

乱流境界層剝離に関する研究

大坂英雄*・山内義裕**・近藤裕司**

The Experimental Investigation of Turbulent Boundary Layer Separation

Hideo OSAKA, Yoshihiro YAMAUCHI and Yuhji KONDO

Abstract

In order to investigate the turbulent boundary layer separation, the flow field which was similar to that of Spangenberg-flow maintained in a nearly separating condition was made. Effects due to adverse pressure gradient were investigated by measuring the boundary layer characteristics. Especially measurements of the spanwise velocity distribution were made to examine how the flow field varied in the spanwise direction under the strong adverse pressure gradient accompanied with the separation.

From the results of experiments, it was found that the boundary layer characteristics were different from those in the turbulent boundary layer with zero pressure gradient, for example, $dp/dy \approx 0$ and wall law was not valid in the region near the separation point, and that the spatial variations of turbulent boundary layer were caused by the strong adverse pressure gradient and the irregular three-dimensional flow fields were obtained.

1. まえがき

乱流境界層の剝離は、その工学的重要性にもかかわらず、未だ解決されていない問題である。これは、1 つにはその機構がきわめて複雑であるため、理論的解析はもちろん実験的にもきちんとした流れ場を作り出すことが困難であること、他の理由としては剝離現象に直面した場合、何らかの手段によって回避し、そしてまたその剝離防止あるいは低減によりある程度効果が実証されているためであろう。しかし、今日のように流体機械、航空機などの大型化・高速化が進むにつれ、あるいは資源枯渇の危機から省エネルギーが叫ばれるようになり、一段と効率の上昇が望まれるようになって以来、剝離問題の早急な解決が期待されている。

乱流境界層剝離に関する研究は、Prandtl がディフューザ内の圧力がベルヌーイの式から求められた値に回復していないことを見出して以来、von Doenhoff-Tetervin¹⁾, Rotta⁴⁾, Spence²⁾, Townsend³⁾, らにより解析が進められてきた。また、比較的簡単でよく実

験値とあうものとして、Stratford⁵⁾の理論解析が挙げられるが、剝離点の位置を予想する規準の確立にとどまっている。実験に関しては、near separation の状態を作って測定した Stratford⁶⁾, Spangenberg⁷⁾, Simpson⁹⁾ によるものが知られており、剝離点の上流側および剝離点における流れ場の様子はかなりわかってきた。しかしながら、Kline⁸⁾らが見出した完全に剝離する前に生じる間欠剝離の現象、あるいは Simpson がレーザーで測定しその重要性を改めて報告した垂直レイノルズ応力項の寄与についてはその詳細はほとんど未知とって過言ではない。さらには、剝離点の直前、直後あるいは逆流領域内についての流れ場の横方向特性、また剝離領域内の大渦運動 (Large eddy motion) に関して注目された例はいまだ見当たらない。

そこで本研究はこれらの点を考慮し、前報で示した大型風洞を用い、剝離の代表的な流れ場である Spangenberg 流れに近い流れ場を再現させた。この流れ場において剝離点の直前、直後の挙動に注目し、圧力分布、速度分布などを測定した。さらに、強い逆圧力勾配あるいは剝離が乱流境界層の横方向特性に及ぼす影響について詳細に検討した。

記号

X : 平板前縁から流れ方向へ測った距離

* 山口大学工学部機械工学教室

** 山口大学大学院

Y : 平板から垂直方向へ測った距離

Z : X, Y に垂直方向の距離

U_0 : 基準位置 $X=493\text{mm}$ における主流速度ベクトル

U_1 : 局所の主流速度ベクトル

U : 境界層内速度ベクトル

U_x : 局所の x 方向主流速度

U : 境界層内 x 方向速度

U_τ : 摩擦速度 ($\sqrt{\tau_0/\rho}$)

τ_0 : 壁面摩擦応力

C_p : 無次元圧力係数

	Xmm	Hmm		Xmm	Hmm
1	9.07	3.90	6	16.97	6.37
2	10.64	4.58	7	18.53	6.79
3	11.94	4.90	8	20.06	7.40
4	13.43	5.35	9	22.08	7.79
5	14.98	5.85	10	24.20	7.98
			11	26.32	8.24

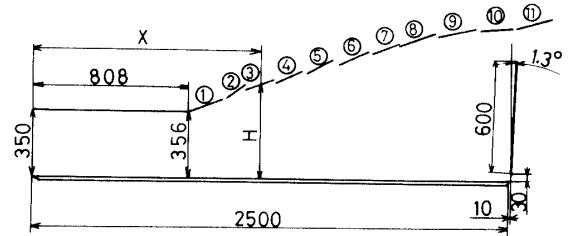


Fig. 1 Working section configuration

2. 実験装置および方法

測定に用いた風胴は、前報¹⁰⁾で報告した全長 12.7m の押込式エッフェル型低乱境界層用風胴である。測定平板には前縁から下流 30mm の位置に外径 0.8mm のトリッピングワイヤーが設置されており、また絞り部と測定部の大気開放部分には平板に対して 20.5° 傾斜させた前縁フラップを絞り部出口下端に設置した。

測定は、圧力勾配のない乱流境界層の特性を吟味した後に、剥離を伴う乱流境界層について行なった。圧力勾配のない流れ場においては、可撓屋根の高さをほぼ 440mm 一定とし、壁面静圧の変化が主流動圧の ±0.5% 以内になるように保ち、 $X=493\text{mm} \sim 2,441\text{mm}$ 位置の 7 断面において、ピトー管を移動して境界層内速度分布を測定した。さらに、 $X=293\text{mm} \sim 2,441\text{mm}$ 位置の 3 断面において、 $Z=-300\text{mm} \sim 300\text{mm}$ の範囲にわたり 20mm 間隔にピトー管、プレストン管を移動させ、それぞれ速度と壁面摩擦応力の横方向分布を測定した。

乱流境界層剥離においては、剥離点上流および下流の流れ場を詳細に測定する都合上、剥離点が $X=1,000\text{mm}$ 位置近傍に存在するように測定部後端に設置したエンドゲイト(開口比約 3% の多孔板)を用いて、その高さおよび角度を調節した。その後、剥離点が移動しないように、しかも Spangenberg の主流速度分布に類似するように屋根を微妙に調節し、試行錯誤によって流れ場を設定した。最終の測定部の形状を図 1 に示す。主流および境界層内速度分布、さらに横方向速度分布の測定は、図 2 に示した平均速度ベクトル測定用プローブを用いて行ない、静圧分布および圧力勾配は、図 3 に示したプローブを用いて求めた。各点の測定は、 Y 方向については $Z=0\text{mm}$ 断面の $X=493\text{mm} \sim 2,066\text{mm}$ 位置の 11 箇所で行ない、 Z 方向については $X=493\text{mm} \sim 2,066\text{mm}$ 位置の 6 断面について

