

後向きステップ流れの再付着点下流の流れ特性 (その1. レイノルズ数の影響)

角田 哲也*・村上 文夫*・大坂 英雄**

Flow Structure Downstream of Reattachment Point for Backward-Facing Step Flows (Part 1. The Effect of the Reynolds Number)

Tetsuya SUMIDA, Fumio MURAKAMI and Hideo OSAKA

Abstract

The effect of Reynolds number on the turbulent structure downstream of the reattachment region of a backward-facing step has been examined using wall pressure profile, mean velocity data and entrainment rate distributions. A range of Reynolds number R_h is about 7900 to 39700. The reattachment length X_R/h increases in a continuous manner as Reynolds number increases. The redevelopment process of the boundary layer downstream of reattachment point quickly changes as Reynolds number decreases.

1. まえがき

再付着点直後におけるレイノルズ応力の急減少および再付着点近傍での高い伝熱性能は従来からよく知られている¹⁾が、その機構の詳細は明かでない。本研究の目的は再付着点下流の流れ特性を調査し、上述の機構の説明の可能性を試みることにある。二次元後向きステップ流れはディフューザ、剝離泡を含む翼、フェンス、建物を越える流れ及び燃焼器内の流れなどの工學上だけでなく、自然界でも例えば丘を過ぎる流れのように多くみられる流れ現象である。また流体力学的には乱流モデルの構築に必要なデータの蓄積となるうえ、剝離、再付着過程が理解できる。さらに、もし後向きステップ流れの流れ構造を理解することができるならば、ステップ上流に円柱を挿入したり、ステップから壁面にかけてガイドを設置する等の方法で流れ場をコントロールできる可能性がある。

上述の重要性に加え、後向きステップ流れは剝離を伴う流れでは最も基本的な流れであるため古くから剝離、再付着現象を取り扱った研究のうちで数多く取り上げられてきた。しかしながら、後向きステップ流れは高いレベルの乱れを有するうえに支配パラメーターが多く、さらに逆流領域が存在するため、いまだ完全に現象は解明されていないのが実状である。

過去の類似研究として、著者ら²⁾は単位レイノルズ数が $9.92 \times 10^5 \text{m}^{-1}$ の場合について後向きステップ流れの再付着点下流の流れ特性を報告した。Bradshaw & Wong³⁾は攪乱の程度を分類し、乱流境界層の再発達について報告した。また、Driver & Seegmiller⁴⁾は再付着点下流までLDVを用いて平均速度、レイノルズ応力、三重積を測定し、さまざまな渦動粘性乱流モデルおよびk-ε乱流モデルと代数応力モデルを組み合わせた数値計算と比較している。ところが、従来の研究は乱流モデルの構築及び乱れと伝熱促進との関連を重視した場合が多く、ステップによる攪乱からの弛緩過程に主眼をおいた研究はあまりない。

以上のことをふまえて、本研究では再付着点下流における境界層諸特性値およびエントレイメント率の下

*大島商船高等専門学校

**機械工学科

流方向の変化より、流れ場の弛緩過程及び再付着点距離に及ぼすレイノルズ数の影響を調べる。

主要記号

- AR：アスペクト比
- Cf：表面摩擦係数 ($= 2 \tau_w / \rho U_1^2$)
- Cp：表面圧力係数 ($= 2 (P - P_\infty) / \rho U_1^2$)
- E/U₁：エントレイメント率
- G：Clauser の形状係数
- h：ステップ高さ
- H：形状係数
- P_∞：大気圧力
- R_θ：レイノルズ数 (運動量厚さを基準とする)
- R_h：レイノルズ数 (ステップ高さを基準とする)
- U₁：主流速度
- X_R：再付着点距離
- u：境界層内速度
- δ：境界層厚さ
- δ*：排除厚さ
- δ_i：内部境界層の厚さ
- θ：運動量厚さ
- ρ：密度
- τ_w：壁面摩擦応力
- u_τ：摩擦速度

2. 実験条件及び方法

2.1 測定平板

測定部の寸法は幅458mm、高さ305mmで、トリッピングワイヤーからステップまでの距離およびステップからテストセクション後端までの距離はともに1000mmである。なおトリッピングワイヤーとしてステップより

