 14-(a), (b), 15に $X=503.5$ mm, 1303mm 断面における横方向速度分布および横方向壁面摩擦応力分布を示す。両図から境界層内の全ての領域において横方向変動が著しく小さくなっており、ゲルトラー渦による横方向変動が除去されていることが分る。なお、 $Z=\pm 100$ mm 付近で U/U_e の値が増大しているが、これは主流特性および側壁の影響に

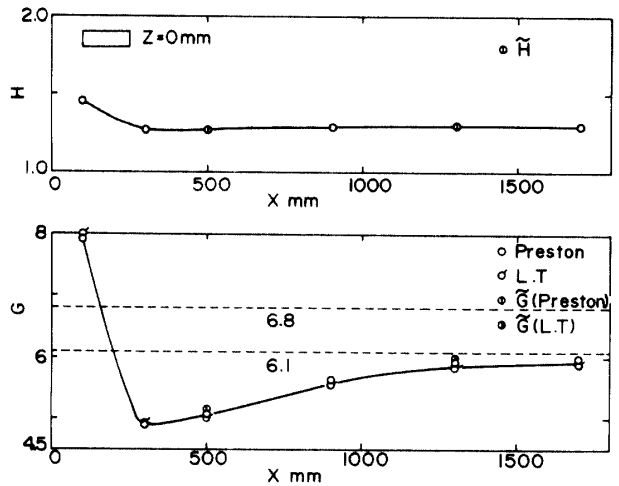


Fig. 16 Shape factor (rectangular type)

よる二次流れの生成に基づく変動と思われる。Fig. 16に $Z=0$ 断面の場合と横方向平均値を用いた場合の H および G の流れ方向への変化を示す。 H については、前縁付近で $H=1.45$ とやや大きい $X=303$ mm以降の領域で $H=1.3$ 前後の値となっている。一方、境界層内の無次元化速度分布は、 $X=1703$ mmまでの距離の範囲内で相似性は成り立っていなかった。 G については、順圧の傾向がはっきりと現われており、前縁付近を除き G の値が6.1以下であり、下流に行くにつれて $G=6.1$ に漸近していくようである。以上の結果より、 $X=1703$ mmではまだ乱流境界層への発達段階であると考えられ、したがって、平衡境界層に達するにはまだかなりの距離を要するものと思われる。

3.4 渦消去装置によるゲルトラー渦の消去

矩形形状平板の場合、ゲルトラー渦が前縁剥離により消去されていることに着目し、どの程度の大きさの

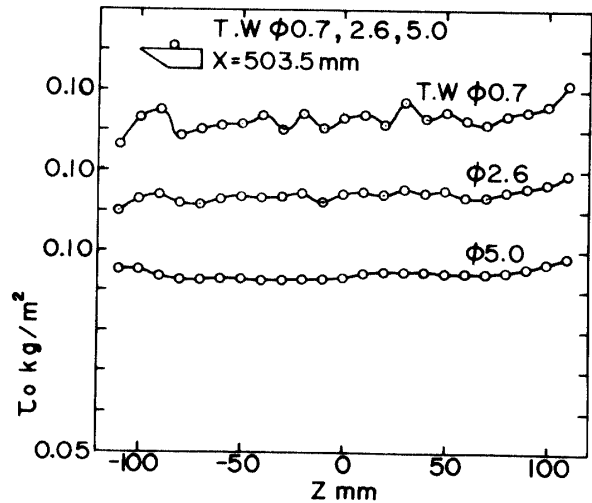


Fig. 17 Effect of a tripwire diameter on the spanwise wall shear stress distribution