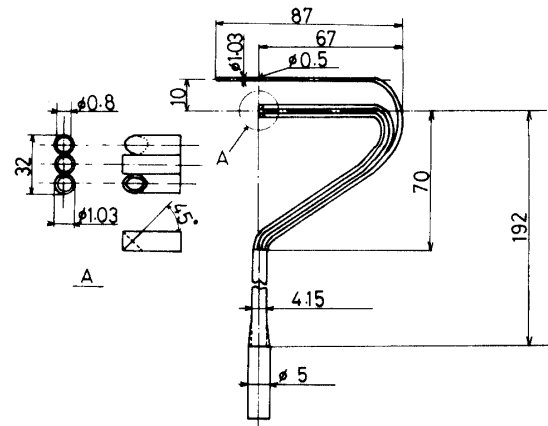


Fig. 2 Boundary layer probe

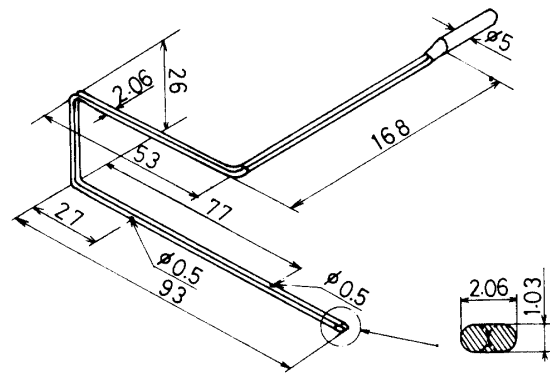


Fig. 3 Longitudinal pressure gradient probe

行なった。プローブ受圧部の方向は、零点法によって求められた迎角に設定されている。剥離位置は、図 4 に示す前向き管と後向き管を組み合わせたプローブにおいて、2つの全圧管の差圧が零となる位置として求めることができ、プローブ受圧部を壁面に沿って便宜的に $Z=0\text{mm}$ 断面を上流から下流へ移動させ測定した。また、剥離位置の決定は、この方法によって求めた位置と速度分布を測定し外挿して求めた剥離厚さが零と

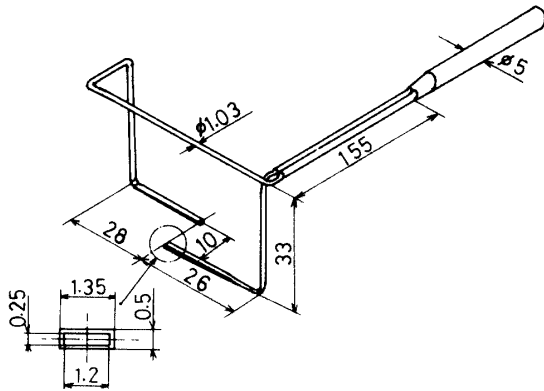


Fig. 4 Both forward and reverse-facing total tubes

なる位置とを総合して判断した。なお、これらの方法以外に剝離位置を決定する手段として、墨を用いた壁面トレース法および糸を用いたタフト法による可視化を試みたが、風速が非常に小さいため明確には位置が決定できなかった。

実験は U_0/ν の値を $6.6 \times 10^5 \text{ m}^{-1}$ に保って行ない、測定はすべて U 字管を用い、読取顕微鏡により 1/100 mm の精度で読みとった。

3. 結果および考察

3.1 圧力勾配のない乱流境界層の特性

流れ方向に圧力変化が主流動圧の $\pm 0.5\%$ になることを確認した後、平衡境界層の実現を検討した。

図5は $Z=0\text{mm}$ 断面における境界層内速度分布の流れ方向への変化を示す。分布は、通常の変曲点を持たない下に凸の曲線となっており、また $X=493\text{mm}$

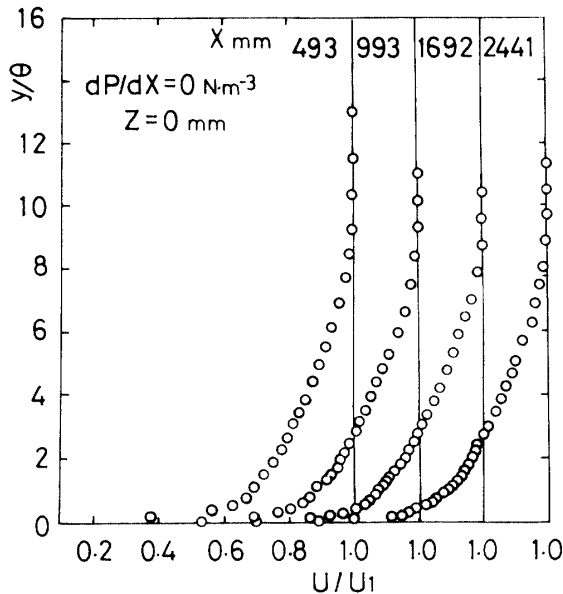


Fig. 5 Streamwise change of velocity distribution in boundary layer

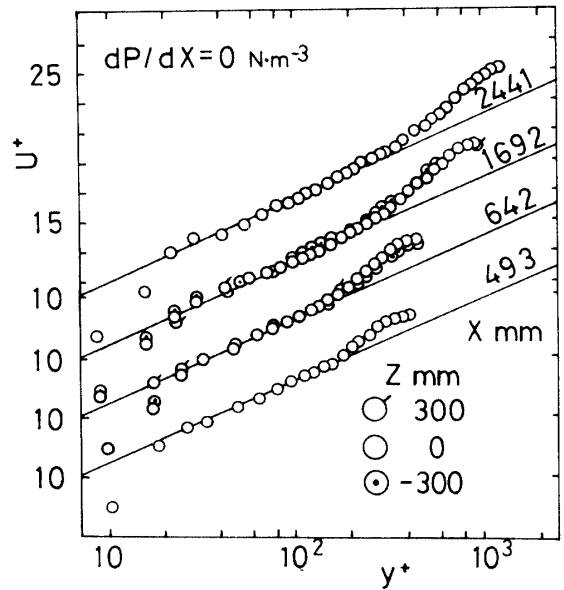


Fig. 6 Wall law

位置より下流の領域でほぼ相似な分布をしている。図6は、壁法則表示による速度分布を示す。全領域において Sarnecki の定数を用いた直線部分のようになっており、しかも後流法則が成り立つ領域でのふくらみも十分である。これらの結果より、 $X=493\text{mm}$ 位置より下流で十分発達した乱流境界層に到達しているものと推測される。図7は、Clauser の形状係数 G の流れ方向への変化を示す。 G に関しては、従来の圧力勾配のない

