

斜め後方ステップ流れの  
特性に関する実験的研究

Experimental Study on the Flow Properties  
behind a Swept Backward-Facing Step

学位論文：博士(工学)甲<sub>267</sub>

平成 17 年 9 月

佐々木 恭助



## 【目 次】

第 1 章 序論	… 7
1.1 本研究の背景と目的	… 7
1.2 関連研究の概要	… 10
1.2.1 二次元後方ステップ流れに関する研究	… 10
1.2.2 三次元境界層に関する研究	… 11
1.2.3 斜め後方ステップに関する研究	… 12
1.3 本研究の内容	… 13
第 2 章 実験装置及び実験方法	… 17
2.1 実験風洞及び供試部詳細	… 17
2.2 測定機器及び測定方法	… 18
第 3 章 はく離・再付着領域の平均速度場	… 23
3.1 緒言	… 23
3.2 実験結果と考察	… 24
3.2.1 ステップ上流から回復域にいたる流れ場全域の概要	… 24
3.2.2 はく離域の平均流れ場	… 28
3.2.3 再付着域及びその周辺の流れ場	… 29
3.3 結言	… 32
第 4 章 回復領域の平均・変動速度場	… 43
4.1 緒言	… 43
4.2 実験結果と考察	… 44
4.2.1 回復域の平均速度場	… 44
4.2.2 回復域の乱れエネルギー分布及び変動速度場	… 48
4.2.3 渦動粘度，せん断応力角，ひずみ速度角及び構造パラメータ	… 50

4.3 結言	… 53
第5章 結論	… 69
付録	… 73
A.1 タンデム型熱線による順流率の測定	… 73
A.2 プローブ回転法による流れ場の測定	… 83
A.3 前縁及び側壁の影響	… 95
A.4 数値計算による流れ場の確認	…103
A.5 関連方程式	…119
A.6 圧力駆動型境界層とせん断駆動型境界層	…125
A.7 渦動粘度，せん断応力角，ひずみ速度角及び構造パラメータ	…129
謝辞	…133
引用文献	…135

## 【記 号】

$a_1$	: 構造パラメータ
$c_{fx}$	: $x_1$ 方向への局所摩擦抵抗係数
$C_{pw}$	: 壁面圧力係数
$C_{pmin}$	: ステップ下流壁面圧力の最小値
$H$	: ステップ高さ
$\overline{q^2}$	: 乱れエネルギーの 2 倍 ( $=\overline{u^2} + \overline{v^2} + \overline{w^2}$ )
$q_\tau$	: Johnston の摩擦速度
$Re_m$	: 基準 Reynolds 数( $= U_m H / \nu$ )
$R(\tau)$	: 自己相関係数
$T_E$	: 積分時間スケール
$U_a$	: 平均流合成速度の絶対値
$U_m$	: 基準主流速度 ( $x = 0, y = 150 \text{ mm}$ )
$U_p$	: ポテンシャル流速度
$U_{pw}$	: ポテンシャル流速度の壁面への外挿値
$U, V, W$	: それぞれ $x, y, z$ 方向の平均速度成分
$U_1, W_1$	: それぞれ $x_1, z_1$ 方向の平均速度成分
$U^*, W^*$	: それぞれ $x^*, z^*$ 方向の平均速度成分
$U_{le}$	: 層外主流速度
$u, v, w$	: それぞれ $x, y, z$ 方向の変動速度成分
$u', v', w'$	: それぞれ $u, v, w$ の rms 値
$x, y, z$	: 風洞基準の座標系
$x_1, z_1$	: 層外主流方向を基準とする座標系
$x^*, z^*$	: ステップ稜線を基準とする座標系

$x_R$	: 再付着距離
$A$	: 斜めステップの後退角
$\beta_e$	: $x$ 軸と層外主流方向とのなす角度
$\beta_1$	: 層外主流方向と局所平均速度ベクトルのなす角度
$\Delta$	: 境界層厚さ ( $U_1/U_{1e} = 0.995$ なる位置)
$\gamma_w$	: 表面流線の角度
$\gamma_p$	: 順流率
$\gamma$	: 流れのねじれ角 $= \tan^{-1}(W_1/U_1) = \beta_1$
$\gamma_g$	: ひずみ速度角 $= \tan^{-1}(\partial_y W_1 / \partial_y U_1)$
$\gamma_\tau$	: せん断応力角 $= \tan^{-1}[(\overline{-vw_1})/(\overline{-u_1v})]$
$\nu_{Tx1}$	: $x_1$ 方向の渦動粘度
$\nu_{Tz1}$	: $z_1$ 方向の渦動粘度

# 第 1 章 序 論

## 1.1 本研究の背景と目的

本研究は、図 1-1 に示すように後方ステップに斜め方向から主流が流入する場合をモデルにして、はく離・再付着を伴う三次元的な乱流境界層の構造及び特性を実験的に解明しようとするものである。

自然界の流れや工業的に利用する流れの大部分は乱流である。乱流とは、不規則状態が持続する流れであり、瞬間的な局所の特性値があまり意味を持たず平均値や変動成分の特性などを統計量として理解すべき流れと考えることができる。この流れの不規則状態が時間的かつ空間的に完全にランダムであれば問題は単純になるが、完全にランダムな乱流というものは存在しない。乱流の各乱れ成分間に相関があり、完全に規則的なものと完全に不規則ものとの中間状態にあることが問題を複雑にしており、この乱流の複雑性が、研究対象としての意味と興味の源にもなっている。

工学的な意味での乱流研究の目的は、ある限定された条件下で、乱流が流体自身及び周辺の物体に及ぼす影響を調べ、この結果から汎用的に使用できる関係則を見つけ出し、この関係則を用いて種々の条件での乱流による影響を予測することにある。

乱流も含め流れの挙動は、基本的には Navier-Stokes 方程式によって決定される。直接数値シミュレーション (DNS) は、乱流の全ての運動に対して Navier-Stokes 方程式を直接解くものであり、概念的には最も単純明快なアプローチであり、コンピュータ能力の進歩とともに、その可能性が増大して来ている。しかし、全ての乱流現象が、この DNS により解明されると考えがちであるが、この DNS でさえ、境界条件としては、何らかの実験データ又は実験データによって検証されたモデルを

用いた境界条件生成プログラムが必要であり、また計算機容量、計算時間等の制約から、現状では、低 Reynolds 数で簡単な形状を対象にした数値実験的な利用に限定されている。

乱流の予測にどのような手法を用いる場合でも、その手法を用いて計算した結果が、実際の流れ場の状態や特性をどの程度近似しているかが問題となる。また、結果としての予測精度も重要ではあるが、その結果にいたるプロセスまたはメカニズムを現象論的に理解することも重要である。このため、乱れの生成・伸長、拡散、散逸、及びこれらに関するエネルギーの授受を通して、実用的な乱流モデルを構築し、乱流現象を物理的に理解することの重要性は現在でも変わらない。

後方ステップ流れは、図 1-2 のように平板上に形成された乱流境界層が後方ステップ端部ではく離し、自由せん断流を形成した後、再付着する流れ場であるが、通常のはく離・再付着を伴わない平板乱流境界層に比べ、格段に複雑さが増加し、流れの構造及びその影響の予測は困難となる。

流れの状態及び壁面の形状によって境界層のはく離の開始は影響を受けるが、このはく離発生メカニズムや予測には複雑な要因があり、現在もなお継続して研究対象となっている。本研究では後方ステップ端面より強制的にはく離を発生させているため、このはく離開始の問題に関しては議論しない。

付着は、現象的にははく離と逆の現象であるが、乱流境界層の場合、はく離の発生と同様に付着は複雑な現象となる。一旦、はく離した後、付着する現象を再付着と呼んでいるが、はく離した後自由せん断乱流となった流れが、壁面に吸い寄せられて再付着する現象は、噴流が壁面に引き寄せられるのと同様に巻き込み (entrainment) の効果として一応の説明はできるが未知の部分も多い。後方ステップの場合、図 1-2 に示すように、はく離せん断流と逆方向に循環する流れと、更にステップのコーナー部に小さな渦が生じるが、図 1-1 に示すような横方向流れが付加された三次元流れの場合の挙動は更に複雑になると考えられる。



はく離領域における自由せん断流，その下層の再循環流れ，再付着及び二次元乱流境界層への回復が，本研究の対象であるが，二次元的な後方ステップの流れ場に横方向の流れ成分が付加された場合，流れ場の構造が如何に変化するかを見極め，層流で原理的に成立するとされる傾斜独立原理（Sweep independence principle）が斜め後方ステップの流れ場でも成立するか否かも興味深いテーマである．

二次元の再付着の場合，再付着位置を定義する方法として，

- ①局所摩擦係数が 0 となる位置，
- ②はく離点の定義方法と同様に  $\partial U / \partial y = 0$  となる位置，
- ③順流率が 50% となる位置

などがあり，これらを詳細に調べる研究なども行われている．

斜め後方ステップの場合，局所摩擦係数による定義は使えないが，ステップと直交する座標系で定義した  $\partial U^* / \partial y = 0$  や順流率等での定義が使用可能と考えられるが，実測により，その妥当性を確認する必要もある．

再付着後の回復域では，三次元的にねじれた速度分布を持った乱流境界層が，ステップから遠ざかるに従って，徐々に二次元乱流境界層の速度分布に近づいていく．平均速度分布だけで考えた場合，二次元ステップでは回復後の境界層内の  $U$  成分の分布がステップ前の分布にどの程度近づいたかで回復の程度が判定できるが，斜めステップの場合は  $W$  成分が存在するため， $U$  成分の分布形状だけでなく， $W$  成分がステップ前の状態，即ち， $W = 0$  になったかも判断基準となりうる．乱れ成分もステップ前の境界層への回復の判断指標になりうるが，斜めステップの場合は二次元ステップの場合に比べ判定要素が増え複雑になることが予想される．

更に，実用的な乱流の数値解析手法であるラージエディシミュレーション(LES)や Reynolds 平均モデルを用いて近似的に解く場合に必要な，十分な精度をもった乱流モデルを得るための基礎データを提供するという意味で，渦動粘度，せん断応力角，速度こう配角などに着目し調査する．

## 1.2 関連研究の概要

### 1.2.1 二次元後方ステップに関する研究

二次元後方ステップ流れは、他のはく離・再付着流れモデルに対し、幾何学的形状が簡単で、はく離点の一つしかないこと、はく離後のせん断層がしばらくは壁面と平行で自由混合層 (Plane-Mixing Layer) と類似の挙動を示すことなどから多くの研究者が対象としている。

実験的研究の対象として古くから取り上げられてきたが、代表的なものとしては 1960 年代の Tani ら<sup>(1)</sup>の実験的研究ある。これは、主流速度 28 m/s, ステップ高さ 2 ~ 6 cm ( $Re_H=12,000\sim37,000$ ) の条件で、圧力分布, 平均速度分布, 乱れ強さ分布, 乱流せん断応力分布, 流線などを詳細に調べたものである。1970 年代には, Bradshaw & Wang<sup>(2)</sup>が, 二次元後方ステップ流れの場合, ステップ高さとはく離時の境界層厚さが下流側の流れを決定すると結論付けている。更に 1980 年代初期には, Eaton & Johnston<sup>(3)</sup>が詳細な実験的研究結果について報告しており, このなかでは, 流路の幾何学的形状, 流れの状態, 再付着距離の定義の仕方により, 再付着距離がステップ高さの 4 ~ 8 倍程度になるとしている。また, 同じく Eaton & Johnston による展望<sup>(4)</sup>では, はく離せん断層における大規模渦構造 (Large-Scale Vortex) や再付着領域における非定常の大規模変動については数多くの報告があるが定性的にとどまり, 未だ十分な解明が行われていないとしている。特に非定常の大規模変動は工学的にも機器の設計のうえで重要であり, その機構の解明が必要であるにもかかわらず, 十分な説明が行われているとはいえない。

DNS による数値実験では Le ら<sup>(5)</sup>が平均流速, 壁面摩擦係数, 壁面静圧について実験結果と良く一致することを示したうえで, 非定常性についての議論を行っている。彼らは瞬時再付着点の揺動について, 再付着点を瞬時壁面摩擦係数が 0 となる位置と定義し, せん断層において形成されたせん断層渦が瞬時再付着点を引き延ばし, 大規模渦がステップ壁面から離れる瞬間に, 瞬時再付着点が上流側に引き戻さ

れるというプロセスにより形成されるとしている。Neto ら<sup>(6)</sup>は、DNS 及び LES を用いて後方ステップ背後の流れ場を計算し、Eaton & Johnston の実験結果<sup>(3)</sup>と比較してよく一致することを示した。

### 1.2.2 三次元乱流境界層に関する研究

境界層に関する研究は、Prandtl の境界層の概念に始まり、現在まで永々と継続されている。代表的なものとして、二次元乱流境界層に関する Klebanoff の実験的研究<sup>(7)</sup>があり、ゼロ圧力勾配の条件で、乱れエネルギー、乱れせん断応力、 $x$  方向変動の確率密度分布、及び扁平度、乱れエネルギー及びせん断応力のスペクトル、散逸等を詳細に調査している。

Johnston<sup>(8)</sup>は2次流れによって生ずる三次元乱流境界層について調査し、境界層内の速度ベクトルの主流方向成分と横流れ方向成分に関する三角形モデルを確立し、運動量積分方程式を使って境界層問題を解決するために必要な関係を導き出した。

Müller<sup>(9)</sup>は、旋回羽根 (turning vane) によって形成された圧力駆動型の三次元境界層の平均速度場と Reynolds 応力を測定し、渦動粘度、渦動粘度比、混合距離、乱れエネルギー、構造パラメータ等を導き出している。また、山下ら<sup>(10)</sup>は、隆起曲面を過ぎる三次元乱流境界層に関する実験を行い、平均速度分布、静圧分布、積分厚さ、平衡形状係数等の特性を見出している。

Ölçmen & Simpson<sup>(11)</sup>は、三次元乱流境界層の壁面近傍の相似性に関する展望で、圧力駆動型とせん断駆動型の壁法則に関して議論している。同様に Ölçmen & Simpson<sup>(12)</sup>は、理想的な翼形と交差する圧力駆動型の三次元の乱流境界層を実験的に調査し、Reynolds 応力成分、流れ勾配角、せん断応力角、渦動粘度比、混合距離、乱れエネルギー、構造パラメータ等を導いている。また、Johnston & Flack<sup>(13)</sup>は壁面近傍領域に重点を置いて、三次元乱流境界層に関して展望し、この中でモデル化の観点から、渦動粘度、せん断応力角、速度勾配角、構造パラメータについて議論し

ている。

せん断駆動型の乱流境界層の代表的なものとして軸流中の回転物体上の境界層があり、Nakamura & Yamashita<sup>(14)</sup>によってその速度場が詳細に測定されている。また、Chandrasekhar & Piomelli<sup>(15)</sup>は、平板壁面がスパン方向に移動する場合の乱流境界層について LES を用いて数値実験を行って速度分布、Reynolds 応力分布、表面摩擦係数、乱れエネルギー、構造パラメータなどについて調査している。

本実験で対象としている後方ステップと類似のものに、フェンスがある。Hancock & McCluskey<sup>(16)</sup>は、平板の前面に設置された斜めフェンス下流のはく離再付着流れをパルスドワイヤー法によって測定し、平均速度分布、Reynolds 応力分布を調査している。また、Hardman & Hancock<sup>(17)</sup>は、平板の前面に設置された V 字型フェンス下流のはく離再付着の流れ場をパルスドワイヤー法によって測定し、平均速度分布、表面摩擦係数などについて報告している。

### 1.2.3 斜め後方ステップに関する研究

本研究で取り扱う斜め後方ステップ流れは、はく離及び再付着を伴う 3 次元流れの乱流構造を調べる上で重要なモデルのひとつであるが、十分に発達した乱流境界層が斜め後方ステップではく離した場合について、流れの下流方向の変化を詳細に調べたものは少なく、わずかに調べられた結果も、流れ場の設定や測定精度等のため、必ずしも一致したものとはなっていない。

Selbey<sup>(18)</sup>は、ステップ高さを 0.32, 0.79, 1.27, 2.38, 後退角を 0, 15, 38, 45, 60 と変化させ、Reynolds 数を  $7 \times 10^5$  から  $2 \times 10^6$  まで変化させ、油ドロップ法により表面流線を可視化し、再付着距離を求めた。この結果、Jones によって命名された傾斜独立原理が、後退角  $< 38^\circ$  , ステップ高さ/境界層厚さ  $< 1$  で成立することを見出した。

Weber<sup>(19)</sup>は、ステップ高さ 1.27cm の斜め後方ステップで、後退角を 0, 15,  $30^\circ$

に変化させ、ホットフィルム風速計を用いて実験し、後退角  $30^\circ$  の場合の再付着距離は、 $x/H=3.0\sim 4.0$  となり、再付着点より下流では、後退角が Coles の後流パラメータ  $\Pi$  に強く影響し、Baldwin-Lomax の乱流モデルの係数は再付着点の下流以外では、推奨値に良く一致することを見出した。

斜め後方ステップに関しては、いくつかの数値計算も行われている。Hartman ら<sup>(20)</sup>は、2 階層の渦粘性モデルを使用した有限差分法により数値計算し、ステップ高さで無次元化した再付着距離は、後退角及びステップ高さに反比例して減少することを見出した。しかし、この計算で用いた渦粘性モデルは、はく離・再付着の実験データをベースとして検証したものではないため、再付着距離の評価に用いることの妥当性には疑問が残る。

変動速度場を詳細に調べたものは、Kaltenbach らによる一連の数値計算による研究<sup>(21)・(25)</sup>のみのようなのである。 $Re_H=3000$  でステップ直後に乱流に遷移する場合について DNS を用いて計算し、 $\alpha \leq 40^\circ$  では、平均流は傾斜独立原理に従うことを示している。また、 $Re_H=5000$  の場合について LES を用いて計算した、 $\alpha=30$  以下では、再付着距離は一定値  $x_R \approx 6.2$  に保たれ、 $\alpha=30$  以上では減少し、 $\alpha=70$  では、 $x_R \approx 4.0$  に短縮される結果を得た。その他、ステップ角度  $\alpha$  に対する平均速度分布、乱流せん断応力分布、表面摩擦係数、形状係数、圧力係数、せん断応力角と速度勾配角の差、構造パラメータなどについて整理している。特に再付着領域でのせん断応力角は、壁面近傍で速度勾配角からかなり遅れ、構造パラメータ  $a_1$  は、最大で 0.18 近くまで増加するという興味深い結果を提示している。

### 1.3 本研究の内容

本章では、本研究の背景と目的を明らかにし、更に、二次元後方ステップ流れ、三次元境界層、斜め後方ステップ流れに関する従来の研究の概観を行った。

第2章では、第3章から第4章において使用する実験風洞及び測定部の概要、測定に使用した表面センサ、タンデムセンサー、スラント型センサなどの概要及び測定方法などについて述べる。

第3章では、斜め後方ステップの上流からステップにいたる流れ場、ステップ直後から再付着域に至るはく離領域、再付着域での壁面静圧、平均速度、順流率などの測定結果を示し考察する。

第4章では、再付着域以降の平均速度場及び乱流速度場を測定し、平均速度分布、乱れ強さ成分、Reynolds 応力成分、渦動粘度、せん断応力角、構造パラメータなどをもとに三次元乱流境界層が二次元境界層に回復していく過程を考察する。

第5章では、以上の結論を総括し、全体の結論とする。

更に、付録として、測定装置及び測定方法の補足事項、供試平板前縁及び測定部側壁による流れ場の影響、乱流せん断境界層に関連する各種パラメータ等の概要について述べる。

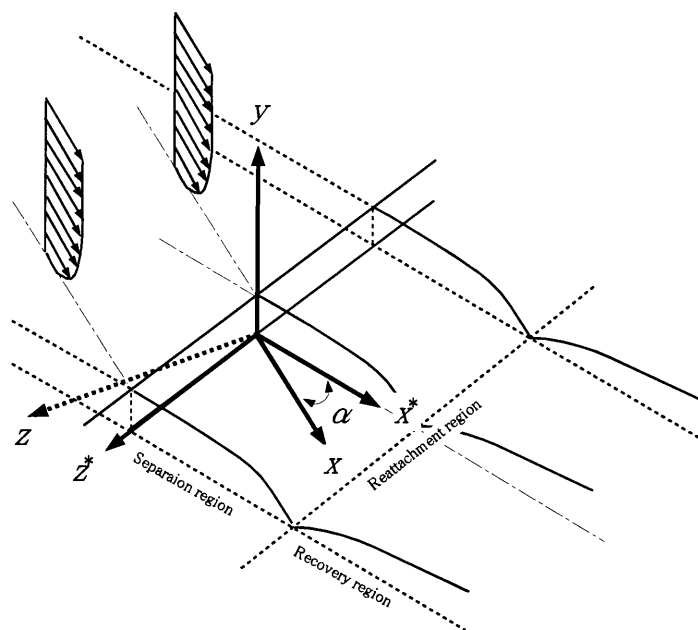


Fig.1-1 3-dimentional flow over a backward-facing step

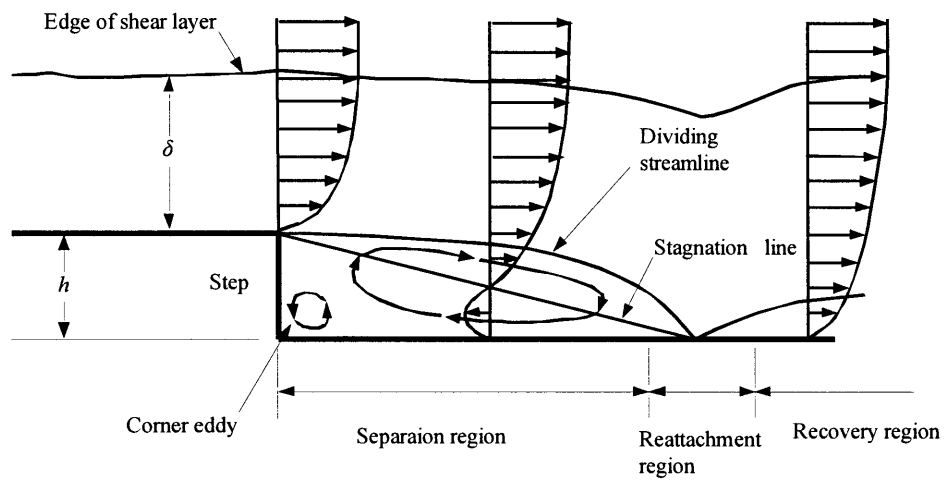


Fig.1-2 Flow over a 2-dimentional backward-facing step

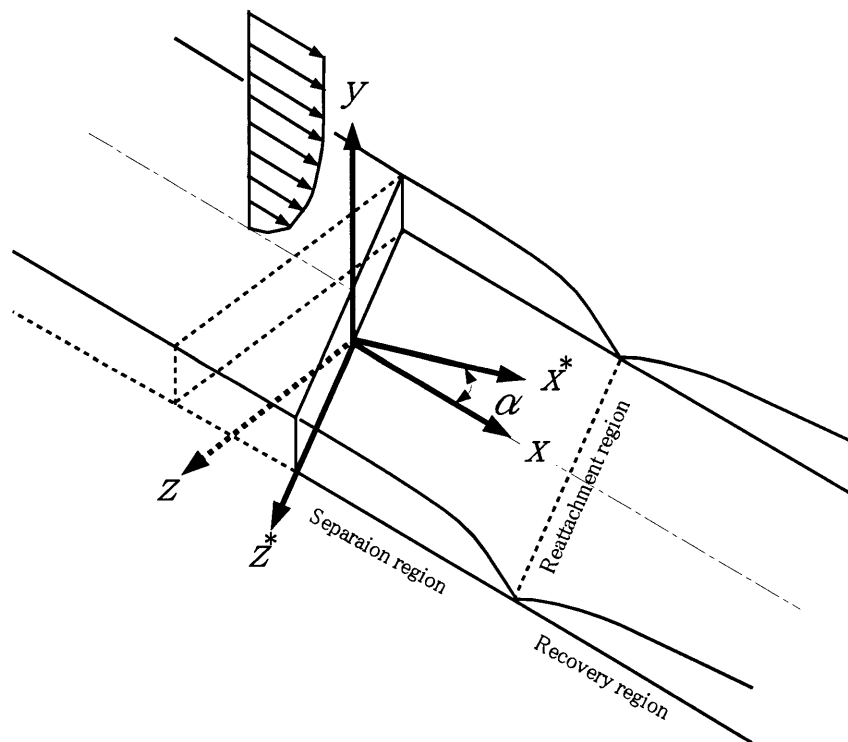


Fig.1-3 Flow over a swept backward-facing step



## 第 2 章 実験装置及び方法

### 2.1 実験風洞及び供試部詳細

実験は、図 2-1 に示すような断面  $300 \times 300 \text{ mm}^2$  の吹き出し口を持つ吹き出し型風洞で行った。測定部は幅 300mm, 全長約 1 m であり, この流れ場の概要を図 2-2 に示す。測定平板は測定部底面から 50 mm オフセットして取り付け, ステップ上流で流路高さは 250 mm である。平板前縁はステップと同様に  $30^\circ$  だけ主流から後退させ, 先端をシャープエッジとした。前縁下流 80 mm の位置には高さ 1 mm の正方形断面のトリッピングワイヤを前縁と平行に設置し, 前縁から 450 mm の位置に高さ  $H = 10 \text{ mm}$  の斜め後方ステップを設けた。

図 2-2 に示した座標系は, まず風洞を基準とする  $(x, y, z)$  系, 斜めステップを基準とする  $(x^*, y, z^*)$  系, 及び層外ポテンシャル流を基準とする  $(x_1, y, z_1)$  系であり, 座標の原点は, 供試平板中央位置でステップ直下の底面上に取る。本研究ではこれら三種類の座標系を適宜用いる。なお,  $(x_1, y, z_1)$  座標系は, 斜めステップにより層外ポテンシャル流がねじれるため導入されたものである。平均速度の成分表示は風洞基準座標系  $(x, y, z)$  に対して  $(U, V, W)$  とし, その他の座標系ではこれに同種の添字を付けて示す。流れの代表速度は局所的には層外主流速度  $U_{1e}$  とし, 流れ場全体ではステップ位置における壁から十分遠方の主流速度 ( $x = 0, y = 150 \text{ mm}$ ) を基準流速  $U_m$  とする。実験は基準 Reynolds 数  $Re_H = 8000$  について行った。このとき,  $x = -10 \text{ mm}$  の位置での近寄り流れは運動量厚さ  $\theta = 1.38 \text{ mm}$  の乱流境界層で,  $Re_\theta = U_{1e}\theta/\nu \approx 1100$  であった。

## 2.2 測定機器及び測定方法

速度の測定には熱線流速計（司測研 HC-30）を用い、直線化出力を 12 bit 分解能 ADC カードと PC を使用して処理した。平板に平行面内の速度成分ベクトルは I 型熱線プローブ回転法によって測定し、はく離域内の順流/逆流の検知はタンデム型熱線プローブによった。I 形及びタンデム型熱線プローブは、直径  $5\mu\text{m}$ 、受感部長 1 mm のタングステン線を用いて自作した。プローブ回転法は回転軸を  $y$  方向に一致させて実行しており、処理の詳細については山下ら<sup>(26)</sup>に、また タンデム型熱線プローブの処理は Tanaka ら<sup>(27)</sup> によっている。（回転法については付録 A.2 参照）。

壁面静圧は平板横幅中央に設けた内径 0.6 mm の圧力取出孔で検出し、傾斜管マノメータで読み取った。また表面流の可視化では、平板に格子間隔 10 mm の小孔群を設け、長さ 8 mm の絹糸製タフトを植え込み、シャッター速度 1/30 s で写真撮影した。なお、タフト法は高さ 20 mm のステップの場合について行った。

ステップの後退角は  $\alpha = 30^\circ$ 、ステップ高さは  $H = 10\text{mm}$  であり、ステップ高さ基準の Reynolds 数  $Re_H = 8000$  について実験を行った。各成分の平均及び変動速度の測定は I 形及びスラント型熱線プローブの回転法によって行った。熱線はいずれも直径  $5\mu\text{m}$ 、受感部長 1 mm のタングステン線である。なお、スラント形熱線の傾斜角は Russ & Simon<sup>(12)</sup> が推奨している約  $60^\circ$  とし、プローブの回転軸は  $y$  方向に一致させた。測定手順は、まず I 型熱線プローブ回転法から最小二乗近似により  $U, W, u', w', \overline{uw}$  の各値を求め、この結果とスラント型熱線プローブの回転法の結果から残りの  $V, v', \overline{uv}, \overline{vw}$  の各値を求めた。測定位置は  $x/H = -5 \sim 40$  の範囲である。流路中央部における流れ場の  $z^*$  方向への一様性については第 3 章に述べる。この測定法による計測の不確かさ（信頼係数を 0.95 としたときの最確値の信頼区間）は、最小二乗処理の確率誤差まで考慮して、層外主流速度基準の平均速度について約 4.4 %、乱れ強さについては  $w'$  が最も大きく、最大乱れ強さ基準で約 7.4 %、

Reynolds せん断応力は約 12.5 % と見積られた。

図 2-3, 図 2-4, 図 2-5 にそれぞれ, 表面センサ, タンデム型熱線プローブ, スラント型熱線プローブの外観を示す。また, 付録 A.1 にこれらの詳細を示す。

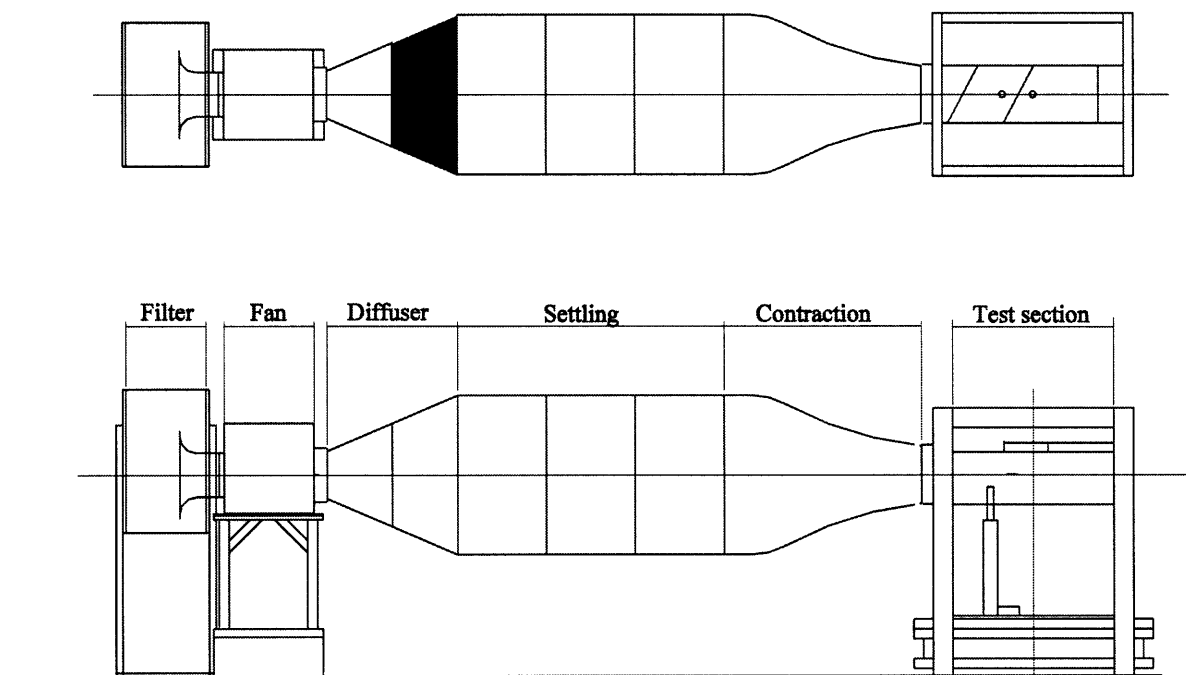


Fig 2-1 Outline of a wind tunnel.

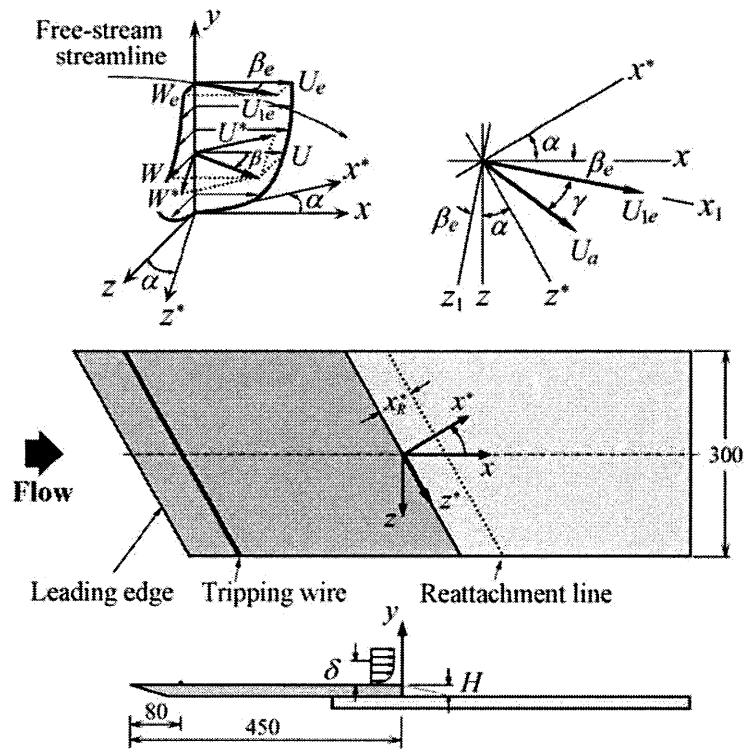


Fig.2-2 Flow field, nomenclature and coordinate system

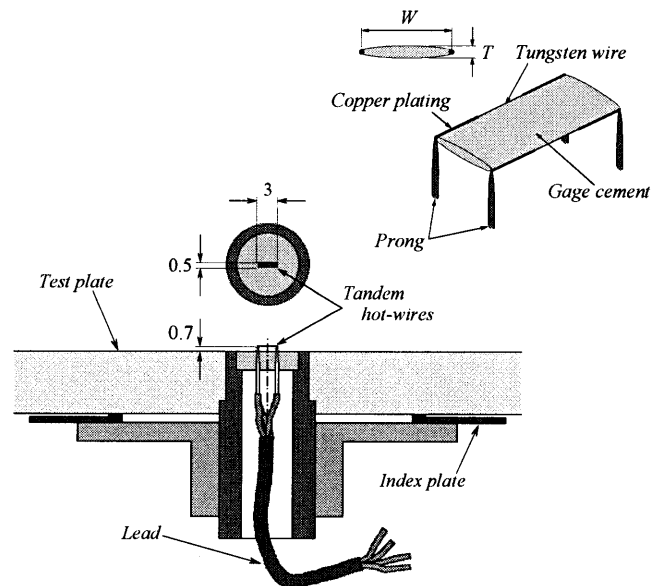


Fig.2-3 Tandem type hot-wire surface sensor.