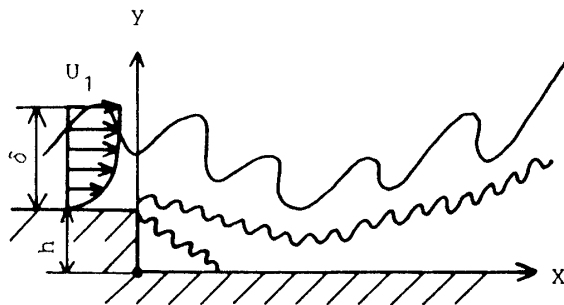


Fig. 1 Flowfield, nomenclature and coordinate system

上流の1000mmの所に直径1.1mmのステンレス製の円柱を設置した。テスト平板は幅458mm、長さ1000mmで厚さが1/2インチのアルミニウム製平板である。実験はテスト平板を非加熱とし、オープンタイプの絞り比が1/15の風洞を使用した。

2.2 流れの条件

本実験のレイノルズ数は主流速度を3, 5, 7, 9, 12, 15m/sにすることによって変化させた。長さの尺度であるステップ高さは40mmである。なお主流乱れは0.3%であり、熱線流速計でトリッピングワイヤー直前の風洞中央部の位置において測定した。

作動流体には空気を用い、空調設備によって部屋全体を20℃に保った。測定平板と天井板との距離は流れ方向に一定であり、順圧力勾配がわずかながらかっている。

2.3 測定方法

流速の測定は幅1mm、高さ0.5mmの長方形断面の受圧口を有するピトー管を使用した。ステップ上流の基準境界層はステップより26mm上流のスパン中央の位置で流速を測定して求めた。ステップ下流の境界層はステップより $X/h = 7 \sim 22$ の下流位置で測定した。CfはClauser線図から求め、Clauser線図で求められない場合はLudwig-Tillmannの式から算出した。

再付着点の決定方法は表面圧力係数が0となる位置、 $y=0.25mm$ の高さでピトー管を流れ方向に移動させ、その時の動圧が0となる位置として求めた。なお再付着点の位置はタフト糸の動きによっても再確認し、他の研究者のデータと比較した。