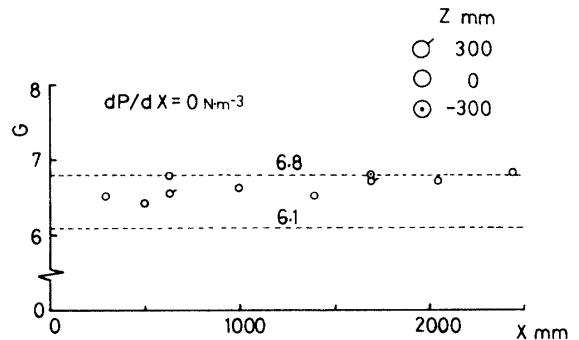


Fig. 7 Clauser's shape factor

平衡境界層の場合、6.1あるいは6.8という値が提唱されているが、本実験においては全領域においてこの値の範囲内ではほぼ一定となっている。また、形状係数について述べると、 $X=493\text{mm} \sim 2,441\text{mm}$ 位置の領域において 1.45~1.38 の値をとっており、圧力勾配のない乱流境界層の場合の値となっている。

以上のことをまとめると、 $X=493\text{mm}$ 位置の下流の領域ではほぼ平衡境界層に到達している流れ場が実現されているといえよう。

次に流れ場の二次元性が保持されているかどうかについて、速度と壁面摩擦応力の横方向分布から検討す

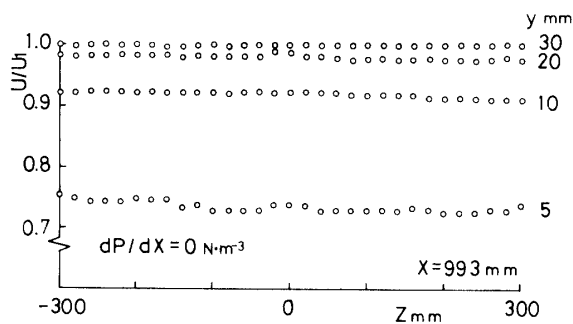


Fig. 8 Spanwise velocity distribution in boundary layer

る。図8は、 $X=993\text{mm}$ 位置における速度の横方向分布である。境界層内において最大変動値は壁面近傍で高々3%程度であり、しかも境界層外端では0.6%となっていることより、二次元性が良好の流れ場であると考えられる。図9は、 $X=293\text{mm}$, 993mm および $2,041\text{mm}$ の位置における壁面摩擦応力の横方向分布である。 $X=2,041\text{mm}$ 位置では最大変動値が5%程度とわずかに大きい値を示しているものの、この領域を除けば最大変動値は3%以下であり、きわめて良好な二次元の流れ場といえる。

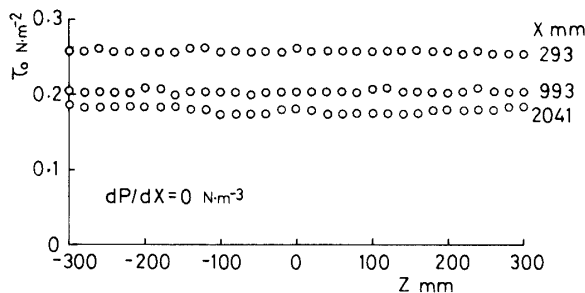


Fig. 9 Spanwise distribution of wall shear stress

これまでの結果より本実験で得られた流れ場は二次元性良好であり、しかも従来得られた圧力勾配のない平板乱流境界層の特性を有している。さらに、図には示していないが、全抵抗係数および局所摩擦抵抗係数の分布によれば前縁より二次元乱流境界層となっており、したがって平衡境界層は、 $X=493\text{mm}$ 位置以降の領域で実現しているものと思われる。

3.2 乱流境界層剥離の特性

前節において圧力勾配のない平板上の乱流境界層の特性が吟味された。そこで本節では Spangenberg 流れに類似した逆圧力勾配のある、しかも剥離が生じる流れ場の特性を明らかにする。

3.2.1 圧力分布

$Z=0\text{mm}$ 断面に沿った $U/U_1=1$ の主流位置におい

て求めた主流速度分布、静圧分布、さらに圧力勾配をそれぞれ図10～図12に示す。また、壁面静圧を測定し計算により求めた静圧分布、圧力勾配を同時に図11、図12に Δ 印として示した。主流は、図10で示されるように $X=493\text{mm}$ 位置付近まで一定速度を保った後、

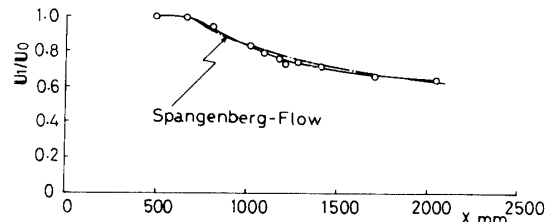


Fig. 10 Free-stream velocity distribution

単調に減少する分布であり、前述した方法により求めた剥離点 $X=1,180\text{mm}$ 位置で $U_1/U_0=0.83$ となっている。また、この分布は

$$U_1/U_0 = 1.13 \{ (x^*/305) + 0.83 \}^{-0.33}$$

x^* : $dp/dx=0$ となる位置を原点とした流れ方向の距離[mm]

で表わされる Spangenberg の主流速度分布(図中一点鎖線で示している)に類似している。図11の静圧分布において記号 I で示す分布は、主流静圧と局所の主流動圧との比であり、II, III の分布は、それぞれ主流静