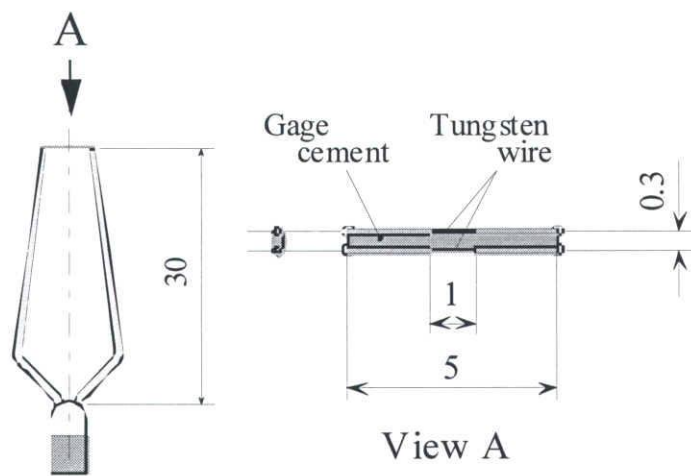


Fig.2-4 Tandem type hot-wire probe

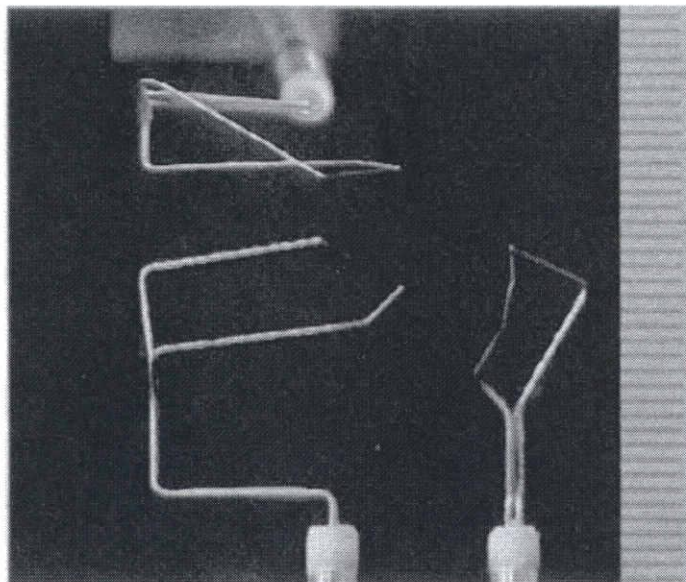


Fig.2-5 Slant type hot-wire anemometer

## 第3章 はく離域，再付着域の平均速度場

### 3.1. 緒言

流体機械の内部流れや，流体中を移動する物体周囲の流れでは，一般にはく離や再付着現象が発生することが多い．これらの現象は結果として，圧力損失，熱伝達，騒音などの機械の性能に大きな影響を及ぼす．このような流れ場の特性を明らかにし，その影響を汎用的に予測できるようにするのが流体力学における研究目的の一つである．

はく離・再付着を伴う流れ場の単純化モデルとして，従来から二次元後方ステップ背後の流れ<sup>(1)(3)</sup> や鈍頭物体前縁はく離流<sup>(28)</sup> などが調べられている．一方，実際上の流れの多くは，主流に横流れが重畳されたものや二次流れを伴う流れであり，三次元流のはく離・再付着現象の解明が必要である．しかしながら，三次元流れは多種多様なため一般的取り扱いが困難で，個別問題として扱うか，あるいは基礎研究としてその特性を抽出して一般化するという手法が取られる．

本研究は，三次元流のはく離・再付着現象の特性を抽出し，一般化するという立場で，十分に発達した乱流境界層が斜め後方ステップではく離・再付着し，その下流で二次元的な流れへと回復する過程の流れ特性を実験的に明らかにしようとするもので，いわゆる準二次元的な流れ場を対象としている．類似の観点からなされている研究の一例には，柱状物体を主流に対して斜めに設置した場合の研究<sup>(10),(16),(17),(29)</sup> がある．

斜め後方ステップ流れは，はく離・再付着を伴う三次元流れの乱流特性を調べる上で最も単純なモデルのひとつであるため，いくつかの実験的研究も行われてきた<sup>(18),(19),(30),(31)</sup> ．しかし，これらの研究は，はく離・再付着領域とその下流の回復過程における平均・変動速度場を詳細に調べたものではない．関連した研究として，

平板上にフェンスを斜めに設置し、そこに形成されるはく離泡の制御を目的とした研究が最近なされており、平均・変動速度場も調べられている<sup>(32)</sup>。また、数値シミュレーションによる斜め後方ステップ流れの解析<sup>(20)-(25)</sup>も行われているが、これらと相互補完する意味でも実験的な研究の必要性は増大している。現在では設計・開発を含めた生産現場でも、数値計算による、流れの解析が広く行われているが、単純な形状に対する直接数値シミュレーションを行う場合以外は、平均速度や壁面せん断応力ベクトルに対する仮定や乱流モデルの確立が必要とされている。

以上のような観点から、良く制御された実験条件の下で、斜め後方ステップを過ぎる流れ場を詳細に調べることは、三次元流れのはく離・再付着と回復過程の普遍的基本特性を明らかにし、乱流モデルの確立と検証、及び平均速度や壁面せん断応力ベクトルの仮定などに関して有用な知見を提供するものと考えられる。本章では、発達した乱流境界層が後退角  $30^\circ$  の後方ステップによりはく離・再付着する流れ場につき、第一段階として、全体の平均速度分布の特徴、はく離領域の平均流特性、再付着距離、再付着域における瞬時変動特性などについて考察する。

## 3.2 実験結果と考察

### 3.2.1 ステップ上流から回復域にいたる流れ場全域の概要

後方ステップ上流の近寄り流れの状態を確認するため、供試平板前縁の位置にあたる風洞吹き出し部で、流路の  $y, z$  断面における流れの一様性を確認した。そのあと、測定の基準とするため、二次元ステップの上流  $10\text{mm}$  ( $x/H = -1, z = 0\text{ mm}$ ) の位置で境界層内の平均速度の測定を行った。斜め後方ステップについては、前縁を後退させたことによる前縁、トリッピングワイヤ、側壁などによる境界層への影響を調べるため、ステップ上流  $x/H = 1, z = -40, 0, +40\text{ (mm)}$  の位置で、境界層内の平均速度を測定した。この結果を図 3-1 に示す。この分布は、 $z$  位置に



かわらず、ほぼ全域にわたって、二次元乱流境界層速度分布と同一形状を示している。従って、測定領域内では、側壁の影響はほとんど無く、この実験の流れは、無限幅を持つ斜め後方ステップへの近寄り流れとみなし得る。

更に、図 3-2 には同位置での乱れ強さの測定結果を示す。二次元ステップ、斜め後方ステップとも全体の形状は Klebanoff による結果<sup>(7)</sup>と相似であり、 $z$  方向の差もほとんど無い。このことから、 $z$  方向に対してほぼ一様な流れが形成されていることがわかる。

一般にステップを過ぎる流れ場は  $x-y$  面内の流線曲率の影響下にあり、層外ポテンシャル流の速度も  $y$  方向に変化している。境界層を調べるという立場からは、層外ポテンシャル流は境界条件を課するものであり、また、細かくいえば、積分厚さ等の境界層特性値にもこの分布が影響する。図 3-3 に、本実験で対象としている範囲 ( $x/H = -5 \sim 40$ ,  $x = -50 \sim 400$  mm) で、ポテンシャル流領域まで含んだ平均流合成速度の絶対値  $U_a$  の分布を示す。層外ポテンシャル流の速度は、ステップのやや上流からかなり下流まで  $y$  方向に変化していることが分かる。この変化を直線的と仮定し、速度がこの直線分布の値の 99.5 % となる壁からの位置を境界層厚さ  $\delta$  とした。

斜めステップを過ぎる流れは主流に対して横流れ成分が付加されたものとなる。このような流れの  $x$  方向変化を調べるため、流路の中央における壁面圧力係数  $C_{pw}$ 、ポテンシャル流速度の  $y$  方向こう配  $\partial U_p / \partial y$ 、層外端主流速度  $U_{le}$  とその傾き角  $\beta_e$ 、及びポテンシャル流速度の壁面への外挿値  $U_{pw}$  を図 3-4 に示す。この流れ場では  $x$  方向への圧力変化に加え、 $y$  方向及び  $z$  方向にも圧力変化があり、層外端主流速度の大きさ、方向ともに変化する。図 3-4 より壁面圧力係数はステップ上流においてすでに減少を始め、 $x/H = 2$  近傍で最小となった後、 $x/H \approx 8$  における最大値まで急上昇し、その後、緩やかに減少していくことがわかる。層外端主流速度とポテンシャル流速度の壁面への外挿値は、この壁面圧力変化にほぼ対応して、

加速－減速－加速を経験し、ポテンシャル流速の  $y$  方向こう配の変化もこれによく対応している。また  $\partial P / \partial z$  の符号に応じて  $\beta_e$  は増加－減少－増加という変化を示す。

図 3-5 は、ステップ下流の壁面圧力変化を、 $x/H \approx 2$  近傍の最小圧力  $C_{pmin}$  を基準として、動圧 ( $\rho U_m^2 / 2$ ) と再付着距離  $x_R^*$  で正規化して示したものである。図中には、二次元後方ステップに関して本実験で得られた結果と Adams & Eaton<sup>(33)</sup> の結果を比較のため示している。斜めステップと二次元ステップの両者ともに同様の分布傾向を示すが、斜めステップの場合、圧力の変化幅は若干小さくなっている。

スパン方向に無限に長い後退翼まわりの流れは、非圧縮層流の場合にはその支配方程式から傾斜独立原理に従うことが知られている<sup>(34)</sup>。この原理は、 $x^*-y$  面内の流れが  $z^*$  方向の流れから独立であることを示すものであるが、ここで、 $x^*$  座標は翼弦方向に、 $z^*$  座標はスパン方向に取っている。本研究で対象とする流れ場においても、スパン方向への一様性、つまり準二次元性が仮定できるならば、非圧縮定常流で層流の支配方程式は(1)式のように書ける。

ここで、 $u^*, v, w^*$  は  $x^*, y, z^*$  方向の速度成分である。(1) 式より明らかなように層流であれば傾斜独立原理が成立し、流れ場はステップの後退角に依存しないことになる。しかしながら乱流では、たとえスパン方向への流れの一様性が仮定できても、Reynolds 応力を介して、 $z^*$  方向の流れが  $x^*-y$  面内の流れに影響を及ぼし、平均速度場に関する独立原理は原理的に成立しない。ただし、Selby<sup>(18)</sup> は表面流線の可視化実験から、ある傾斜角の範囲で傾斜独立原理が近似的に成立することを示している。(詳細は A.5 参照)

$$\left. \begin{aligned}
\frac{\partial u^*}{\partial x^*} + \frac{\partial v}{\partial y} &= 0, \\
u^* \frac{\partial u^*}{\partial x^*} + v \frac{\partial u^*}{\partial y} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x^*} + \nu \left( \frac{\partial^2 u^*}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 u^*}{\partial y^2} \right) \\
u^* \frac{\partial v}{\partial x^*} + v \frac{\partial v}{\partial y} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \left( \frac{\partial^2 v}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) \\
u^* \frac{\partial w^*}{\partial x^*} + v \frac{\partial w^*}{\partial y} &= \nu \left( \frac{\partial^2 w^*}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 w^*}{\partial y^2} \right)
\end{aligned} \right\} \quad (1)$$

本章は特にこの点を調べるものではないが、実験的に普遍性のある結果を得るためには、傾斜独立原理の前提でもある流れの準二次元性を実現することが重要となる。ところが、風洞を用いた実験では測定平板と垂直に側壁を設置せざるを得ず、この条件を流路全幅にわたって満足させることは困難となる。そこでまず、市販流体解析コード **SCRYU/Tetra** を用いた三次元層流計算を実行し、 $z^*$  方向への流れの変化を検討した。計算領域は実験系と一致させ、流れの Reynolds 数は再付着距離が本実験とほぼ同一となる 200 に選んだ。この結果から、側壁近傍においては  $\partial/\partial z^* \neq 0$  となるが、流路中央部の約 1/2 幅にわたる流れのスパン方向への一様性、すなわち準二次元性の成立を確認した。この詳細は、付録 A.4 に示す。

ステップを過ぎる流れ場、特にステップのすぐ背後における流れは、順流/逆流が混在しており、このような高乱れの領域にあっては、一般に単一熱線による速度測定の精度は相当量低下することが知られている。しかし、本実験の斜め後方ステップの流れは、はく離泡内にも横流れ成分が存在し、その絶対速度は二次元ステップの場合に比べて相対的に大きく、速度測定の著しい精度低下はないものと考えられる。図 3-6 は、平均速度成分  $U$  と  $W$  の分布を流れ場全域にわたって示したものである。図中の一点鎖線は境界層外縁 ( $y = \delta$ ) を、破線は  $x^*$  方向速度の順流率 90% の等値線をそれぞれ示す。境界層外縁の高さは、 $x/H \approx 20$  までの範囲で緩やかに減少し、それより下流では境界層の発達に対応して増加している。また、破線と壁で

囲まれた範囲では順流率が 90% 以下となっており、流れのはく離領域が形成されている。そして、図 3-6(a)に示される  $U$  の分布では、ステップからのはく離、壁面への再付着、境界層の回復、という過程を経て速度分布が変化していく様子を見ることができる。図 3-6(b)の  $W$  の分布では、ステップではく離直後から大きな横流れ成分が付加され、流れの再付着とともに最大の横流れ速度を示す位置は壁面に近づき、その後、徐々に横流れは消失していく。

以上のように、斜め後方ステップの流れ場は、二次元後方ステップのと同様に、(i) はく離域、(ii) 再付着域、(iii) 回復域の三領域に便宜上分けて考えることができる。

### 3.2.2 はく離域の平均速度場

この領域の流れ場はステップによって強く拘束されること、及び準二次元性の観点から、 $(x^*, y, z^*)$  座標系に基づいて考察する。図 3-7 は平均速度成分  $U^*, W^*$  を境界層外縁でのそれぞれの速度成分  $U_e^*, W_e^*$  で無次元化し、 $x^*/H < 6$  の範囲について示した速度分布である。図 3-7 (a) の  $U^*$  の分布において、ステップ直後の  $x^*/H = 0.43, y/H > 1$  の分布は、はく離前の境界層速度分布形状をよく保っており、ステップ背後の流体との混合はそれほど進んでいない。これより下流では、混合層の発達につれて速度分布の形状は変化し、速度が負に転じる位置が壁面に近づいていく。逆流速度は  $x^* = 3.03 H$  の辺りで最大値  $0.2 U_e^*$  に達した後、 $x^* = 4.76 H$  付近において逆流はほぼ消失し、流れは壁面に再付着している。 $x^*/H = 5.63$  は再付着直後の速度分布である。図 3-7(b) に示される  $W^*$  分布からは、 $x^*/H = 0.43$  の  $y/H = 1$  近傍の不連続的な速度分布が下流に行くにつれて平滑化され、増速していく様子を見ることができる。しかし、この分布はせん断層内に極大極小値を有する特異な分布形状である。

図 3-8 は、 $U^*$  の分布から得られる流線、つまり流面の  $x^*-y$  断面図である。こ

ここで流れ関数  $\Psi^*$  は、準二次元性を前提として、 $U^*$  の  $y$  方向積分によって求めている。図はステップ背後の流体が  $x^* \approx 2.5 H$  を中心として再循環し、壁面に沿う逆流が  $x^* \approx 1 H$  において再びはく離する様子を示しているが、三次元的に見れば、流面に沿って旋回しながら  $z^*$  方向へ流れるという平均流れ構造である。

両速度成分の変化の相対的關係を見るための極線図を図 3-9 に示す。分布形状を判読し易くするために、各  $x^*$  位置の分布をその距離に応じて横方向にずらしている。図において、原点が壁面に、 $(U^*/U_e^*, W^*/W_e^*) = (1, 1)$  の点が境界層外縁に相当し、ステップのない単純な斜め流れでは分布はこの点を結んだ直線（二次元流）となる。ステップに最も近い位置 ( $x^*/H = 0.43$ ) の分布は、ステップと底面の角部に、ステップによる大きなはく離泡の渦構造とは旋回方向が異なる、もう一つの小さな渦構造が存在することを示している。

はく離域の速度の極線図は二次元流の直線から大きくずれ、壁面に接した薄い層内において直線状の軌跡を示した後、大きく流れを転向させ層外主流方向に向かっていくことが分かる。図 3-7(b) の  $W^*$  分布で見られた極大から極小までの範囲が、流れを転向させる領域に対応する。また、極線図によれば、再付着点付近の分布は、壁近くで  $U^* \approx 0$  で、 $W^*$  のみが高さ方向に増加していることがよく見て取れる。

### 3.2.3 再付着域及びその周辺の流れ場

つぎに、再付着距離について調べる。図 3-10 (a) は、タフト法によって表面流を可視化撮影した写真であり、 $z = -4H \sim 4H$  の範囲について示した。図より、表面流線が包絡線となって 1 本の線を形成する様子を見て取ることができる。この線は再付着線であり、斜めステップとほぼ同じ角度で後退していることがわかる。図 3-10 (b) はつぎに述べる測定で得られる表面流ベクトルと表面流線(破線)であり、可視化パターンとよく一致している。再付着位置を定量的に評価するため、壁面のごく近傍  $y/H = 0.07$  にて壁埋込形のタンデム型センサを用いて測定した。検出され

た流れ方向を  $x$  軸から測った角度  $\beta$  で表し、図 3-11 に示す。また、I 型熱線プローブ回転法で  $y/H = 0.015, 0.07$  にて得られた結果も併せて示す。これらの結果より、壁面近傍流の方向がステップ稜線に沿う  $z^*$  方向 ( $\gamma = -60^\circ$ ) と一致する位置は、ほぼ  $x^*/H = 4.85$  であり、幾何学的な観点からみた再付着位置となる。この測定結果から表面流ベクトルが得られ、さらに  $z^*$  方向の流れの一様性を仮定して表面流ベクトルを積分することにより、表面流線を描くことができ、これらを図 3-10(b) に示した。ただしこの結果は  $y/H = 0.07$  におけるものであり、表面流への推定であることに注意が必要である。

さらに、順流率による再付着位置の測定を行った。順流率  $\gamma_p$  は全観測時間中に順流の発生する時間割合で定義され、本研究ではこれを  $x^*$  方向の速度成分について求めた。図 3-12 に順流率  $\gamma_p$  の  $x^*$  方向変化を示す。二次元後方ステップで従来用いられている再付着位置の定義 ( $\gamma_p = 0.5$ ) に従えば、斜めステップで  $x_R^*/H = 4.75$  ( $x_R/H = 5.5$ ) となり、前述の表面流の角度から求めた位置とほぼ一致する。またこの再付着距離は、二次元ステップでの  $5.2H$  に対し、約 10% 短くなっている。これは、乱流では独立原理が成立しないことと、ステップ基準の座標系に基づく有効 Reynolds 数の変化によるものと考えられるが、詳細はステップ後退角を変化させる今後の研究に委ねる。

傾斜後方ステップの場合、再付着距離が二次元ステップの場合よりも短くなることが明らかとなったが、両者の差異をより明確にするために、再付着点近傍の瞬時速度の変化速度の違いを検討する。図 3-13 は、タンデム型表面センサで測定した再付着領域の壁面近傍における瞬時速度波形を示す。それぞれの再付着位置で、傾斜ステップと二次元ステップの波形を比較すると、図 3-13(b) に示す傾斜ステップの波形の方が、図 3-13(a) に示す二次元ステップの波形よりも変動の振幅が小さく、また、その変動の波長も短いように見える。

流れの構造の違いに着目すれば、二次元ステップの場合、平均流は壁面に垂直に

流入し、前後に分かれて流れていく。これに対し、斜めステップの場合は、ステップ面に平行な軸から見た場合、二次元ステップの流れ場と同様に平均流は壁面に対し垂直に流入するが、ステップに垂直な軸方向から見た場合には、 $W^*$ 成分が存在するため、壁面に対し斜め方向から流入する形となる。この結果として、変動の生成が小さくなり、乱れ自体も小さくなることが予想される。

図 3-14 は、それぞれ  $y/H = 0.1$ ,  $y/H = 0.05$ , 及び  $y/H = 0.01$  の高さ位置で測定した  $u^*$  の一次元パワースペクトルである。いずれの高さ位置においても、斜めステップのパワースペクトルは二次元ステップの場合に比べ、低周波数域で小さく、高周波数域で大きくなっている。両者の差異は、より高い  $y/H$  位置で顕著となっている。この結果からも、斜めステップでの再付着のほうが変動の大きさが小さいことがわかる。

図 3-15 は自己相関係数の分布を図 3-14 と同じ高さ位置で比較したものである。二次元ステップの自己相関係数は、斜めステップの自己相関係数よりも、時間遅れに対してその減少速度が緩やかで、その差異はスペクトル分布の場合と同様、壁面上方に向かって大きくなっている。この自己相関係数は乱流渦がどの程度の持続性を持つかの目安であり、この結果からも斜めステップでも再付着のほうが変動の大きさが小さいことがわかる。

自己相関係数から求めた積分特性時間の高さ方向分布を図 3-16 に示す。傾斜ステップの場合、積分特性時間は  $y/H \leq 0.1$  の範囲ではほぼ一定で、その上方で緩やかに減少している。一方二次元ステップの場合には、積分特性時間は  $y/H = 0.1$  付近で最大値をもつ分布であり、その値は傾斜ステップの約 2 倍となっている。それ故、二次元ステップの場合、再付着領域の揺らぎが比較的大きく、時間的に緩やかに変動している可能性がある。

### 3.3 結 言

後退角  $30^\circ$  の斜め後方ステップの下流に形成されるはく離域及び再付着域を主体に、タフト法による表面流の可視化、タンデム型表面センサによる順流率の測定、I 型熱線による速度測定及び壁面静圧測定を行い、この流れ場について以下のことを明らかにした。

- (1) はく離域内の流線、つまり三次元流れの流面の  $x^*$ - $y$  断面図は通常の二次元的なパターンを示し、大局的に大きな渦構造を示した。極線図はステップと底面の角部にさらに小さな渦構造の存在を示唆した。この領域内の  $z^*$  方向速度成分は、極大極小値を有する特異な分布形状となり、流れの複雑性を示した。また、正規化された壁面圧力分布は二次元ステップとほぼ同様な分布形状を示すが、圧力の変化幅はわずかに小さい。
- (2) 斜めステップの再付着距離を表面流の方向と順流率から測定したところ、 $x^*$  方向にそれぞれ  $4.75 H$ ,  $4.85 H$  となり、ほぼ一致した。このことから、再付着位置は、表面流の方向がステップと平行になる位置またはステップに垂直な方向の順流率で定義できる。また、斜め後方ステップの再付着位置は二次元のステップに比べて約 10% 短縮されており、この条件では傾斜独立原理は成立しないことがわかった。
- (3) 再付着域の瞬時速度の変化を詳細に調べた結果、斜め後方ステップと二次元後方ステップとでは、パワースペクトルと積分特性時間に顕著に差が現れることが明らかとなった。



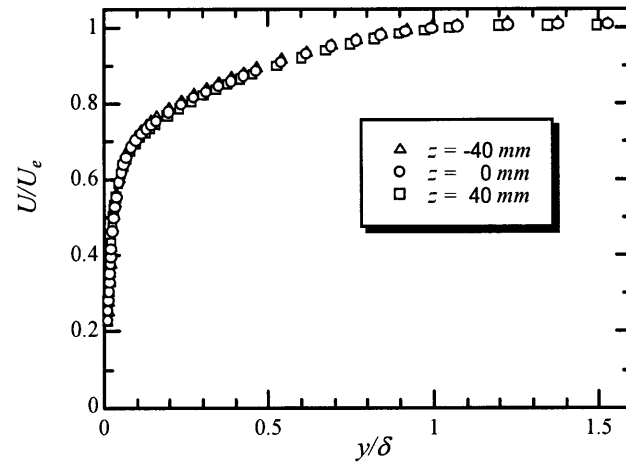


Fig.3-1 Distribution of mean flow velocity of inlet flow to a step.

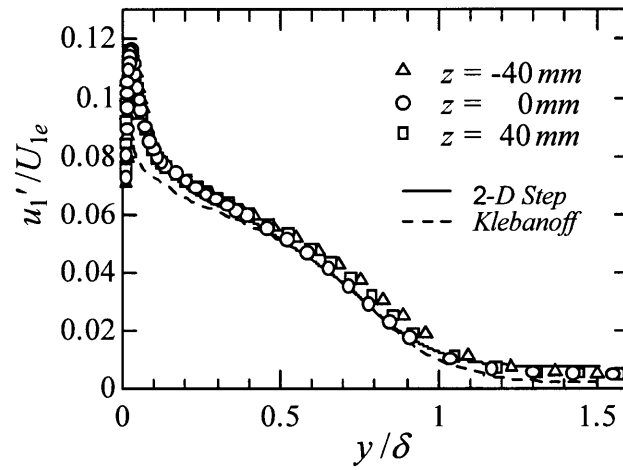


Fig.3-2 Distribution of fluctuating velocity component of inlet flow to a step.

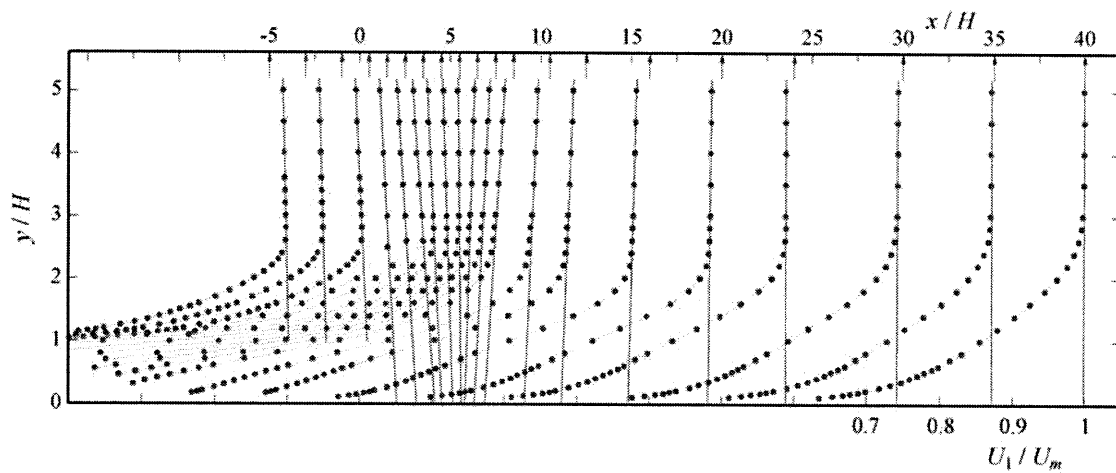


Fig.3-3 Distribution of absolute flow velocity  $U_a$ .

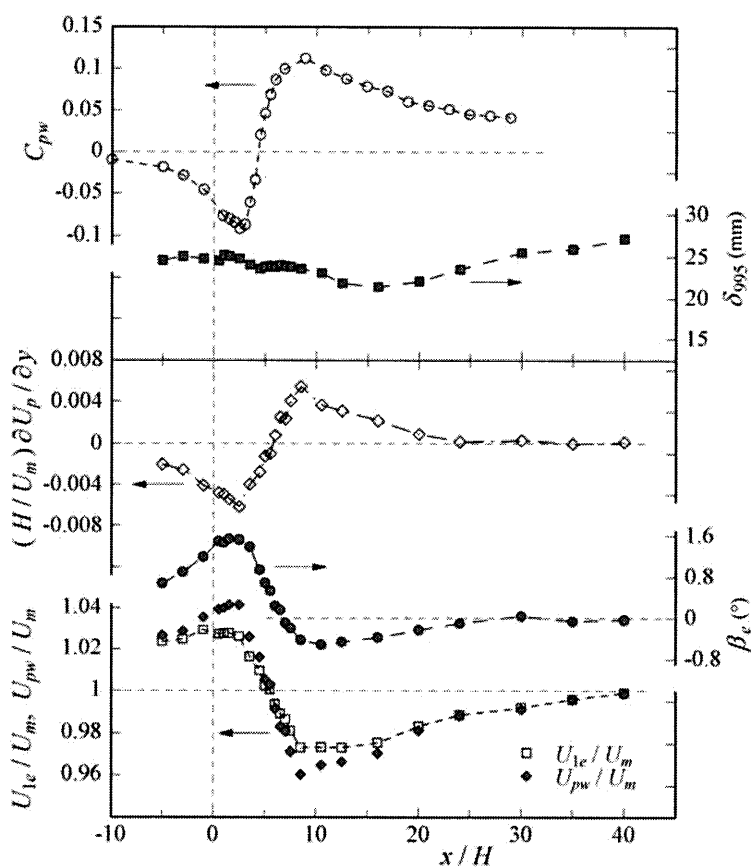


Fig.3-4 Distributions of wall static pressure coefficient, flow-direction angle and outer-edge velocity

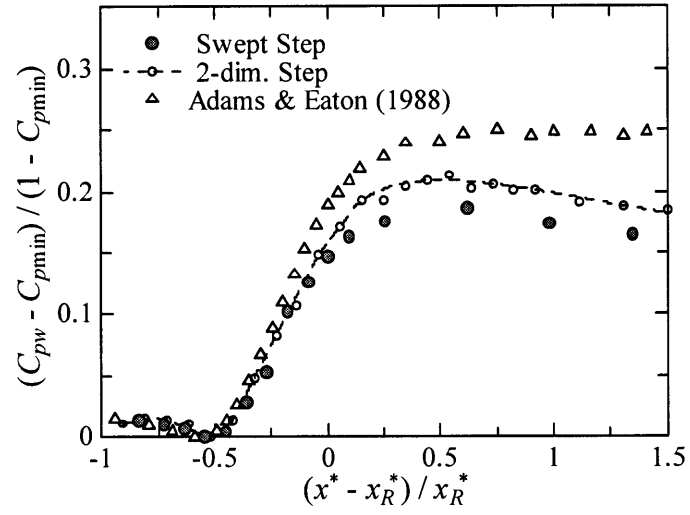


Fig.3-5 Normalized distributions of wall static pressure behind the backward-facing step

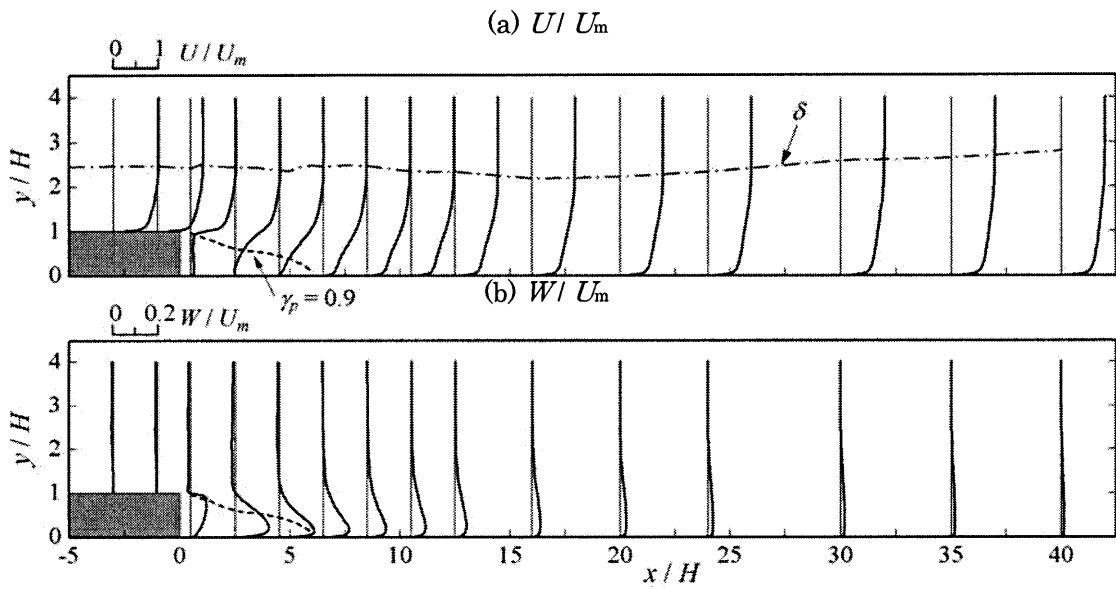


Fig.3-6 Stream-wise variations of mean velocity profiles in the whole flow region.

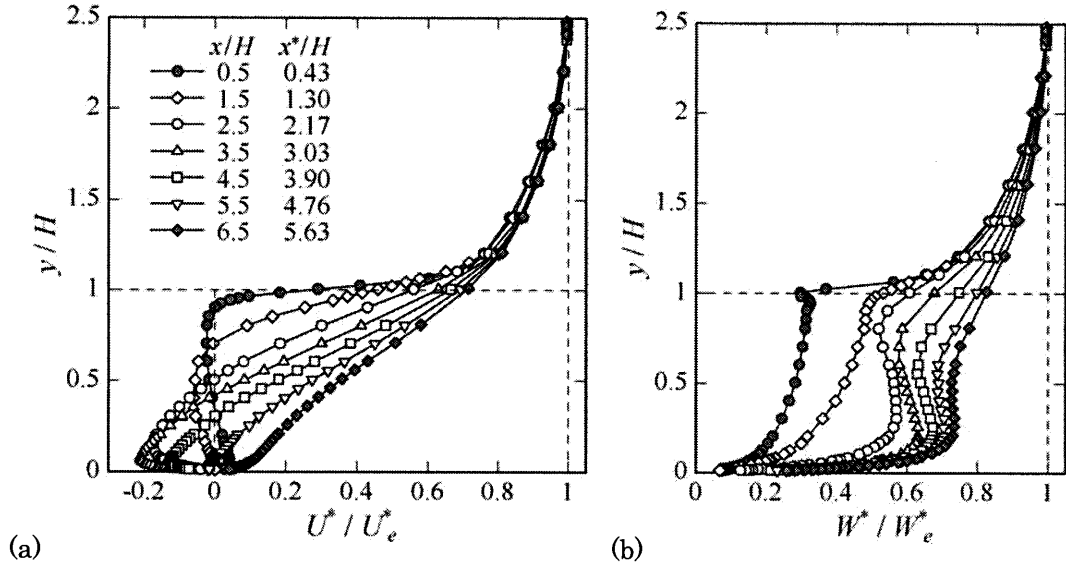


Fig.3-7 Mean velocity profiles in the separated region. (a)  $U^*/U_e^*$  and (b)  $W^*/W_e^*$

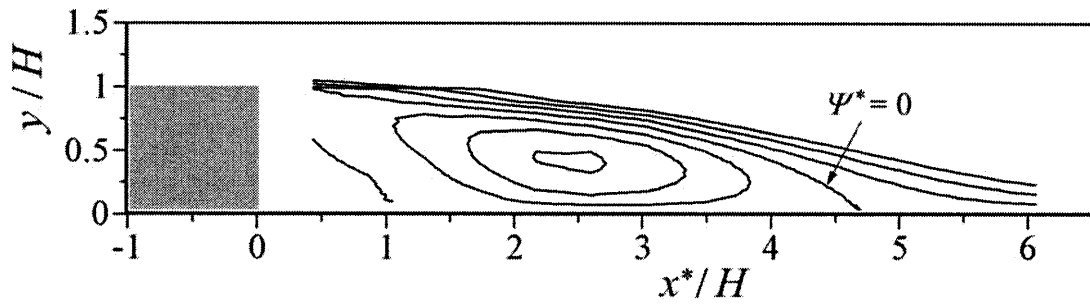


Fig.3-8 Streamlines within the  $x^*-y$  plane

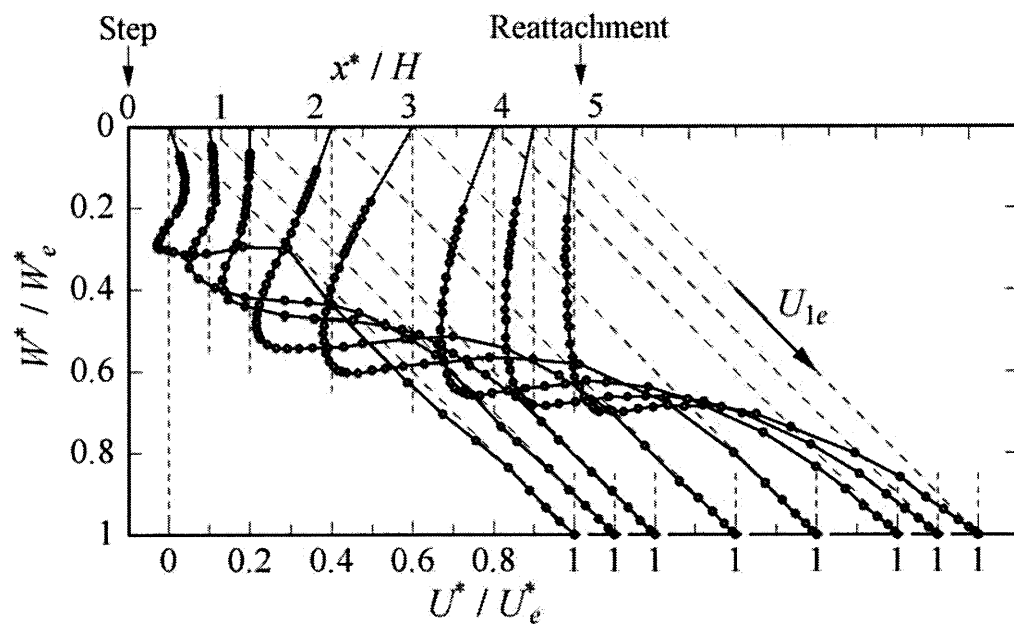


Fig.3-9 Polar plots of velocity vector in the separated region

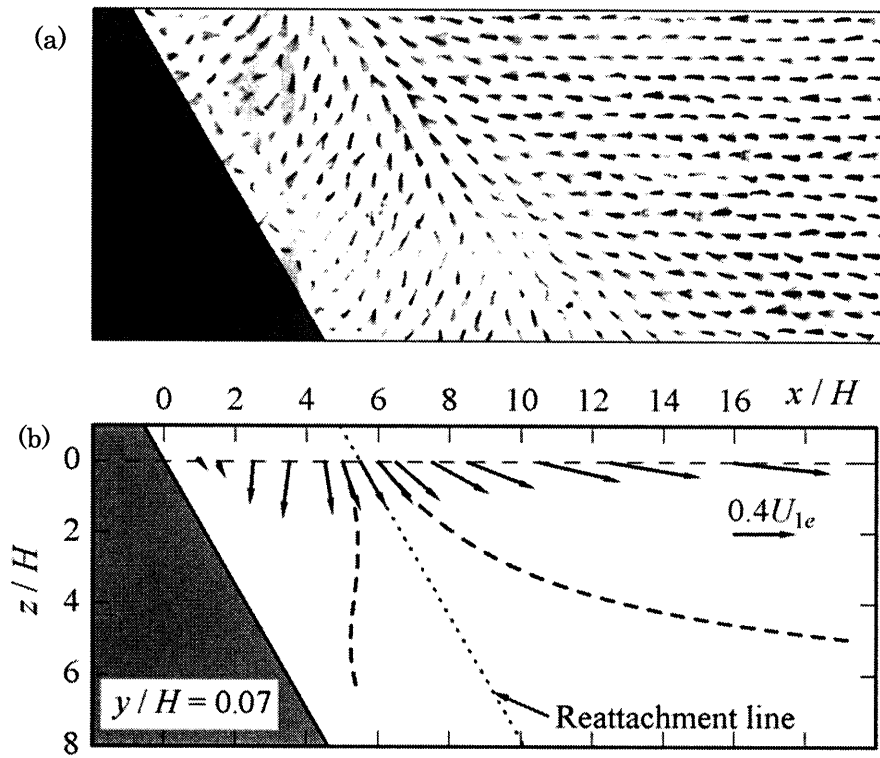


Fig.3-10 Surface flow pattern. (a) Visualization with tufts and (b) surface-flow vector measured by hot-wire probe

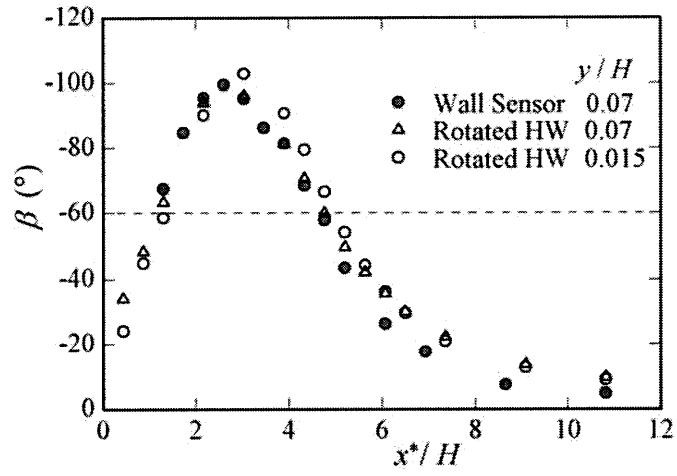


Fig.3-11 Distributions of flow direction angle next to the wall

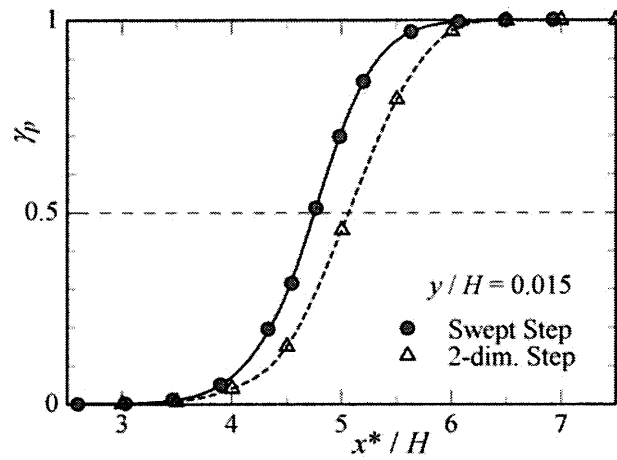


Fig.3-12 Distributions of forward flow fraction at  $y/H = 0.015$

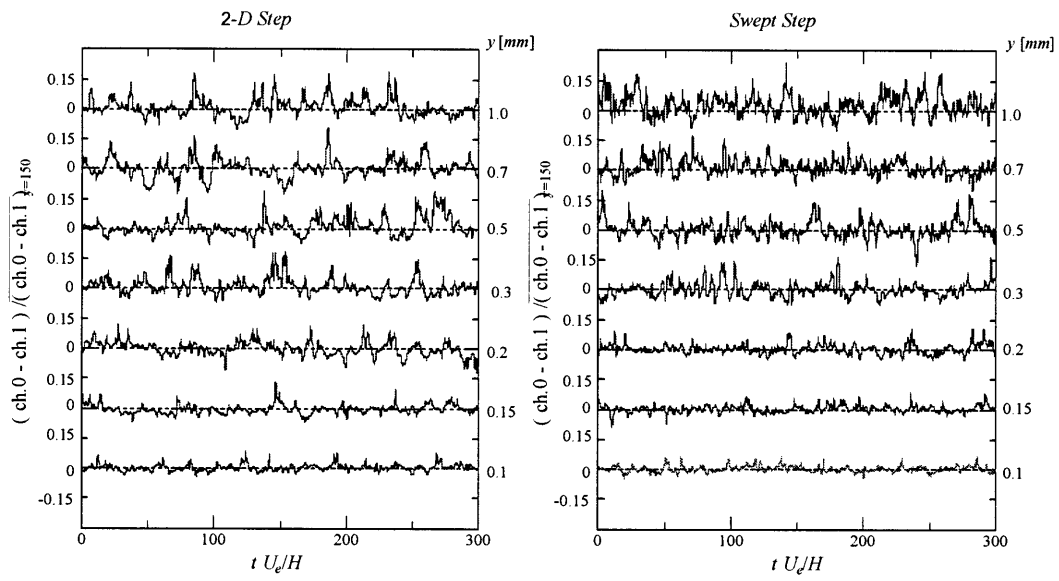


Fig.3-13 Instantaneous  $u^*$ -component velocity fluctuations near the reattachment region.