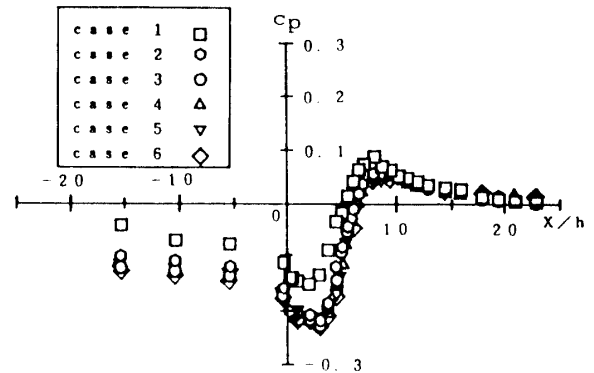


Fig. 2 Wall pressure distribution for several Reynolds numbers

3. 結果および考察

3.1 壁面圧力分布

Fig. 2 は壁面圧力分布を示す。ステップ上流で圧力は負圧を示し、その値は R_θ が大きいほど小さい。測定平板と天井板との距離は流れ方向に一定なので、流れ方向に順圧力勾配がわずかながらかかり、その勾配は R_θ の値によらずほぼ同じ大きさとなる。ステップ直前においてステップでの流体の剥離の影響を受け、圧力が低下しているのがみられる。ステップ直後においてステップでの流れの剥離のため、圧力は急減少する。そこでは剥離せん断層と壁面との間の流体が遠心力を受け、せん断層側へ連行されるため圧力はさらに低下する。ステップ直後の圧力低下はステップ上流26mmの基準位置における $R_\theta=462$ の結果を除くとほぼ同じとなる。 $R_\theta=462$ の場合は再付着点距離が短いため、流線の曲率半径が小さくなったこととせん断層内の速度が減少したことの両者の結果からせん断層側へ連行される流量が少なくなったためである。Eaton & Johnston¹⁾ による境界層の分類では本実験の主流速度 $U_1 = 3 \sim 9$ m/s ($R_\theta = 462 \sim 1427$) は遷移域、 $U_1 = 12$ および 15 m/s ($R_\theta = 2025$ および 2533) は乱流域である。実験の結果、再付着点距離すなわち $C_p = 0$ となる位置は $R_\theta = 462$ のみ短く、他はほぼ同じ値をとった。上述の傾向は Eaton & Johnston のレビュー¹⁾ の傾向と対応している。ステップで生じた剥離せん断層はしだいにその幅を広げ、再付着領域で急激に下方に曲がり壁面に衝突する。この時の動圧のため再付着点では圧力が高くなる。これとステップ直後の領域との圧力差により再付着点から上流へ壁面に沿って流体が流れ、再循環領域を形成する。再付着点直後における壁近傍では、流線の狭まりにより流体は加速され、この加速による動圧により壁面圧力は流れ方向にさらに上昇する。 C_p の値はその後ピーク値をとり、下流にいくに従い再付着点の影響が少なくなるためしだいに減少し、大気圧へ緩やかに漸近していく。 C_p の大気圧までの減衰の様子は R_θ の値によらず同じ傾向を示した。ところで、 C_p のピーク位置は $R_\theta = 462$ のみわずかに上流側に位置する。以上に述べた分布の傾向は従来の結果と一致している。

3.2 平均速度分布

ステップ上流の速度分布は R_θ の変化に対し相似となった。ステップ上流の境界層の性質を表1に示す。Fig. 3 は再付着点下流における平均速度分布を示す。 $X/h = 7$ において、全ての R_θ に対し壁近傍では $\partial u / \partial y$

Table. 1 Boundary layer characteristics value upstream of backward-facing step

	case 1	case 2	case 3	case 4	case 5	case 6
U_1	3	5	7	9	13	15
X_R/h	5.63	6.35	6.52	6.59	6.65	6.78
δ	23.75	21.20	21.00	22.50	23.00	23.29
θ	2.35	2.12	2.18	2.43	2.57	2.59
R_θ	462	691	995	1427	2025	2533
R_h	7937	13228	18519	23810	31746	39683
δ/h	0.594	0.530	0.525	0.563	0.575	0.582
δ^*	3.77	3.26	3.32	3.63	3.79	3.86
H	1.61	1.54	1.52	1.49	1.47	1.49
G	8.58	6.94	7.07	7.25	7.26	7.71

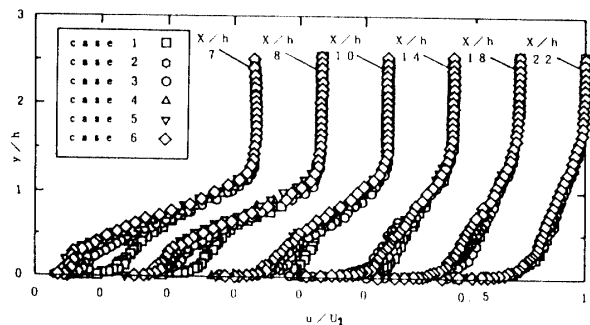


Fig. 3 Mean velocity distribution for several Reynolds numbers

の値が急変化する領域が存在する。このことは測定した全 R_θ に対し、 $X/h = 7$ の位置はすでに逆流領域ではないことを意味する。壁から少し離れると、 $\partial u / \partial y$ の値が急変化する領域が存在する。その程度は R_θ の増加と共に顕著になる。 R_θ とともに再付着点距離が増し、再付着点位置が $X/h = 7$ の位置に近づくのでこの位置におけるレイノルズ応力の大きさは増加することが予測される。さらに壁から離れた $y/h = 0.2 \sim 1.3$ の領域では急速に主流速度まで回復している。急激に主流速度まで回復する領域は R_θ が大きいほど速度勾配が大きくなる。すなわち R_θ が大きいほど再付着点の逆圧力勾配の影響が強い。境界層の厚さは $y/h = 1.3 \sim 1.5$ であり、