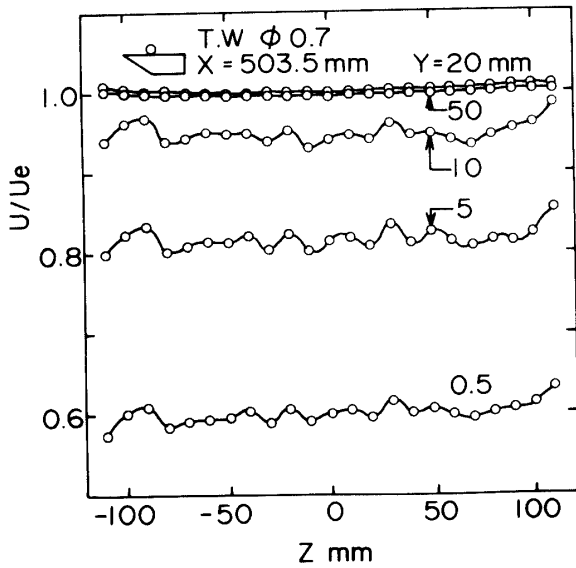


Fig. 18 Spanwise velocity distribution in boundary layer (trip wire dia. = 0.7 mm)

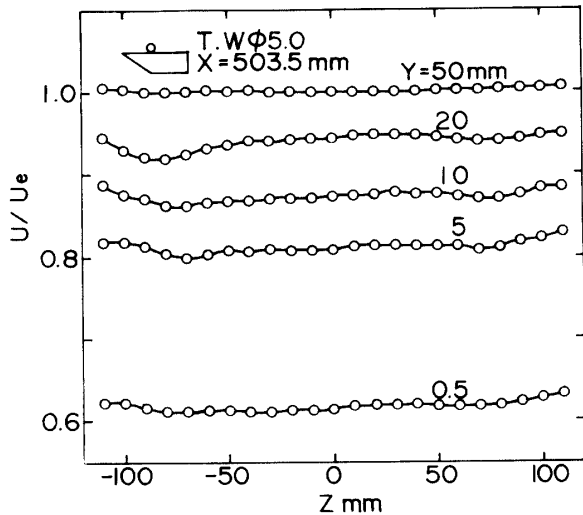


Fig. 19 Spanwise velocity distribution in boundary layer (trip wire dia. = 5.0 mm)

円柱により剥離を生じさせれば同様な効果が期待できるかということについて調べてみた。シャープエッジ形状平板の先端から30mmの位置に、それぞれ直径0.7, 2.6, 5.0mmの円柱を取り付けた場合の $X=503.5$ mm位置における横方向壁面摩擦応力分布をFig. 17に示す。円柱の径が大きくなるにつれて分布の横方向変動が減少しており $\phi 5.0$ の場合は消去されているとみなしてよい。一方、 τ_0 の横方向平均値は円柱径の増加につれてわずかながら増大している。Fig. 18, 19は $X=503.5$ mm断面における $\phi 0.7$ および $\phi 5.0$ の円柱を取り付けた場合の境界層内横方向速度分布を示す。 $\phi 0.7$ の円柱の場合には境界層内の全領域で分布の横方向変動がほとんど消去されていないが、 $\phi 5.0$ の円柱の場合には、

境界層内の全領域にわたって分布の横方向変動が消去されている。なお、直径5mmの円柱をシャープエッジ形状平板の前方、 $X=-30$ mm, $Y=2.5$ mmの位置にZ方向に設置した場合にも同様に横方向変動が消去された。

3.5 横方向変動について

本実験では境界層がゲルラトール渦による影響を受けて横方向に変動しているが、横方向平均値は二次元値とほぼ一致をすることが大坂ら⁵⁾により示されているため、以下の考察は全て横方向平均値を基準として取り扱うことにする。3.1~3.3節で示した横方向速度分布および横方向壁面摩擦応力分布の横方向平均値 $\overline{U}/U_e, \overline{\tau_0}$ を用いて、Sarnecki⁶⁾の定数を用いた壁法則表示したものをFig. 20に示す。なお、図中の破線は推定曲線である。シャープエッジ形状平板および半円形状平板の場合、 $X=1303$ mm断面では、直線部分が実線からややずれているものの直線領域が長く、また外側のふくらみも十分であることから、十分発達した乱流境界層となっているといえよう。なお、 $X=503.5$ mm断面では直線部分が短かく、ふくらみもやや小さいことから遷移域と考えられる。矩形形状平板の場合、 $X=1303$ mm断面では、直線部分はよく実線に沿っているが後流域のふくらみが小さく依然として前縁剥離からの弛緩流れの領域と思われる、まだ十分発達した乱流境界層に到達しているとはいえない。