(a) 2-D backward-facing step( $x^*/H = 5$ )      (b) Swept backward-facing step( $x^*/H = 4.76$ )



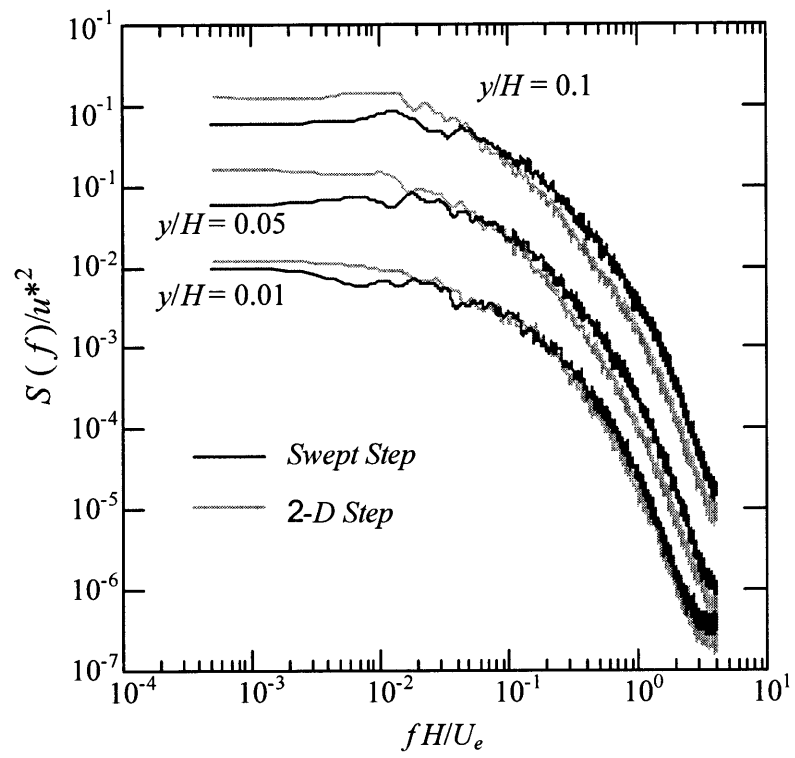


Fig.3-14 Energy spectra near the reattachment region.

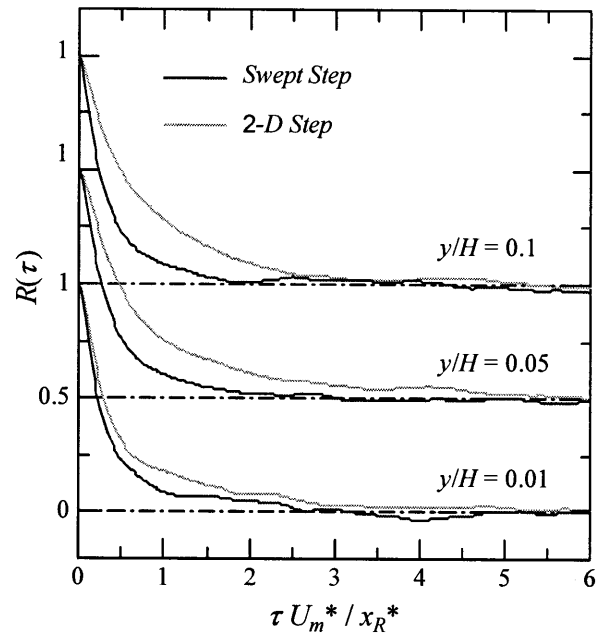


Fig.3-15 Autocorrelation coefficients.

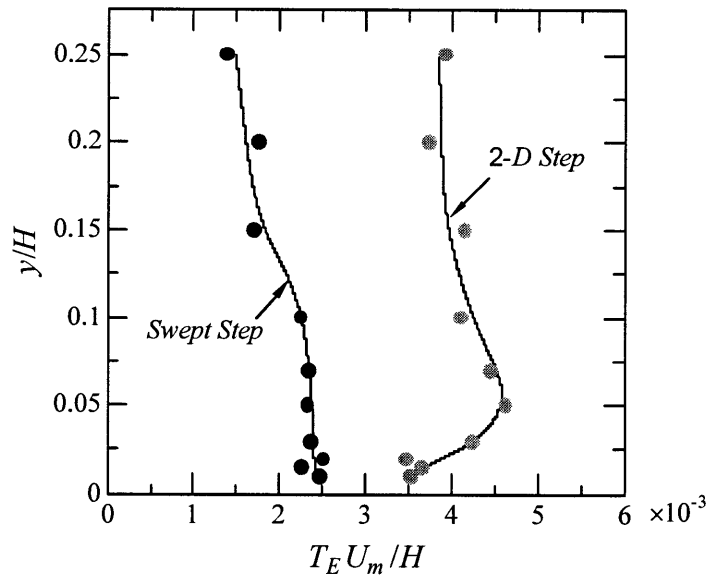


Fig.3-16 Integral time scales near the reattachment region.

## 第4章 回復域の平均・変動速度場

### 4.1 緒言

本研究は、三次元流れのはく離・再付着現象の特性を解明するための最も基本的なモデルとして、十分に発達した乱流境界層が斜め後方ステップではく離・再付着し、その下流で二次元的な流れへと回復する過程を実験的に明らかにしようとするものである。第3章では、はく離域及び再付着域の平均速度分布などの測定値からその特性を検討した。その結果、この流れの再付着距離は二次元後方ステップ流れと比較して短くなることを確認した。

斜め後方ステップに関しては、いくつかの実験<sup>(18),(19)</sup>や数値計算<sup>(20)~(25)</sup>が行われており、これらのうち変動速度場を詳細に調べたものは、Kaltenbach らによる研究<sup>(21)</sup>があるが、これははく離し、乱流遷移した後に再付着する流れ ( $Re_H \approx 3000$ ) を対象としており、主として傾斜独立原理の成立に注目し、ステップ後退角 ( $0 \sim 60^\circ$ ) による乱流統計量<sup>(22)(23)</sup> や組織構造<sup>(24)</sup> の変化を調べている。このため、発達した乱流境界層がはく離する本実験の結果と単純に比較することはできないが、二次元ステップと比較した場合の斜め後方ステップ流れの特徴、Reynolds 応力、構造パラメータ等の回復過程における特徴を検討する上で参考となる。なお、三次元乱流境界層の特に壁領域の乱流構造に主眼を置いた展望が Johnston & Flack<sup>(13)</sup> によってなされているが、三次元的なはく離・再付着により引き起こされる三次元流れの乱流量に関する実験データは不足しているのが現状である。

本章では、斜め後方ステップによりはく離・再付着する流れ場の、主として回復域における平均及び変動速度場の特性を明らかにする。更に、乱流構造のモデル化を検討する上で有用な、渦動粘度、平均流速度こう配ベクトルの方向とせん断応力ベクトルの方向との関係、構造パラメータの変化についても考察する。

### 4.3 実験結果と考察

#### 4.3.1 回復域の平均速度場

ここでは、斜めステップによりはく離・再付着の過程で三次元化を受けたせん断層が二次元的な境界層へと回復する過程について調べる。なお、三次元境界層に対する通常の取り扱いに従い、層外主流を基準とする  $(x_1, y, z_1)$  座標系に基づいて考察する。

図 4-1 は回復過程の  $x/H \leq 40$  における平均速度成分  $U_1$ ,  $W_1$  の分布で、 $U_{1e}$  と  $\delta$  で無次元化してある。 $U_1$  の分布からは、再付着直後のやせた速度分布が徐々に速度を回復し、 $x/H = 40$  において二次元乱流境界層の分布 ( $x/H = -1$ ) にほぼ一致することが分かる。

横流れ速度成分  $W_1$  は壁面噴流に類似の速度分布である。この値は、本実験最下流の位置  $x/H = 40$  においても無視できない程度の大きさを示している。

この境界層の三次元特性を調べるために、平均速度を極線図表示して図 4-2 に示す。この表示法の圧力駆動三次元境界層に対する有効性は、Johnston<sup>(35)</sup> によって示され、三角形モデルとして提唱された。この図から分かるように、分布は頂点を挟んで右上がりと右下がりの三角形を描き、流れ場を二つの領域に分離して考えることができる。Johnston は、壁面近傍を領域 (I)、主流に近い側を領域 (II) として、領域 (I) では表面流線が層外主流となす角度  $\gamma_w$  を、領域 (II) では右下がりこう配を表すパラメータ  $A$  を定義した。本実験結果は領域 (I) において Johnston の関係式をよく満足しており、 $\gamma_w$  が比較的明確に決定できる。一方、領域 (II) では、 $x/H = 6.5$  を除いて各分布は 1 本の曲線上には乗るようであるが、Johnston のパラメータ  $A$  を一義的に決めることは困難である。

この極線図から得られる表面流線の角度  $\gamma_w$ 、横流れ速度成分の最大値  $W_{1max}$ 、その最大速度位置  $y_{mw}$  の下流方向変化を図 4-3 に示す。表面流線の角度は  $x/H \leq 20$  の範囲で急減少した後、徐々に  $0^\circ$  に近づいていくのに対し、横流れ速度の最大値

の減少は、角度の減少の仕方よりかなり緩やかで、 $x/H=40$  においても最大約 0.03  $U_{1e}$  程度の横流れ成分が残っている。

平板乱流境界層の平均速度に関しては、第 1 近似として Reynolds 数に無関係な相似則が存在し、特に壁近くの分布は対数法則として知られている。

三次元乱流境界層の対数法則については、これまでに各種の提唱がなされており、ここで本流れ場の回復過程の速度分布への適応性を調べてみる。Ölçmen-Simpson<sup>(11)</sup> は三次元流に対する対数法則を列挙し、各種の流れ場のデータを用いてその普遍性を検討している。その中で本実験の結果を用いて比較的容易に検証できる代表的なものは、以下の 4 種類である。

$$\text{Johnston :} \quad \frac{U_1}{q_\tau \cos \gamma_w} = A \log \frac{y q_\tau}{\nu} + B \quad (2)$$

$$\text{Pierce らと Chandrashekhar ら :} \quad \frac{U_1}{q_\tau \sqrt{\cos \gamma_w}} = A \log \frac{y q_\tau \sqrt{\cos \gamma_w}}{\nu} + B \quad (3)$$

$$\text{Coles :} \quad \frac{U_a \cos(\gamma_w - \gamma)}{q_\tau} = A \log \frac{y q_\tau}{\nu} + B \quad (4)$$

$$\text{Hornung ら :} \quad \frac{U_a}{q_\tau} = A \log \frac{y q_\tau}{\nu} + B \quad (5)$$

ここで、 $U_a$  は合成速度、 $q_\tau$  は全摩擦速度、 $\gamma$  と  $\gamma_w$  はそれぞれ速度ベクトルと壁面せん断応力ベクトルが層外主流となす角度である。Johnston 及び Pierce らと Chandrashekhar らの式は、 $x_1$  方向成分に対する対数法則であり、Coles, Hornung らの提唱式は、合成速度に対する対数法則となっている。

これらの提唱式を本実験結果と比較する前に、基準としてステップ上流の二次元流に対する対数速度分布を図 4-4 に示す。外層部がやや順圧力こう配の影響を受けた分布形を示している。さて、三次元流に対する対数速度分布の係数  $A, B$  の値に関しては、Ölçmen らは比較する流れ場のデータに適合するよう算出しているが、

ここではまず、二次元流の値 5.5, 5.4 を用い、その結果を 図 4-5~3-8 に示した。

図のキャプションで PK & CS は Pierce らと Chandrashekhar ら、HJ は Hornung らを示す（以下の図においても同様の略記を用いる）。

まず Johnston の表記法の対数速度分布では、再付着直後の位置にはほとんど対数直線領域がなく、下流に向かって徐々にその直線領域が増していく様子がよく示されている。Pierce らと Chandrashekhar らの対数速度分布は、Johnston のものと大きくは異ならない。しかし、壁のごく近傍（バッファ層）のまともは、Johnston の変数の方がややよいようである。Coles の対数法則表示は再付着直後から対数直線領域が認められ、全体に対数速度分布として妥当であることを示している。Hornung らの対数速度分布は、外層部の速度が直線から大きく離れてはいるが、対数領域については、Coles の対数法則表示と同程度のまともを示している。この対数領域は Johnston の極線図表示（図 4-2）の右上がり部分に相当し、本流れ場では、再付着直後の位置から直線的である。このため、Coles と Hornung らの対数法則は一致することになる。外層部における相違は、むしろ  $(\gamma_w - \gamma)$  が零でなくなることによる。

さて前述のように、Johnston 及び Pierce らと Chandrashekhar らの式 (2), (3) は、 $x_1$  方向の速度成分に対する対数法則であり、 $z_1$  方向にも興味をもたれる。Johnston はこれについて特に提案しているわけではないが、式 (2) から類推して、これと矛盾しない  $z_1$  方向の対数法則表示として次式が考えられる。

$$\frac{W_1}{q_r \sin \gamma_w} = A' \log \frac{y q_r}{\nu} + B' \quad (6)$$

一方、Pierce らと Chandrashekhar らは、 $z_1$  方向について次式を提案している。

$$\frac{W_1}{q_r \sqrt{\sin \gamma_w}} = A' \log \frac{y q_r \sqrt{\sin \gamma_w}}{\nu} + B' \quad (7)$$

これらに基づいた結果を 図 4-9, 図 4-10 に示す。いずれもそれほど適切とまで

は言えないが、本流れ場に対しては、Johnston の提唱式から類推される式 (6) の方がやや勝っているようである。

対数法則との関連で必然的に評価されるべき局所摩擦抵抗係数を、 $x_1$  方向成分について 図 4-11 に示す。これは、各対数速度分布 [式 (2)~(5)] で評価された  $q_\tau$  から成分分解して求められたもので、4 種類の提唱式に基づく摩擦抵抗係数の値の差はほとんどない。図示のように、再付着付近の小さな値から急増し、 $x/H=20$  以降で微増、 $x/H=40$  で  $c_{fx} \approx 0.004$  程度となっている。

図 4-12 に境界層の特性値を示す。境界層厚さ  $\delta$  は 3.1 節に記したように評価されたものであり、境界層の積分量として、 $x_1$  方向速度成分による二次元流での定義の排除厚さ  $\delta_x^*$  と運動量厚さ  $\theta_x$ 、及び形状係数  $H_x = \delta_x^* / \theta_x$  を示した。境界層厚さは、再付着点から下流に徐々に減少し、 $x/H \approx 16$  辺りで最小となった後、増加へと転じている。排除厚さは再付着点から  $x$  方向に急減少し、運動量厚さは緩やかに減少している。両者とも  $x/H > 20$  においてほぼ一定値となり、この範囲で形状係数  $H_x$  は約 1.35 である。

二次元乱流境界層に関しては、壁近くの流れの相似性を表す対数速度分布と並んで重要とされる法則に速度欠損法則がある。三次元乱流境界層でこれについて議論したものはこれまでに見当たらないようである。そこでまず試みに、Pierce らと Chandrashekhara らの変数を用いて、欠損法則表示をしてみた。その結果を図 3-13 に示す。対数法則の式 (3) に対応する直線部分は存在するようであるが、速度欠損法則としての次の関係

$$\frac{U_{1e} - U_1}{q_\tau \sqrt{\cos \gamma_w}} = g \left( \frac{y}{\delta} \right) \quad (8)$$

は成立していない。三次元乱流境界層において如何なる形の欠損法則が成立すべきかは、今後の課題であるが、式 (8) が成立しないことを次元解析の立場から推察すれば、 $x_1$  方向の速度欠損をもたらす物理的因子が、壁面せん断応力の  $x_1$  方向成

分ではないか、或いはこれだけではないという可能性が考えられる。

#### 4.3.2 回復域の乱れエネルギー分布及び変動速度

全域の乱れ強さの分布の概観を得るため、図 4-14 に基準主流速度  $U_m$  で無次元化した乱れエネルギーの下流方向変化を示す。図中の一点鎖線は境界層外縁 ( $y = \delta$ ) を、破線は流れのはく離領域外縁として  $x^*$  方向速度の順流率 90% の等値線をそれぞれ示す。

はく離直後 ( $x/H = 1.5$ ) の乱れエネルギーの変化は二次元ステップの場合<sup>(13)</sup> と定性的に同様で、はく離せん断層が発達するステップ高さ位置付近で鋭いピークを持つ分布となり、その最大値は下流に向かって増加して再付着点付近 ( $x/H \approx 5.5$ ) で最大となる。再付着後においても当初、乱れエネルギーの最大値は  $y \approx 0.5 H$  付近に現れるが、その大きな乱れエネルギーは下流に行くにつれて減少し、代わって壁面近傍で新たに生成される乱れが次第に発達するようになる。以下に再付着後の回復域の変動速度場を詳細に検討する。

ここでは、変動速度 3 成分の実効値（以下、変動速度成分と呼ぶ）と Reynolds 応力 3 成分の回復域における変化の特徴について考察する。変動速度成分  $u^*$ ,  $v^*$ ,  $w^*$  の分布を図 4-15 に示す。各値は層外主流速度の  $x^*$  方向成分  $U_e^*$  で無次元化されており、壁からの高さは  $y/\delta$  で示す。また比較のため、図中には、ほぼ二次元流とみなせるステップ上流 ( $x/H = -1$ ) の分布を実線で示している。

図 4-15(a)に示す  $u^*$  の分布からは、再付着点付近の壁から離れた位置での大きな値が下流方向に徐々に減衰し、同時に壁面近傍で変動速度成分が増加し、二次元流の分布に近づいていく様子が見られる。それぞれ図 4-15(b)と(c)に示す  $v^*$  と  $w^*$  についても、再付着点付近からかなり下流まで壁から離れた位置で大きな値をとり、下流方向に徐々に減衰していく様子を示している。

乱流構造の詳細を調べるための方法の一つは乱れエネルギー収支を明らかにす



ることであるが、これについては別途考察することとし、ここでは変動速度成分の変化に強い影響を持つとされる乱れエネルギー生成に注目する。図 4-16(a), (b)はそれぞれ  $u^*$  変動及び  $w^*$  変動に対する主たるエネルギー生成項  $-\overline{u^*v} \partial_y U^*$  と  $-\overline{vw^*} \partial_y W^*$  の無次元表示である。  $\partial_y U^*$  は再付着点付近からかなり下流まで壁から離れた位置で極めて大きな値を示し、図 4-15(a)に示されるように変動速度成分  $u^*$  が壁から離れた位置で非常に大きな値をとることに対応している。図 4-16(b)に示されるように、  $-\overline{vw^*} \partial_y W^*$  も  $-\overline{u^*v} \partial_y U^*$  ほどではないが再付着点付近の壁から離れた位置で極大値を示しており、これは図 4-15(c)に示す同位置で大きな値をとる  $w^*$  の分布に対応している。このことは、再付着後の大きな変動速度成分は、はく離せん断層で作られた高乱れ成分が移流することによってのみもたらされるのではなく、局所的にも乱れエネルギー生成が大きく寄与していることを示している。なお、図 4-16(b)に示す  $-\overline{vw^*} \partial_y W^*$  には再付着点付近で壁近くにわずかに負の値をとる領域があり、  $w^*$  変動に対して負の寄与をしている。これは、第 3 章に示したように、  $W^*$  がせん断層内で極大・極小値を有する特異な分布形状をとることによる。

Reynolds 応力成分  $-\overline{u^*v}$  ,  $-\overline{vw^*}$  ,  $-\overline{u^*w^*}$  の無次元分布を図 4-17 に示す。無次元の基準は変動速度成分と同じである。図 4-17(a)は Reynolds せん断応力  $-\overline{u^*v}$  の分布である。これは再付着直後の  $x/H = 6.5$  の位置で、  $y/\delta = 0.2$  付近に極めて大きいピークを持つ分布となり、このピーク値は下流に向かって急速に減少している。図 4-17(b)の  $-\overline{vw^*}$  は  $-\overline{u^*v}$  に比べると値は小さいが同じような変化の傾向を示している。これらの Reynolds 応力  $-\overline{u^*v}$  ,  $-\overline{vw^*}$  は薄層近似の Reynolds 方程式に陽に現れ、それぞれ  $x^* - z^*$  面内の  $x^*$  ,  $z^*$  方向のせん断応力を表す。Reynolds 応力のこのような分布の特徴は、根元的には Reynolds 応力方程式に基づいた考察が必要であるが、その中でも特に乱れエネルギー生成と同様な Reynolds 応力生成項による寄与が重要と考えられる。  $-\overline{u^*v}$  ,  $-\overline{vw^*}$  に対する主たる生成項はそれぞれ  $\partial_y U^*$  ,  $\partial_y W^*$  である。これらの分布についてはここでは示さないが、  $-\overline{u^*v} \partial_y U^*$  (図 4-16(a))から類推して、

$-\overline{u^*v^*}$  と  $-\overline{vw^*}$  が壁から離れた位置で大きな値をとることに大きな寄与をしていると考えられる。なお、逆圧力こう配下の乱流境界層では、最大せん断応力が壁から離れた位置に現れる、という平均速度場に関する現象論的説明があるが<sup>(14)</sup>、再付着点前後( $4 < x/H < 8$ )の壁面には、第3章で示したように  $x^*$  方向への強い逆圧力こう配があり、この説明と符合している。

第3の Reynolds せん断応力成分  $-\overline{u^*w^*}$  の分布を図 4-17(c)に示す。これは薄層近似の Reynolds 方程式に陽には現れない量であり、低次の乱流モデルによる数値解析ではモデル化を必要としない。実線で示すステップ上流の分布は、壁面近傍で負の鋭いピークを持ち、外層に向かって単調に 0 へと変化する。二次元流ならば  $-\overline{uw}$  は 0 となるべき量であるが、たとえ二次元流でも  $-\overline{u^*w^*}$  は主流に対して傾いた座標系の成分であるため 0 とはならない。再付着直後( $x/H = 6.5$ )において、 $-\overline{u^*w^*}$  は壁から離れた  $y/\delta \approx 0.3$  付近で大きな負のピークを持つ分布となるが、下流に向かってピーク値は減少し、ステップ上流の分布に漸近する。 $-\overline{u^*w^*}$  の主たる生成項は  $(-\overline{vw^*} \partial_y U^*) + (-\overline{u^*v^*} \partial_y W^*)$  であり、これが大きな寄与をしているため、 $-\overline{u^*w^*}$  は壁から離れたところで大きなピークをとると考えられる。

#### 4.2.3 渦動粘度, せん断応力角, ひずみ速度角及び構造パラメータ

ここでは、乱流モデルとの関連で基本的な渦動粘度, せん断応力ベクトルとひずみ速度ベクトルの関係, 及び構造パラメータについて調べる。なお、三次元乱流境界層に対する解析は層外主流を基準とするのが一般的であるので、 $(x_1, y, z_1)$  系を用いる。

前節の Reynolds 応力のこの座標系への変換は、

$$u_1 = u^* \cos(\alpha + \beta_e) + w^* \sin(\alpha + \beta_e),$$

$$w_1 = -u^* \sin(\alpha + \beta_e) + w^* \cos(\alpha + \beta_e)$$

の関係から容易に求められる。

渦動粘度を三次元境界層の乱流モデルに用いる試みは古くから行われており<sup>(43)</sup>，Ölçmen & Simpson<sup>(45)</sup> は代表的な代数モデルについて実験データとの比較を示した．薄層近似を仮定すれば， $x_1, z_1$  方向の渦動粘度はそれぞれ次式で与えられる．

$$\nu_{Tx_1} = -\overline{u_1 v} / \partial_y U_1 \quad (1a)$$

$$\nu_{Tz_1} = -\overline{vw_1} / \partial_y W_1 \quad (1b)$$

図 4-18(a), (b)は，上式に基づいて求めた  $\nu_{Tx_1}, \nu_{Tz_1}$  を  $U_m \delta$  で無次元化して示した分布である． $\nu_{Tz_1}$  を求める際に用いる  $W_1$  は，既報に示したように層内に極大値を持つ，いわゆる壁面噴流によく似た速度分布となるが，この速度分布の  $\partial_y W_1 = 0$  の位置と  $-\overline{vw}^* = 0$  の位置は一般に一致せず，実験的に渦動粘度を求めることが無意味となるので，この辺りの分布は図 4-18(b)から省いてある．図 4-18(a)の  $\nu_{Tx_1}$  は，再付着直後でステップ上流の分布よりかなり大きな値をとり，下流に向かって徐々に上流の分布に近づいている．図 4-18(b)の  $\nu_{Tz_1}$  の分布は再付着直後で比較的小さな値を示し，下流に向かって  $x/H=12.5$  程度までは全体的に増加している．さらに下流では流れが二次元流へと回復するにしたがって， $\partial_y W_1$  が相対的に小さくなり， $\nu_{Tz_1}$  は精度良く求められなくなるため，ここには示さなかった．

一般に，渦動粘度の比  $\nu_{Tz} / \nu_{Tx}$  は座標軸の  $y$  軸周りの回転に対して不変ではないので，一般的なモデル化に有用ではないが，この値が 1 ならば座標軸の任意の回転に対しても 1 となり，等方的渦動粘度の場合であるといえる．このため，この比は等方性からのずれを示すためによく用いられる．図 4-19 は， $(x_1, y, z_1)$  系での渦動粘度の比  $\nu_{Tz} / \nu_{Tx}$  を  $x/H=6.5 \sim 12.5$  の範囲について示したものであり，この比は 1 という値は取りえず，等方的でないことを示している．さらに下流については  $\nu_{Tz_1}$  の精度が悪いため，ここには示さなかった．

渦動粘度の非等方性の程度を座標系に依存しない形で調べる方法は，せん断応力ベクトルの方向（せん断応力角）と速度こう配ベクトルの方向（ひずみ速度角）を比較することである<sup>(11)</sup>．本実験の代表的な 4 断面（ $x/H=7.5, 12.5, 20, 35$ ）につい

て、せん断応力角  $\gamma_r$  とひずみ速度角  $\gamma_g$  を流れのねじれ角  $\gamma$  とともに図 4-20(a) ~ (d) に示す。ここで横軸は  $y^+ = yq_r / \gamma$  ( $q_r$ : 壁面での  $y$  方向の摩擦速度) である<sup>(1)</sup>。これらの角度の差は座標系に依存せず、 $\gamma_r$  と  $\gamma_g$  が一致しなければ渦動粘度は非等方であるといえる。図 4-20(a) の上流側断面 ( $x/H = 7.5$ ) は壁面近傍の流れのねじれ角  $\gamma$  が約  $-30^\circ$  であり、三次元性の強い領域である。壁面近傍で  $\gamma_g$  と  $\gamma$  はほぼ一致するが、これは  $\lim_{x \rightarrow 0} (W_1/U_1) = \lim_{x \rightarrow 0} (\partial_y W_1 / \partial_y U_1)$  より予測される結果でもある。せん断応力角とひずみ速度角の差 ( $\gamma_r - \gamma_g$ ) は壁面近傍 ( $y^+ \approx 20, y/\delta \approx 0.05$ ) で約  $20^\circ$ 、 $y^+ \approx 30$  辺りではほぼ  $0$ 、それより外側の領域で角度の大小関係は逆転し、外層域での角度の差は約  $-20^\circ$  である。これよりこの位置では渦動粘度の等方性を仮定することは適切ではないといえる。

下流の  $x/H = 12.5$  [図 4-20(b)] の位置では、流れのねじれ角  $\gamma$  の絶対値は最大  $10^\circ$  程度になっており、 $|\gamma_r - \gamma_g|$  の最大値は  $10^\circ$  程度である。既報ではこの辺りまでを再付着後の急激な流れの変形を受ける領域とし、これより下流では流れは三次元的ではあっても Johnston の三角形モデルや対数速度分布によく適合することを示した。この領域の  $x/H = 20$  [図 4-20(c)] では  $|\gamma_r - \gamma_g|$  は  $10^\circ$  以内に収まっており、 $x/H = 35$  [図 4-20(d)] ではさらに小さくなり、等方的渦動粘度の場に近づいている。この値が  $10^\circ$  以下ならば等方的渦動粘度を仮定しても大きな誤差はないとする考え<sup>(4)</sup>に従えば、 $x/H = 12.5$  より下流では等方性を仮定しても実用上差し支えないであろう。なお、図 3-20 より流れのねじれ角  $\gamma$  は下流に向かって着実に小さくなり、 $x/H = 35$  では境界層全域ではほぼ  $0^\circ$  でほとんど二次元流と見なしてもよいようであるが、ひずみ角とせん断応力角はこの位置でも依然として無視できない値を示しており、乱れ場、ひずみ速度場の二次元への回復はかなりの遅れを示すことが分かる。

つぎに構造パラメータ  $a_1$ 、すなわち乱流せん断応力の絶対値と乱れエネルギーの 2 倍の比について調べる。これは、全乱れエネルギーのうち、せん断に寄与するエネルギーの比率を表すものであるが、これも乱流モデルの構築には重要な量で、

座標系に依存せず、一般に三次元乱流境界層では二次元流と異なる値をとる。従来  
の結果<sup>(46)(47)</sup> から、概ね二次元乱流境界層では外層で  $a_1 = 0.15$  , 混合層では  $a_1 =$   
 $0.17$  となることが知られている。三次元乱流境界層では圧力駆動の場合で  $a_1 <$   
 $0.15$  と二次元境界層よりも小さな値をとることが知られている<sup>(11)</sup>。これに対し、  
せん断駆動の三次元乱流境界層の構造パラメータを調べた研究は少ないが、Driver  
& Johnston<sup>(48)</sup> の軸流中の回転円筒上の乱流境界層が静止円筒へ流入する流れ、伊  
藤ら<sup>(49)</sup> の回転円すい体上の乱流境界層、山下ら<sup>(50)</sup> の細長回転円筒上の流れでは、  
いずれも  $a_1$  は  $0.15$  より大きな値をとることを示していた。

本流れ場の構造パラメータの変化を図 4-21 に示す。ステップ上流の  $a_1$  の分布は、  
 $y/\delta = 0.2 \sim 0.7$  の範囲ではほぼ一定値  $0.15$  で二次元の分布となっている。一方、再付  
着直後 ( $x/H = 6.5$ ) の  $a_1$  は層内で一定となる領域はなく、 $y/\delta = 0.3$  付近で極大値  $a_1$   
 $\approx 0.22$  をとった後、外に向かって緩やかに減少している。 $a_1$  の極大値は下流に向  
かって減少し、分布は全体的になだらかになり、ステップ上流の分布形状に漸近し  
ている。Kaltenbach ら<sup>(22)</sup> による DNS の結果も、再付着後の領域において本実験  
と同様な  $a_1$  の分布傾向を示し、その最大値は  $0.15$  をかなり越えていた。ここで、  
 $a_1$  の極大値に注目し、この下流方向への変化を図 3-22 に示す。図から、 $a_1$  の極大  
値は再付着直後の大きな値、約  $0.22$  から下流に向かって単調に減少し、通常の二  
次元乱流境界層の値  $0.15$  に漸近している様子がわかる。再付着後の回復過程で  $a_1$   
が  $0.15$  より大きな値をとるということは、この流れが構造的にせん断駆動形の三  
次元乱流境界層であることを示しており、本実験がこれまで研究例の少ないこの種  
の三次元流れに関して有用な資料を提供するものと考えられる。

#### 4.3. 結言

後退角  $30^\circ$  の斜め後方ステップによりはく離・再付着する流れ場の、主として

回復域における変動速度場の特性を実験的に調べ、以下の諸点を明らかにした。

- (1)再付着域の直後から始まる回復域では、下流に向かって速度の主流方向成分は二次元乱流境界層の分布へと漸近し、横方向成分は徐々に小さくなる傾向を示し、各種積分厚さ、局所摩擦抵抗係数、表面流線の傾きの変化も同様の傾向を示した。しかし、本実験の最下流位置 ( $x/H = 40$ ) でも、完全には回復しない。
- (2)回復域における平均速度分布は、壁に近い領域は Johnston の三角形モデルとよく適合し、表面流線の傾き角を見積もることができた。しかし、主流に近い側の速度分布はこのモデルからのずれを示した。さらに、三次元乱流境界層の普遍速度分布として、Johnston の対数法則を適用し、再付着後の急激な流れの変形を受ける領域より下流の  $x/H \geq 12.5$  について、その妥当性を確認した。
- (3)三次元乱流境界層に対して提唱されている 4 種の対数速度分布の妥当性を検討した。 $x_1$  方向成分に対する対数法則表示では、下流に向かって徐々に対数直線領域が増していく様子が示され、合成速度に対する対数法則表示では、全体に対数速度分布として妥当であることが示された。
- (4)  $(x^*, y, z^*)$  系で表した変動速度場に関して、再付着点付近で壁から離れた位置に現れる変動速度成分の大きな値は、上流はく離せん断層で作られた高乱れの移流だけではなく、局所的に  $u^*$ ,  $w^*$  変動成分への乱れエネルギー生成の寄与が大であることが分かった。Reynolds せん断応力成分についても各成分への生成項が大きく寄与している。なお、Reynolds 応力成分は壁面近傍と境界層中央部でピークを持つ特殊な分布形状を示した。
- (5)渦動粘度はステップ上流の二次元流の分布と比べ、再付着直後ではかなり大きな値をとり、下流に向かってこの分布に漸近する。渦動粘度  $\nu_{Tx1}$  は再付着直後は比較的小さく、 $x/H = 12.5$  辺りまで徐々に増加する。これらの渦動粘度の比は 1 とはならず、流れ場は非等方的渦動粘度の場であることが示された。非等方性の程度を座標系に依存しない形で調べるため、せん断応力角  $\gamma_r$  とひずみ速度角  $\gamma_g$

の差を調べた。その結果、 $x/H$  がおよそ 12.5 を境として、これより上流ではこの差が  $10^\circ$  を越え、これより下流ではほぼ  $10^\circ$  以下で下流に向かって徐々に減少し、等方的な場に近づいて行くことが示された。

- (6)構造パラメータは、再付着直後の辺りでは層内で一定と見なせる領域はなく、二次元乱流境界層における値 0.15 よりかなり大きな極大値を取る。この極大値は下流に向かって徐々に減少し、分布は全体的になだらかになり、二次元流の分布に近づく。再付着後の構造パラメータが二次元流の値より大きいことは、この流れ場が構造的にせん断駆動の三次元乱流境界層であることを示している。

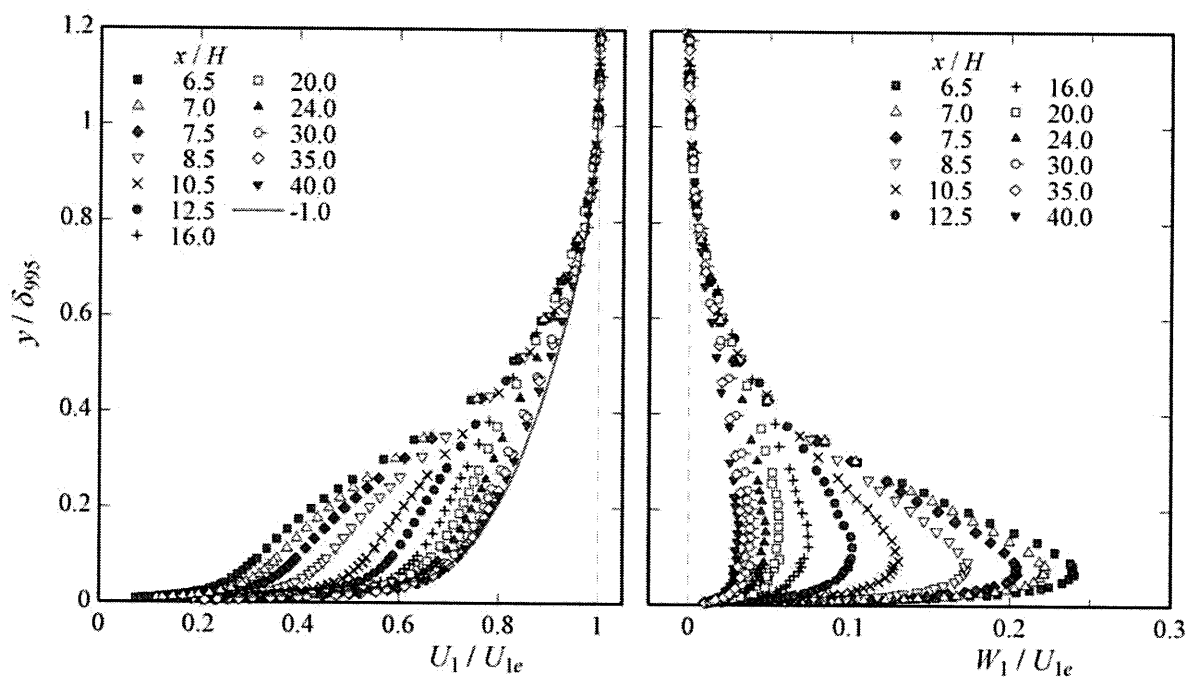


Fig.4-1 Mean velocity profiles in the recovery region. (a)  $U_1/U_{1e}$  and (b)  $W_1/U_{1e}$