ステップが存在しても境界層厚さはあまり発達していない。これはステップ下流では遠心力に基づく圧力勾配により流線が下方へ曲げられたためと思われる。通常、流体は剥離すると境界層が急激に厚くなるという事実を考えると後向きステップ流れは興味ある流れである。X/h=8以降の速度分布は流れ方向に壁近傍の流体が加速されるため、壁近傍における $\partial u/\partial y$ の値は下流にいくにつれ大きくなる。また、下流にいくにつれ逆圧力勾配の影響が小さくなるため、急激に主流速度に回復する領域が消滅していく。その程度は Re_θ が小さいほど顕著である。このことは再付着後の境界層の再発達の開始は Re_θ が小さいほど早いことを示唆する。測定最下流における速度分布は Re_θ に対しほぼ相似となった。

Klebanoff の速度分布と比較すると壁近傍の流体は幾分加速の傾向を示す。また全ての Re_θ に対し、変曲点はまだ存在しており、攪乱を与える前の流れ場に完全に回復していない。ところで、 Re_θ が大きい流れ場では、X/h=7, 8におけるデータがばらつく。この理由は Re_θ が大きいほど X/h=7, 8付近は逆圧力勾配の影響を受けやすく、データの取得誤差が生じやすいからと思われる。また再付着点の時間的、空間的変動も原因の一つと思われる。なお、再付着点が時間的かつ空間的に変動することはすでに観察されている^{5,6)}。

3.3 境界層特性値

Fig. 4 は境界層厚さの流れ方向変化を示す。X/h=7の位置の境界層厚さは通常の剥離した流れに比べると発達割合は小さく、ステップ高さとはほぼ同じ程度である。この位置では Re_θ が大きいほど δ の値が大きくなる。X/h=8の位置では Re_θ の増加とともに δ の値は増

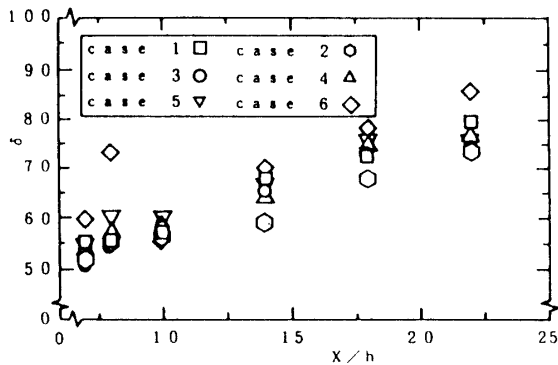


Fig. 4 Streamwise variation of boundary layer thickness for several Reynolds numbers

加する。X/h=10において Re_θ が大きい場合、 δ は一旦減少する傾向を示す。X/h=10以降、流れ方向に δ の値は増加するが、ステップ上流26mmの基準位置における $Re_\theta=2025$ の場合のみ、X/h=18以降で減少している。この原因は現在のところ不明である。以上のことからすでに3.2節で述べたように、後向きステップ流れは通常の剥離を伴う流れとは流れパターンがことなる。

Fig. 5 は排除厚さの流れ方向の変化を示す。排除厚さは剥離の影響のため上流側において大きい値をとる。X/h=7, 8における排除厚さの値は Re_θ とともに増加する。この理由は Re_θ が大きいほど再付着後の境界層の再発達の開始は遅く、測定最上流付近の速度欠損量が大きいからである。また下流にいくにつれて壁近傍の流線の狭まりによる流体の加速のため、速度欠損量は少なくなり排除厚さは減少する。測定最下流では Re_θ の値によらず、排除厚さはほぼ同じ値をとる。このことはすでに3.2節で述べたように測定最下流の速度分布が Re_θ に対しほぼ相似となることからわかる。すべての Re_θ に対し、測定最下流の排除厚さは増加傾向に転じておらず、流れはもとの流れまで回復していないと思われる。