各前縁形状について、横方向速度分布から U/U_e および θ の横方向平均値 $\overline{U}/U_e, \overline{\theta}$ を求め、 (Y/θ) および \overline{U}/U_e による無次元化速度分布と十分発達した乱流

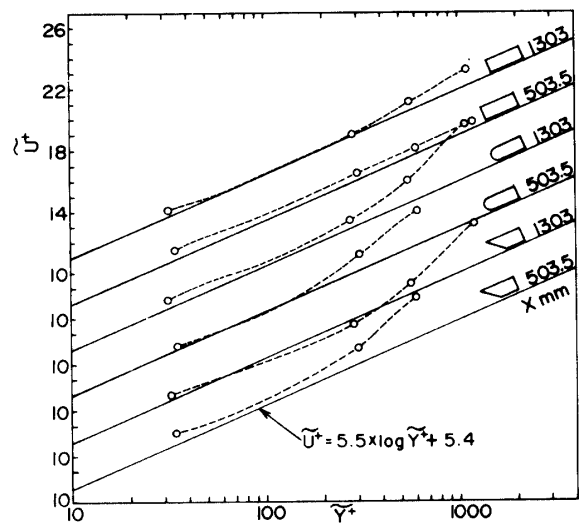


Fig. 20 Comparison due to the Wall law among the cases with leading edge of three types