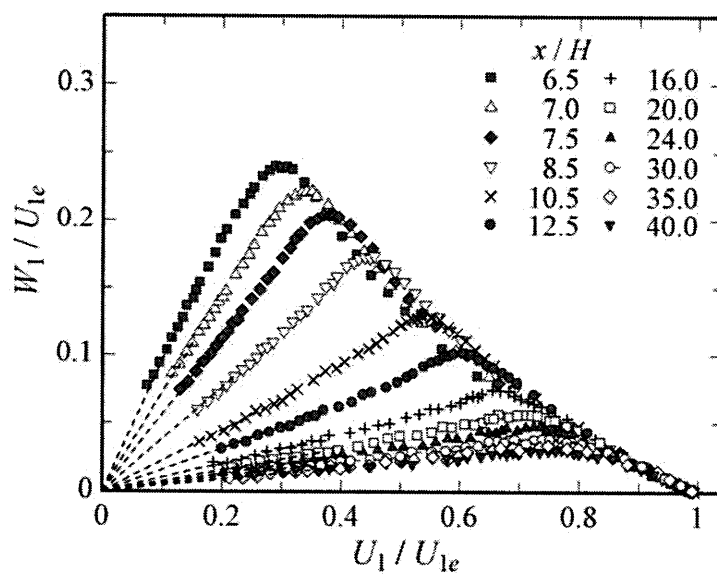


Fig.4-2 Hodograph of velocity profiles in the recovery region



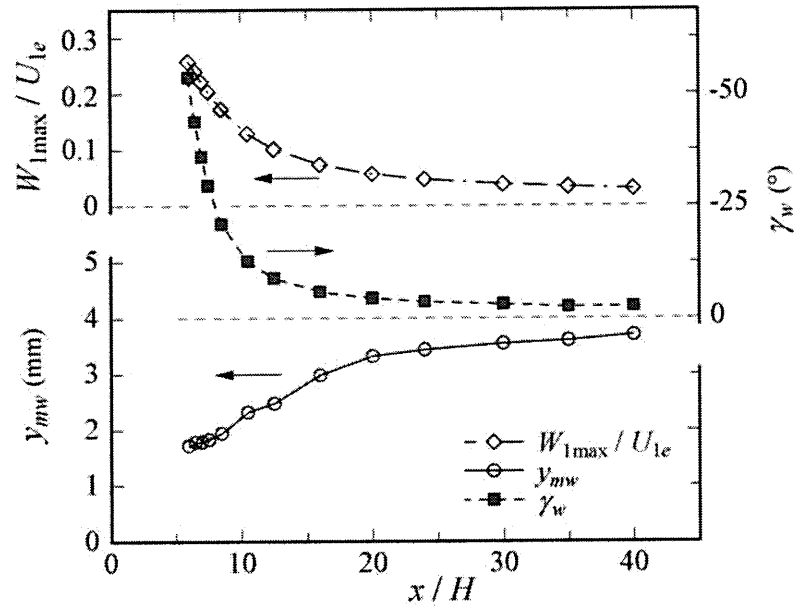


Fig.4-3 Horizontal distribution of  $W_{1\max}$ ,  $y_{mw}$  and  $y_w$

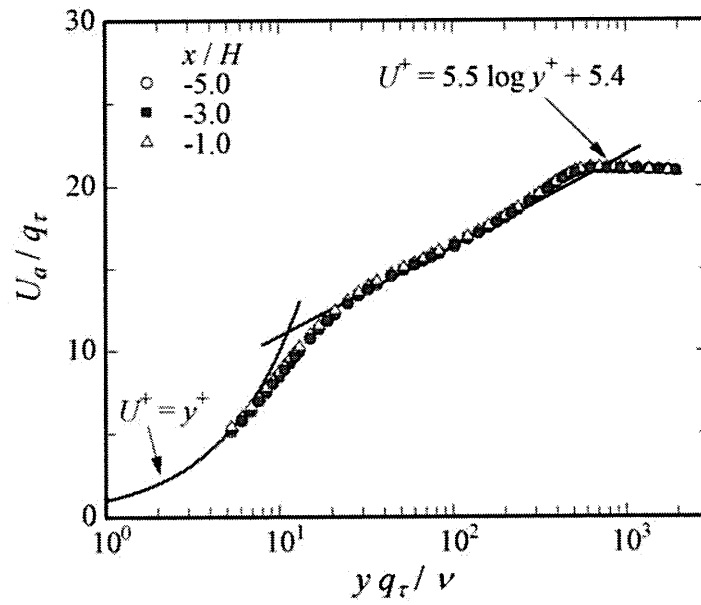


Fig.4-4 Logarithmic velocity profiles at the point before step

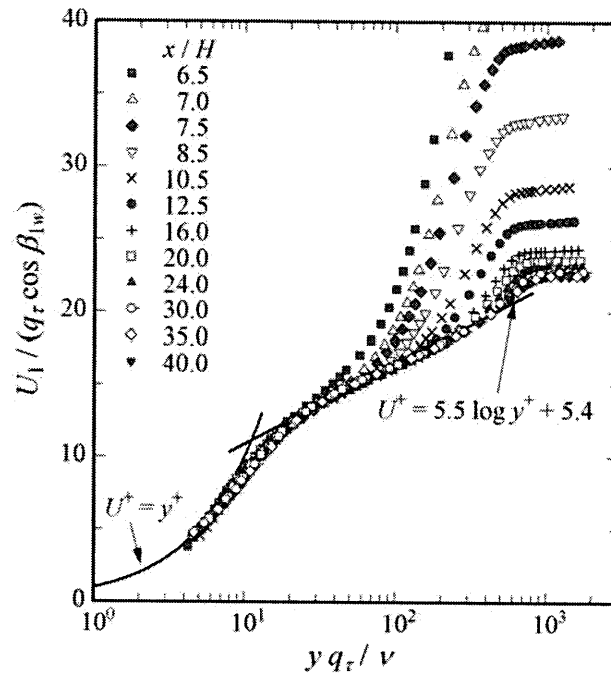


Fig.4-5 Logarithmic velocity profiles according to Johnston

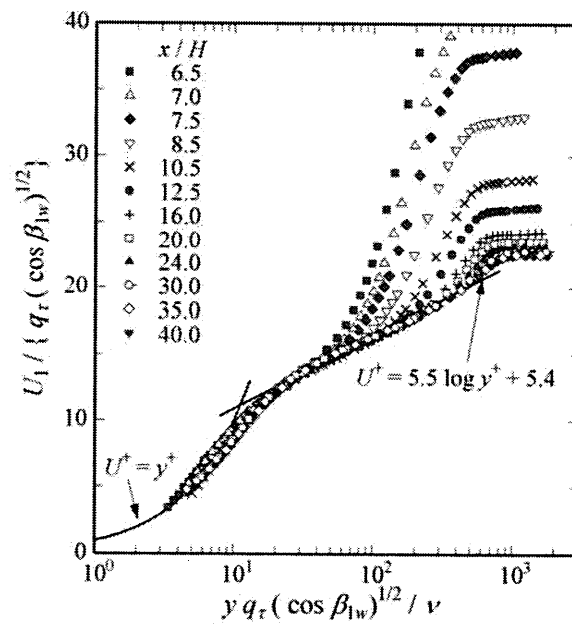


Fig.4-6 Logarithmic velocity profiles according to PK & CS

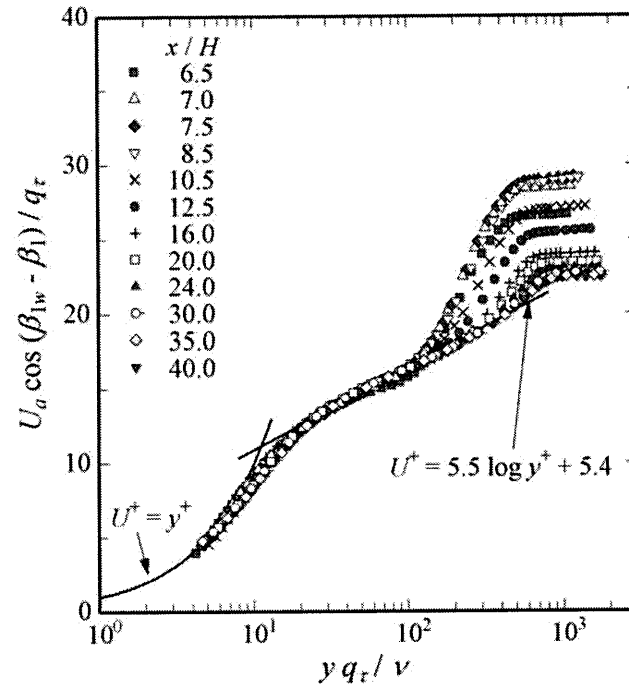


Fig.4-7 Logarithmic velocity profiles according to Coles

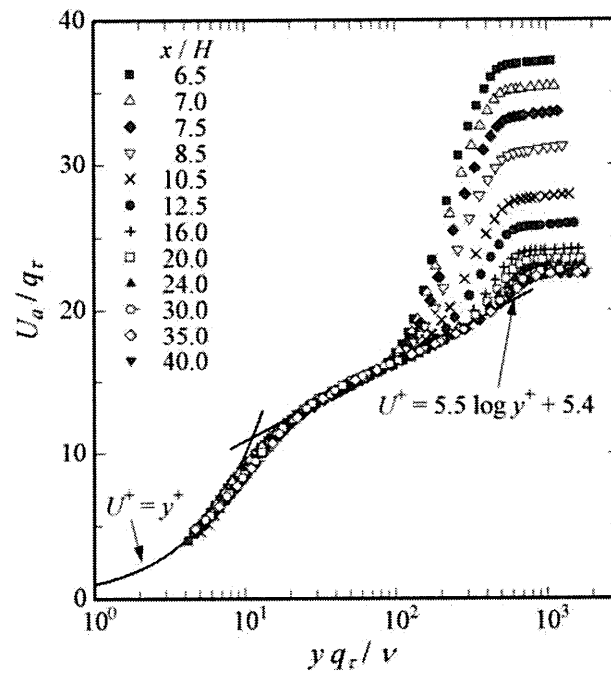


Fig.4-8 Logarithmic velocity profiles according to HJ

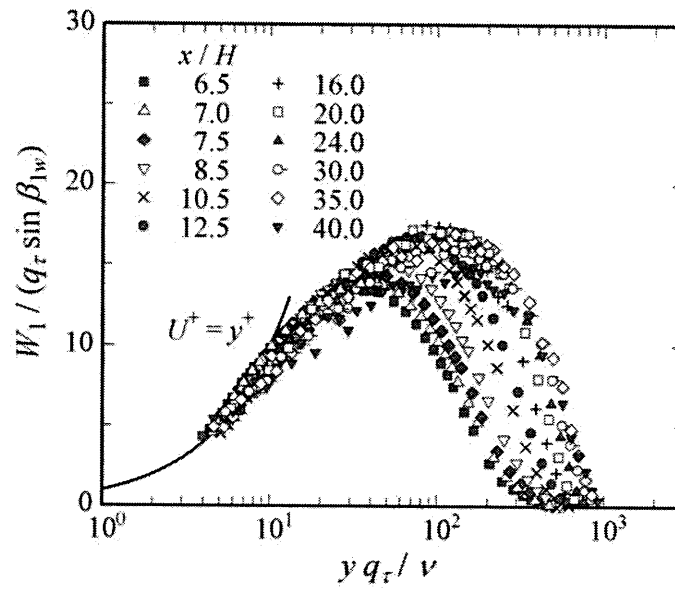


Fig.4-9 Logarithmic velocity profiles for cross flow according to eq.(6)

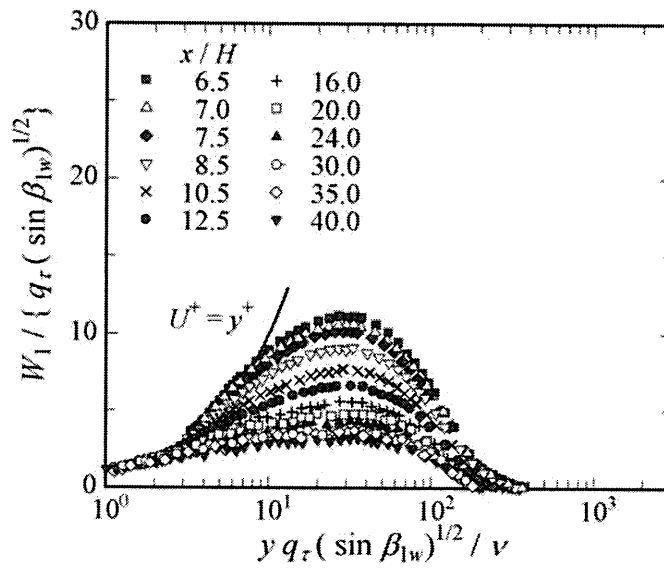


Fig.4-10 Logarithmic velocity profiles for cross flow according to PK & CS

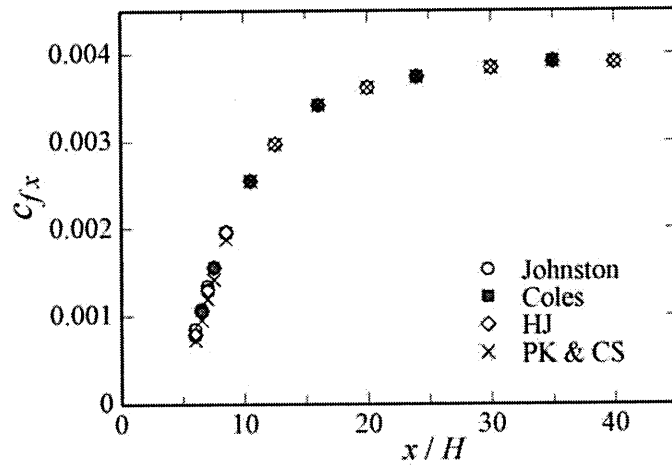


Fig.4-11 Skin friction coefficient

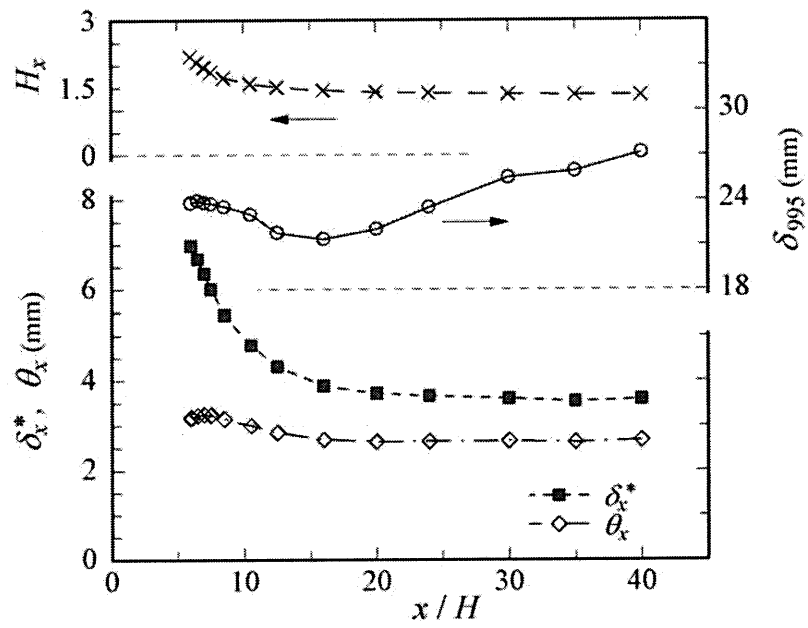


Fig.4-12 Distributions of the boundary-layer's properties

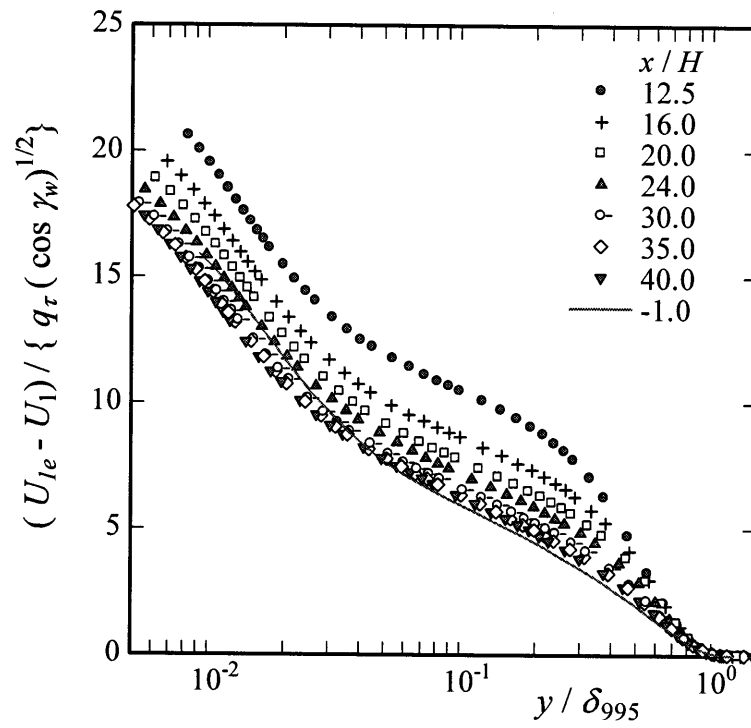


Fig.4-13 Defect-law representation using the argument of PK & CS

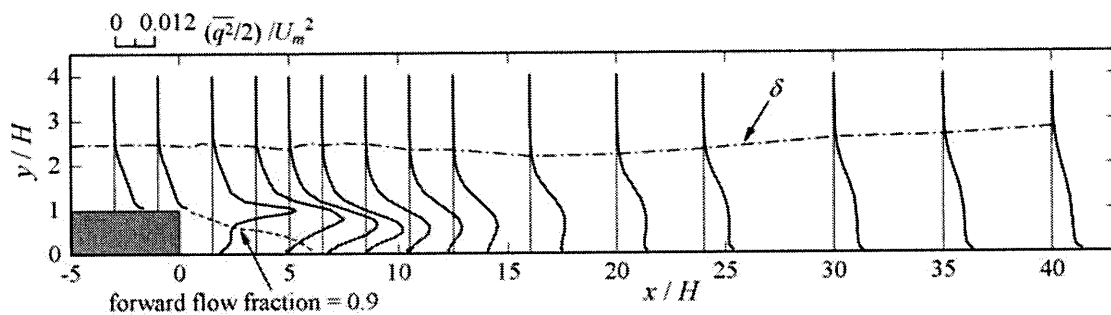


Fig.4-14 Stream-wise variation of turbulent kinetic energy

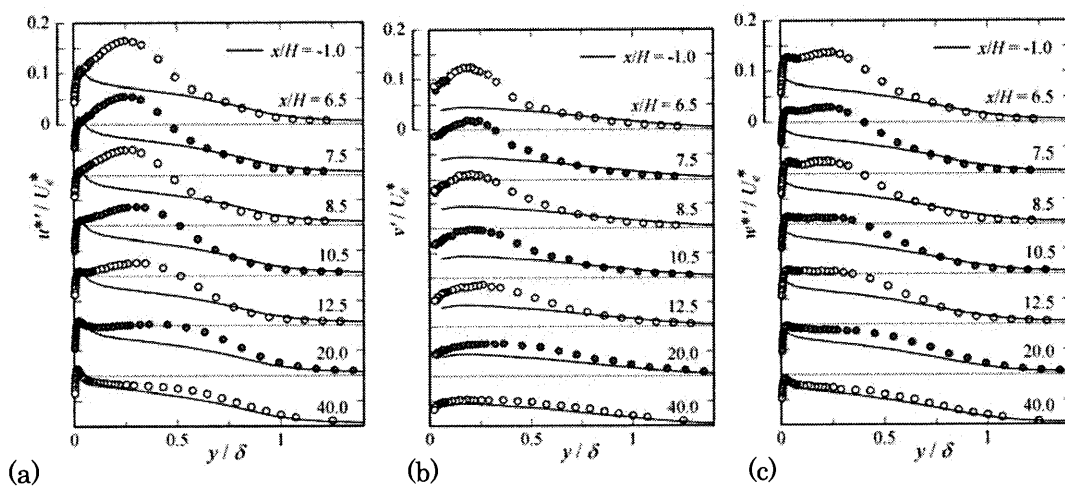


Fig.4-15 Distribution of fluctuating velocity components in the recovery region.

(a)  $u^*/U_e^*$ , (b)  $v^*/U_e^*$  and (c)  $w^*/U_e^*$

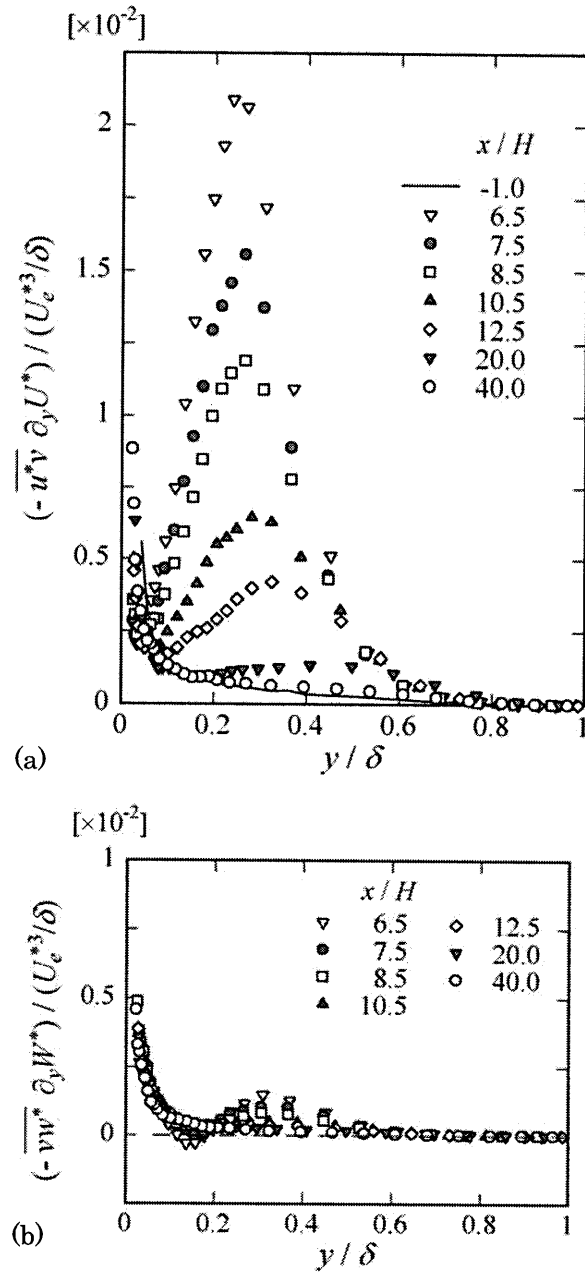


Fig.4-16 Turbulent energy production for (a)  $u^*$  and (b)  $w^*$ .



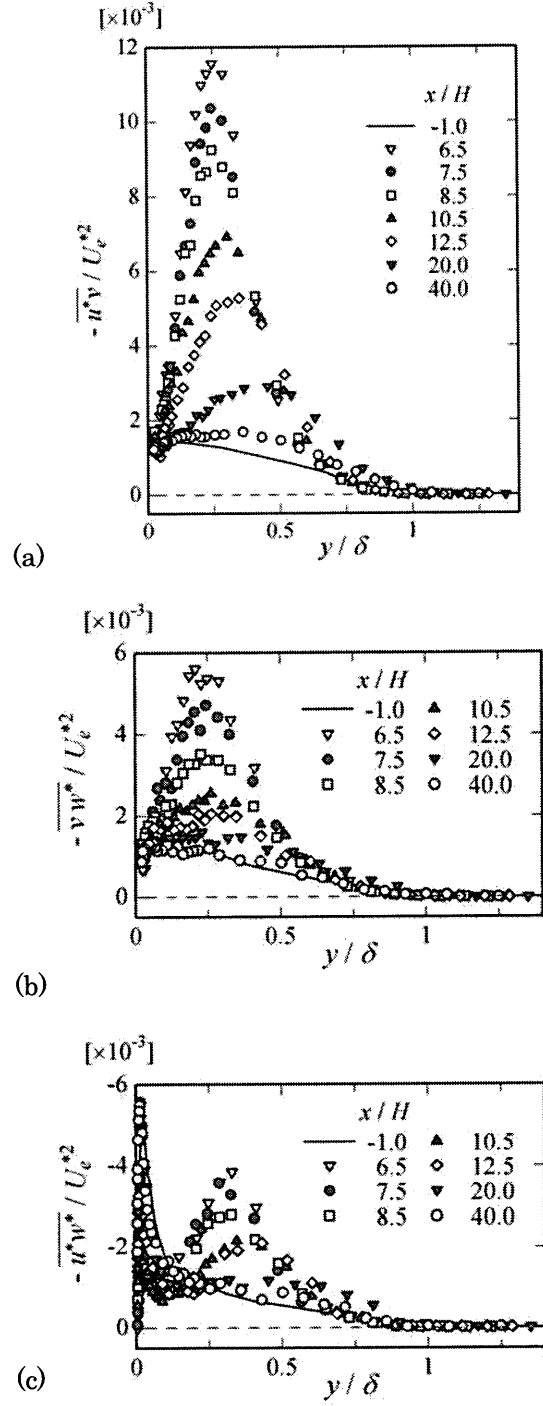


Fig.4-17 Distribution of Reynolds shear stresses in the recovery region.

(a)  $-\overline{u^*v^*}/U_e^{*2}$  (b)  $-\overline{vw^*}/U_e^{*2}$  (c)  $-\overline{u^*w^*}/U_e^{*2}$

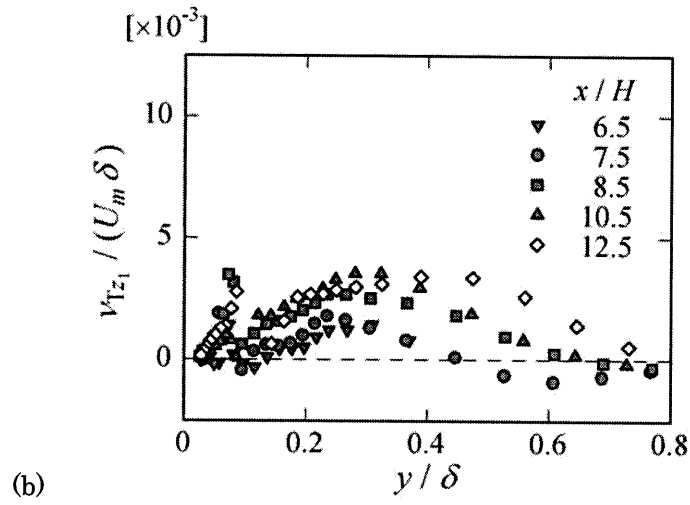
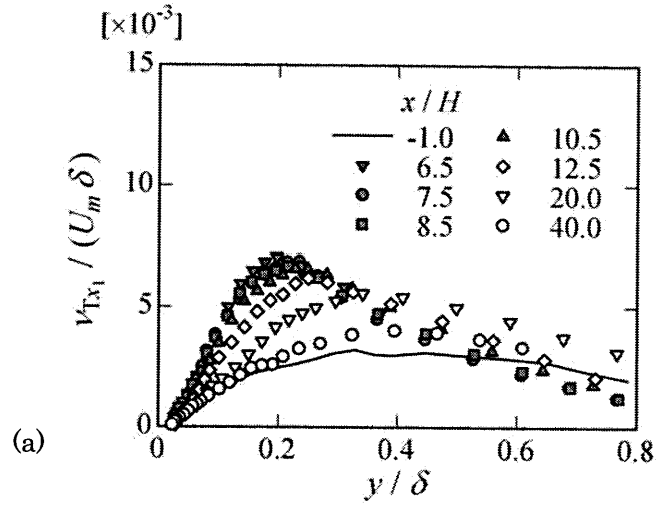


Fig.4-18 Distribution of eddy viscosities. (a)  $\nu_{Tx_1}$  and (b)  $\nu_{Tz_1}$

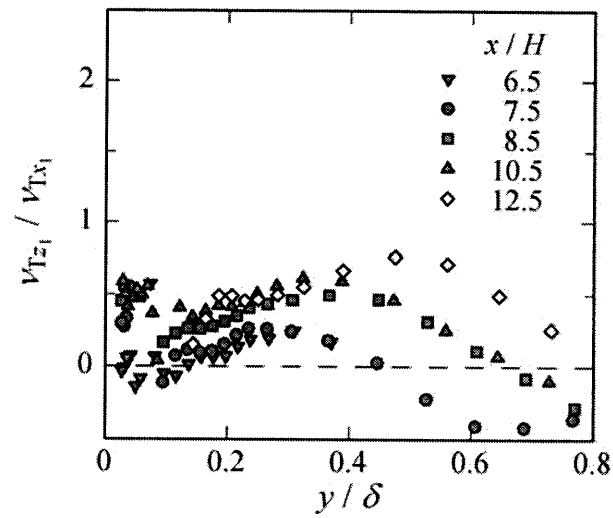
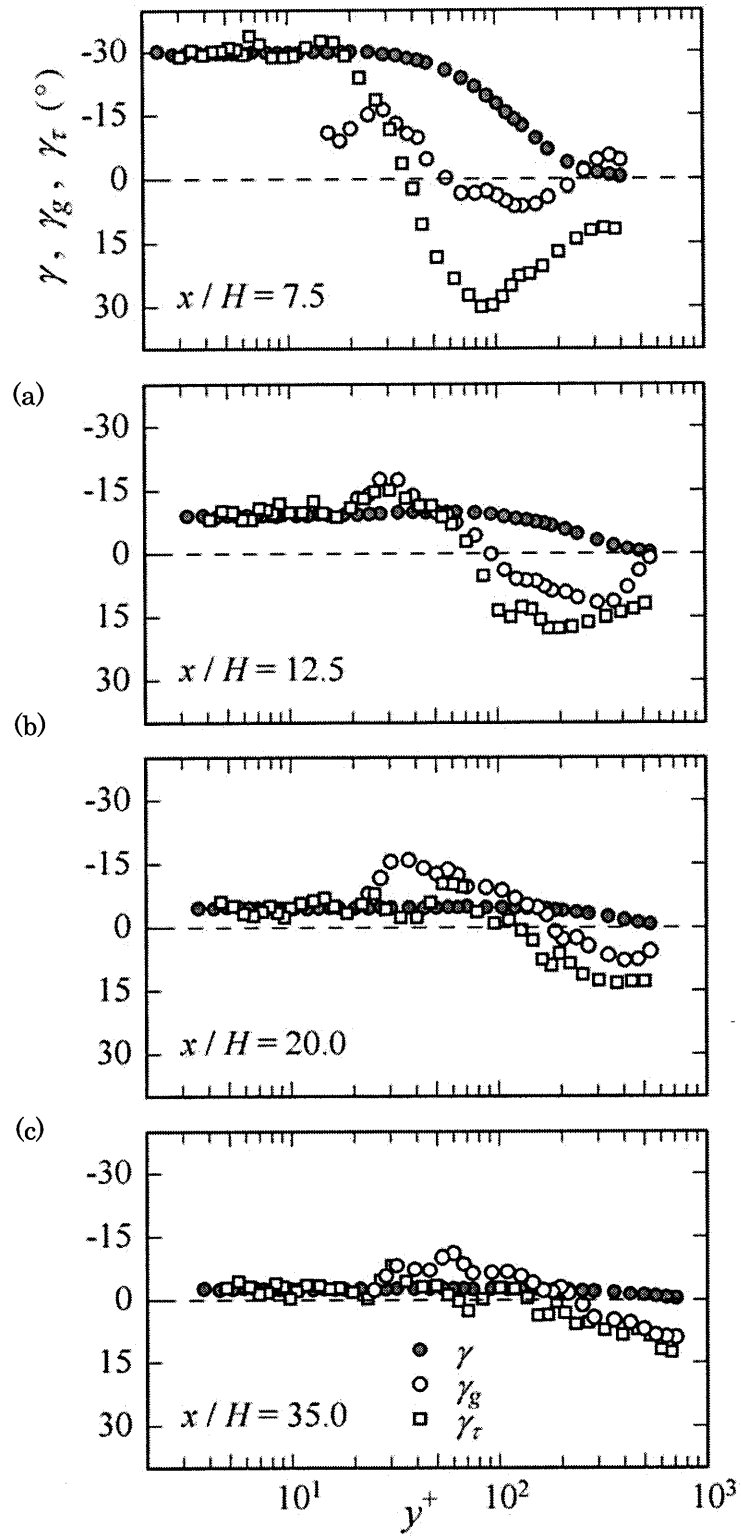


Fig.4-19 Eddy viscosity ratio



(d)  
 Fig.4-20 Distribution of typical angles. (a)  $x/H = 7.5$ , (b)  $x/H = 12.5$ , (c)  $x/H = 20$  and (d)  $x/H = 35$

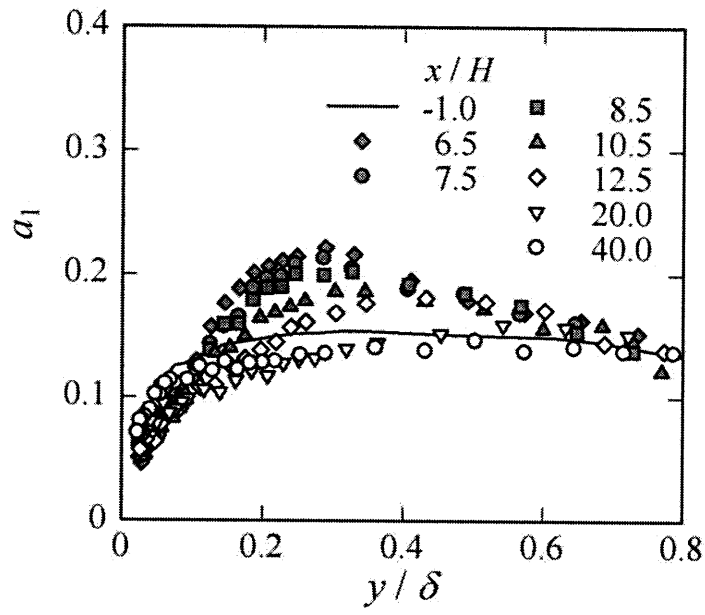


Fig.4-21 Distribution of structure parameter

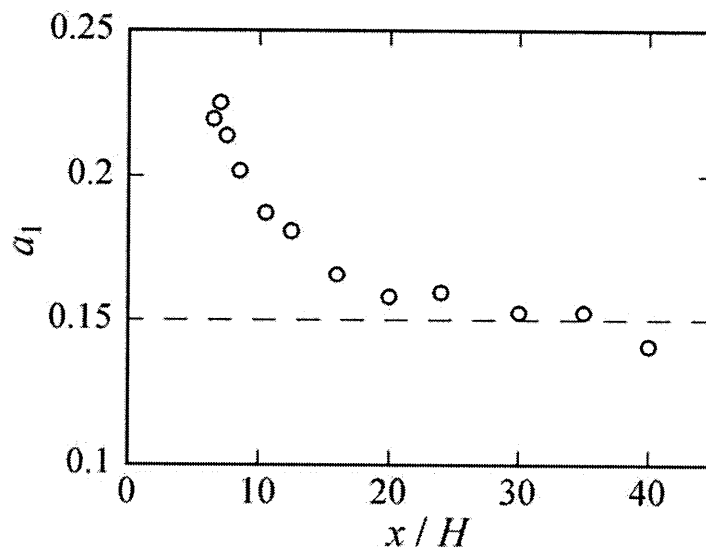


Fig.4-22 Stream-wise variation of the maximum value of structure parameter

## 第 5 章 結 論

はく離・再付着を伴う流れ場の単純化モデルとして、従来から二次元後方ステップ流れがよく調べられているが、実際上の流れの多くは、主流に横流れが重畳されたものや二次流れを伴う流れであり、三次元流のはく離・再付着現象の解明が必要である。

本研究は、三次元流のはく離・再付着現象の特性を抽出し、一般化するという立場で、十分に発達した乱流境界層が斜め後方ステップではく離・再付着し、その下流で二次元的な流れへと回復する過程の流れ特性を実験的に明らかにしようとするもので、いわゆる準二次元的な流れ場を対象としている。また、良く制御された実験条件の下で、斜め後方ステップを過ぎる流れ場を詳細に調べることは、三次元流のはく離・再付着と回復過程の普遍的な基本特性を明らかにし、乱流モデルの確立と検証、及び平均速度や壁面せん断応力ベクトルの仮定などに関して有用な知見を提供するものと考えられる。

以下、本論文にて明らかになった諸点を本章において総括し、結論とする。

第 1 章では、本研究の背景と意義について明らかにし、更に本研究に関連する二次元後方ステップ流れに関する従来の研究、三次元乱流境界層に関連する従来の研究、斜め後方ステップ流れに関する従来の研究を概観し、本研究の目的を示した。

第 2 章では、第 3 章から第 4 章で用いた実験風洞、測定部の詳細、表面センサ、タンデム型熱線プローブ、スラント型熱線プローブ及び実験方法について述べた。

第 3 章では、平均速度分布、壁面静圧分布などにより、斜め後方ステップ前後の流れ場全域の状態を俯瞰し、斜め後方ステップの下流に形成されるはく離域の平均速度場を明らかにした。また再付着域に関して、タフト法による表面流の可視化、表面センサ及びタンデム型熱線プローブにより再付着位置を決定し、更に瞬間速度波形、自己相関係数、パワースペクトル、積分時間特性などを検討し、以下のこと

を明らかにした。

(1)はく離域内の流線，つまり三次元流れの流面の  $x^* - y$  断面図は通常の二次元的なパターンを示し，大局的に大きな渦構造を示した．極線図はステップと底面の角部にさらに小さな渦構造の存在を示唆した．この領域内の  $z^*$  方向速度成分は，極大極小値を有する特異な分布形状となり，流れの複雑性を示した．また，正規化された壁面圧力分布は二次元ステップとほぼ同様な分布形状を示すが，圧力の変化幅はわずかに小さい．

(2)斜めステップの再付着距離を表面流の方向と順流率から測定したところ， $x^*$  方向にそれぞれ  $4.75 H$ ， $4.85 H$  となり，ほぼ一致した．このことから，再付着位置は，表面流の方向がステップと平行になる位置またはステップに垂直な方向の順流率で定義できる．また，斜め後方ステップの再付着位置は二次元のステップに比べて約 10%短縮された．

(3)再付着域の瞬時速度の変化を詳細に調べた結果，斜め後方ステップと二次元後方ステップとでは，パワースペクトルと積分特性時間に顕著に差が現れることが明らかとなった．

更に，第 4 章では，斜め後方ステップによりはく離・再付着する流れ場のうち，主に再付着位の下流の回復域において I 型熱線プローブとスラント型熱線プローブの回転法により平均及び変動速度場を測定し，また，乱流構造のモデル化を検討する上で有用な，渦動粘度，平均流速ベクトルの方向とせん断応力ベクトルの方向との関係，構造パラメータの変化についても考察した．

(4)再付着域の直後から始まる回復域では，下流に向かって速度の主流方向成分は二次元乱流境界層の分布へと漸近，横方向成分は徐々に小さくなる傾向を示し，各種積分厚さ，局所摩擦抵抗係数，表面流線の傾きの変化もその傾向を示した．し

かし、本実験の最下流位置 ( $x/H = 40$ )でも、完全には二次元流に回復しない。

- (5)回復域における平均速度分布は、壁に近い領域は Johnston の三角形モデルとよく適合し、表面流線の傾き角を見積もることができた。しかし、主流に近い側の速度分布はこのモデルからのずれを示した。さらに、三次元乱流境界層の普遍速度分布として、Johnston の対数法則を適用し、再付着後の急激な流れの変形を受ける領域より下流の  $x/H \geq 12.5$  について、その妥当性を確認した。
- (6) 三次元乱流境界層に対して提唱されている 4 種の対数速度分布の妥当性を検討した。 $x_1$  方向成分に対する対数法則表示では、下流に向かって徐々に対数直線領域が増していく様子が示され、合成速度に対する対数法則表示では、全体に対数速度分布として妥当であることが示された。
- (7)  $(x^*, y, z^*)$  系で表した変動速度場に関して、再付着点付近で壁から離れた位置に現れる変動速度成分の大きな値は、上流はく離せん断層で作られた高乱れの移流だけではなく、局所的に  $u^*, w^*$  変動成分への乱れエネルギー生成の寄与が大であることが分かった。Reynolds せん断応力成分についても各成分への生成項が大きく寄与している。なお、Reynolds 応力成分は壁面近傍と境界層中央部でピークを持つ特殊な分布形状を示した。
- (8)渦動粘度はステップ上流の二次元流の分布と比べ、再付着直後ではかなり大きな値をとり、下流に向かってこの分布に漸近する。渦動粘度  $\nu_{Tx1}$  は、再付着直後は比較的小さく、 $x/H = 12.5$  辺りまで徐々に増加する。これらの渦動粘度の比は 1 とはならず、流れ場は非等方的渦動粘度の場であることが示された。非等方性の程度を座標系に依存しない形で調べるため、せん断応力角  $\gamma_\tau$  とひずみ速度角  $\gamma_g$  の差を調べた。その結果、 $x/H$  がおよそ 12.5 を境として、これより上流ではこの差が  $10^\circ$  を越え、これより下流ではほぼ  $10^\circ$  以下で下流に向かって徐々に減少し、等方的な場に近づいて行くことが示された。
- (9)構造パラメータは、再付着直後の辺りでは層内で一定と見なせる領域はなく、二

次元乱流境界層における値 0.15 よりかなり大きな極大値を取る．この極大値は下流に向かって徐々に減少し，分布は全体的になだらかになり，二次元流の分布に近づく．再付着後の構造パラメータが二次元流の値より大きいことは，この流れ場が構造的にせん断駆動の三次元乱流境界層であることを示している．



## 付 録

### A.1 タンデム型熱線による順流率の測定

#### (1) タンデム型表面センサ及びタンデム型熱線プローブの試作

壁面の表面流線の測定に使用したタンデム型表面センサの形状は、第 2 章図 2-3 に示す。この図に示すようにタンデム型熱線は 2 本の熱線の間をゲージ接着剤で覆ったもので、2 本の熱線の出力差から流れ方向が特定できる。

タンデム型表面センサの製作方法は以下の通りである。まず直径 0.6mm のニッケル線を針状に加工した支持針にリード線をハンダ付けしたものを 4 本製作する。次に厚さ 3mm 直径 10mm のベークライト製チップに 2 本の熱線の間隔が 0.5mm になるように直径 0.6mm の穴をあけ、そこに先ほどの支持針を表面から 0.7mm 程度先端が出るようにエポキシ系接着剤で固定し、このチップを真ちゅう製の外殻に埋め込む。接着剤が乾燥した後、表面に付着した接着剤や汚れを落とした後、直径 0.5mm のタングステン製熱線を支持針にとりつけ、熱線間にゲージ接着剤(共和電業)の膜を張る。こうして出来たものを、電気炉で徐々に温度を上げながら最終的に 150℃程度の温度で焼き固める。

第 2 章図 2-4 に示す乱流境界層内の順流率の測定に用いたタンデム型熱線プローブも、ベークライト製チップと真ちゅう製外郭を除けばほぼ同じように製作している。

#### (2) タンデム型熱線の校正

タンデム型熱線は熱線を 2 本使い、その間をゲージ接着剤で覆うことで、流れ方向に対面した熱線は冷却され、裏側になった熱線はゲージ接着剤が障害物となることによりほとんど冷却されないという特性を利用して流れ方向を検出しようとする。