Fig. 6 は運動量厚さを示す。レイノルズ数の高い領域において、 Re_θ が減少すると θ の最大値をとる位置は上流側へ移動する。これは Re_θ が減少するにつれて、逆圧力勾配による再付着後の速度分布の運動量欠損が大きくなるからと思われる。その後、下流にいくに従い流体の加速のため流れは回復し、 θ は緩やかに減少する。ところで、 $U_1=7, 9$ および15m/sの場合、下流において分布にもう1つの極値が現れる。この理由は現在のところ不明である。ステップ上流26mmの基準位置における $Re_\theta=462$ と691の場合、X/h=18以降の θ は増加

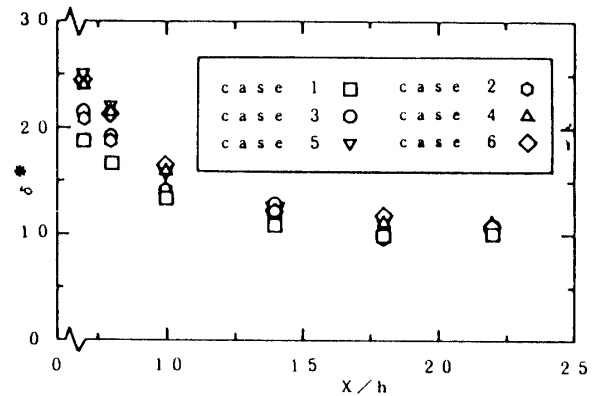


Fig. 5 Streamwise variation of displacement thickness for several Reynolds numbers

の傾向を示す。この理由はFig. 5で述べたように、 Re_θ が小さいほど再付着後の境界層の再発達開始が早いから、 $X/h=22$ 以降、アンダーシュートして元の流れ場に回復するからと予測される。ステップ上流の低レイノルズ数の影響がそのままステップ下流に伝達されるため、 θ の分布は Re_θ に対し系統的な傾向を示さなかった。

Fig. 7に形状係数 H および Clauser の形状係数 G を示す。ところで、Clauser の形状係数は圧力勾配の効果など攪乱の影響が現れやすいパラメータである。Fig. 7の形状係数 H および Clauser の形状係数 G は下流にいくに従い再付着点直後では急激に、しかししだいに緩やかに減少する。

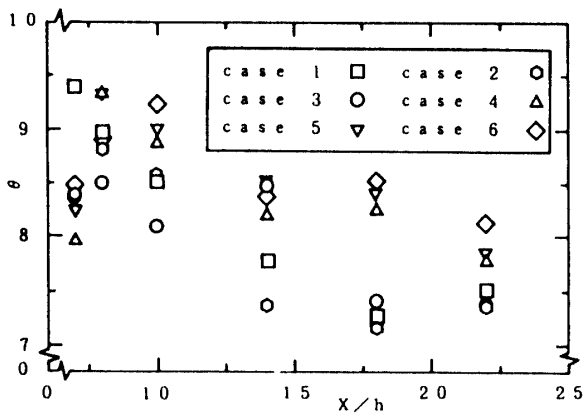


Fig. 6 Streamwise variation of momentum thickness for several Reynolds numbers

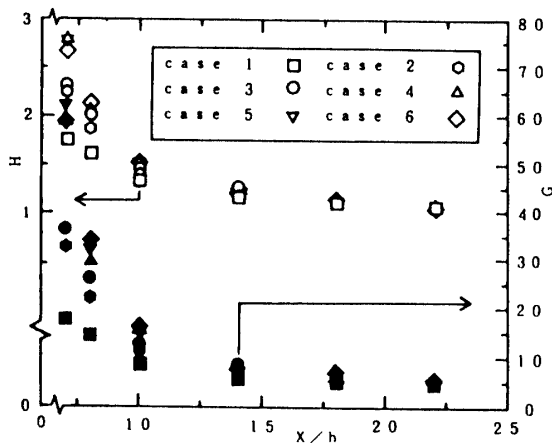


Fig. 7 Streamwise variation of shape factor and Clauser's shape factor for several Reynolds numbers