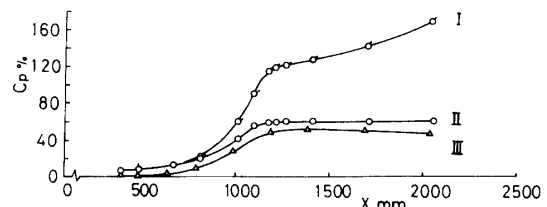


Fig. 11 Static-pressure distribution

圧、壁面静圧と基準位置 $X=493\text{mm}$ の主流動圧との比である。主流静圧は、I, II の分布で明らかのように、 $X=493\text{mm}$ 位置付近の領域まではほぼ $Cp=8\%$ の一定に保たれており、その後、下流の $X=1,018\text{mm}$ 位置まで急激に上昇している。さらに $X=1,018\text{mm}$ 位置より下流の領域において、II の分布はほぼ一定であるにもかかわらず、I の分布はさらに上昇を続ける傾向を示している。すなわち、この領域においては静圧は一定に保たれているが、速度はさらに減少している。壁面静圧は、III の分布より判断されるように II の分布形状と同様の傾向を示しており、剥離点をすぎても負圧を示すことなく、ほぼ一定値を示している。図12に示す圧力勾配は、静圧分布からも推測されるように $X=493\text{mm}$ 位置で零を示し、それより急激に増加して $X=1,018\text{mm}$ 位置で $dp/dx=85.62\text{N/m}^3$ のピ

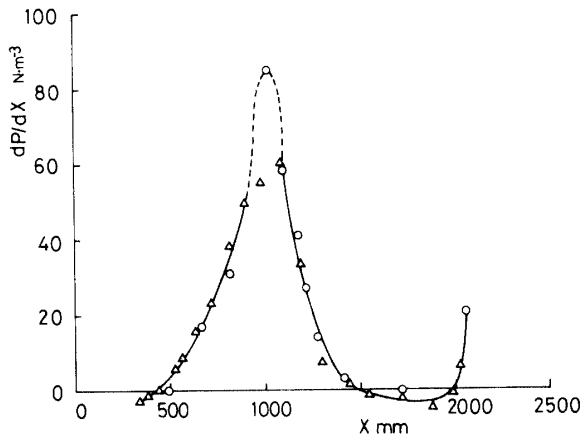


Fig. 12 Pressure-gradient distribution

ーク値をとって再び急激に減少する分布形状をしており、この分布は Spangenberg のものと類似している。剥離位置は、 $dp/dx=41.10\text{N/m}^3$ とピークを過ぎた直後にあり、従来の実験結果の傾向と一致するものである。

3.2.2 平均速度分布

境界層内の速度ベクトルを図13に示す、図は $Z=0$ mm 断面において、 $X=493\text{mm}\sim 2,066\text{mm}$ の間の代

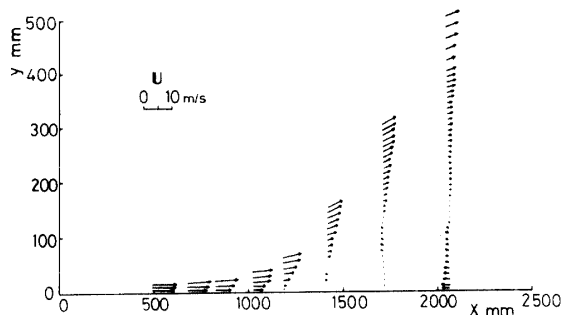


Fig. 13 Boundary layer velocity vector

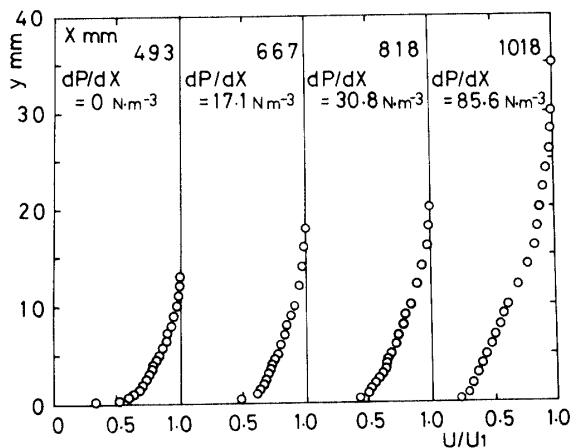


Fig. 14 (a) Streamwise velocity distribution in boundary layer

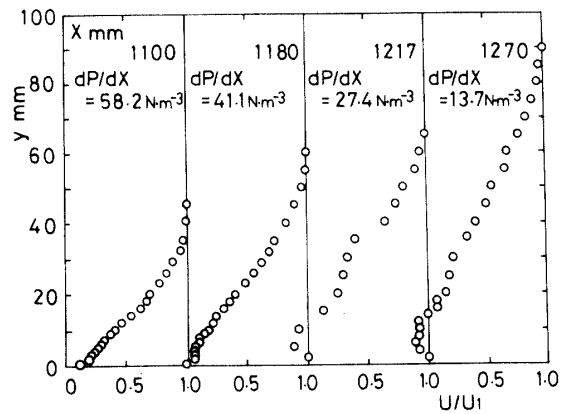


Fig. 14 (b)

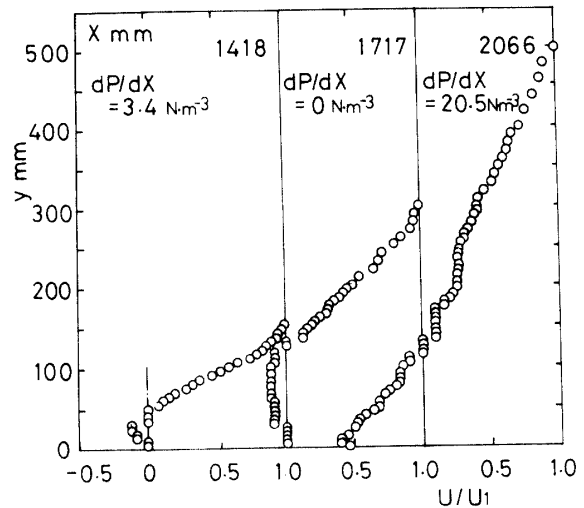


Fig. 14 (c)