るものである。

2本の熱線出力を HW1 及び HW2 とし、流れ方向が  $x$  軸と平行な位置で検定を行うと表面流センサの場合、図 A.1-1 の中に示すような曲線が現れ、この2本の曲線を差し引くことによって、特性曲線が求められる。またこの特性曲線は理想的には cosine 曲線に一致するもので求めた。特性曲線が著しく cosine 曲線から外れた場合は、検定の失敗、もしくは表面流センサ不良が考えられるため、再検定もしくはセンサの再製作を行う必要がある。タンデム型熱線プローブの校正も同様に行われ、その結果を図 A.1-2 に示す。

タンデム型熱線での表面流の計測には表面流センサを埋め込むための穴加工を施した表面流測定専用の平板を用い、この平板には表面流センサのチップ表面が測定壁面と同一平面となるように取り付けられている。表面流センサには真ちゅう削り出しのアタッチメントによって読み取り精度  $1^\circ$  のインデックスプレートが固定され、平板上の基準線によって回転角度を読み取れるものとした。また、この平板には  $x$  方向について 100 mm 程度のスライド機構を持たせてあるため、細かいピッチでの計測が可能である。

測定はまず流れが  $x$  軸と平行となる測定平板後方で HW-1 及び HW-2 の検定を行い、その後、測定点に表面流センサを移動し、流れの中で回転させて大まかに流れ方向を見積もる。そしてその角度を中心として  $-90^\circ \sim 90^\circ$  の間を  $10^\circ$  刻みで測定した。流れ方向の大まかな見積もりは、後のデータ処理の段階での精度を上げるために必要な作業である。

測定データは、表計算ソフトにより cosine 曲線とのフィッティングを行い、流速及び流れ方向を求めた。

図 A.1-3 には、I 型熱線流速計とタンデム型表面センサによる測定結果の比較を示す。 $x/H \approx 7$  以降流れ方向成分の測定結果に多少の差が見られるが、再付着点に相当する  $\beta=60^\circ$  付近では、I 型熱線流速計とタンデム型表面センサの測定値は一致

している。

### (3) タンデム型熱線による測定

再付着点近傍で測定した，表面流の速度ベクトルと流線を図 A.1-4(a)(b)に示す。流線は，流れがステップ方向 ( $z^*$  方向) に一様であることを仮定し，回転法で得られた  $U$ ,  $W$  成分の平均速度を補間して求めた。図 A.1-4 中には再付着線 (スパン方向の速度成分がステップと平行,  $x/H \approx 5.5$ ) を破線で示す。速度ベクトルの分布を見ると，下流に向かってその大きさと方向が著しく変化している様子が見て取れる。 $y/H = 0.1$  の位置において，速度ベクトルのスパン方向成分は，主流速度の 35% 程度となる。 $y/H = 0.01$  の分布と比較すると，速度ベクトルの大きさは異なるものの，下流方向の変化の様子に大きな差異は見られない。

再付着領域近傍の流線を， $y/H \leq 0.2$  の範囲について 3 次元的に表示したものを図 A.1-5 に示す。見易さのために，高さ方向にはスケールを拡大して表示している。図 7 中の実線はステップの位置を，破線は再付着線の位置を示す。再付着線の上流側を始点とする流線は， $y/H \leq 0.1$  の範囲では流線の分布に大きな差異は見られないが，これより上側では高さ方向に大きく変化する。 $y/H = 0.2$  の位置で，流線はステップとほぼ平行となり，これより上方では逆流成分は存在しない。

このように，傾斜後方ステップの背後で流れは大きく変化し，はく離領域・再付着領域においてもスパン方向の速度成分が存在するが，平均速度分布に関する限り  $y/H \leq 0.1$  の範囲では高さ方向の分布に著しい差異はないように見える。

図 A.1-6 は，ステップの直後から再付着領域の範囲について，タンデム型熱線プローブで測定した順流率の下流方向分布を示す。タンデム型熱線プローブは，2 本の熱線がステップと平行 ( $x^*$  軸に垂直) になるよう設置されている。図 A.1-6 中の一点鎖線と破線は，タンデム型熱線の出力差から得られる  $U^*$  成分平均速度から求めたよどみ線と分割流線である。はく離せん断層の発達と共に順流率の値が減少し，

再付着点の下流において流れ場全域で順流となる流れの様子がわかる。

傾斜後方ステップの場合について、順流率の下流方向変化を等値線表示したものを図 A.1-7 に示す。また、図 A.1-8 はタンデム型熱線プローブで測定した  $U^*$  成分平均速度の等値線分布である。順流率が 0.5 となる線と、 $U^*=0$  のよどみ線とは一致するので、図 A.1-7 と図 A.1-8 の等値線分布は類似した形状を示すが、その勾配は異なる。はく離領域は、よどみ線の下側のほぼ全域で逆流を示すが、ステップの下流  $x^*/H \leq 1$  の壁面近傍に順流となる領域が存在することがわかる。

図 A.1-9 は図 A.1-8 から求めた流線分布を示す。流れ関数 ( $\Psi/Ue^*H$ ) の値は  $U^*$  成分の平均速度分布を  $y$  方向に積分することにより求めた。流線分布には  $x/H \doteq 2.5$ ,  $y/H \doteq 0.4$  で最小値を持つ、閉じた負の領域が存在しており、この領域に大きなスケールの渦構造が存在していることが明らかである。また、図 A.1-7, 図 A.1-8 の順流域に対応する領域は、小さいながらも  $\Psi/Ue^*H$  の値が正の領域である。したがって、この領域に二次的な小スケールの渦構造が存在しているものと思われる。

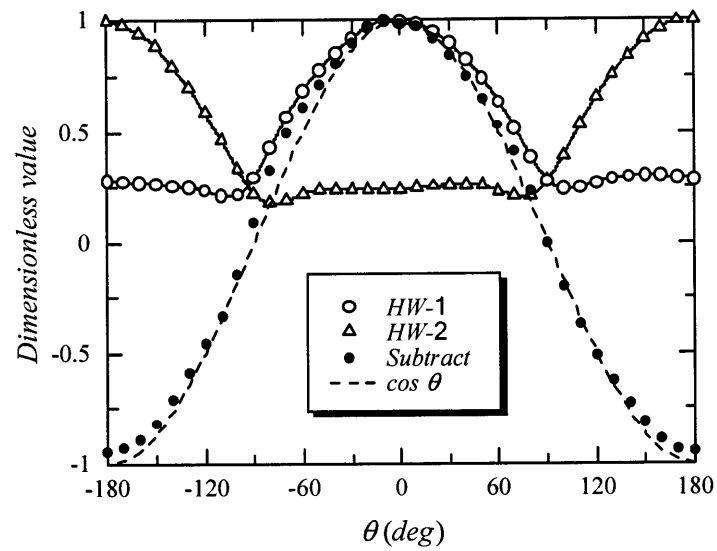


Fig.A.1-1 Calibration of tandem type surface sensor.

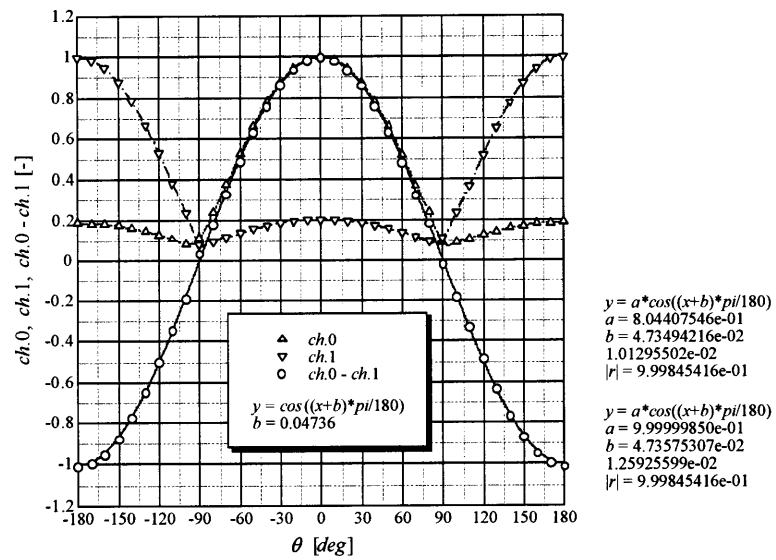


Fig.A.1-2 Calibration of tandem type hot-wire probe.

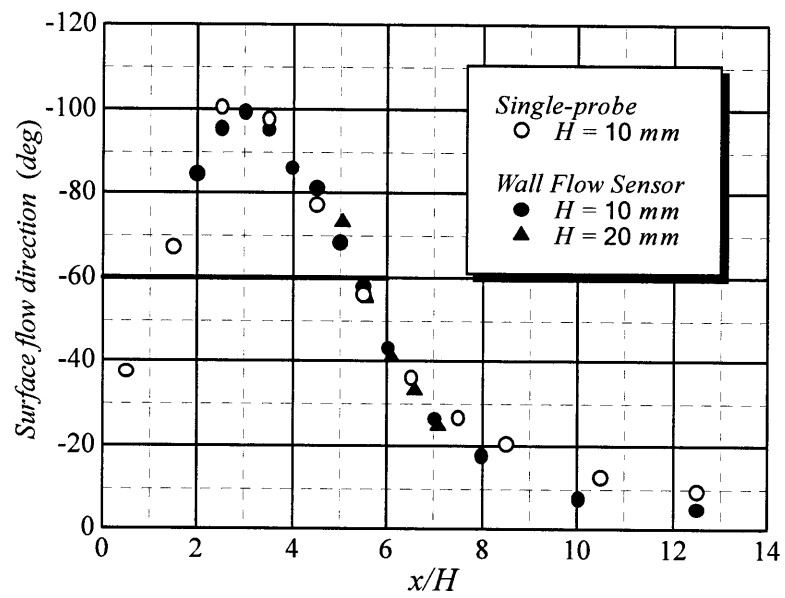
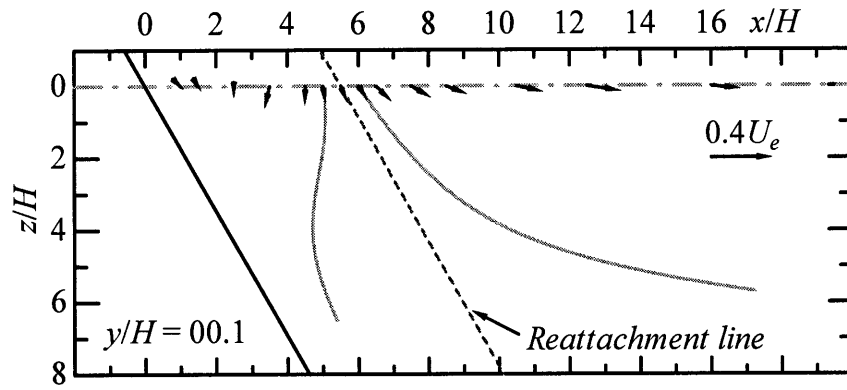
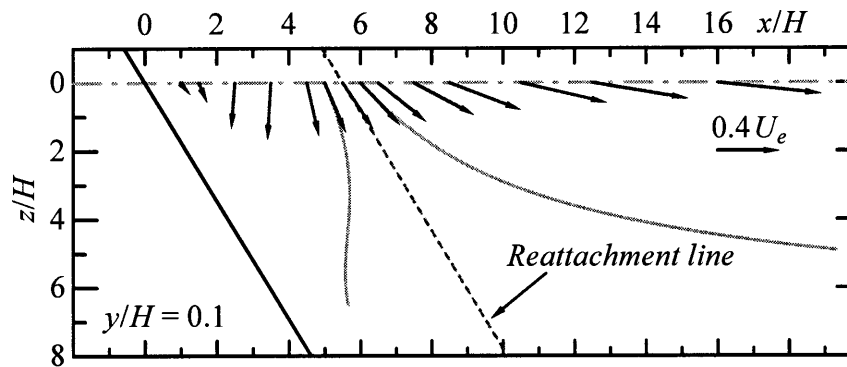


Fig.A.1-3 Surface flow direction around the re-attachment region.



(a)  $y/H = 0.01$



(b)  $y/H = 0.1$

Fig.A.1-4 Surface flow vectors and streamlines.

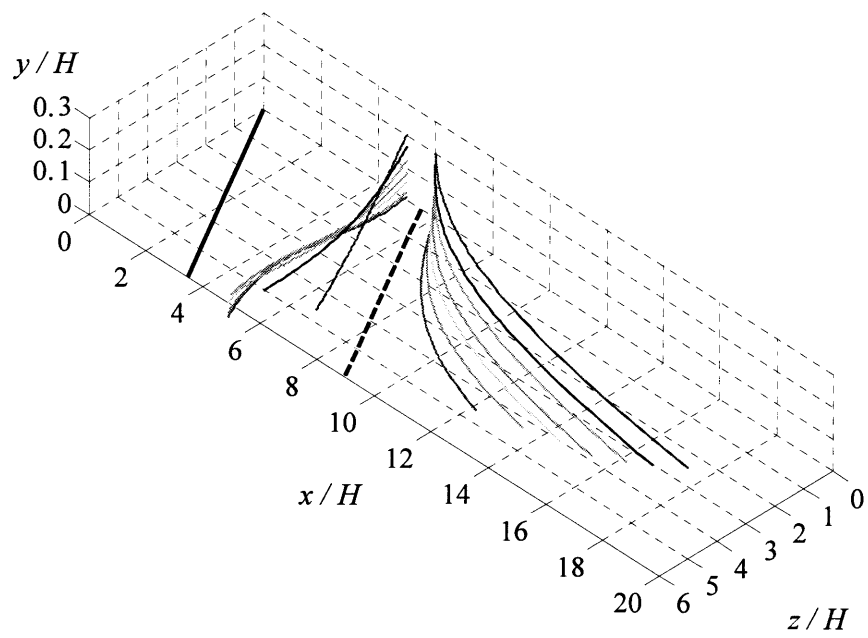


Fig.A.1-5 Streamlines in the  $x$ - $z$  planes.



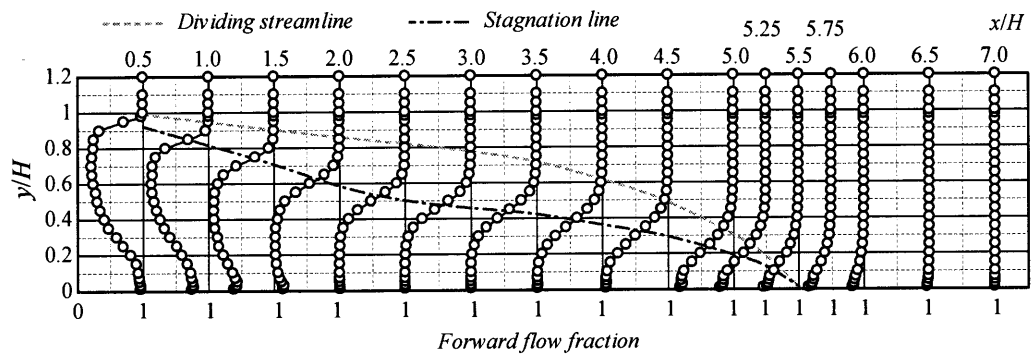


Fig.A.1-6 Streamwise variations of forward flow fraction.

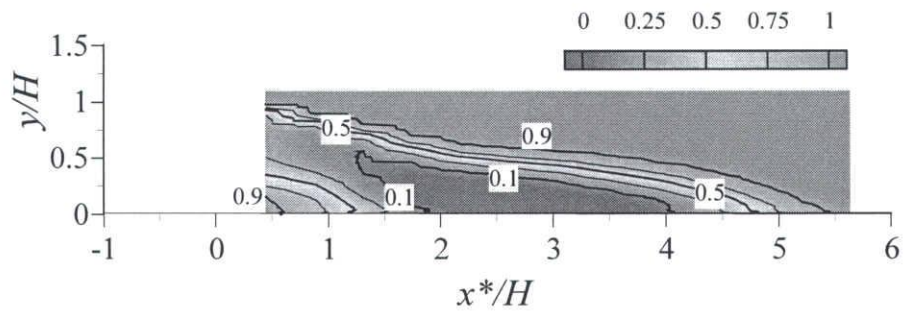


Fig.A.1-7 Contours of forward flow fraction.

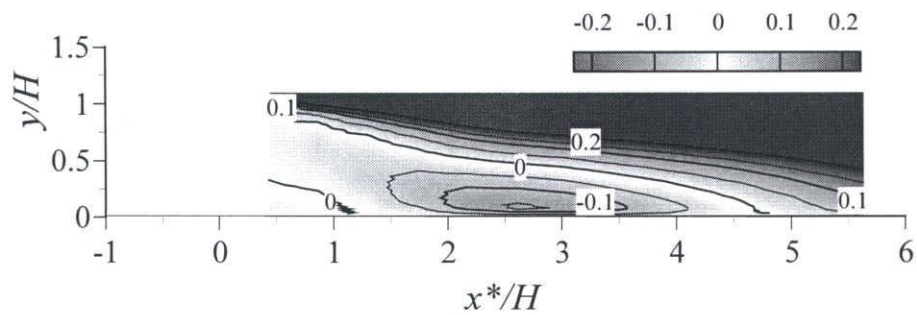


Fig.A.1-8 Contours of  $U^*$ -component mean velocity.

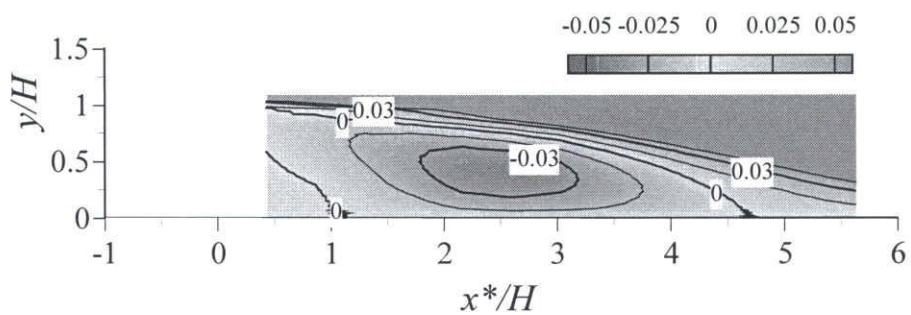


Fig.A.1-9 Streamlines calculated from  $U^*$ -component mean velocity.

## A.2 プロブ回転法による流れ場の測定

熱線流速計による Reynolds 応力の測定は、熱線の方角特性を利用する。この方角特性は、流れの中におかれた熱線からの熱伝達の方角姿勢による変化を示すものであり次式によって与えられる<sup>(1)</sup>。

$$\tilde{u}_e^2 = \tilde{u}_n^2 + k^2 \tilde{u}_t^2 + h^2 \tilde{u}_b^2 \quad (1)$$

ここで、

$\tilde{u}_e$  : 有効冷却速度

$\tilde{u}_n$  : 熱線に垂直でプロング面に平行な速度成分

$\tilde{u}_t$  : 熱線に平行な成分

$\tilde{u}_b$  : 熱線及びプロング面に垂直な成分

$k$  : ヨー係数

$h$  : ピッチ係数

一般的な熱線で、 $k=0.2\sim0.3$ 、 $h=1.0\sim1.04$  である。

測定点の局所座標系に対する熱線の方角姿勢を図 A.2-1 で定義すると、 $\tilde{u}$ 、 $\tilde{v}$ 、 $\tilde{w}$  の関数として、 $\tilde{u}_n$ 、 $\tilde{u}_t$ 、 $\tilde{u}_b$  は以下のように表すことができる<sup>(2)</sup>。

$$\tilde{u}_n = \tilde{u} \sin \phi \cos \theta + \tilde{v} \cos \phi + \tilde{w} \sin \phi \sin \theta \quad (2a)$$

$$\tilde{u}_t = \tilde{u} \cos \phi \cos \theta - \tilde{v} \sin \phi + \tilde{w} \cos \phi \sin \theta \quad (2b)$$

$$\tilde{u}_b = -\tilde{u} \sin \theta + \tilde{w} \cos \theta \quad (2c)$$

ただし、

$\theta$  : 主流とプロング面の角度

$\phi$  : 水平面と熱線の角度

なお、図 1 は予め主流方向を決めておき、その主流方向を角度の原点として  $\theta$  だけ角度を振った例を示している。図示の都合上、主流方向と実際の流れ方向の差つまり、 $\tilde{w}$  は誇張して大きく示している。また、実験上の  $\theta$  方向は、図示と反対方向

を+としている.

従って, 熱線の有効冷却速度は次式で表される.

$$\tilde{u}_e^2 = a\tilde{u}^2 + b\tilde{v}^2 + c\tilde{w}^2 + d\tilde{u}\tilde{v} + e\tilde{v}\tilde{w} + f\tilde{w}\tilde{u} \quad (3)$$

ただし,

$$a = (\sin^2 \phi + k^2 \cos^2 \phi) \cos^2 \theta + h^2 \sin^2 \theta \quad (4a)$$

$$b = \cos^2 \phi + h^2 \cos^2 \phi \quad (4b)$$

$$c = (\sin^2 \phi + k^2 \cos^2 \phi) \sin^2 \theta + h^2 \cos^2 \phi \quad (4c)$$

$$d = (1 + k^2) \sin 2\phi \cos \theta \quad (4d)$$

$$e = (1 + k^2) \sin 2\phi \sin \theta \quad (4e)$$

$$f = (\sin^2 \phi + k^2 \cos^2 \phi - h^2) \sin 2\theta \quad (4f)$$

次に, (4)式に,  $\tilde{u}_e$  に Reynolds 分解 ( $\tilde{u}_e = U_e + u_e$ ) を適用すれば, 次式が得られる.

$$\begin{aligned} U_e^2 + 2U_e u_e + u_e^2 = & aU^2 + 2aUu + au^2 \\ & + bV^2 + 2bVv + bv^2 \\ & + cW^2 + 2cWw + cw^2 \\ & + dUV + dUv + dVu + duv \\ & + eVW + eVw + eWv + evw \\ & + fUW + fUw + fWu + fuw \end{aligned} \quad (5)$$

(6a)式で, 変動分が平均値に比べ小さいと仮定し, 変動成分を含む項を省略すると, 次式が得られる.

$$U_e^2 = aU^2 + bV^2 + cW^2 + dUV + eVW + fUW \quad (6)$$

また,  $\theta = 0$  の方向を常に主流方向にセットしているため,  $W$  が  $U$  に比べて小さいとし,  $W^2$  を省略し, 境界層内の速度分布であるため,  $V$  が  $U$  に比べ小さいとし,  $V^2$  及び  $VW$  を含む項を省略すると, (6)式は次式となる.

$$U_e^2 = aU^2 + dUV + fUW \quad (7)$$

従って,  $h, k$  が既知の場合, 各  $\theta$  に対して  $a, d, f$  は計算できるから, 流れ場のある一点で最低 3 方向の  $\theta$  対し  $U_e$  を測定し, 連立方程式を解けば,  $U^2, UV, UW$

は求まり、これから  $U$ ,  $V$ ,  $W$  は計算できる.

また、(6)式から(7)式を引いて、変動値の 2 乗の項を省略すれば、次式となる.

$$2U_e u_e = 2aUu + 2bVv + 2cWw + dUv + dVu + eVw + eWv + fUw + fWu \quad (8)$$

更に、オーダー的に小さい  $Vv$ ,  $Ww$ ,  $Vu$ ,  $Vw$ ,  $Wv$ ,  $Wu$  の項を省略すれば、次式が得られる.

$$u_e U_e = aUu + \frac{1}{2}dUv + \frac{1}{2}fUw \quad (9)$$

この二乗平均値は次式となる.

$$\overline{u_e^2 U_e^2} = A\overline{u^2} + B\overline{v^2} + C\overline{w^2} + D\overline{uv} + E\overline{vw} + F\overline{uw} \quad (10)$$

ここで,

$$A = a^2 U^2 \quad (11a)$$

$$B = \frac{d^2}{4} U^2 \quad (11b)$$

$$C = \frac{f^2}{4} U^2 \quad (11c)$$

$$D = adU^2 \quad (11d)$$

$$E = \frac{df}{2} U^2 \quad (11e)$$

$$F = afU^2 \quad (11f)$$

$U$  及び各  $\theta$  に対して、 $a$ ,  $d$ ,  $f$  は既知であるから(11a)～(11f)式は、計算でき、最低 6 方向の  $\theta$  に対する  $\overline{u_e^2 U_e^2}$  を測定し、(10)式を連立方程式として解けば、Reynolds 応力成分  $\overline{u^2}$ ,  $\overline{v^2}$ ,  $\overline{w^2}$ ,  $\overline{uv}$ ,  $\overline{vw}$ ,  $\overline{uw}$  が求まる.

本実験の場合、 $y$  軸周りの 11 方向の測定値から 7 方向を選び、最小二乗法によって測定値の最適化を行った.

測定データを  $Y$ , 感度係数を  $A$ , 求めるべき平均速度または Reynolds 応力を  $X$  と

すれば、この連立方程式は次式で示すことができる。

$$Y_i = T_{ij} X_j \quad (12)$$

ここで、

$$Y_i = \begin{bmatrix} U_e(\theta_1) \\ \vdots \\ U_e(\theta_7) \end{bmatrix}, \quad (13a)$$

$$A_{ij} = \begin{bmatrix} A(\theta_1), D(\theta_1), F(\theta_1) \\ \vdots \\ A(\theta_7), D(\theta_7), F(\theta_7) \end{bmatrix} \quad (13b)$$

$$X_j = \begin{bmatrix} U^2 \\ UV \\ UW \end{bmatrix} \quad (13c)$$

最小二乗条件とは、残差

$$V(X) = Y - AX \quad (14)$$

の平方和

$$S(X) = V(X)^2 = \sum_{i=1}^n (Y_i - A_{ij} X_j)^2 \quad (15)$$

を最小とする条件であり、(15)式を  $X$  で微分して次式が得られ、

$$\frac{dS(X)}{dX_k} = \frac{d \left\{ \sum_{i=1}^n (Y_i - A_{ij} X_j)^2 \right\}}{dX_k} = -2(Y_i - A_{ij} X_j) A_{ik} = 0 \quad (16)$$

これは、次の正規方程式となる。

$$A^T A X = A^T Y \quad (17)$$

従って、最小二乗解は次式で与えられる。

$$X = [A^T A]^{-1} A^T Y \quad (18)$$

第2章図.2-5 には、本実験で用いたスラント形熱線プローブの外観、図 A.2-2 には主流中に置いて回転して測定した出力を示す。また、図 A.2-3 から図 A.2-12 には、I 型熱線プローブ及びスラント型熱線プローブで測定した、平均速度、変動成分の

rms 値, Reynolds 応力成分を示す.

プローブ回転法により異なる角度姿勢から得られる熱線の有効冷却速度は, 最小二乗法で処理し, 各速度及び Reynolds 応力成分をそれぞれ未知数とする正規方程式に帰着させて算出される. 測定値の不確かさ (信頼係数を 95% としたときの最確値の信頼区間) は, 平均速度成分については  $U^*$ ,  $W^*$  とも約 0.6%, 乱れ強さについては  $w^*$  が最も大きく約 10.9% であり, Reynolds せん断応力  $\overline{u^*w^*}$  については約 14% である.

プローブ回転法により得られる熱線の有効冷却速度を, 最小二乗法により算出する場合の不確かさは, 平均速度成分  $U$  については約 4.4%, 乱れ強さについては  $w'$  が最も大きく約 7.4% であり, Reynolds せん断応力  $\overline{uw}$  については約 12.5% である.

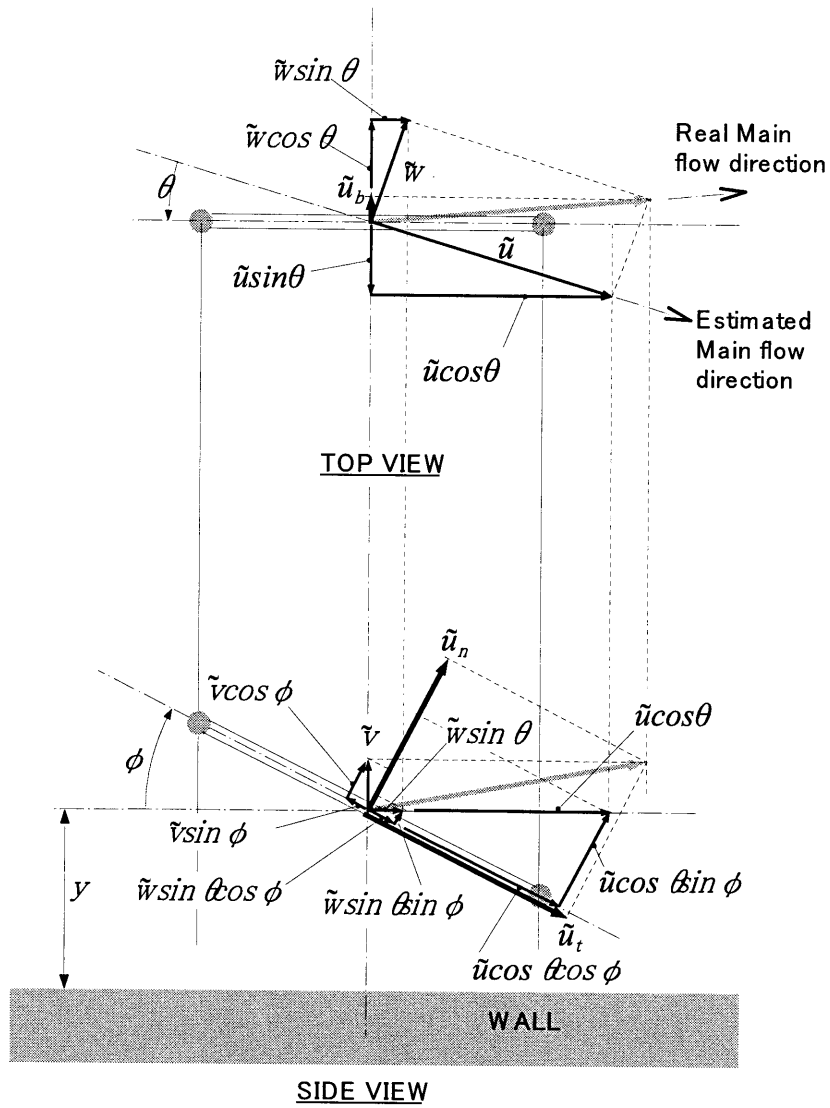
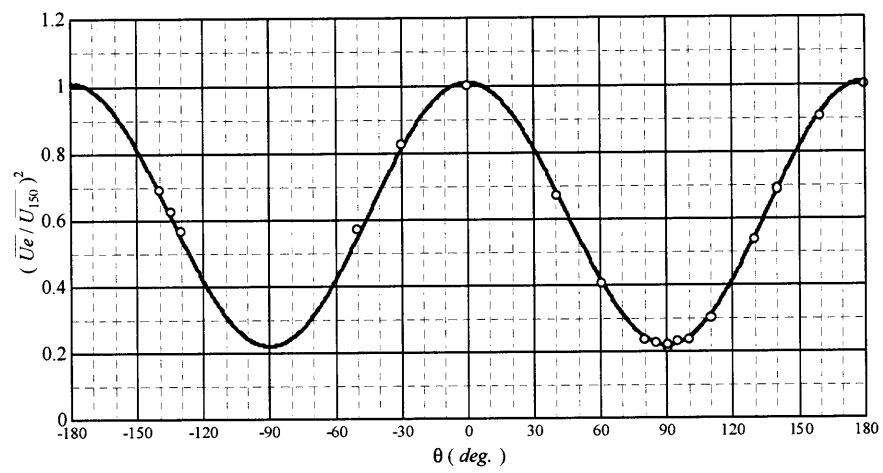


Fig.A.2-1 Schematic diagram of slant-wire probe





$$y = k^2 \sin^2 \phi \sin^2 \theta + h^2 \cos^2 \phi + \cos^2 \phi \cdot \sin^2 \theta$$

$$k^2 = -0.0122 \quad h^2 = 1.0091 \quad \phi = 61.31$$

Fig.A.2-2 Calibration of slant type hot-wire anemometer

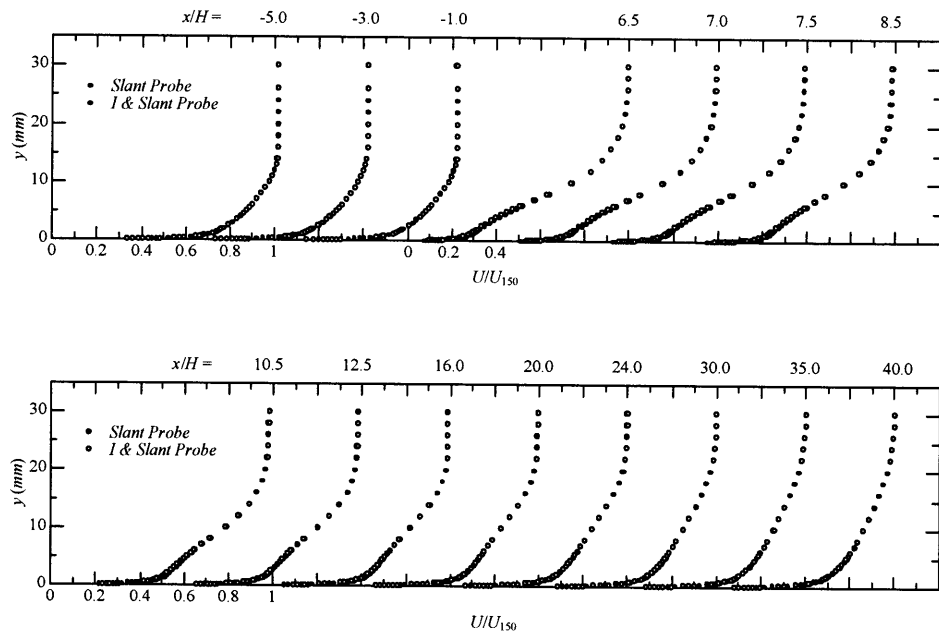


Fig.A.2-3 Mean velocity  $U$  measured with slant type probe and I type probe

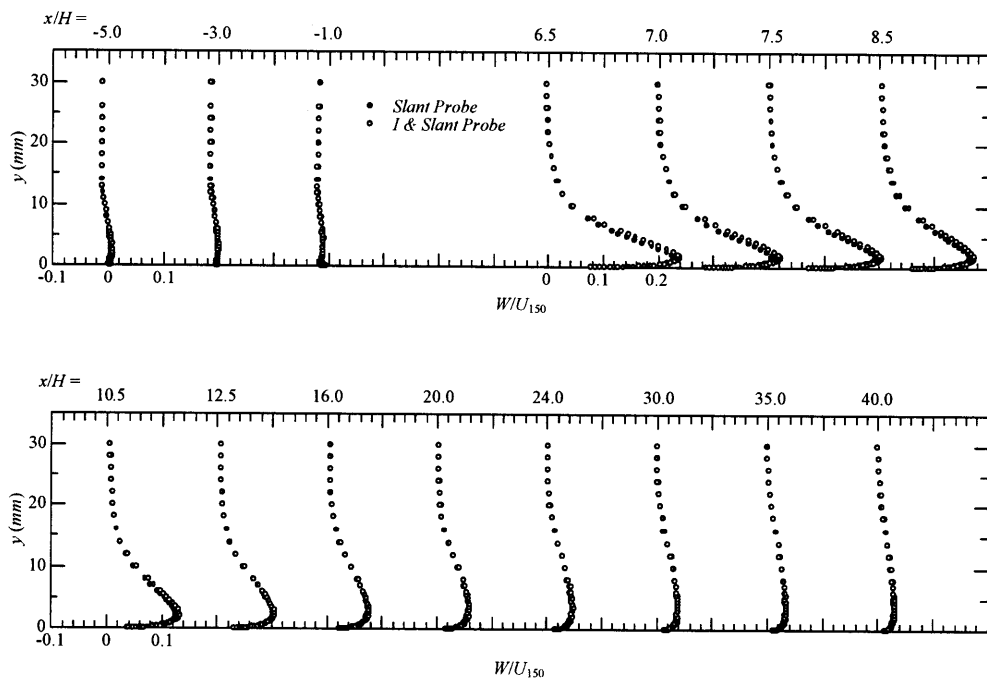


Fig.A.2-4 Mean velocity  $W$  measured with slant type probe and I type probe

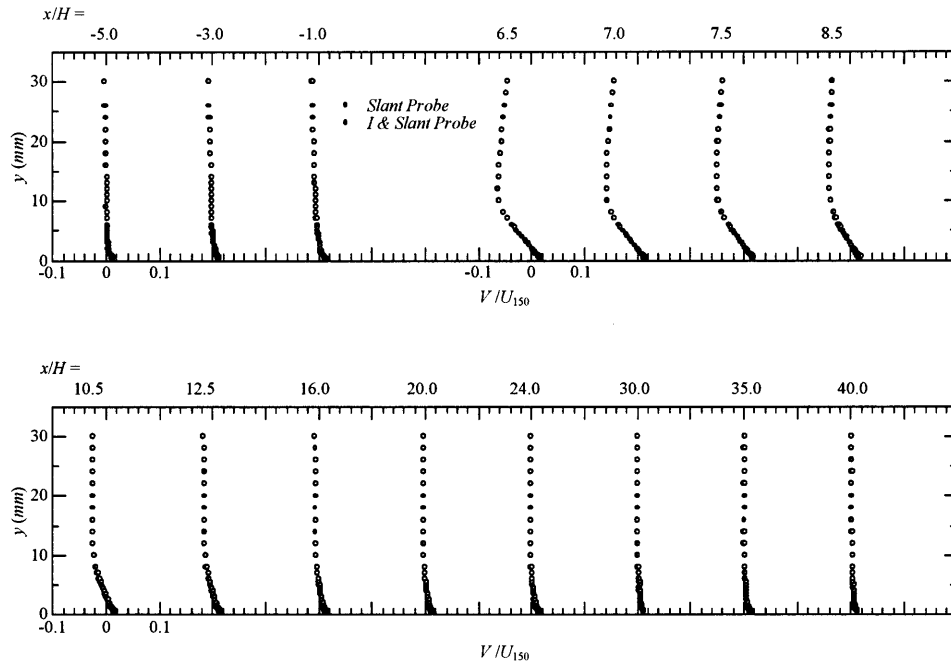


Fig.A.2-5 Mean velocity  $V$  measured with slant type probe and I type probe

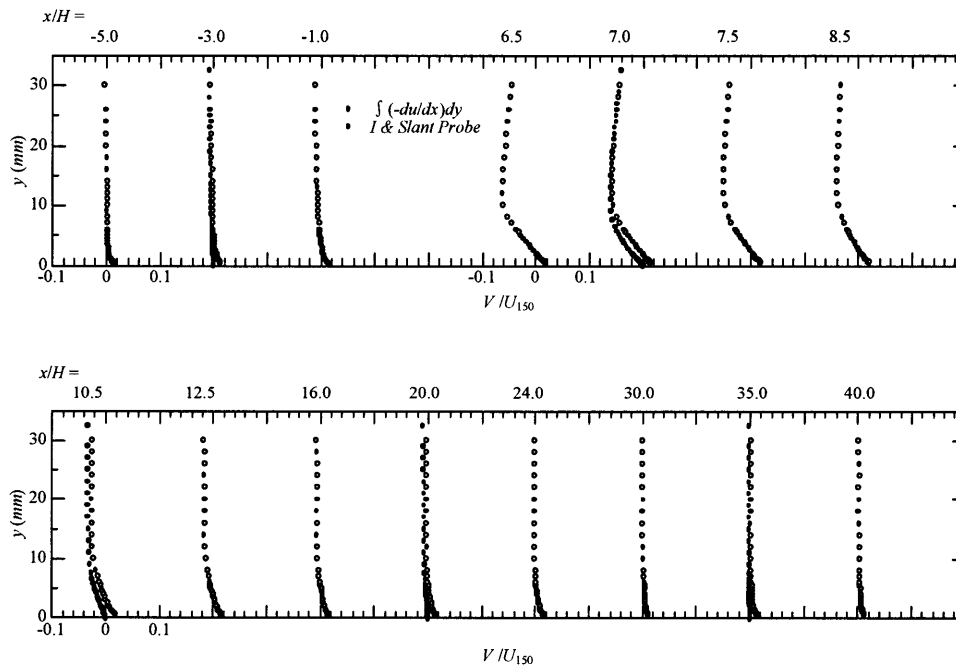


Fig.A.2-6 Mean velocity  $V$  measured with slant type probe and calculated with  $du/dx$  .