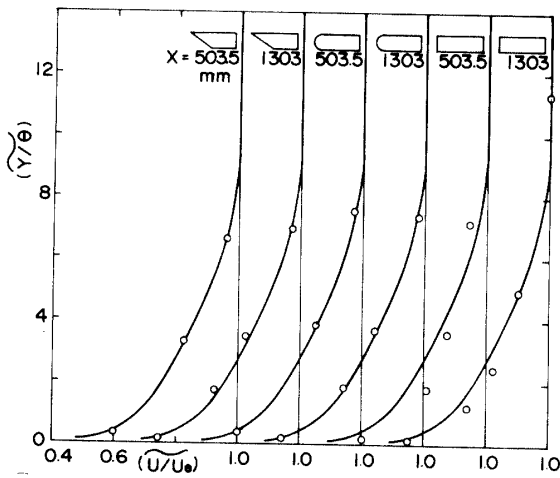


Fig. 21 Comparison the reference distribution with the measuring value

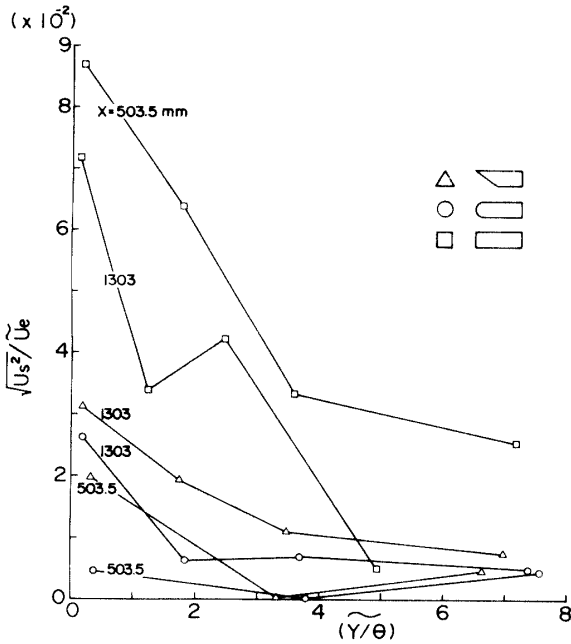


Fig. 22 Spatial fluctuating intensity distribution

域の信頼のおける二次元値とを比較したものを Fig. 21 に示す。矩形形状平板の場合、十分発達した場合の曲線とかなりのずれを示しており、一度大きな剥離を生じると平衡状態に至るまでかなりの距離を要することを示す結果となっている。次に二次元値との差異を定量的に表わすために、各 (Y/θ) に対する横方向平均値の速度 \bar{U} と基準として用いた二次元値の速度 U の差 U_s を 2 乗したものの平方根を U_s で割ったもの、すなわち $\sqrt{U_s^2/\bar{U}}$ を空間変動の強さと定義する。各前縁形状について、 $\sqrt{U_s^2/\bar{U}} \sim (Y/\theta)$ の関係を Fig. 22 に示す。空間変動の強さの大きさは主流速度のほぼ 10^{-2} 程度であることが分る。シャープエッジ形状平板

と半円形状平板の場合には、ほぼ同じ傾向を示しているが、半円形状平板の方が $\sqrt{U_s^2/\bar{U}}$ の値が小さい。これは半円形状平板の方が早く発達した乱流境界層に到達することを示すものである。矩形形状平板の場合は、前二者の場合と著しい相違を示し、 $\sqrt{U_s^2/\bar{U}}$ の値がかなり大きくなっているが、これは前縁部の剥離により速度分布の形がゆがめられ、平衡状態に帰着するまでにかかなりの距離を要するためである。Fig. 20 に示した壁法則表示において、直線部分から上にふくらみ始める位置を境界層の内層と外層の境界とみなし、どちら側で変動の強さが大きいかを調べてみた。その結果、いずれの前縁形状の場合も境界層の内層領域で $\sqrt{U_s^2/\bar{U}}$ の値が大であることが分った。

以上より、ゲルトラー渦は境界層の内層に、より大きく干渉を及ぼしているといえよう。

4. 結 論

境界層とゲルトラー渦の干渉の研究に主眼を置き、測定平板前縁形状を変化させて、速度および壁面摩擦応力を横方向に測定することにより、次の結論を得た。

(1) 絞り部凹部で発生するゲルトラー渦は測定部内にはほぼそのまま流入し境界層の干渉により、境界層特性が横方向に変動する。その大きさは空間変動乱れ強さとしては、主流速度の 10^{-2} 程度である。また、ゲルトラー渦は境界層の内層に、より大きく影響を及ぼす。

(2) シャープエッジ形状平板および半円形状平板の場合、前縁から約 1300mm より下流で十分発達した乱流境界層となっている。矩形形状平板の場合、前縁部の剥離のため 1300mm 程度ではまだ十分発達した乱流境界層とはならない。3 種の前縁形状のいずれの場合も、前縁からの距離が 1300mm 程度では圧力勾配のない平衡境界層は実現していない。

(3) 矩形形状平板では、導入されたゲルトラー渦による境界層の横方向変動がかなり小さくなっている。これを応用し、絞り部出口境界層厚さ、すなわちゲルトラー渦のスケールと同程度の 5mm の直径の円柱で作った渦消去装置の設置により、シャープエッジ形状平板についてもゲルトラー渦による境界層の横方向変動を打ち消すことができた。

終わりに、本研究を行なうに際し、貴重な助言を賜わった名古屋大学古屋善正教授、中村育雄助教授に謹んで感謝の意を表わします。また、実験に協力された小西敏弘氏（日鉄プラント設計）に感謝致します。

参 考 文 献

- 1) Tani, I., *Journal of Geophysical Research*, **67**, 3075 (1962)
- 2) Görtler, H., たとえば流体力学Ⅱ, 古屋著, (1973), 共立出版
- 3) Clauser, F.H., *J. Aeron. Sci.*, **21**, 91 (1954)
- 4) Ludwig, H., & Tillmann, W., *NACA T M* 1285 (1950)
- 5) 大坂他 3 名, *機論*, **42**, 359 (1976)
- 6) Sarnecki, A.J., たとえば Thompson, B.G.J., *Rep. & Mem.*, *ARC* 3463 (1965)

(昭和53年4月14日 受理)