表位置 8 箇所についての結果を流れ方向への変化として示したものである。ならびに、境界層内速度ベクトル U と主流速度ベクトル U_1 のそれぞれの迎角 θ, θ_1 を測定し、境界層内速度の X 方向成分 U と主流の X 方向成分 U_1 との比、 $U/U_1 = |U| \cos\theta / |U_1| \cos\theta_1$ で表わした速度分布を図14の(a)~(c)に示す。これらの分布より明らかなように、 $X=493\text{mm}$ 位置から剥離点 $X=1,180\text{mm}$ 位置の領域では圧力勾配の増加に起因して速度の減少、すなわち運動量の減少が起こり、やせた分布となっている。また、流れの迎角も主流において $0^\circ\sim 13^\circ$ 程度へと増加する傾向がみられる。これは、図15に示す $U/U_1 - y/\theta$ の分布において、 $X=493\text{mm}$ 位置の圧力勾配がない領域での分布が $1/6$ 乗則に類似しているのに対し、それ以降の領域では壁面近傍で速度の減少が生じ、 $1/6$ 乗則の分布からのずれが次第に増加する傾向を示し剥離分布に漸近していることがわかる。剥離点以降の領域では壁面近傍で逆流が生じ、分布は変曲点をもつようになる。次にさらに下流に行

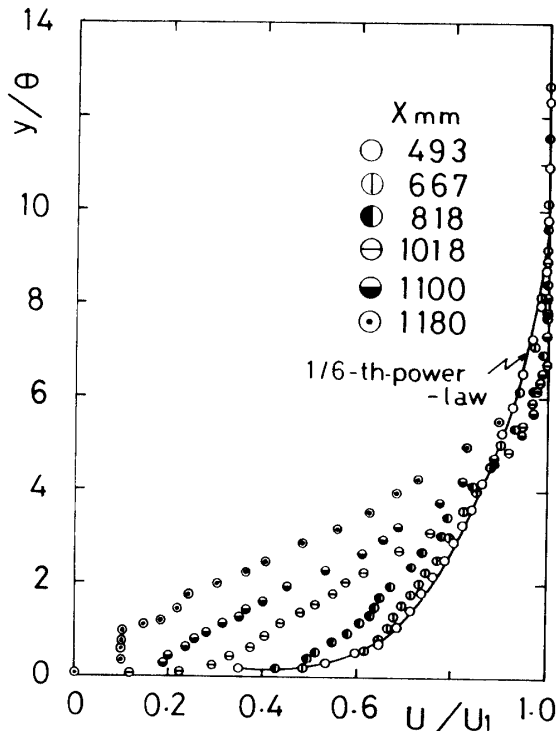


Fig. 15 Streamwise change of velocity distribution in boundary layer

くと迎角も急激に増加し、 $X=1,717\text{mm}$ 位置の主流で約 30° の値をとっており境界層内の V 速度成分が増加していることを示している。なお、詳細にみると $X=1,717\text{mm}$ 位置の上、下流において分布形状に大きな相違が現われており、逆流内部の領域で顕著である。すなわち、 $X=1,717\text{mm}$ 位置までの領域は、最大逆流速度は主流の1%程度であり、また最大逆流速度を持つ壁面からの距離も流れ方向に連続的に増加し、 $X=1,717\text{mm}$ 位置で 75mm 程度となっている。それに伴い、剥離厚さも直線的に増加し、その勾配は 0.2 程度である。これに対し、 $X=1,717\text{mm}$ 位置より下流の領域、例えば $X=2,066\text{mm}$ 位置では $Y=0.5\text{mm}$ の位置で最大逆流速度をもち、しかも最大逆流速度の大きさは主流速度の60%に達している。また、剥離厚さは増加傾向が鈍り、 $X=2,066\text{mm}$ 位置以降で減少傾向を示している。このように $X=1,717\text{mm}$ 位置を境にして分布形状が異なり、前者が通常剥離した分布であるのに対し、後者は壁面噴流を主流方向と逆向きに吹き出させて剥離を生じさせる、Yajnik & Guptaの実験¹¹⁾で得られた分布に類似している。

次に、強い圧力勾配の影響による横方向変動の結果を、圧力勾配のない $X=493\text{mm}$ 位置、剥離点近傍の $X=1,100\text{mm}$ 位置、剥離点 $X=1,180\text{mm}$ 位置、さらに剥離点下流の $X=1,717\text{mm}$ 位置を代表断面として、図16の(a)~(d)に示す。 $X=493\text{mm}$ 位置の $dp/dx=0$

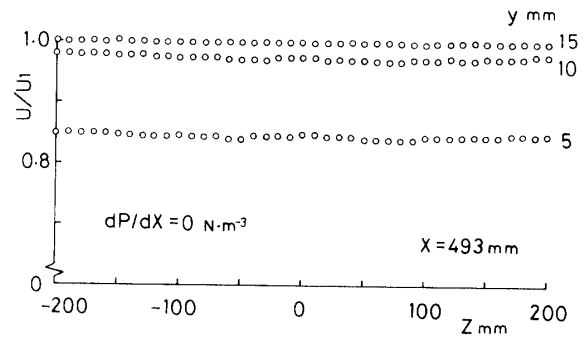


Fig. 16(a) Spanwise velocity distribution in boundary layer

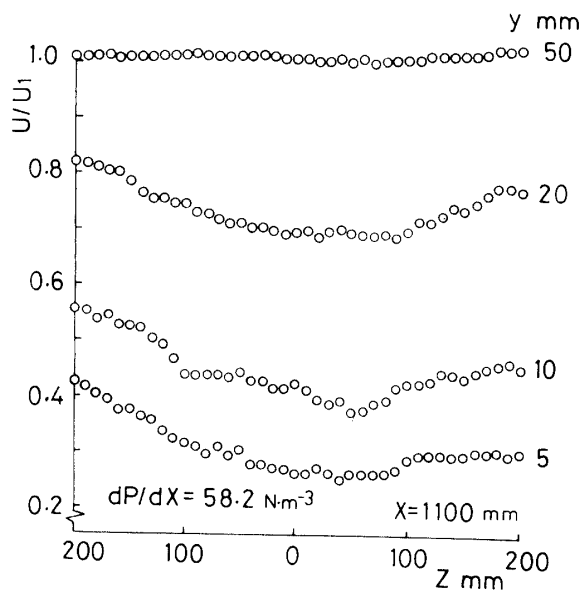


Fig. 16(b)