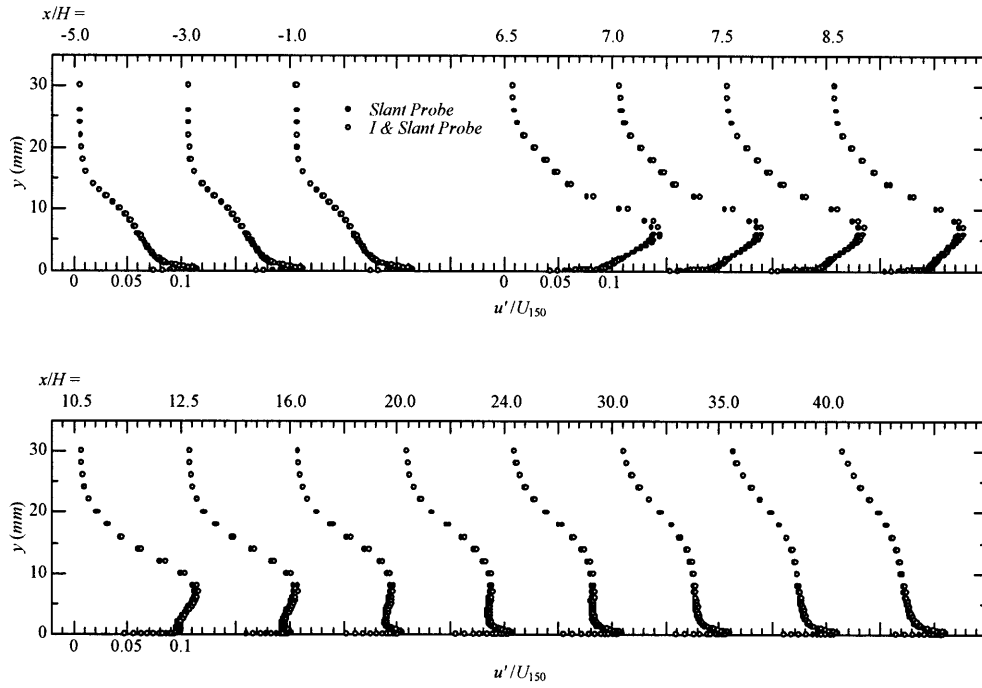


Fig.A.2-7 Intensity of turbulence fluctuation  $u'$  measured with slant type probe and I type probe.

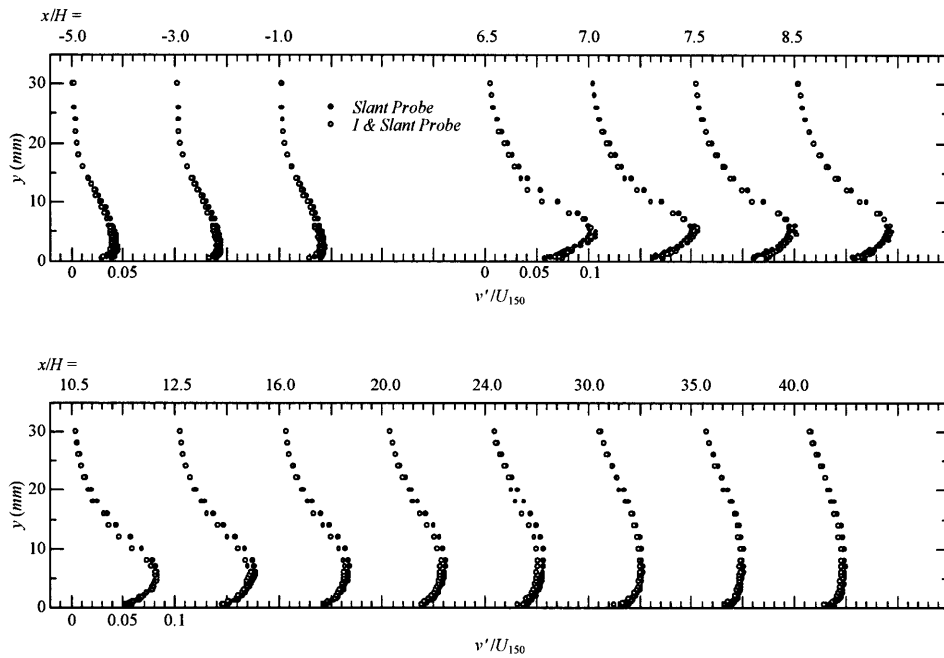


Fig.A.1-8 Intensity of turbulence fluctuation  $v'$  measured with slant type probe and I type probe.

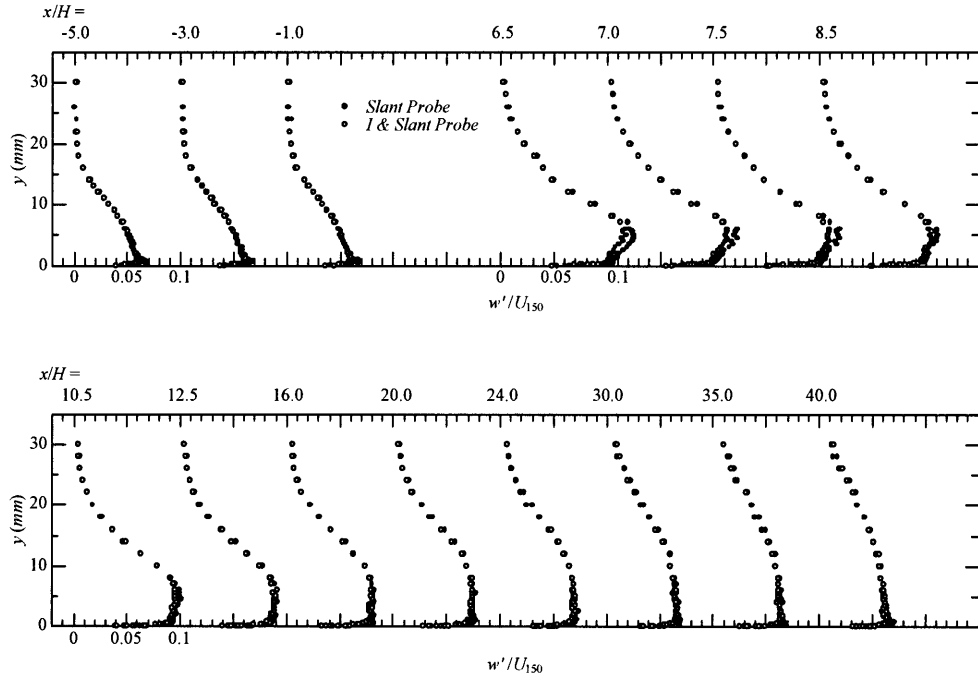


Fig.A.2-9 Intensity of turbulence fluctuation  $w'$  measured with slant type probe and I type probe.

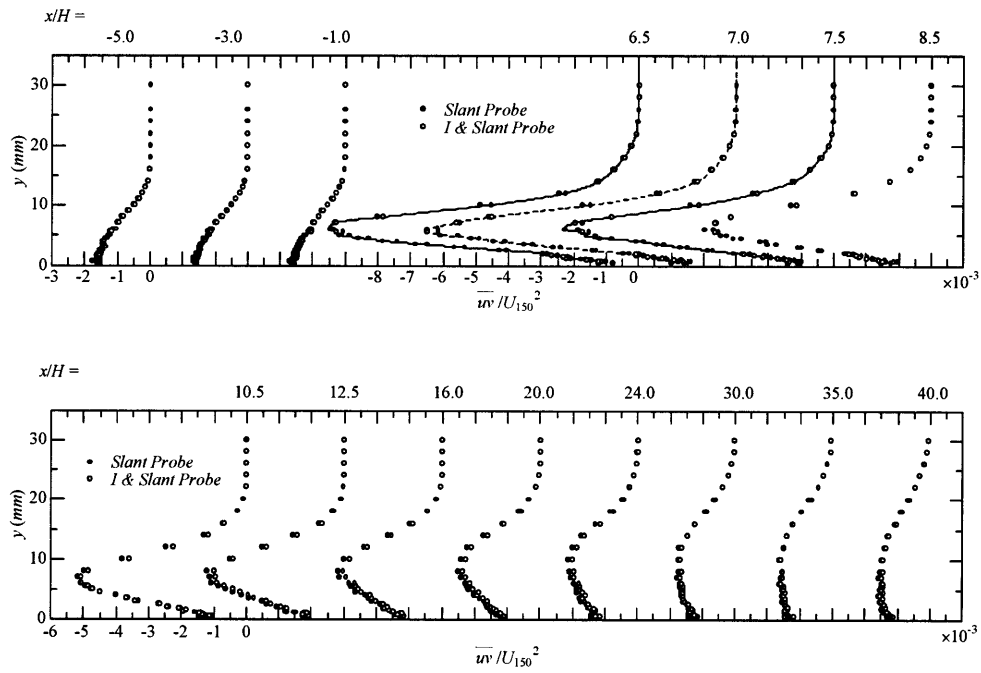


Fig.A.2-10 Reynolds stress  $\overline{uv}$  measured with slant type probe and I type probe.

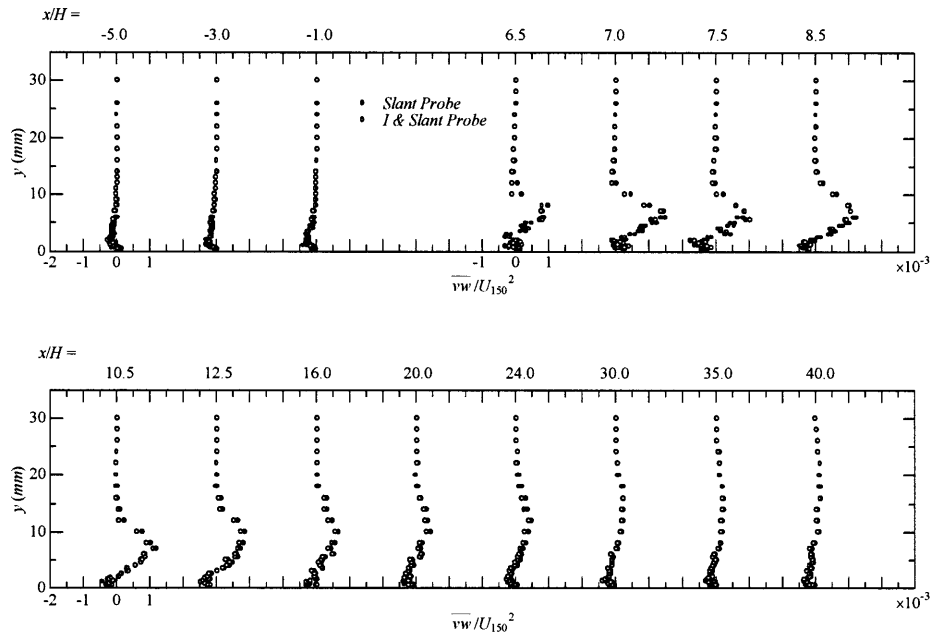


Fig.A.2-11 Reynolds stress  $\overline{vw}$  measured with slant type probe and I type probe.

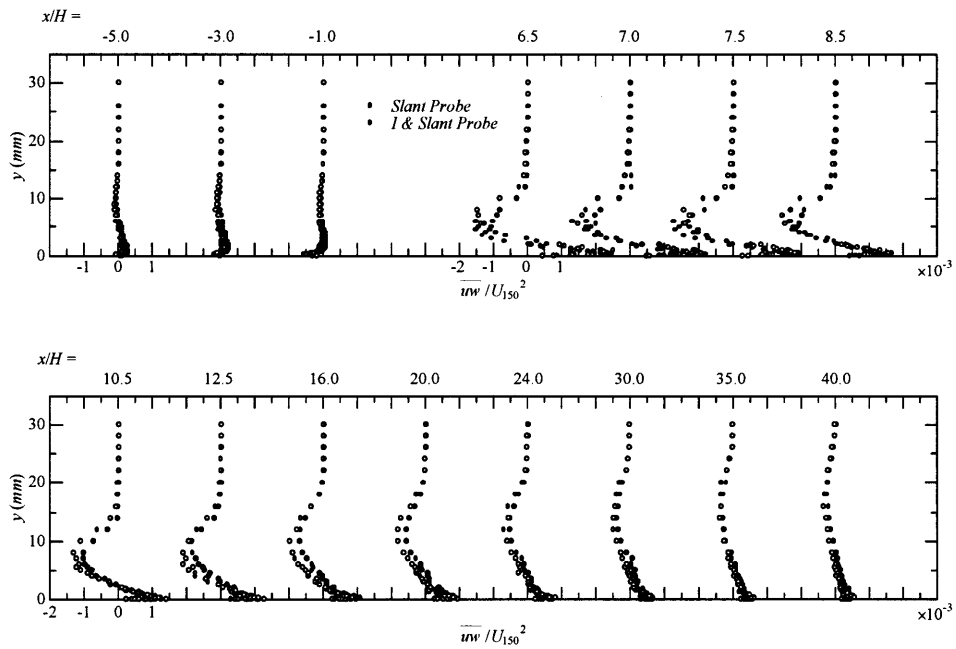


Fig.A.2-12 Reynolds stress  $\overline{uw}$  measured with slant type probe and I type probe.

### A.3 前縁及び側壁の影響

本研究では，第2章図2-1に示すような風洞を用い実験している．測定部の詳細は第2章図2-2に示すようになっており，実験上，前縁，側壁などの影響がでる可能性がある．このため，本実験に先立ち，供試部周囲の圧力，速度などを詳細に調査した．

図A.3-1は，壁面表面圧力測定位置を示す．図A.3-2はステップ後の $z$ 方向の壁面表面静圧分布の無次元表示である．ステップ直後から $x/H < 4$ では $z$ 方向の圧力勾配が存在し，また， $x/H = 6 \sim 8$ でも逆方向の圧力勾配があることがわかる．

図A.3-3は，流路の中心で測定した圧力の分布である．ステップ直前で圧力降下が始まり，再付着点直後で圧力が急激に上昇し，その後徐々に降下していつている．同図には主流の平均速度も合わせて描いており，この結果をみると，ポテンシャル流の平均速度の勾配は，この平均速度及び圧力分布との密接な関係を持つことがわかる．

図A.3-4には，ステップ直前の $z$ 軸方向の平均速度 $W$ を示す．ステップ直前で主流が境界層周辺部を含め $-z$ 方向に2%近く偏向されていることがわかる．この $W$ 成分は「A.4 数値計算による流れ場の確認」の結果にも現れており，斜め後方ステップの場合普遍的に発生する現象のようである．

図A.3-5は，二次元ステップの場合と斜め後方ステップの場合に主流平均速度の比較を示す．相対的な関係においては，二次元ステップと斜め後方ステップによる差は無い．

図A.3-6a)は， $x$ - $z$ 座標系で示した壁面から距離 $y=150\text{mm}$ の位置での $z$ 方向の平均速度の分布である． $z/H=-5$ から $z/H=5$ の範囲ではこの平均速度がほぼ一定であることがわかる．図A.3-6b)は，同様に $x^*$ - $z^*$ 座標系で示した壁面から距離 $y=150\text{mm}$ の位置での $z^*$ 方向の平均速度の分布である． $z^*/H=-5$ から $z^*/H=5$ の範囲ではこの平均

速度がほぼ一定であることがわかる。

図 A.3-7 は、実験領域での  $z$  方向の境界層厚さ分布を示す。 $z$  方向には多少の勾配はあるもののほぼ均一といえる。

図 A.3-8 は、実験領域の  $x$  方向の境界層外主流平均速度分布、150mm の位置での平均速度分布、境界層厚さを示す。



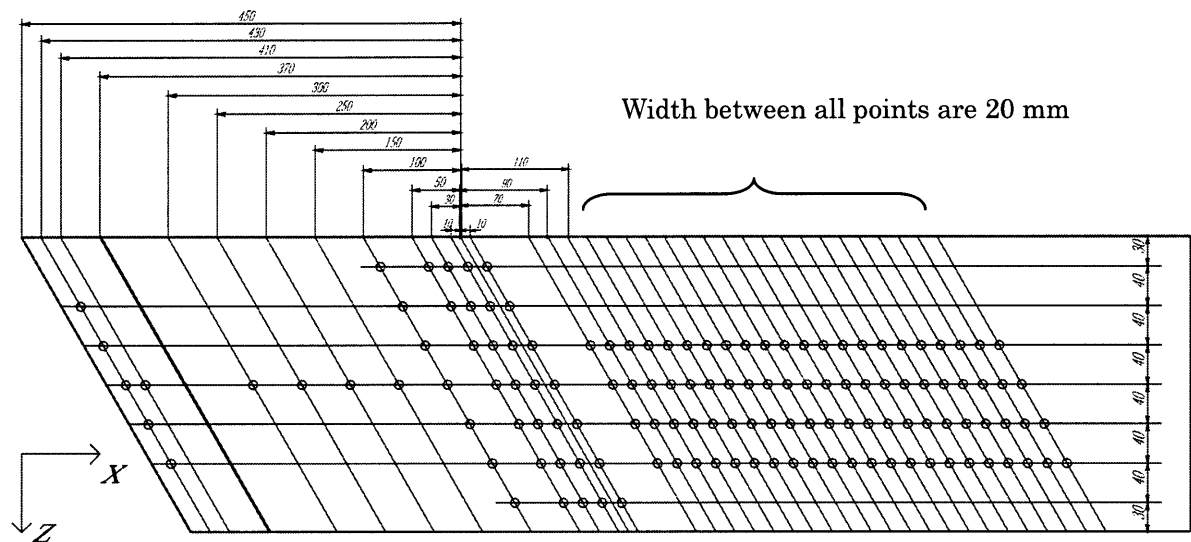


Fig.A.3-1 Measuring points of wall pressure.

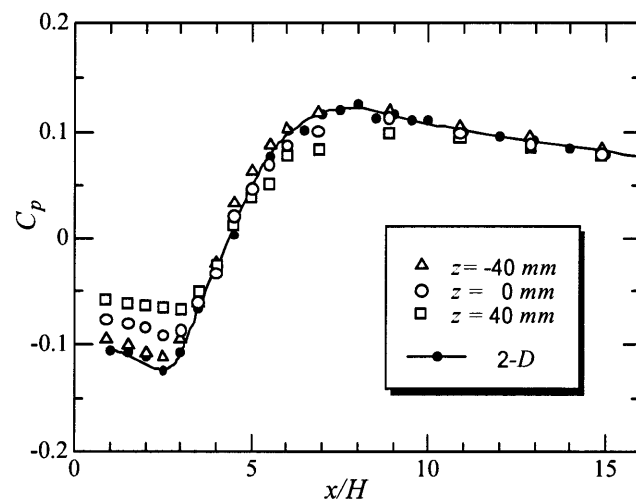


Fig.A.3-2 Normalized distribution of wall static pressure behind a step.

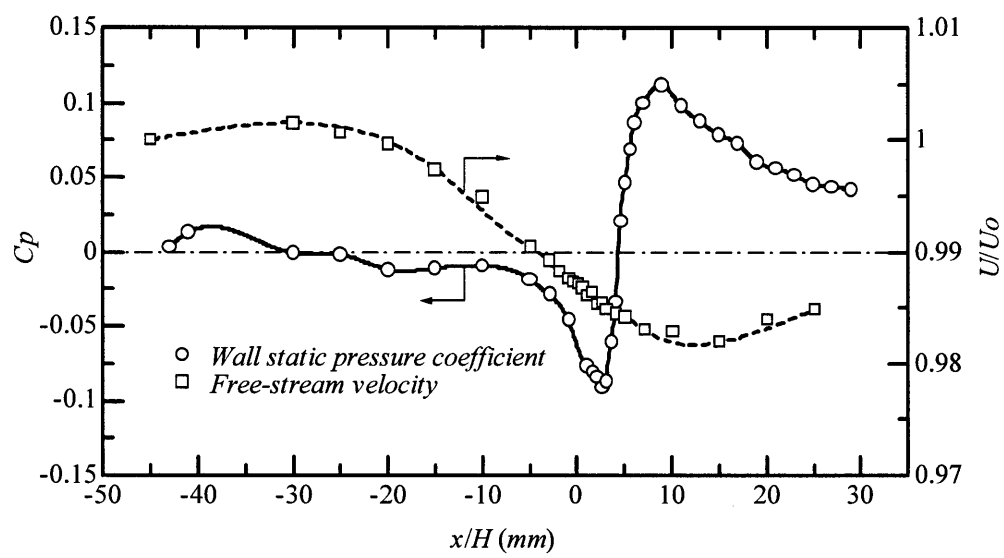


Fig.A.3-3 Pressure coefficient and free stream velocity.

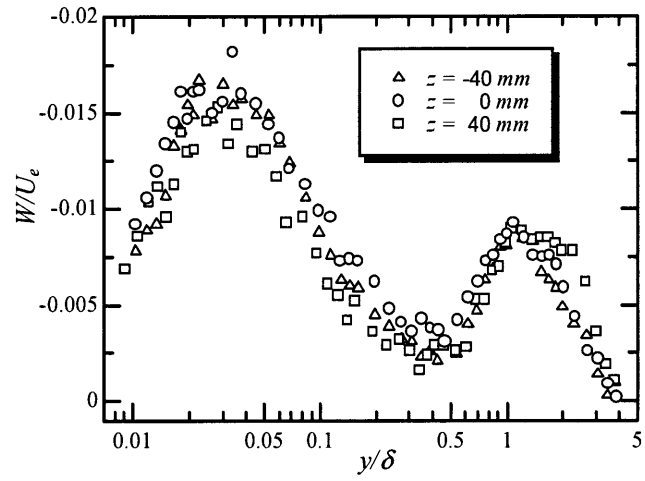


Fig.A.3-4 Distribution of span-wise mean velocity  $W$  at  $x/H = -1$ .

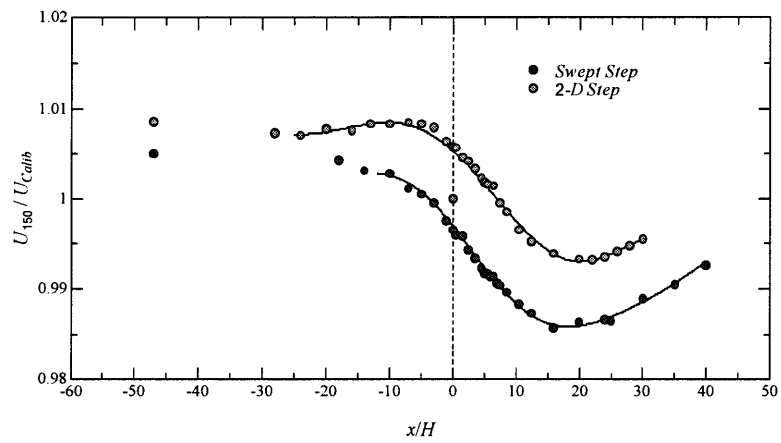


Fig.A.3-5 Main flow velocity profile at steps

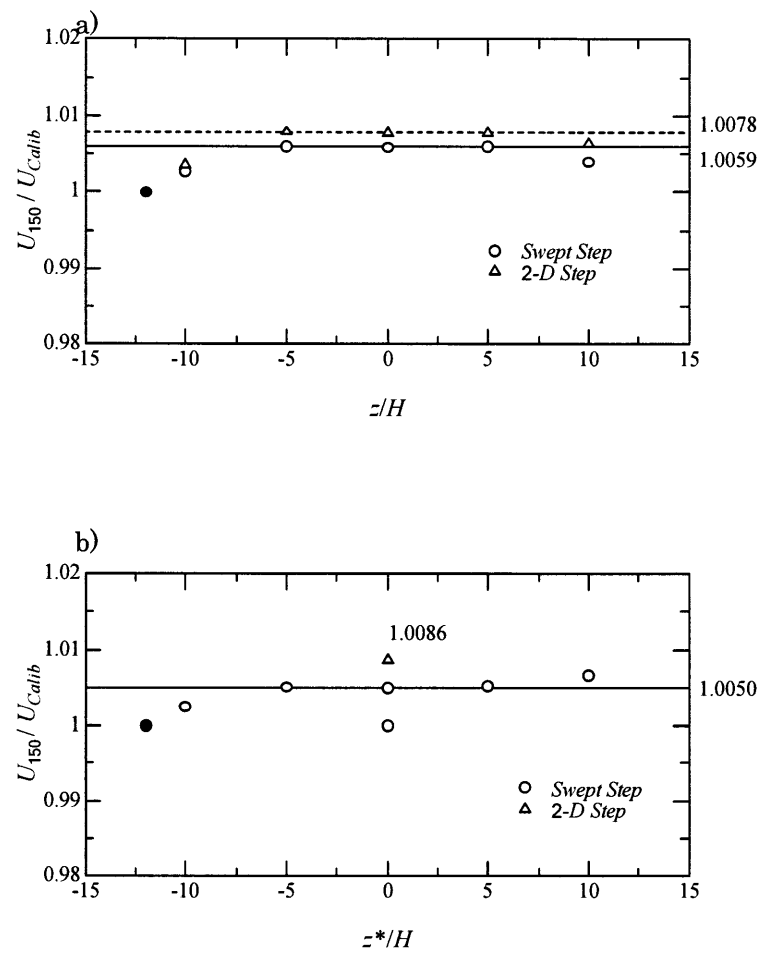


Fig.A.3-6 Mean velocity profile for span-wise direction.

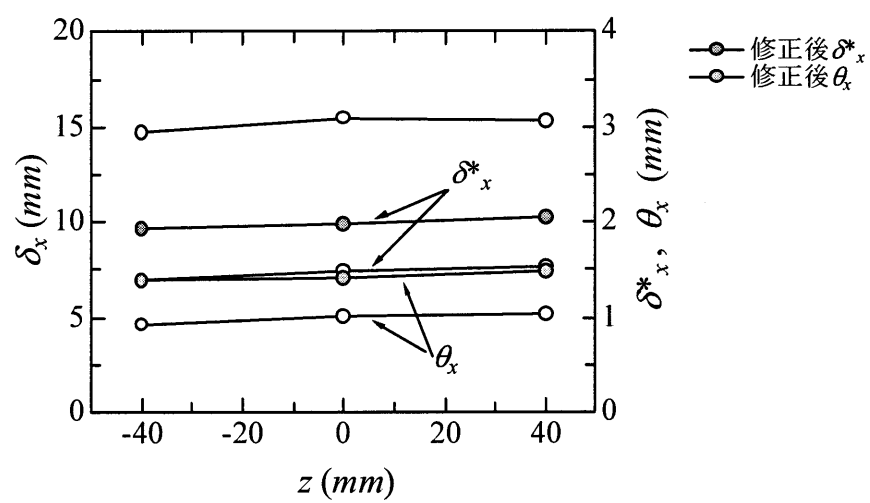


Fig.A.3-7 Boundary layer thickness at another  $z$  positions.

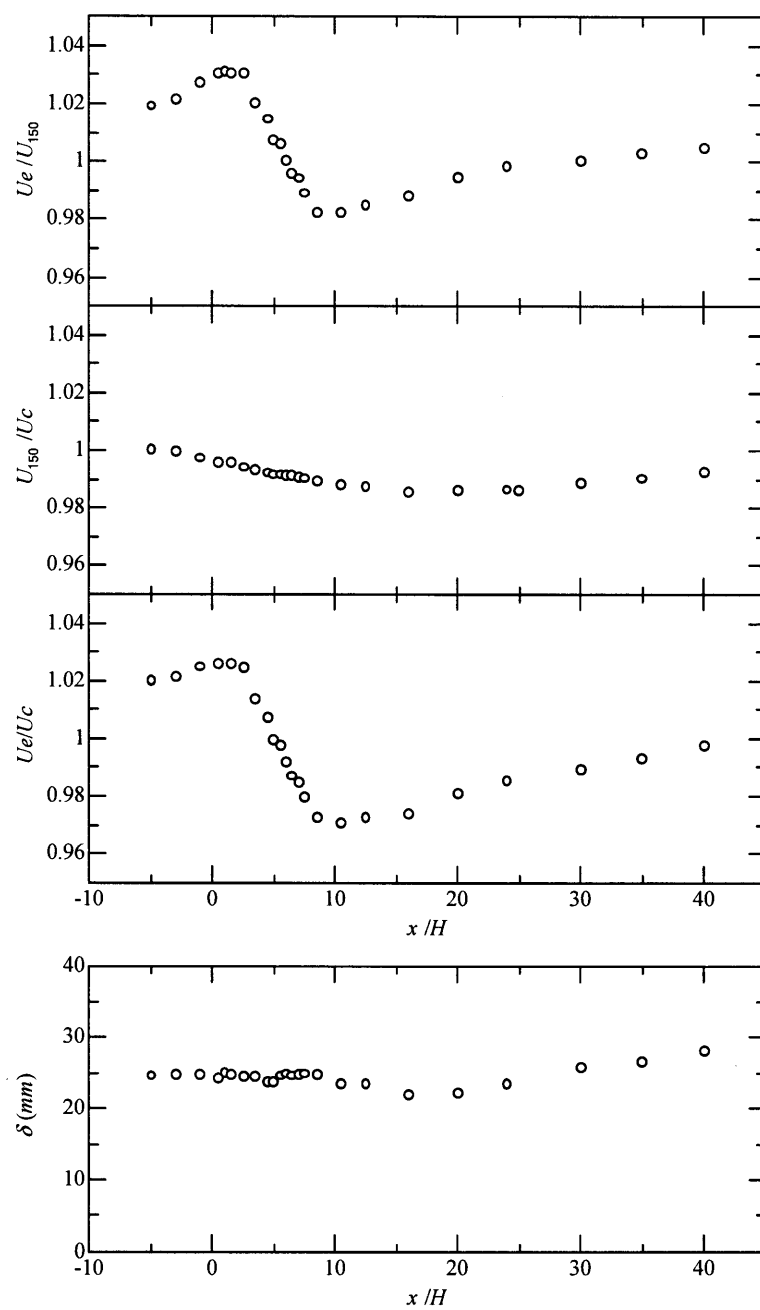


Fig.A.3-8 Distributions of the boundary layer thickness and various velocities

## A.4 数値計算による流れ場の確認

### (1) 目的

斜め後方ステップ周りの流れ場を解明するための実験の予備的検討として、数値計算手法を用いて、前縁の傾き、側壁の影響、ポテンシャル流内の圧力勾配などの影響を確認した。数値計算手法と対象は次の通りである。

- ① 二次元ステップポテンシャル流の数値計算,
- ② 三次元斜め後方ステップのポテンシャル流の数値計算,
- ③ 二次元ステップの層流計算,
- ④ 三次元斜め後方ステップ層流計算

### (2) 座標系

計算に使用した座標系を図 A.4-1 に示す。主流流れ方向に  $x$  軸, 高さ方向に  $y$  軸,  $x$  に垂直な手前方向に  $z$  軸を取り (右手系), ステップに対して垂直方向に  $x^*$  軸, ステップに平行な方向を  $z^*$  軸とした。ステップ高さを  $H=10$  とし  $x$  軸と  $x^*$  軸との間の角度つまりステップの後退角を  $30^\circ$  とした。また, アスペクト比の変化による中心流れ場の影響を調べるため, 平板中心から側壁までの距離  $b$  を 75, 150, 300 と変化させて計算した。ただし, 三次元斜め後方ステップポテンシャル流の計算においては,  $b$  を 75, 150 の二つで計算を行った。

### (3) 二次元ポテンシャル流計算

まず始めに, 数値計算を行う上で比較的容易な二次元ステップに対するポテンシャル流計算を行った。この計算では, 有限要素法による計算プログラム<sup>(52)</sup>を作成して計算を実行した。図 A.4-2-a)にこの計算領域と有限要素分割を示す。

ポテンシャル流では, 流れがステップではなく離せずに角を曲がってしまうため,

その前後で大きな圧力差が生じ、ステップ手前で急激に圧力が低下し、実際とはかい離した状況となる。そのため、図 A.4-2-b)に示すように、ステップの部分に高さ 10、ステップから再付着点までの距離を 60 にしたスロープをつけ、実際の流れを模擬した。

出入り口の境界条件として一定のポテンシャルを与えた。なお、ポテンシャル流計算では等ポテンシャル線が流線に垂直であり、平板、ステップ面、側壁などが流線となる。このため、壁面部分の境界条件を与える必要はない。

二次元ステップ及び斜め後方ステップのポテンシャル流計算結果と斜め後方ステップの実験による壁面圧力分布の比較を図 A.4-3-a)に示す。図から分かるように二次元ステップの計算結果と斜め後方ステップの計算結果の圧力分布については、ほぼ一致した計算結果を得た。しかし、斜め後方ステップの実験結果はポテンシャル流の結果とはかなり異なる分布となった。

また、単純な二次元ステップとスロープで剥離域を模擬した場合の計算結果による圧力分布と実験結果による壁面の圧力分布を図 A.4-3-b)に示す。図から分かるように、スロープをつけた場合、ステップ直前での圧力の下がり方が緩やかになり、実験結果と類似した結果となっている。スロープを付けた場合と実験結果との差、つまりステップ前後での圧力の最大、最小点の流れ方向のずれは、実験結果は乱流であるため、ポテンシャル流計算では現れないはく離や境界層の影響が出たと考えられる。

#### (4) 三次元ポテンシャル流計算

三次元斜め後方ステップのポテンシャル流の計算では、名古屋大学渡邊教授が作成した有限要素法による計算プログラムを利用させていただき計算した。ステップに垂直な  $x^*$  方向の速度成分を  $U^*$ 、ステップに平行な  $z^*$  方向の速度成分を  $W^*$  とした。

側壁の  $z=0$  付近への影響を調べるためにアスペクト比が 30( $b=150$ )と 60( $b=300$ )



について計算し、アスペクト比が 30 の計算では四角柱メッシュを使用した。またアスペクト比が 60 の計算ではアスペクト比 30 の場合と同様に四角柱メッシュを使用することが望ましいが計算プログラムの都合により三角柱メッシュを使用した。

ポテンシャル流ではステップの下流は実験との比較対象にならないため、ステップ上流について解析した。また、 $z=0$  付近の値により無次元化して解析を行った。計算領域は図 A.4-1 に示す領域を使用した。境界条件は、二次元ポテンシャル流と同様に、出入り口の境界に一定のポテンシャルを与え、その他の境界については流面とした。

アスペクト比 30 の場合の  $z=-45$ ,  $z=-5$ ,  $z=35$  での  $x$ - $y$  平面の圧力分布を図 A.4-4 に示し、そのステップ近傍の拡大図を図 A.4-5 に示した。この図からはステップ手前の壁面で圧力が急激に下がっていることが分かる。

アスペクト比 30 の場合の  $U^*/U_{z=5}^*$ ,  $W^*/W_{z=5}^*$  の  $z$  方向の速度分布を図 A.4-6-a) から図 A.4-7-a) に示し、それぞれの  $z=\pm 50$  の区間の拡大図を図 A.4-6-b) から図 A.4-7-b) に示す。また、アスペクト比 60 の場合の  $U^*/U_{z=10}^*$ ,  $W^*/W_{z=10}^*$  の  $z$  方向の速度分布を図 A.4-6-a) から図 A.4-7-a) に示し、それぞれの  $z=\pm 50$  の区間の拡大図を図 A.4-6-b) から図 A.4-9-b) に示した。

図 A.4-6-b) から図 A.4-7-b) から分かるように、ポテンシャル流では、ステップに平行な  $z^*$  方向に速度勾配がある事が分かった。アスペクト比 30 の場合は、 $z=\pm 50$  の区間で  $z^*$  方向への  $U^*$ ,  $W^*$  の勾配が  $\pm 0.4\%$  程度あり、アスペクト比 60 の場合では  $z=\pm 50$  の区間で  $z^*$  方向への  $U^*$ ,  $W^*$  の勾配が  $\pm 0.2\%$  程度あった。アスペクト比を 60 にすることによって、勾配は緩くなったが、依然と勾配はあり、これ以上アスペクト比を大きくしても、勾配はあまり変わらない傾向をみせている。

また、二次元ステップのポテンシャル流計算と同様に、斜め後方ステップの計算にもスロープをつけて計算することも考えたが、スロープをつけても  $z$  方向の速度勾配に関しては同様の結果が出ると予想ができ、実験の予備検討という性格上、計

算は省略した。

## (5) 二次元層流計算

二次元ステップの層流計算では、二次元ステップのポテンシャル流計算と同様に有限要素法計算プログラム<sup>(1)</sup>を作成して計算した。数値計算法としては、連続の式と Navier-Stokes の方程式を渦度  $\omega$  を用いて変形した渦度方程式を用いて逐次計算した。この方法の特徴としては、あらかじめポテンシャル流れを求めておき、その流れに渦度と粘性の効果を取り入れ、時間ステップごとに流れ関数  $\phi$  と渦度  $\omega$  を交互に求め、粘性流体の流れを得ることである。渦度の変化率が十分に小さくなったとき、準定常な流れとみなすことにした。

二次元ステップ層流計算においては、主にメッシュの解像度の変化によっての計算結果への影響を調べた。その結果、やはりメッシュの構造を変えることにより計算結果にはかなりの影響を与えていた。そして、ステップ直前の壁面での加速部分や壁近傍の境界層部分、または逆流領域などの速度変化の激しいところには、出来る限りメッシュを細かく一切り、逆に速度変化のあまり無いところはメッシュを粗く切った方が良かったことが分かった。

## (6) 三次元層流計算

三次元の斜め後方ステップ層流計算においては、汎用計算コード (Star-CD) を用いて計算を行った。アスペクト比が 15( $b=75$ )と 30( $b=150$ )と 60( $b=300$ )について計算を行った。またアスペクト比 30 の場合について、 $Re_H=100, 200, 500$ 、に対して計算した。Reynolds 数の代表速度は流入速度、代表長さはステップ高さ  $H=10$  とした。三次元層流計算で用いた計算領域は、図 A.4-1 で示した計算領域と少し異なり、流入流出境界をステップに対して平行にした。また、流入条件は一様流で、流出条件は自由流出となり、その他の境界はすべりなしの壁とした。

Reynolds 数  $Re_H=200$  一定で、アスペクト比 15, 30, 60 で計算した壁面圧力分布を図 A.4-10-a)から図 A.4-10-c)に示す. また、アスペクト比=30 一定で、 $Re_H=100, 200, 500$  に対して計算した壁面圧力分布を、図 A.4-11-a)から図 A.4-11-c)に示す.

次に、 $Re_H=200$  で  $z/H=0$  の  $x$ - $y$  平面での  $W$  成分分布と圧力分布をそれぞれ  $b/H=7.5, b/H=15, b/H=30$  とアスペクト比を変えた結果を図 A.4-12 に示す.

また、 $Re_H=200$  で  $b/H=15$  の  $x$ - $y$  平面での  $W$  成分分布と圧力分布をそれぞれ  $z/H=-5, 0, 5$  と変えて結果を図 A.4-13 に示す.

図 A.4-12, 図 A.4-13 から分かるように  $b/H=7.5, b/H=15, b/H=30$  と大きくなるにつれて、ステップ直前の  $z=0$  付近での  $z^*$  方向の圧力勾配が小さくなり、 $b/H=30$  の場合でも多少の勾配はみられる.