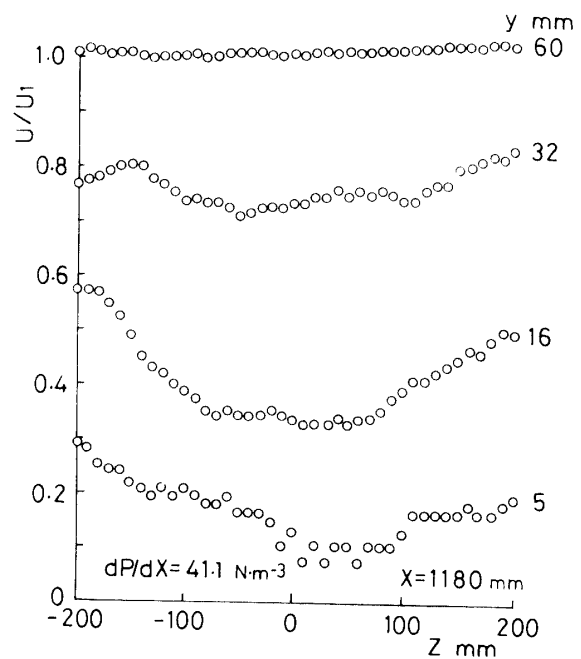


Fig. 16(c)

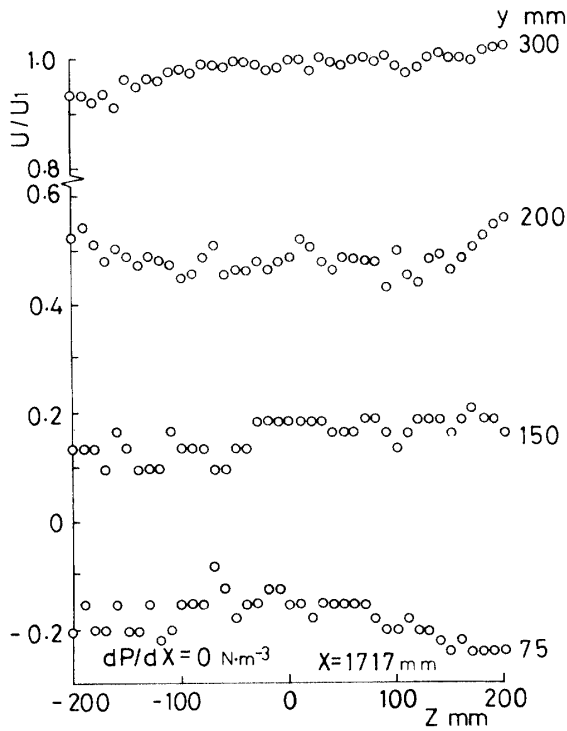


Fig. 16(d)

N/m^3 の場合境界層内においては最大変動値は 1.5% 以下であり、また境界層外端においても 0.7% 程度であることより二次元性良好な流れ場となっている。しかし、下流へ向かって圧力勾配が増加するにつれ横方向変動が現われ、その大きさは流れ方向に増大し、また分布は相似な傾向を示すようである。 $X=1,100mm$ 位置の $dp/dx=58.2N/m^3$ の領域においては速度勾配が最大と思われる $Y=5mm$ 位置付近で最大変動値 61% となっており、二次元性は大きく崩れている。一方、境界層外端では多少変動が増大しているものの、最大変動値は 2.6% 程度と依然として小さく、ほぼ一様といえよう。これまでの領域における分布形状は $Z=50mm$ 位置近傍に対称面をもつ下に凸の曲線をしており、2つの大きなスケールの二次流れ、すなわち縦渦が生成されているようである。しかし、この分布傾向は、 $X=1,180mm$ 位置の断面の速度勾配の大きい $Y=16mm$ 位置付近まで現われているが、境界層外端付近の $Y=32mm$ 位置の領域ではこの傾向は薄れ、下流の $X=1,717mm$ の位置では波長が小さく、変動も小さい分布に遷移しており、しかも最大変動値、変動係数とも逆流領域を除けば減少傾向を示している。以上の現象は、流れが壁面より剥れることにより境界層厚さが急激に増加し、運動量方程式において $V \cdot \partial U / \partial Y$ の項が $U \cdot \partial U / \partial X$ と同程度になること、また剥離近傍では垂直レイノルズ応力項、 $\partial(u^2 - v^2) / \partial x$ が無視できな

くなることにより起ったものであると思われる。

ここで、剥離を生じる強い逆圧力勾配下における乱流境界層の特性量について検討する。 δ は、 $U/U_1=0.99$ となる壁面からの距離と定めた。また、 δ^* , θ は剥離点上流の領域では、従来通りの定義に従い積分範囲は壁面から境界層厚さまでとし、剥離点より下流の領域では、積分範囲は剥離厚さから境界層厚さまでとしてそれぞれ求めた。図17は、境界層厚さ、排除厚さおよび運動量厚さの流れ方向への変化を示している。

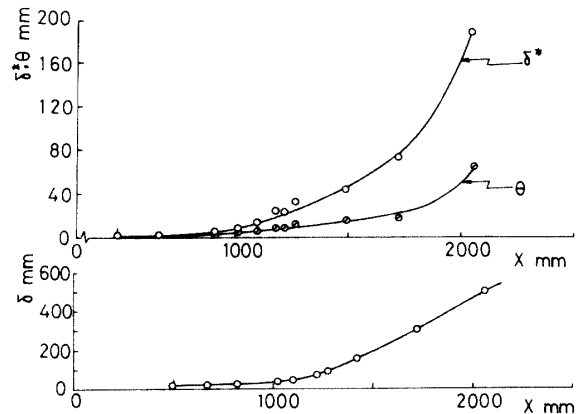


Fig. 17 Boundary layer thickness, displacement thickness, and momentum thickness distribution

分布をみると明らかのように、 $X=493mm \sim 818mm$ 位置の圧力勾配が零から中程度 ($dp/dx=0 \sim 30.82N/m^3$) の領域においては δ, δ^* および θ とも圧力勾配のない場合と同程度である。しかし、圧力勾配が最大 ($dp/dx=85.26N/m^3$) となる $X=1,018mm$ 位置より急激に増加し、 $X=2,066mm$ 位置で境界層厚さの場合、圧力勾配がない実験で得られた結果と比較して約 14 倍の厚さにまで達する。これは圧力勾配の増加により速度の U 成分の減少、すなわち V 成分の増加により運動量が壁面から上方に向かって輸送されるためであり、さらに流れが壁面から剥れることに起因している。図 18 は、形状係数 H の流れ方向への変化を示している。圧力勾配のほとんどない領域、すなわち $X=493mm \sim 667mm$ 位置の領域では $H \approx 1.4$ であり、通常の十分発達した乱流境界層の値を示している。これより下流の $X=1,180mm$ 位置までの領域では H の