また、Reynolds 数が大きくなるにつれて圧力勾配はきつくなっている. 速度  $W$  についても図 A.4-12, 図 A.4-13 からわかるようにステップ直前で圧力と同様の速度勾配ができています.

三次元斜め後方ステップの層流計算の結果から、ステップに平行な列における点では、側壁の影響があるなしにかかわらず、わずかながら速度や圧力に勾配があり、またその勾配はレイノルズ数に依存していることがわかる.

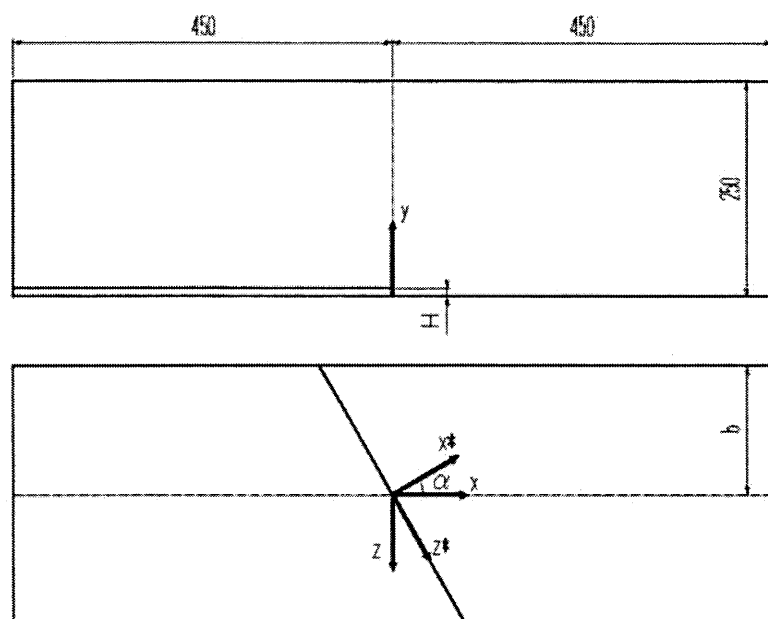


Fig.A.4-1 Flow geometry for swept backward-facing step

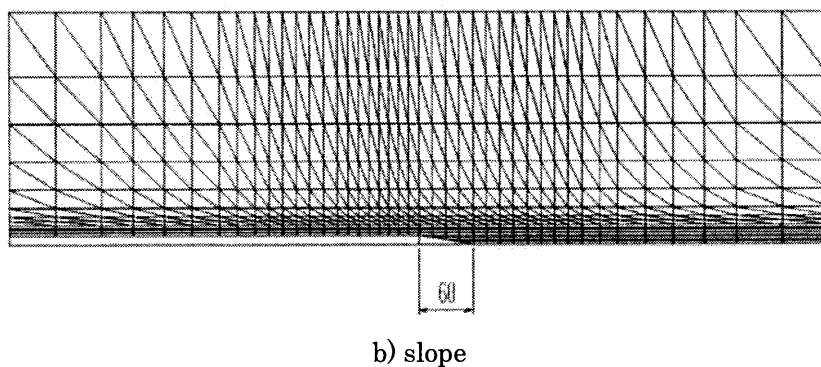
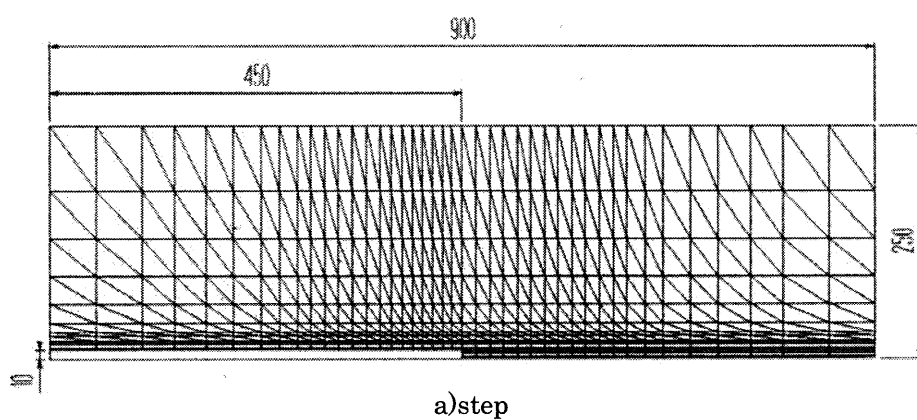
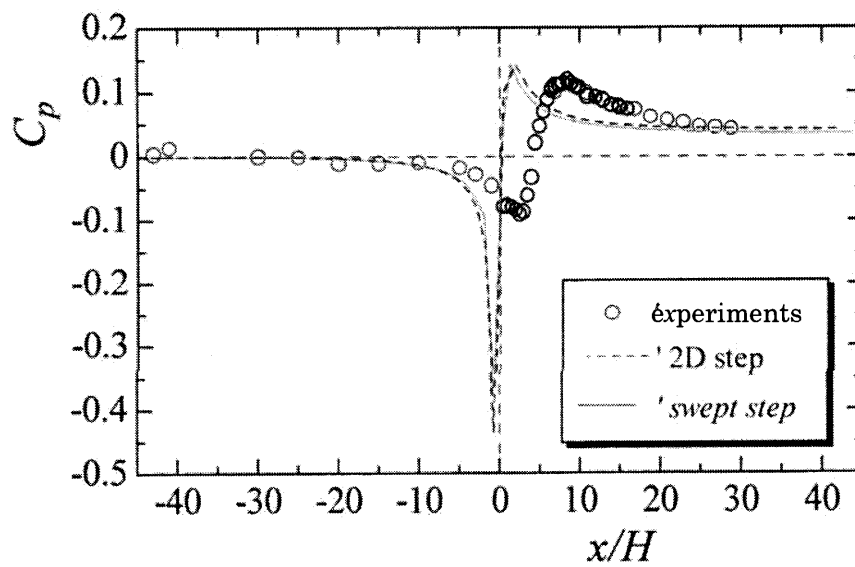
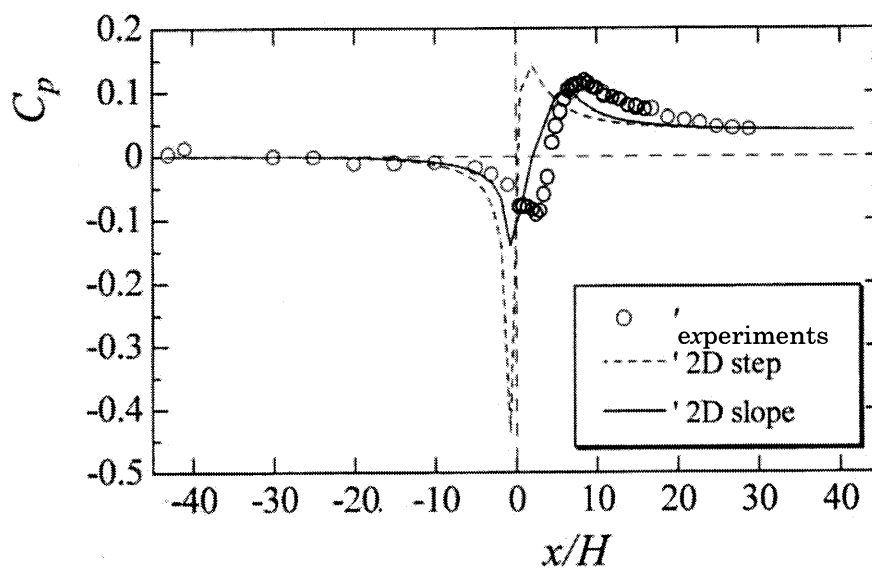


Fig.A.4-2 Domain of calculation mesh a) step, b) slope



a) 2D step and swept step



b) step and slope

Fig.A.4-3 Wall pressure of 2D step, swept step and slope

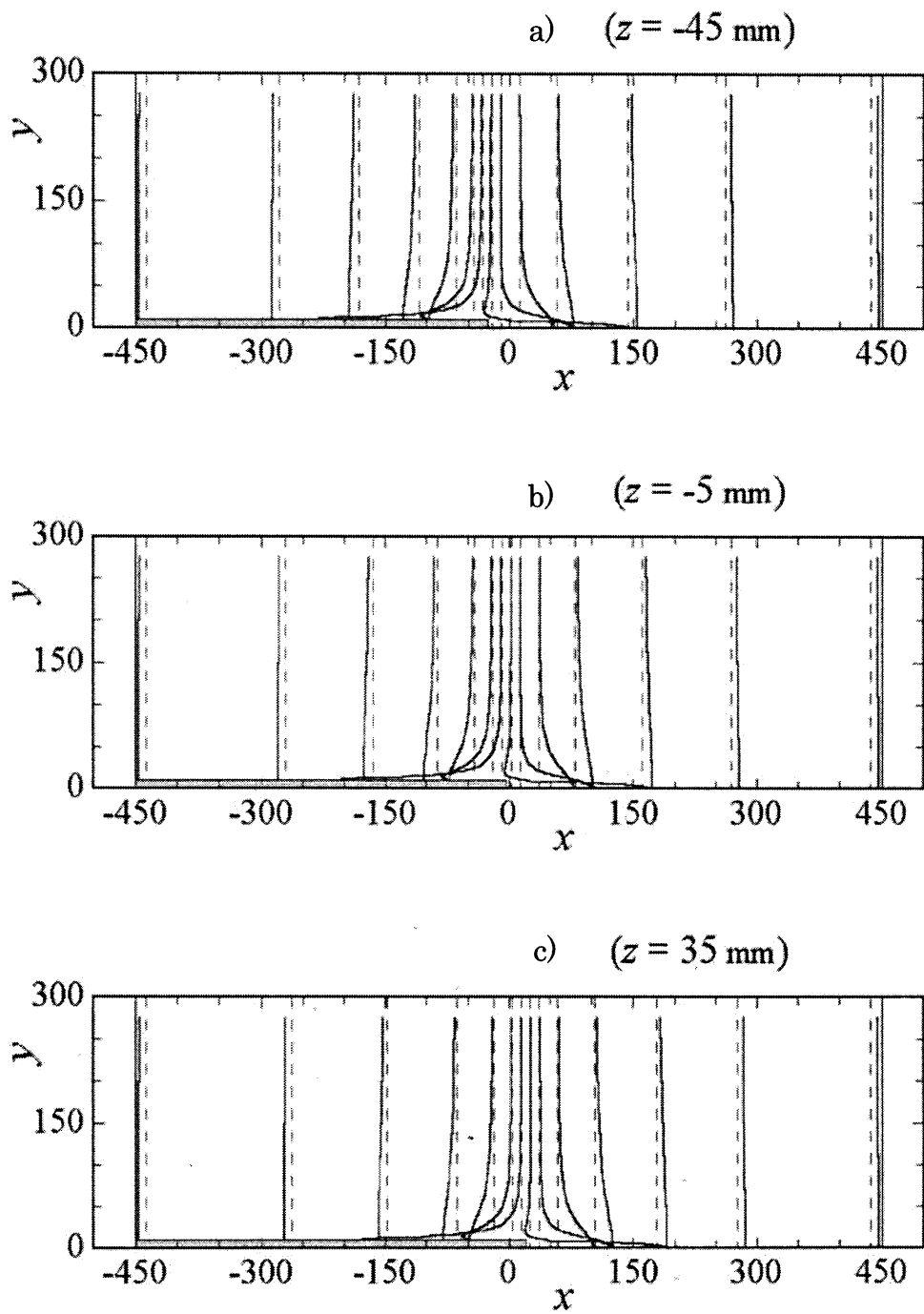


Fig.A.4-4 Pressure distribution of 3D potential flow

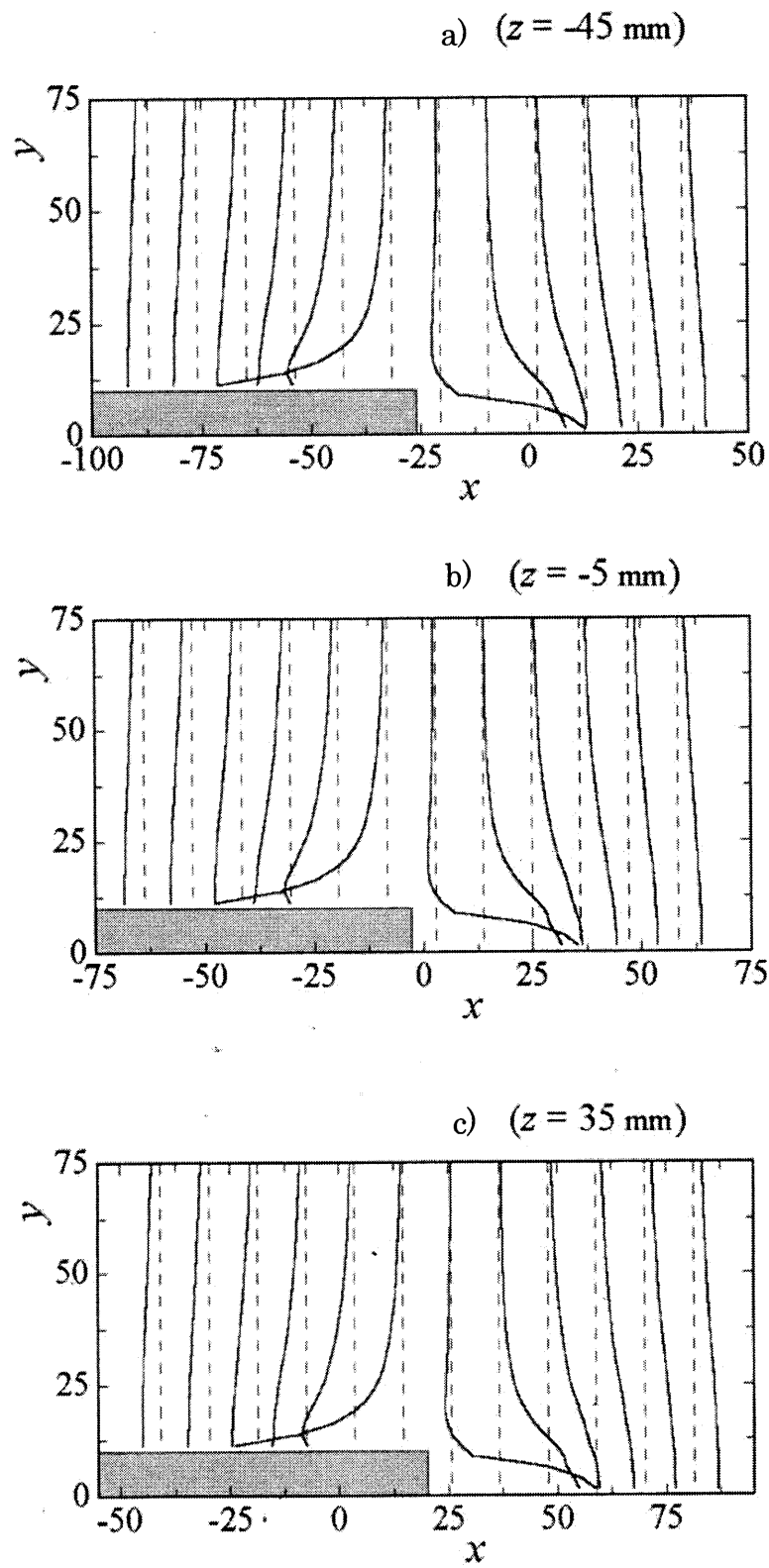


Fig.A.4-5 Detail pressure distribution of 3D potential flow

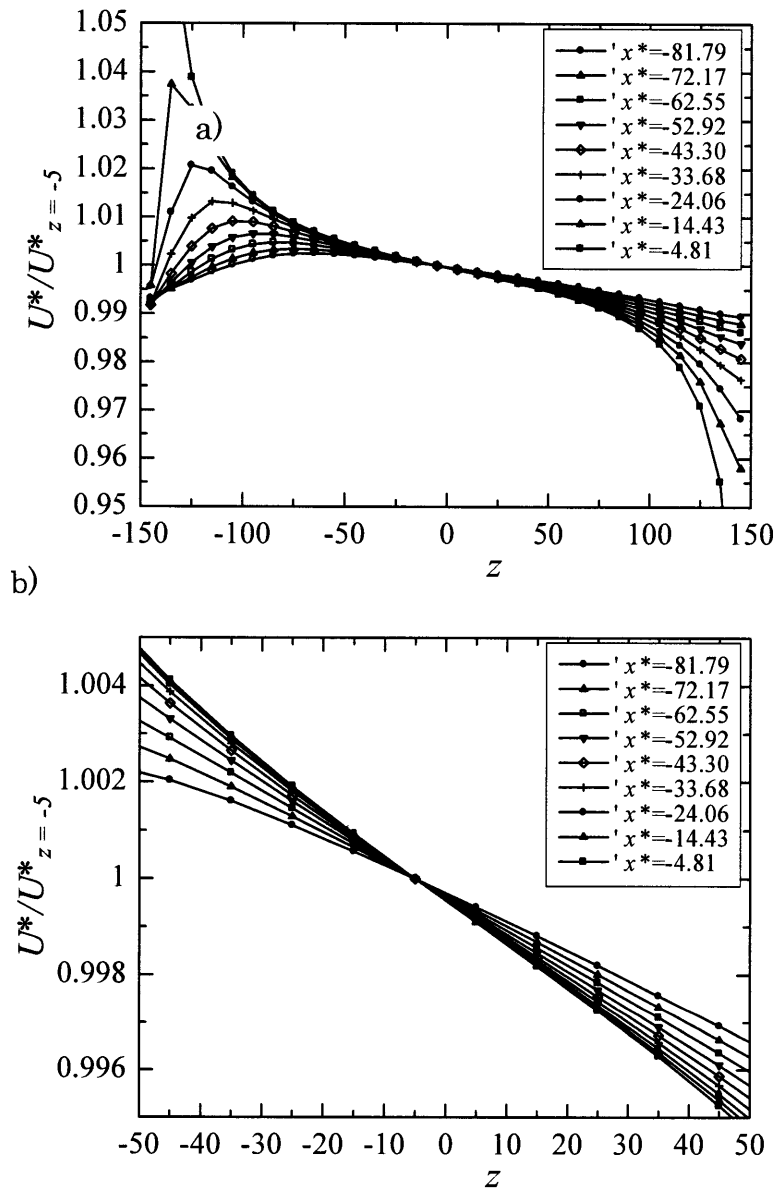
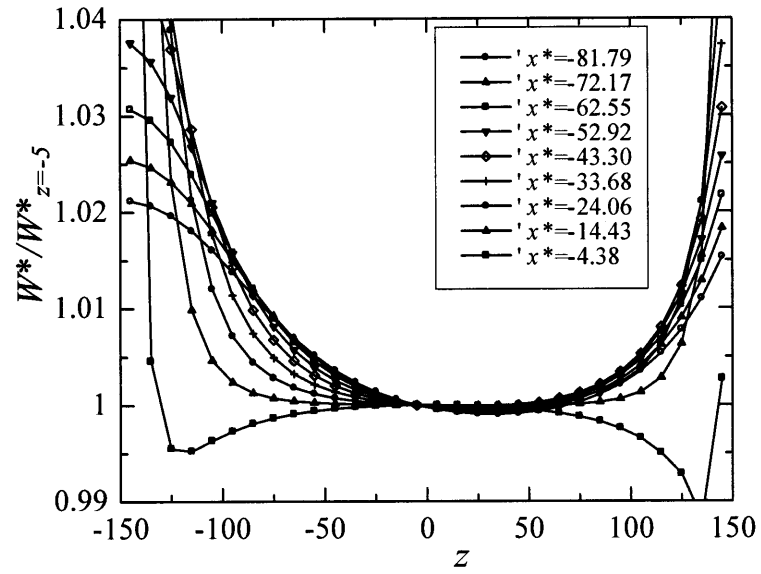


Fig.A.4-6 Mean velocity  $U$  at  $z=-5$ .



a)



b)

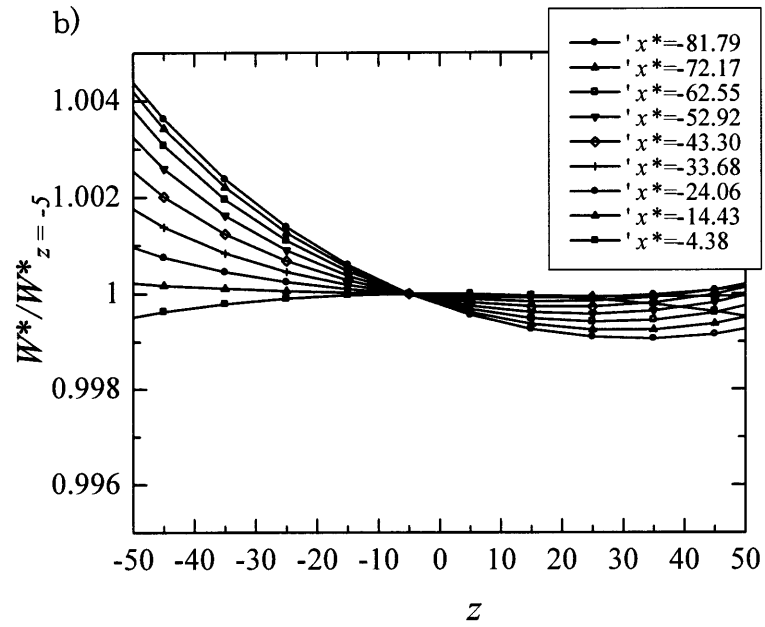


Fig.A.4-7 Mean velocity  $W^*$  at  $z=-5$ .

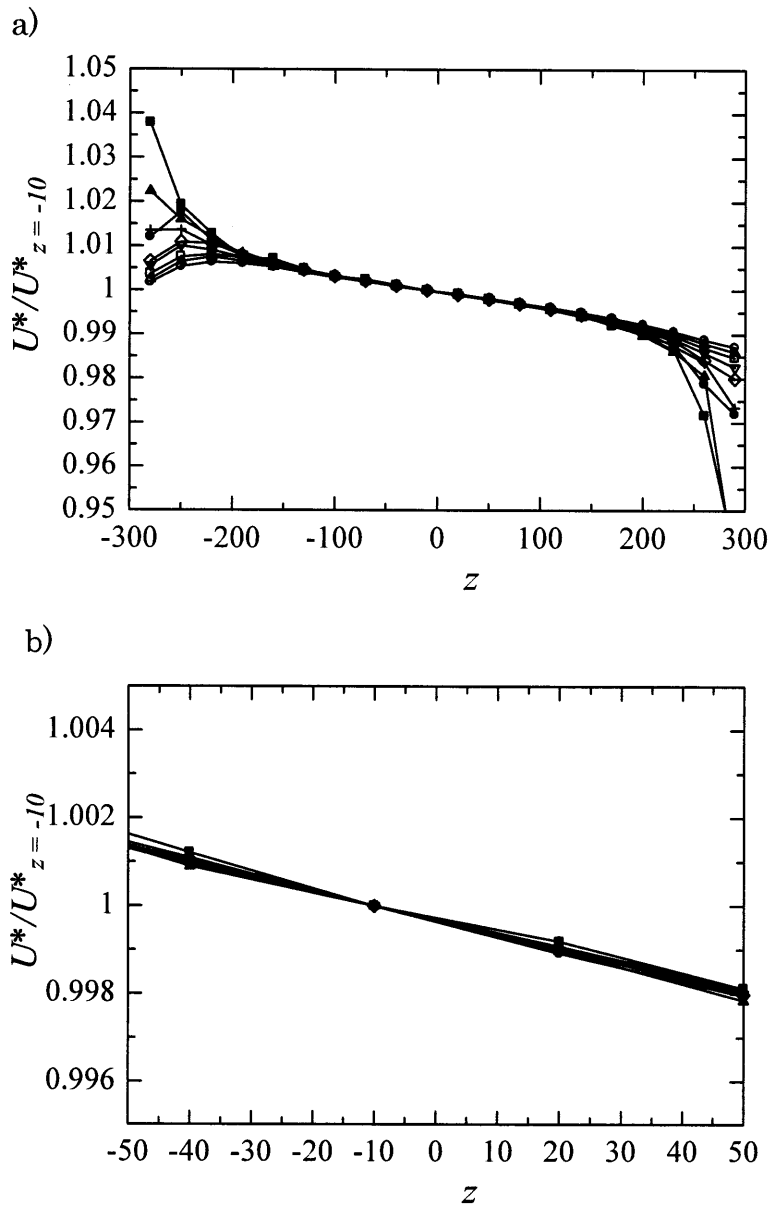


Fig.A.4-8 Mean velocity  $U^*$  at  $z=-10$ .

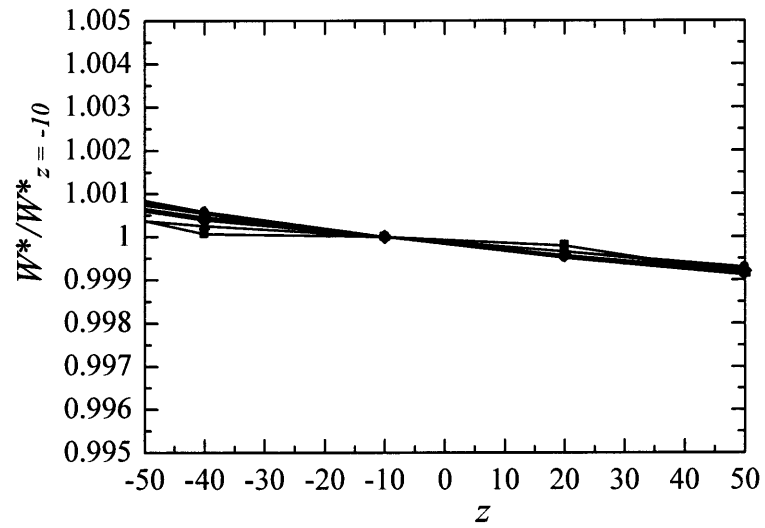
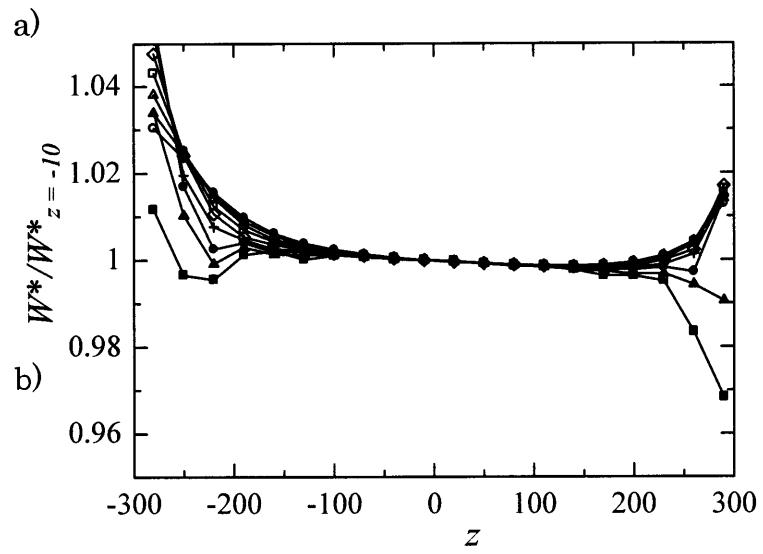


Fig.A.4-9 Mean velocity  $W^*$  at  $z=-10$ .

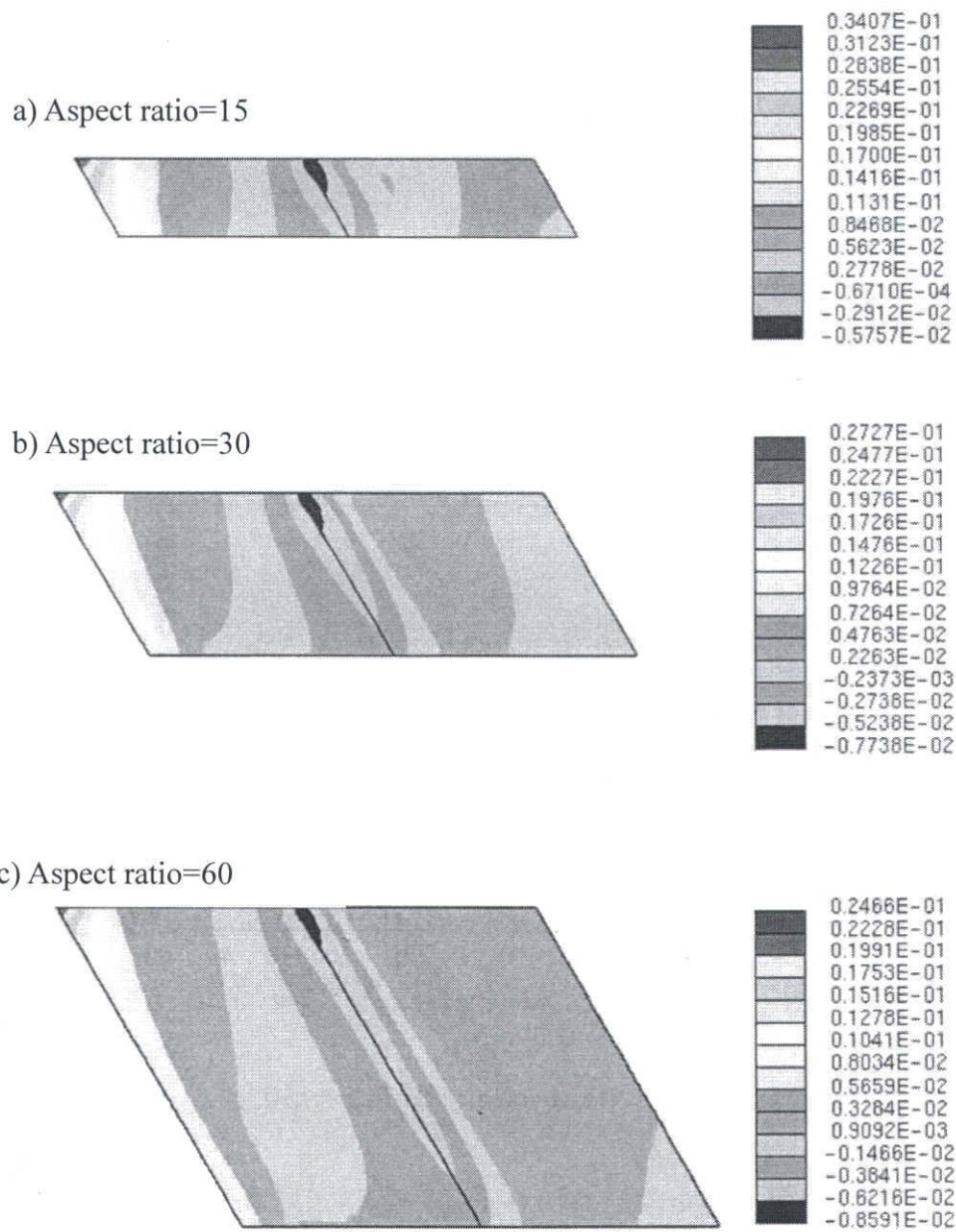


Fig.A.4-10 Wall pressure contour for another aspect ratio at same  $Re_H=200$ .

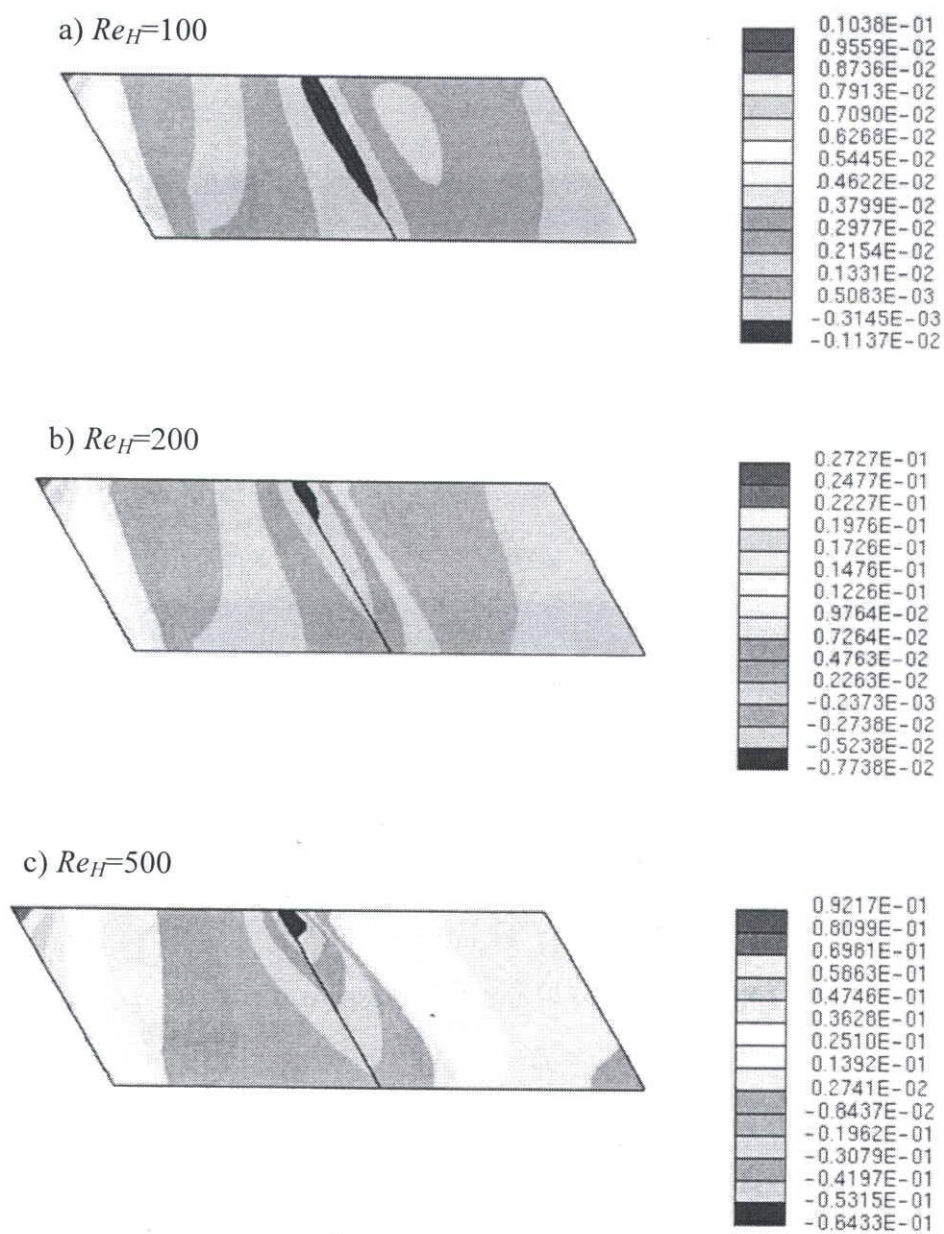


Fig.A.4-11 Wall pressure contour for another  $Re_H=100, 200, 500$ .

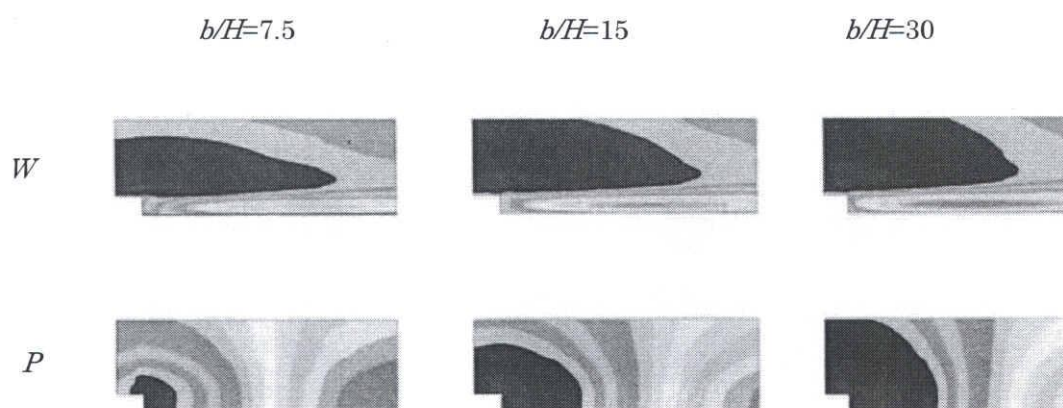


Fig.A.4-12 Mean velocity  $W$  and wall pressure at  $z/H=0$ ,  $Re_H=200$ .

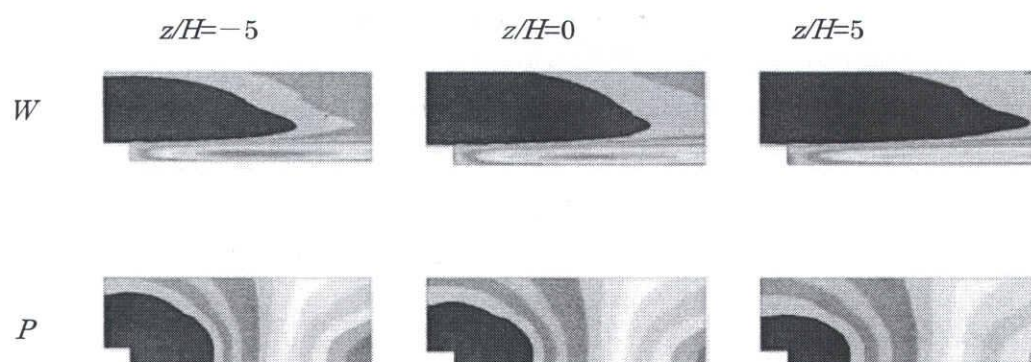


Fig.A.4-13 Mean velocity  $W$  and wall pressure at  $z/H=15$ ,  $Re_H=200$ .