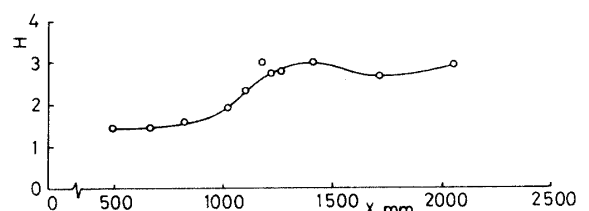


Fig. 18 Shape factor distribution

値は急激に増加し、剥離点 $X=1, 180\text{mm}$ 位置で $H=3.0$ の値をとっている。この値は一般に言われている剥離点での値、 $H=2.4\sim 2.8$ よりわずかに大きい。さらに、 $X=1, 180\text{mm}$ 位置より下流の領域においては $H=3.0$ と、ほぼ一定値をとる。

3.2.3 圧力勾配の影響

従来、強い逆圧力勾配により剥離しやすくなっている乱流境界層においては壁法則が成立しないことが知られている。そこで本実験では、 $Z=0\text{mm}$ 断面の $X=493\text{mm}\sim 1, 018\text{mm}$ 位置の4箇所においてプレストン管で測定し、Patelの式を用いて計算した $U\tau$ と、Ludwig-Tillmannの式によって速度分布から決定される $U\tau$ を用いた壁法則表示により、圧力勾配の増加につれて分布がいかに変化するかを示し、同時に両者の比較によりその妥当性を検討する。図19において実線は Sarnecki の定数を用いた壁法則表示であり、次式で表わされる。

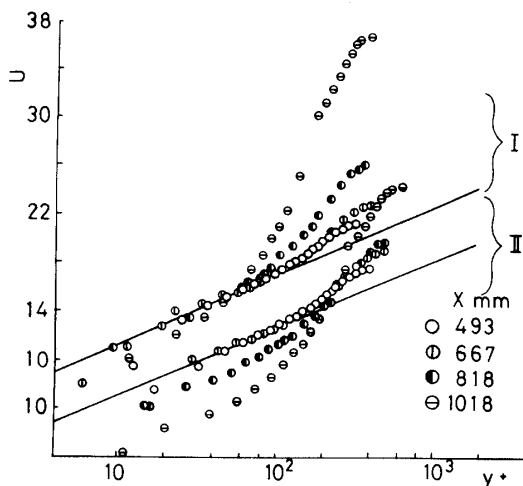


Fig. 19 Wall law represented by means of two methods (case I; Ludwig-Tillmann, case II; Preston tube)

$$U_1/U\tau = 5.5 \log(U\tau y/\nu) + 5.4$$

また、Ludwig-Tillmannの摩擦公式は次式で表わされる。

$$C_f = 0.246 \cdot 10^{-0.678H} \cdot (U_1\theta/\nu)^{-0.268}$$

分布より、 $X=493\text{mm}$ 、 667mm の圧力勾配のほとんどない領域では両者とも直線部分にのっており、しかも後流領域のふくらみは圧力勾配零のものと同程度であり両者の相違は見られない。 $X=818\text{mm}$ の圧力勾配が中程度の位置ではふくらみが増加し、逆圧力勾配の影響を受けた従来の分布と類似している。ただこの領域で Ludwig-Tillmann によるもの(図中 I で示す)は、直線部分にのっているにもかかわらず、プレスト

ン管によるもの(図中 II で示す)は直線より下側にずれており、両者に違いがみられる。さらに、 $X=1, 018\text{mm}$ 位置の強い逆圧力勾配下においては両者の分布とも直線部分はなく、直線と急勾配で交叉する立ち上がった分布形状となり、壁法則は成立していないと考えられる。これらの結果より判断されることは、Prestonの実験¹²⁾では剥離近傍の $H=1.8$ 程度までプレストン管による τ_0 の測定の妥当性を示しているにもかかわらず、本実験においては、 $X=818\text{mm}$ 位置の $H=1.57$ で壁法則表示が成立しておらず、圧力勾配の中程度以上の領域でのプレストン管による測定は再考の余地があるように思われる。一方、Ludwig-Tillmannの方法では $H=1.8$ あたりまで τ_0 の決定は妥当性がある。しかし、これ以上の値の領域に対しては用いることができないようである。

次に、逆圧力勾配の増加により境界層内速度の横方向分布が下流に向かってどのように変化していくかについて述べる。図20は、 $y^+ = U\tau y/\nu = 93$ ($U\tau$ は、Ludwig-Tillmannの式より求めた値であり、 $y^+=93$ は、 X

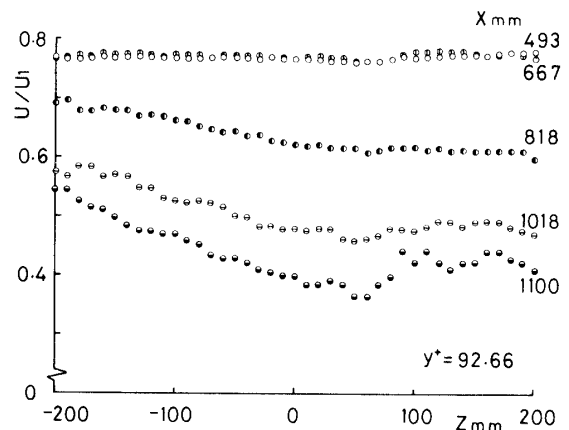


Fig. 20 Spanwise velocity distribution in boundary layer

$=493\text{mm}$ 位置において壁法則の成立する領域の値である)の位置における、 $X=493\text{mm}\sim 1, 100\text{mm}$ 位置の5断面における境界層内速度の横方向分布である。変動の大きさは下流に向かって増大し、 $X=1, 100\text{mm}$ 位置で最大変動値41%に達している。さらに、圧力勾配のない流れ場での二次元流との差異を変動係数により検討すると、その値は10.5%と大きく、変動がきわめて大きいことを示している。変動の分布形状は、 $X=1, 100\text{mm}$ 位置の分布を基準として上流側との相関を調べた結果、変動が増大し始める $X=818\text{mm}$ 位置で相関係数0.87、さらに $X=1, 018\text{mm}$ 位置で0.953と強い正の相関が存在していることがわかる。すなわち、一度発生した変動が流れ方向にそのままの形で維持さ