## A.5 関連方程式

外力が働かない，非圧縮で粘度一定の流れ場に対する Navier-Stokes の方程式はデカルト座標系では次のように表される．

$$\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial t} + \tilde{u}_j \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \tilde{u}_i}{\partial x_j^2} \quad (1)$$

瞬時値  $\tilde{u}_i$ ， $\tilde{p}$  を，その平均値  $U_i$ ， $P$  と平均からの変動量  $u_i$ ， $p$  に Reynolds 分解 ( $\tilde{u}_i = U_i + u_i$ ， $\tilde{p} = P + p$ ) し，(1)式に代入し，アンサンブル平均すれば，平均流に対する方程式は，次式のようになる．

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j^2} - \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_j} \quad (2)$$

また，Navier-Stokes の方程式[(1)式]から平均流の Navier-Stokes の方程式[(2)式]を引いて，変動流の運動方程式に関しても次式が得られる．

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -u_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} - \frac{\partial}{\partial x_j} (u_i u_j - \overline{u_i u_j}) \quad (3)$$

(3)式に  $u_k$  を掛け，アンサンブル平均し， $k$  と  $i$  を交換した式を加えると，次式のような Reynolds 応力方程式が得られる．

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial t} + U_j \frac{\partial \overline{u_i u_k}}{\partial x_j} = & -\overline{u_j u_k} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \overline{u_i u_j} \frac{\partial U_k}{\partial x_j} \\ & - \frac{1}{\rho} \left( \overline{u_k \frac{\partial p}{\partial x_i}} + \overline{u_i \frac{\partial p}{\partial x_k}} \right) + \nu \frac{\partial^2}{\partial x_j^2} \overline{u_i u_k} - \frac{\partial}{\partial x_j} \overline{u_i u_j u_k} - 2\nu \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} \frac{\partial \overline{u_k}}{\partial x_j} \end{aligned} \quad (4)$$

更に，平均流の単位質量当たりの運動エネルギーを， $K = U_i^2 / 2$  と定義すれば，そのエネルギー収支は次式で表される．

$$\frac{\partial K}{\partial t} + U_j \frac{\partial K}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial U_j P}{\partial x_j} - \frac{\partial \overline{u_i u_j} U_i}{\partial x_j} + \nu \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{\partial K}{\partial x_j} + \frac{\partial U_i U_j}{\partial x_j} \right) + \overline{u_i u_j} \frac{\partial U_j}{\partial x_i} - 2\nu S_{ij}^2 \quad (5)$$

なお、変形速度テンソル  $\tilde{s}_{ij}$  も平均流の変形速度テンソル  $S_{ij}$  と変動流の変形速度テンソル  $s_{ij}$  に Reynolds 分解している。

$$\tilde{s}_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) = S_{ij} + s_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) + \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (6)$$

また、変動流の単位質量当たりの運動エネルギーを、 $k = \overline{u_i^2}/2$  と定義すれば、そのエネルギー収支は次式で表される。

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = - \overline{u_i u_j} \frac{\partial U_j}{\partial x_i} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{u_i p}}{\partial x_j} - \frac{1}{2} \frac{\partial \overline{u_i u_j^2}}{\partial x_j} + \nu \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{\partial k}{\partial x_i} + \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_j} \right) - 2\nu \overline{s_{ij}^2} \quad (7)$$

本研究で取り扱う斜め後方ステップ流れ場の視覚的な理解の仕方としては二つの見方がある。ひとつは、図 1-1 に示すように、横方向に無限に広がる後方ステップに対して、斜めの方向から流体が流れてきて、ステップではく離・再付着し、最終的には斜め方向に流れていくという見方である。この場合は、ステップが横方向に無限に続いており、流れも横方向に無限に続いていることになる。数値計算を行う場合は、周期境界条件にすることによって、流れ場の構造が単純となるため、この見方をすることが多く、一般的な立場としてもこのような流れ場を検討の対象としている。

もうひとつの見方は図 1-3 に示すように主流に対してある角度を持って設置された斜め後方ステップを通り過ぎる流れという見方である。壁面に発達した二次元乱流境界層が斜め後方ステップではく離・再付着し、三次元的に捻じ曲げられて、その後、再び二次元乱流境界層に回復していくという流れである。実験的にはこのような流れ場にならざるを得ないが、側壁や前縁の影響が存在するため、この影響の範囲を明確にする必要がある。本研究では、以上のふたつの見方を併用する。

本研究では、三次元流れではあるが、ステップと平行する  $z^*$  軸方向に対しては、平均速度、変動速度、圧力の各成分が変化しない準二次元の流れ



(quasi-two-dimensional flow)場を仮定している。

この準二次元流れは、図 1-1 の見方で考えるとイメージ的に把握しやすい。定上流に対する(2)式を成分表示し、図 1 の  $z^*$  方向に対して一様、つまり  $\partial/\partial z^*$  を含む項を 0 とすると、以下のように整理できる。

①ステップに直交する  $x^*$  方向に対して、

$$U^* \frac{\partial U^*}{\partial x^*} + V \frac{\partial U^*}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x^*} + \nu \left( \frac{\partial^2 U^*}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 U^*}{\partial y^2} \right) - \frac{\partial \overline{u^{*2}}}{\partial x^*} - \frac{\partial \overline{u^* v}}{\partial y} \quad (8a)$$

$$U^* \frac{\partial V}{\partial x^*} + V \frac{\partial V}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} + \nu \left( \frac{\partial^2 V}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} \right) - \frac{\partial \overline{u^* v}}{\partial x^*} - \frac{\partial \overline{v^2}}{\partial y} \quad (8b)$$

②また、ステップに平行な  $z^*$  方向に対して、

$$U^* \frac{\partial W^*}{\partial x^*} + V \frac{\partial W^*}{\partial y} = \nu \left( \frac{\partial^2 W^*}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 W^*}{\partial y^2} \right) - \frac{\partial \overline{u^* w^*}}{\partial x^*} - \frac{\partial \overline{v w^*}}{\partial y} \quad (8c)$$

層流の場合には、Reynolds 応力項が無く、 $x^*$ 、 $y$  方向の式の中には  $W^*$  が含まれないため  $z^*$  方向の式と完全に独立して解けることとなる。この結果、横方向の流れ  $W^*$  の影響がなくなり、ステップの角度を変化させても、ステップに直交する座標系で考えた場合  $U^*$ 、 $V$ 、 $P$  の分布や再付着距離等その他の流れの状態や性質は変化しない。これが、層流の傾斜独立原理である。

一方、乱流の場合には、Reynolds 応力項が存在し、 $z^*$  方向に関連する Reynolds 応力成分  $\overline{u^* w^*}$ 、 $\overline{v w^*}$ 、 $\overline{w^{*2}}$  は 0 ではない。しかし  $z^*$  方向に一様、つまり  $\partial \overline{u^* w^*} / \partial z^* = 0$ 、 $\partial \overline{v w^*} / \partial z^* = 0$ 、 $\partial \overline{w^{*2}} / \partial z^* = 0$  と仮定すれば、(8a)、(8b)式には、 $W^*$ 、 $\overline{u^* w^*}$ 、 $\overline{v w^*}$ 、 $\overline{w^{*2}}$  が含まれなくなるため、表面的にはスパン方向の(8c)式からは独立となるように思われるが、層流とは異なり、乱流では(8a)～(8c)式は閉じてはおらず、高次の方程式で連成していると考えねばならない。

Reynolds 応力方程式(4)を準二次元乱流れとし  $\partial(\text{平均量})/\partial z^*$  の項を消去し、オーダー的に(主要項に対し  $d\delta/dx$  だけ)小さい項を無視すると、 $\overline{u^{*2}}$ 、 $\overline{v^2}$ 、 $\overline{w^{*2}}$ 、 $\overline{u^* v}$ 、 $\overline{v w^*}$ 、

$\overline{u^*w^*}$  の成分毎の変化は、定常な場合各々以下の式で表現される。

①  $\overline{u^{*2}}$  に対し、

$$U^* \frac{\partial \overline{u^{*2}}}{\partial x^*} + V \frac{\partial \overline{u^{*2}}}{\partial y} = \boxed{-2\overline{u^*v} \frac{\partial U^*}{\partial y}} - \frac{2}{\rho} \overline{u^*} \frac{\partial p}{\partial x^*} - \frac{\partial \overline{u^{*2}v}}{\partial y} + \nu \frac{\partial^2 \overline{u^{*2}}}{\partial y^2} - 2\nu \left\{ \overline{\left( \frac{\partial u^*}{\partial x^*} \right)^2} + \overline{\left( \frac{\partial u^*}{\partial y} \right)^2} + \overline{\left( \frac{\partial u^*}{\partial z^*} \right)^2} \right\} \quad (9a)$$

②  $\overline{v^2}$  に対し、

$$U^* \frac{\partial \overline{v^2}}{\partial x^*} + V \frac{\partial \overline{v^2}}{\partial y} = \boxed{-2\overline{v^2} \frac{\partial V}{\partial y}} - \frac{2}{\rho} \overline{v} \frac{\partial p}{\partial y} - \frac{\partial \overline{v^3}}{\partial y} + \nu \frac{\partial^2 \overline{v^2}}{\partial y^2} - 2\nu \left\{ \overline{\left( \frac{\partial v}{\partial x^*} \right)^2} + \overline{\left( \frac{\partial v}{\partial y} \right)^2} + \overline{\left( \frac{\partial v}{\partial z^*} \right)^2} \right\} \quad (9b)$$

③  $\overline{w^{*2}}$  に対し、

$$U^* \frac{\partial \overline{w^{*2}}}{\partial x^*} + V \frac{\partial \overline{w^{*2}}}{\partial y} = \boxed{-2\overline{w^*v} \frac{\partial W^*}{\partial y}} - \frac{2}{\rho} \overline{w^*} \frac{\partial p}{\partial z^*} - \frac{\partial \overline{vw^{*2}}}{\partial y} + \nu \frac{\partial^2 \overline{w^{*2}}}{\partial y^2} - 2\nu \left\{ \overline{\left( \frac{\partial w^*}{\partial x^*} \right)^2} + \overline{\left( \frac{\partial w^*}{\partial y} \right)^2} + \overline{\left( \frac{\partial w^*}{\partial z^*} \right)^2} \right\} \quad (9c)$$

④  $\overline{u^*v}$  に対し、

$$U^* \frac{\partial \overline{u^*v}}{\partial x^*} + V \frac{\partial \overline{u^*v}}{\partial y} = \boxed{-\overline{v^2} \frac{\partial U^*}{\partial y}} - \frac{1}{\rho} \left( \overline{v} \frac{\partial p}{\partial x^*} + \overline{u^*} \frac{\partial p}{\partial y} \right) - \frac{\partial \overline{u^*v^2}}{\partial y} + \nu \frac{\partial^2 \overline{u^*v}}{\partial y^2} - 2\nu \left\{ \overline{\frac{\partial u^*}{\partial x^*} \frac{\partial v}{\partial x^*}} + \overline{\frac{\partial u^*}{\partial y} \frac{\partial v}{\partial y}} + \overline{\frac{\partial u^*}{\partial z^*} \frac{\partial v}{\partial z^*}} \right\} \quad (9d)$$

⑤  $\overline{vw^*}$  に対し、

$$U^* \frac{\partial \overline{vw^*}}{\partial x^*} + V \frac{\partial \overline{vw^*}}{\partial y} = \boxed{-\overline{v^2} \frac{\partial W^*}{\partial y} - \overline{vw^*} \frac{\partial V}{\partial y}} - \frac{1}{\rho} \left( \overline{w^*} \frac{\partial p}{\partial y} + \overline{v} \frac{\partial p}{\partial z^*} \right) - \frac{\partial \overline{v^2w^*}}{\partial y} + \nu \frac{\partial^2 \overline{vw^*}}{\partial y^2} - 2\nu \left\{ \overline{\frac{\partial v}{\partial x^*} \frac{\partial w^*}{\partial x^*}} + \overline{\frac{\partial v}{\partial y} \frac{\partial w^*}{\partial y}} + \overline{\frac{\partial v}{\partial z^*} \frac{\partial w^*}{\partial z^*}} \right\} \quad (9e)$$

⑥  $\overline{u^*w^*}$  に対し、

$$U^* \frac{\partial \overline{u^*w^*}}{\partial x^*} + V \frac{\partial \overline{u^*w^*}}{\partial y} = \boxed{-\overline{vw^*} \frac{\partial U^*}{\partial y} - \overline{u^*v} \frac{\partial W^*}{\partial y}} - \frac{1}{\rho} \left( \overline{w^*} \frac{\partial p}{\partial x^*} + \overline{u^*} \frac{\partial p}{\partial z^*} \right) - \frac{\partial \overline{u^*vw^*}}{\partial y} + \nu \frac{\partial^2 \overline{u^*w^*}}{\partial y^2} - 2\nu \left\{ \overline{\frac{\partial u^*}{\partial x^*} \frac{\partial w^*}{\partial x^*}} + \overline{\frac{\partial u^*}{\partial y} \frac{\partial w^*}{\partial y}} + \overline{\frac{\partial u^*}{\partial z^*} \frac{\partial w^*}{\partial z^*}} \right\} \quad (9f)$$

各式の右辺の生成項（□部分）に着目し、Reynolds 応力の生成プロセスの相互関

係を図示したものが図 A.5-1 である。図からわかるとおり，(8a)式，及び(8b)式に影響する  $\overline{u'^2}$ ， $\overline{v'^2}$ ， $\overline{u'v'}$  は，(8c)に含まれる  $\overline{vw'}$ ， $\overline{u'w'}$  からは独立となる。また，拡散項と  $\overline{u'^2}$ ， $\overline{v'^2}$ ， $\overline{u'v'}$  に影響する 3 次の Reynolds 応力項も， $\overline{u'^2v'}$ ， $\overline{v'^3}$ ， $\overline{u'v'^2}$  だけであり影響は無い。

しかし，変動流のエネルギー収支を表す(7)式を，Reynolds 応力方程式と同様に  $\partial/\partial z^*$  の項を消去し，オーダー的に小さい  $\partial/\partial x^*$  の項及び壁面近傍以外には影響の小さい粘性係数を含む項を無視して成分表記すれば，

$$U^* \frac{\partial k}{\partial x^*} + V \frac{\partial k}{\partial y} = -\overline{u'v'} \frac{\partial U^*}{\partial y} - \overline{v'^2} \frac{\partial V}{\partial y} - \overline{vw'} \frac{\partial W}{\partial y} - \frac{1}{2} \frac{\partial \overline{u'^2 v'^2}}{\partial y} - \frac{1}{2} \frac{\partial \overline{v'^3}}{\partial y} - \frac{1}{2} \frac{\partial \overline{v'^2 w'}}{\partial y} \quad (10)$$

となり，右辺には  $W$ ， $\overline{vw'}$ ， $\overline{v'^2 w'}$  など  $z^*$  方向の成分が含まれる。従って，理論上は傾斜独立原理が成立しないことになるが， $x^*-y$  方向の運動量の変化に影響するエネルギー収支の各項が實際上どの程度影響するかが問題となる。

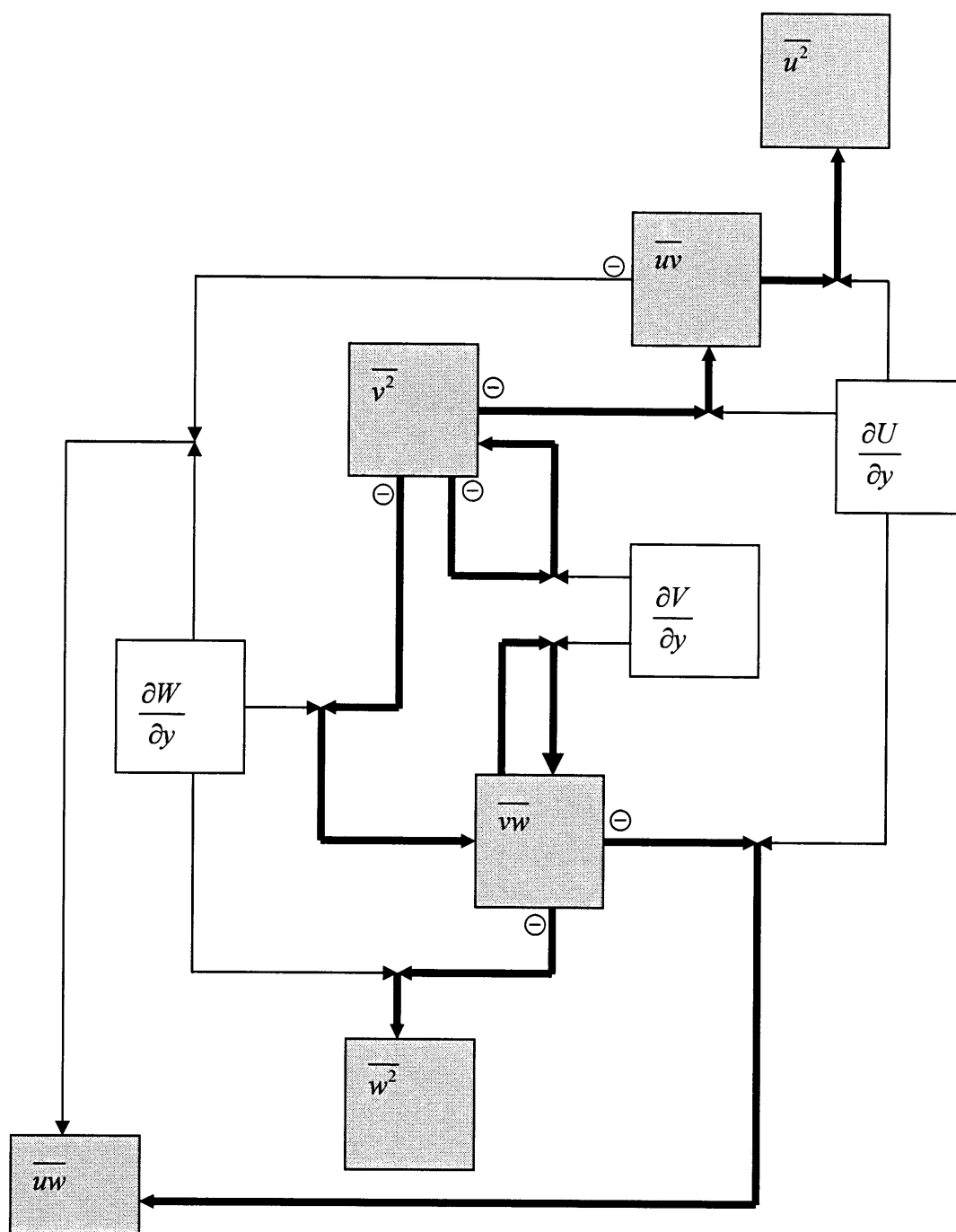


Fig.A5-1 Production process of Reynolds stress.

## A.6 圧力駆動型境界層とせん断駆動型境界層

Johnston は、二次流れによって三次元化された乱流境界層の平均速度分布を推定する方法として、三角形モデルとこれに対応した対数分布則を提案している<sup>(35)</sup>。三角形モデルでは、横流れを伴う、三次元境界層の平均速度分布に関して、主流速度成分  $U$  の関数としてスパン方向の平均速度  $W$  を導く次式を提案している。

①壁面近傍の慣性低層を含む内層では、

$$\frac{W}{U_e} = \tan(\beta_w) \frac{U}{U_e} \quad (1)$$

②慣性低層より外側の境界層外縁部分では、

$$\frac{W}{U_e} = A \left( 1 - \frac{U}{U_e} \right) \quad (2)$$

以上の式をもとに、横軸に  $U/U_e$ 、縦軸に  $W/U_e$  をとって速度分布を表すと、図 A.6-1 のような三角形になる。これが三角形モデルである。

圧力駆動型の乱流境界層の場合、図 A.6-1 の領域Ⅱでは  $W$  が  $U$  に比べ小さく、乱流境界層の外層域における主流方向速度  $U$  が境界層外の主流速度にほぼ等しい ( $U \approx U_e$ ) と仮定すると、 $A = -2\alpha$  が成立するとしている。

従って、主流に対するステップの後退角  $\alpha$  より係数  $A$  を決め、 $U$  の分布が既知であれば、 $W$  も決定されることになる。前述の傾斜独立原理により、 $U$  は二次元ステップで求めた  $U^*$  から計算できるため、 $W$  及び  $W^*$  も計算できることになる。

二次元の乱流境界層に関する壁法則の対数分布則は、

$$\frac{U}{u_\tau} = A \ln \left( \frac{u_\tau y}{\nu} \right) + B \quad (3)$$

で表されるが、Johnston は上記の三角形モデルに基づき、また、図 A.6-1 の領域

Iに適用できる次の式を提案した.

$$\frac{U}{q_\tau \cos(\gamma_w)} = A_1 \ln \left( \frac{q_\tau y}{\nu} \right) + B_1 \quad (4)$$

この式は、主流方向で定義された  $u_\tau$  の代わりに、主流と  $\gamma_w$  だけずれた実際の壁面の摩擦速度  $q_\tau$  を用いたものである。なお、 $q_\tau$  は  $Q = \sqrt{U^2 + W^2}$  に相当する摩擦速度になる。

なお、圧力駆動型の三次元境界層は、図 A.6-2 に示されるように、流体中の物体や横流れにより生成された圧力勾配により境界層が捻じ曲げられる場合である。図示のように平板及びその上に乗った物体が静止流体中を動けば、平板表面では  $x^*$  方向のせん断応力が表れる。一方境界層外のポテンシャル流は物体によって  $z^*$  方向に曲げられているため、境界層は捻じ曲げられる。この状態が圧力駆動型の三次元乱流境界層と呼ぶ。

一方、図 A.6-3 に示すように静止平板上を  $x^*$  方向に流体が流れ乱流境界層が形成されている場合に、平面が  $-z^*$  方向に移動すると、平面表面の流体は平板とともに動き、 $z^*$  方向への速度勾配が生じる。もともと  $x^*$  方向に主流が流れているため、 $x^*$  方向の速度勾配も存在するが、表面の移動によって生じる  $-z^*$  方向の速度勾配に比べ遥かに小さいため、表面流線の方法はほとんど  $x^*$  軸方向に一致する。この、平板表面の流れ方向と境界層外縁での主流方向の流れの間に三次元的に捻れた乱流境界層が生成される。このような乱流境界層の状態をせん断駆動型境界層と呼ぶ。

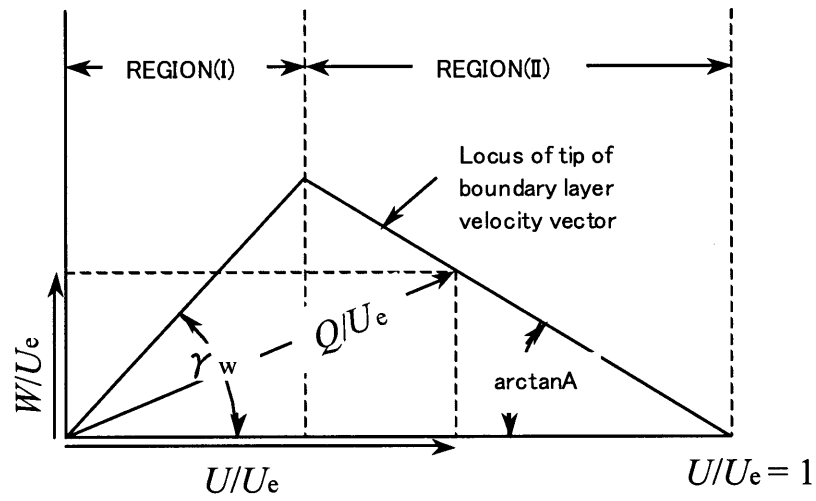


Fig.A.6-1 Polar plot of the skewed velocity profile.<sup>(9)</sup>

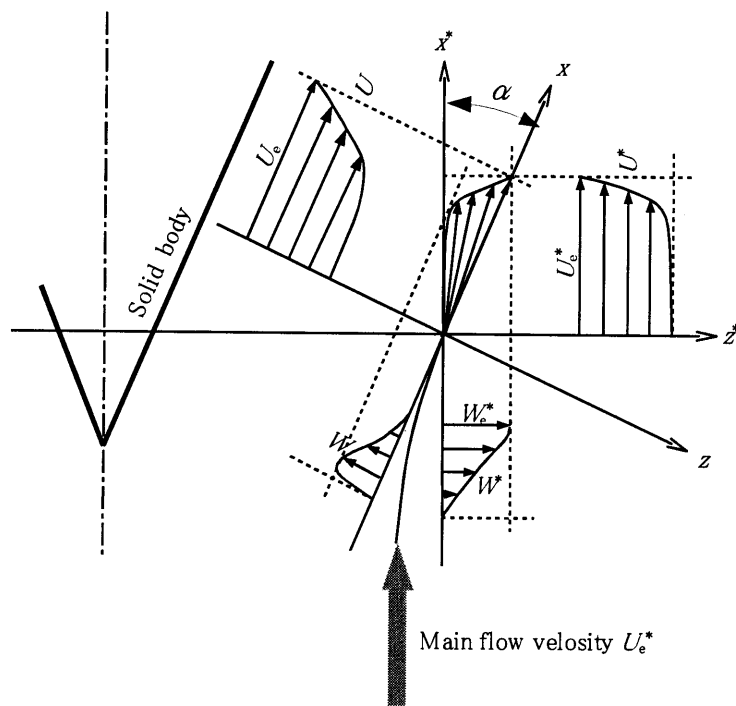


Fig.A.6-2 Pressure-driven three-dimensional boundary layer

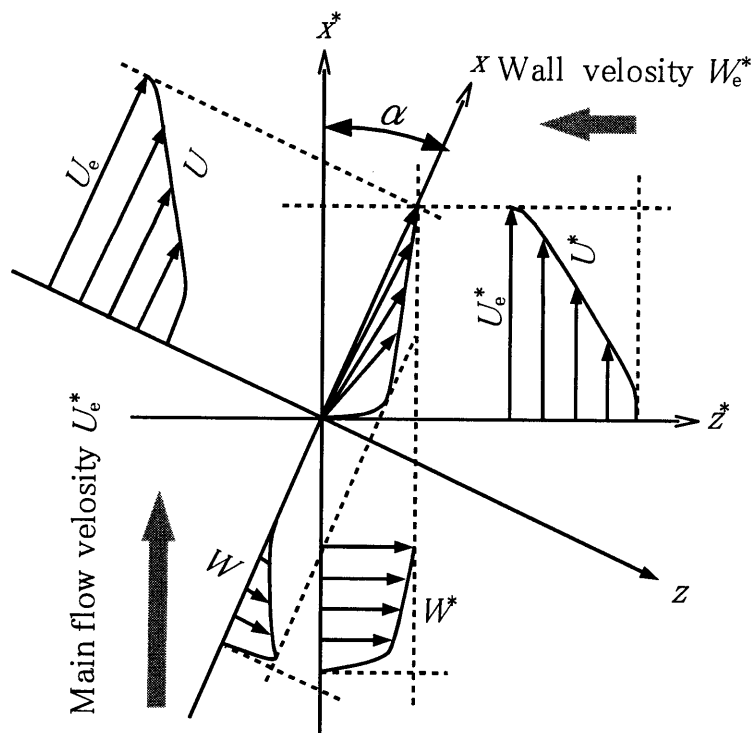


Fig.A.6-3 Shear-driven three-dimensional boundary layer



## A.7 渦動粘度, せん断応力角, ひずみ速度角及び構造パラメータ

乱流応力も分子粘性と同様に渦による拡散と平均速度勾配から,

$$\overline{u_i u_j} = \frac{2}{3} \delta_{ij} k - 2\nu_T S_{ij} \quad (1)$$

と表すことができる。なお,  $k$  は変動速度の運動エネルギー  $k = \overline{u_i u_i} / 2$  であり, (2)式の右辺第1項は, Reynolds 応力の等方成分を表している。

従って, Reynolds 方程式は以下のように表される。

$$U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P'}{\partial x_i} + (\nu + \nu_T) \frac{\partial^2 U}{\partial x_j^2} \quad (3)$$

この式を Navier-Stokes の式と比較すれば, 動粘性係数  $\nu$  に渦動粘性係数  $\nu_t$  を加え, 圧力項には Reynolds 応力の等方成分

$$P' = P + \frac{2}{3} \rho k \quad (4)$$

を加えた形となっている。

従って, 独立な6成分を持つ未知の応力テンソル  $\overline{u_i u_j}$  が  $\nu_t$  というひとつのスカラーに集約されたわけである。現実の流れ場では  $\nu_t$  は単純な形をとるわけではないが, 何らかの方法で  $\nu_t$  がどのような値になるか分かれば, Navier-Stokes 運動方程式が完結 (close) したことになる。

ステップに直交する  $x^*$  方向に対して, 渦動粘性モデルを適用し,

$$\nu_{Tx} = -\frac{\overline{uv}}{\partial U / \partial y} \quad (5a)$$

とし, ステップに平行な方向に対して, 渦動粘性モデルを適用し,

$$\nu_{Tx} = -\frac{\overline{vw}}{\partial W / \partial y} \quad (5b)$$

とすれば、(3)式は以下のように成分表示できる.

①ステップに直交する  $x^*$  方向に対して,

$$U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P'}{\partial x} + (\nu + \nu_{Tx}) \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} + \cancel{(\nu + 2\nu_T) \frac{\partial^2 U}{\partial x^2}} + \cancel{\nu_T \frac{\partial^2 U}{\partial x \partial y}} \quad (6a)$$

②  $y$  方向に対して,

$$\cancel{U \frac{\partial V}{\partial x}} + \cancel{V \frac{\partial V}{\partial y}} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P'}{\partial y} + \cancel{(\nu + \nu_T) \frac{\partial^2 V}{\partial x^2}} + \cancel{(\nu + 2\nu_T) \frac{\partial^2 V}{\partial y^2}} + \cancel{\nu_T \frac{\partial^2 V}{\partial x \partial y}} \quad (6b)$$

③ステップに平行な  $z^*$  方向に対して,

$$U \frac{\partial W}{\partial x} + V \frac{\partial W}{\partial y} = (\nu + \nu_{Ty}) \frac{\partial^2 W}{\partial y^2} + \cancel{(\nu + \nu_T) \frac{\partial^2 W}{\partial x^2}} \quad (6c)$$

(注: 斜線はオーダー的に小さく省略可能)

また, 等方的渦粘性の場合からのずれを表現するために使われる渦粘性比  $\nu_{Tz}/\nu_{Tx}$  は, 等方的渦粘性の場合であれば 1 となる.

実験によると, 二次元乱流で開始した流れが, 横方向流れを発達させた場合, ほとんどの流れ場で  $\nu_{Tz}/\nu_{Tx} < 1$  であり, 横流れが発達した流れ場では 0.6 から 0.8 であるが, 0.2 以下も観察されることもある<sup>(13)</sup>. ただし,  $\nu_{Tz}/\nu_{Tx}$  は  $y$  軸に対する座標軸の回転に対して不変でないため, 一般的なモデルとしては使うことができない.

座標軸の回転にかかわらず使うことはできる渦粘性の評価指標として速度勾配ベクトル角とせん断応力ベクトル角の差  $(\gamma_g - \gamma_\tau)$  がある.

①せん断応力ベクトルの方向つまりせん断応力角を, 次式で定義する.

$$\gamma_\tau = \tan^{-1} \left( \frac{\overline{-wv}}{\overline{-uv}} \right) \quad (7)$$

②速度勾配ベクトルの方向つまり速度勾配角を, 次式で定義する.

$$\gamma_g = \tan^{-1} \left( \frac{\partial W / \partial y}{\partial U / \partial y} \right) \quad (8)$$

③流れ角は，次式で定義する．

$$\gamma = \tan^{-1} \left( \frac{W}{U} \right) \quad (9)$$

また，壁面近傍での流れ角は，次式で定義する．

$$\gamma_w = \tan^{-1} \left( \frac{W}{U} \right)_{y=0} \quad (10)$$

せん断応力角と速度勾配角に差があれば渦粘性は，非等方である．この角度差は座標系にかかわらず不変であるため，モデル構築にとって有用である．一般的には  $|\gamma_g - \gamma_\tau| < 10^\circ$  であれば，渦粘性の等方性からのズレは2～3%といわれ，圧力駆動型の三次元乱流境界層の場合，壁面近傍で速度勾配角  $\gamma_g$  はせん断応力角  $\gamma_\tau$  に先行し (lead)，逆に境界層外縁近傍では速度勾配角  $\gamma_g$  はせん断応力角  $\gamma_\tau$  に遅れる (lag) (13) .

せん断駆動型の三次元境界層では，壁面近傍で速度勾配角  $\gamma_g$  はせん断応力角  $\gamma_\tau$  に遅れ (lag)，境界層の外層域では先行 (lead)，遅れ (lag)，先行 (lead) が交互に現れる．また，回復直後では境界層全域において速度勾配角  $\gamma_g$  はせん断応力角  $\gamma_\tau$  に先行 (lead) し，特に壁面近傍で速度勾配角  $\gamma_g$  はせん断応力角  $\gamma_\tau$  に大きく先行 (lead) する (13) .

せん断応力を生み出す乱流エネルギーの能力を表す指標として，次式で定義される Townsend の構造パラメータがある．

$$a_1 = \frac{\tau_t}{2k} \quad (11)$$

この式でせん断応力の大きさ  $\tau_t$  は、次式で表される.

$$\tau_t = \sqrt{uv^2 + vw^2} \quad (12)$$

この構造パラメータは、乱流せん断応力の原因である交差し相関する変動を維持する不規則な乱れエネルギーの能力に関連する効率と考えることができる. また、その挙動により、より高レベルの乱流応力を生成するプロセスが横流れにより妨害されていることの定量的な証拠を提供するものと解釈できる.

構造パラメータは、壁面で 0 になり、通常の二次元乱流境界層では、 $y/\delta$  が 0.1 から 0.2 程度までに緩やかに上昇し、 $y/\delta$  が 0.7 から 0.8 程度まで一定で約 0.15 を保つ. $y/\delta \approx 0.8$  以上では、減少する.

$z^*$  軸方向に圧力勾配をもつ ( $\partial P/\partial z > 0$  または、 $\partial P/\partial z < 0$ ) 圧力駆動型三次元境界層の場合、構造パラメータは 0.15 より小さくなる. また、回転体表面などの  $z^*$  軸方向に圧力勾配を持たない ( $\partial P/\partial z = 0$ ) せん断駆動型三次元境界層の場合、構造パラメータは 0.15 より大きくなると言われている<sup>(22),(48),(49)</sup>.

## 謝 辞

本研究は、著者が平成 11 年から平成 17 年までの間、社会人学生として岐阜大学大学院工学研究科博士後期課程に在籍し、山下新太郎教授の御指導のもとに行われたものです。研究の遂行に際し、終始懇切丁寧なご指導を賜りました山下新太郎教授に心からの感謝の意を表します。

岐阜大学工学部熊田雅彌教授及び今尾茂樹教授からは本研究をまとめるにあたり有益な御指導をいただきました。ここに深く感謝いたします。

本論文は、主に山下新太郎教授、井上吉弘助教授及び福島千晴助手との共同研究として日本機械学会論文集などに発表した研究論文を中心にまとめたものです。懇切、丁寧な御指導・御協力を賜りました井上吉弘助教授及び福島千晴助手に心からの感謝の意を表します。

また、本研究の遂行に際しては、終始暖かいご支援をいただきました岐阜大学大学院工学研究科及び学部学生の皆様に御礼申し上げます。

大同工業大学の矢野治久助教授、鈴鹿工業専門学校の近藤邦和助教授にも公私にわたって種々の御助言をいただきました。

本研究は、多くの方々のご指導とご協力によって成し遂げられたものであり、ここに記して謝意を表します。

最後に、6 年以上の長きにわたった学生生活と社会人生活の両立を影ながら支えてくれた妻初代に心から感謝します。

平成 17 年 9 月



## 引用文献

- (1) Tani, I., Iuchi, M. and Komoda, H., *Aeronautical Research Institute* (University of Tokyo), Rep. 364(1961), 119.
- (2) Bradshaw, P., Wang, F. Y. F., *J. Fluid Mech.*, 64(1974), 127-144
- (3) Eaton, J. K. and Johnston, J. P., *Stanford Univ. Rep.* MD-39, (1980).
- (4) Eaton, J. K. and Johnston, J. P., *AIAA J.*, 19 (1981), 1093-1100.
- (5) Le, H., Moin, P., and Kim, J., *J. Fluid Mech.*, 330(1997), 349-374
- (6) Neto, A. S., Grand, D., Metras, O. and Lesieur, M., *J. Fluid Mech.*, 256(1993), 1-25
- (7) Klebanoff, P. S., *NBS Report* 1247(1955)
- (8) Johnston, J. P., *J. Basic Eng., Trans. ASME*, march(1960)233-248
- (9) Müller, U. D., J., *J. Fluid Mech.*, 119(1982), 121-153
- (10) 山下, 中村, 永瀬, 山田, *機論*, 54-500, B (1988), 823-832.
- (11) Ölçmen, M. S. and Simpson, R. L., *Trans. ASME, J. Fluids Eng.*, 114 (1992), 487-495.
- (12) Ölçmen, M. S. and Simpson, R. L., *J. Fluid Mech.*, 290(1995), 225-262
- (13) Johnston, J. P. and Flack, K. A., *J. Fluid Eng. Trans. ASME*, 118(1996), 219-232
- (14) Nakamura, I., Yamashita, S., Yamamoto, K., *Memoirs of the Faculty of Eng., Nagoya University*, Vol. 32, 282-297
- (15) Kannepalli, C., and Piomelli, U., *J. Fluid Mech.*, 423(2000), 175-203
- (16) Hancock, P. E. and McCluskey, F. M., *Exp. Thermal & Fluid Sci.*, 14 (1997), 25-34.
- (17) Hardman, J. R. and Hancock, P. E., *Euro. J. Mech., B/Fluids*, 19 (2000), 653-672.
- (18) Selby, G. V., *AIAA J.*, 21 (1983), 1603-1604.
- (19) Weber, D. J. and Danberg, J. E., *AIAA J.*, 30 (1992), 2701-2706.
- (20) Hartman, R. M., Seidel, B. S. and Danberg, J. E., in *Numerical Methods in Laminar and Turbulent Flow* (eds. C. Taylor et al.), (1989), 411-421, Pineridge Press.

- (21) Kaltenbach, H. J., *Proc. 8th Euro. Turbulence Conf.*, Barcelona, Spain, (2000), 269-272.
- (22) Kaltenbach, H. J. and Janke, G., *Phys. Fluids*, 12(2000), 2320-2337.
- (23) Kaltenbach, H. J., *Theor. Comput. Fluid Dynamics*, 16(2003) 187-210.
- (24) Jürgens, W. and Kaltenbach, H. J., *J Turbulence* , 4(2003)1-21.
- (25) Kaltenbach, H. J., *European J. of Mech. B/Fluid*, (2003)1-18
- (26) 山下, 機械の研究, 45 (1993), 1280-1286.
- (27) Tanaka, T., Inoue, Y. and Yamashita, S., *Exp. Fluids*, 17 (1994), 238-245.
- (28) Sasaki, K. and Kiya, M., *Trans. ASME, J. Fluids Eng.*, 113 (1991), 405-410.
- (29) Webster, D. R., DeGraaff, D. B. and Eaton, J. K., *J. Fluid Mech.*, 323 (1996), 1-22.
- (30) Fernholz H.-H., Janke, G., Kalter, M. and Schober, M., in *Physics of Separated Flows* (ed. K. Gersten), (1993), 200-207, Vieweg.
- (31) Le Huu Nho, E. and Béguier, C., *Meas. Sci. Technol.*, 6 (1995), 843-850.
- (32) Huppertz, A. and Fernholz, H.-H., *Euro. J. Mech., B/Fluids*, 21 (2002), 429-446.
- (33) Adams, E. W. and Eaton, J. K., *Trans. ASME, J. Fluids Eng.*, 110 (1988), 275-282.
- (34) Schlichting, H., *Boundary-Layer Theory* (7th edition), (1979), 247-254, McGraw-Hill.
- (35) Johnston, J. P., *Trans. ASME, J. Basic Eng.*, 80 (1960), 233-248.
- (36) 矢野, 山下, 成瀬, 近藤, 機論, 62-601, B (1996), 3284-3291.
- (37) 佐々木, 山下, 井上, 福島, 流体熱工学研究
- (38) 山下・佐々木・井上・福島, 機論, 70-696, B (2004), 2018-2025.
- (39) 山下, 佐々木, 福島, 井上, 機論, 71-703, B (2005), 840-847.
- (40) Le Huu Nho, E. and Béguier, C., in *Advances in Turbulence V* (ed. R. Benzi), (1995), 303-307, Kluwer.
- (41) Johnston, J.P and Flack, K.A., *Trans. ASME, J. Fluids Eng.*, 118 (1996), 219-232.
- (42) Russ, S. & Simon, T.W., *Exp. Fluids*, 12 (1991), 76-80.
- (43) たとえば Rotta, J.C., *Turbulente Strömungen*, (1972), B.G. Teubner; 大路訳, 乱流, (1975), 226,



岩波書店.

- (44) たとえば Rotta, J.C., in *Turbulent Shear Flows*, 1 (eds. F.Durst et al.), (1979), 267-278, Springer-Verlag, Berlin.
- (45) Ölçmen, M.S. and Simpson, R.L., *AIAA J.*, 31 (1993), 1545-1554.
- (46) Bradshaw, P., *Annu. Rev. Fluid Mech.* (1987), 19-53.
- (47) Townsend, A.A., *The Structure of Turbulent Shear Flow*(1976), 107, 206-207, Cambridge University Press.
- (48) Driver, D.M. & Johnston, J.P., *NASA Tech. Mem.* 102211(1990).
- (49) 伊藤・他 3 名, 機論, 61-587, B (1995), 2418-2425.
- (50) 山下・井上・矢野, 機論, 64-626, B (1998), 3234-3240.
- (51) 山下, 実験流体力学—流体実験・計測の基礎—, 00-11-16, 17 日本機械学会[No.00-56]講習会.
- (52) たとえば, 大西和榮, パソコンによる流れ解析, 朝倉書店