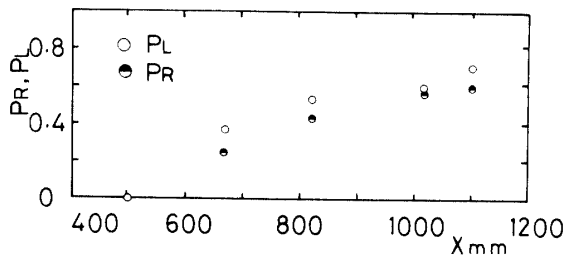


Fig. 21 Momentum balance

れていくようである。図21は、 dp/dx が境界層の二次元性に及ぼす影響を、 $Z=0\text{mm}$ 断面の $X=493\text{mm}\sim 1,100\text{mm}$ 位置までの4箇所で調べ、運動量の釣り合いから検討したものであり、ColesとHirstの表示法(P_L, P_R)を用いて図示している。ここで、

$$P_L = (U_1^3/\theta_0^3) - 1 + \int_{x_0}^x (U_1 \delta^*/\theta_0) \cdot dU_1/dx \cdot dx$$

$$P_R = 1/2 \cdot \int_{x_0}^x (C_{f_0}/\theta_0) dx - \text{RNS}$$

である。また、 θ_0 は $X=493\text{mm}$ 位置における運動量厚さを示し、RNSは垂直レイノルズ応力項を示している。本実験では、RNS項は $dp/dx=0\text{N/m}^3$ の近傍では比較的小さいと考えて、また測定値がないため省略した。分布からわかるように、 $X=493\text{mm}$ 位置では $P_L \doteq P_R$ となり二次元性は良好であると考えられる。しかし、 $X=667\text{mm}\sim 1,100\text{mm}$ 位置の領域では P_R/P_L の値が70~90%と、平均して20%の差異がみられる。この違いは、無視した垂直レイノルズ応力項が本実験のように剥離を伴う強い逆圧力勾配下ではかなり大きな値となっているために生じた結果と推測される。最後に、壁面静圧を用いた速度分布と、局所の静圧を用いた速度分布を比較することにより、境界層近似に大きな影響を及ぼす dp/dy の効果について述べることにする。 $Z=0\text{mm}$ 断面における、 $X=493\text{mm}\sim 1,018\text{mm}$ 位置の領域の4箇所の測定を行ない、その結果

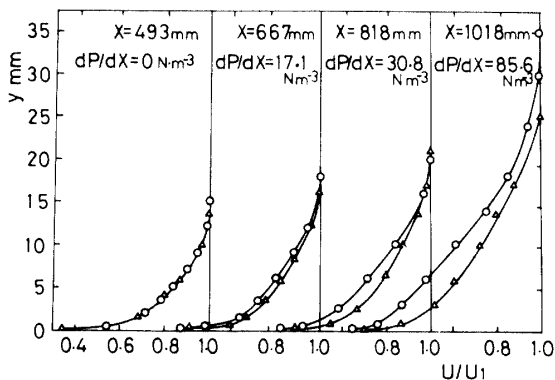


Fig. 22 Velocity distribution represented by both local static pressure and wall static pressure

壁面静圧の場合を Δ 印で、局所静圧の場合を \circ 印で表わし、それぞれの分布を図22に示す。 $X=493\text{mm}$ 位置では圧力勾配が零であることより境界層近似が成立しているものと思われ、両者の分布は、ほぼ同一の分布をしている。 $X=667\text{mm}$ 位置より下流の3箇所においては、局所の静圧を用いた分布が壁面静圧を用いた分布より運動量の欠損が大きく、やせた形状を示しており、この傾向は下流に行くにつれて増大している。すなわち、この差は静圧が Y 方向に増加していることに起因しているものと思われる。したがって、これらの領域では $dp/dy=0$ とする境界層近似がもはや成立していないと言えよう。

4. 結 論

乱流剥離の現象を解明するために風洞測定平板上に near zero skin friction の流れ場である Spangenberg 流れを近似的に再現させ、流れ場の特性、および流れ場自身が剥離を伴う逆圧力勾配下において、横方向に変化する様子を速度、壁面摩擦応力を測定し、調べた。その結果より次のことが明らかになった。

- (1) 本実験で得られた流れ場は、Spangenberg の流れと類似した主流速度分布もつ。
- (2) 圧力勾配が増加するにしたがって、横方向変動も増大し、境界層内横方向速度分布については剥離点上流で最大変動値40~60%、剥離点下流は210%(逆流領域を含む)程度となり、二次元性は失なわれるが、その変動の形状はほぼ流れ方向に維持される。
- (3) プレストン管で測定した U_r および Ludwig-Tillmann の式より求められた U_r を用いた壁法則表示は、剥離近傍では成立しない。また、プレストン管によるものは中程度の逆圧力勾配下においても成立しない。
- (4) 逆圧力勾配により $dp/dy=0$ という境界層近似が成立しなくなり、壁面静圧および局所の静圧を用いて表わした速度分布に大きな差異が生じる。

最後に、本研究を行なうに際し、貴重な助言を賜った名古屋大学古屋善正教授、中村有雄助教授に謹んで感謝の意を表わします。また、実験に協力された村上拓史氏(日本ユニバック)に感謝致します。

文 献

- 1) von Doenhoff, A.E. & Tetervin, N.: Rep.Nat. Adv Comm. Aere., Wash., no. 772.(1943)

- 2) Spence, D.A.: J. Aeron. Sci. **23**, 3, (1956)
- 3) Townsend, A.A.: J. Fluid Mech. **12**, 536—554, (1962).
- 4) Rotta, J.C.: Turbulent Boundary Layers in Incompressible Flow, Oxford 1—219. =Prog. Aeron. Sci., **2**, (1962)
- 5) Stratford, B.S.: J. FluidMech. **5**, 1—16, (1959).
- 6) Stratford, B.S.: J. Fluid Mech. **5**, 17—35, (1959).
- 7) Spangenberg, W.G. et al.: Fluid Mechanics of Internal Flow, ed. by Gino Sovran, Elsevier Publishing Company, 110—151, (1967).
- 8) Kline, S.J. et al.: J. Fluid Mech. **30**, 741—773(1967).
- 9) Simpson, R.L.: AGARD Conference Pre-Print, No. 168, (1975).
- 10) 大坂英雄, 他 3 名: 山口大学工学部研究報告, **27**, 23—34. (1976)
- 11) Yajnik, K.S. & Gupta, R.P., J. Phys., Pt. E, **6**, 82—86 (1973).
- 12) Preston, J.H., J. Roy. Aero. Soc., **58**, 109—121 (1954).

(昭和52年4月14日受理)