再付着点近傍はステップでの剥離による速度欠損のため排除厚さが大きい。この影響のため再付着点直後では H の値が大きく、下流にいくに従い流れの回復によって小さくなる。また G の値は再付着点近傍で逆圧力勾配により壁近くの流体は減速されるため大きく、一方、 $X/h=14$ 以降、順圧力勾配により流体は加速されてゆっくりと減少する。以上の H および G の傾向は Fig. 3の平均速度分布と対応する。再付着点直後における H および G の値は Re_θ とともに増加する。また測定最下流の位置で H および G の値は Re_θ によらずほぼ同じ値をとる。このことは全ての Re_θ に対し、再付着後の境界層の再発達が順調であることを意味する。通常の流れ場における G の値は6.8、 H の値は1.3~1.4であり、本実験の H および G の値は通常の流れ場より低目であった。従って、流れ場は攪乱を与える前の状態に漸近しているものの、完全に回復しておらずアンダーシュートした後、圧力勾配のない流れ場に漸近すると予測される。

次に表面摩擦係数と流れ方向無次元距離の関係を示す。Fig. 8に示す、 C_f は再付着点直後では急に、しかし $X/h=14$ 以降、ゆっくりと増加する。 Re_θ が増加するほど逆圧力勾配の影響が顕著となるため、再付着点直後の C_f の値は減少し、 $X/h=7\sim 14$ における C_f の値の増加割合は著しくなる。測定最下流における C_f の値はいずれの Re_θ に対しても、Kármán-Schoenherr の式より算出された圧力勾配のない流れ場における値の0.0027より高めとなった。Fig. 8における C_f の変化および測定最下流の C_f の値から、測定最下流においてまだ元の流れ場に回復しておらずオーバーシュートした後、回復するものと予想される。

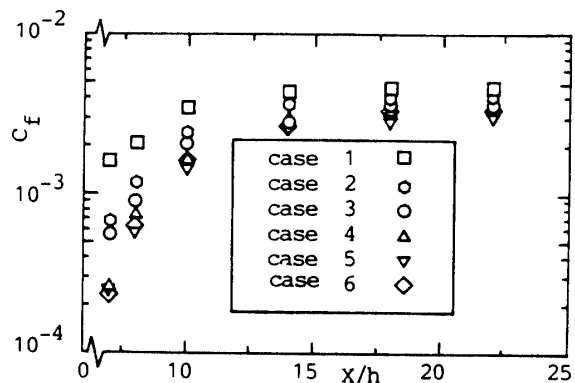


Fig. 8 Streamwise variation of skin friction coefficient for several Reynolds numbers

3.4 エントレイメント率

摩擦以外の外力が作用する場合、 θ および H のみで流れ構造を説明するのは困難なのでエントレイメント率を考察することにした。Fig. 9, 10はエントレイメント率の流れ方向の変化を示し、一般に E/U_1 の値は $\delta - \delta^*$ の勾配と対応する。 $X/h = 7 \sim 8$ において、 E/U_1 の値は全ての R_θ に対し大きく、その値は R_θ とともに増加する。このことはこの領域における $\partial u / \partial x$ の値が大きく、その程度は R_θ とともに増加することを意味する。なお E/U_1 の分布傾向と $\delta - \delta^*$ の勾配のそれは対応した。 $X/h = 8 \sim 10$ において、いずれの R_θ の場合も E/U_1 の値は減少し、その程度は R_θ が増すほど顕著となる。特に、 $U_1 = 15 \text{ m/s}$ の場合は E/U_1 の値は負となる。このことは境界層の外に流体が出ることの意味する。事実、 Fig. 4 においてこの領域の境界層厚さは減少している。 $X/h = 10 \sim 14$ において $U_1 = 5 \text{ m/s}$ を除くと E/U_1 の値は増加する。この領域における E/U_1 の分布傾向と $\delta - \delta^*$ の勾配の分布傾向の理由は現在のところ不明である。 $X/h = 14 \sim 18$ では $U_1 = 5, 9 \text{ m/s}$ 以外は E/U_1 の値が増加している。この分布傾向は $\delta - \delta^*$ の勾配のそれと対応した。 $X/h = 18 \sim 22$ において $U_1 = 15 \text{ m/s}$ の場合は E/U_1 の値は大きく変化するが、 $U_1 = 5, 7, 9, 12 \text{ m/s}$ の場合は E/U_1 の値が減少する。また $U_1 = 3 \text{ m/s}$ の場

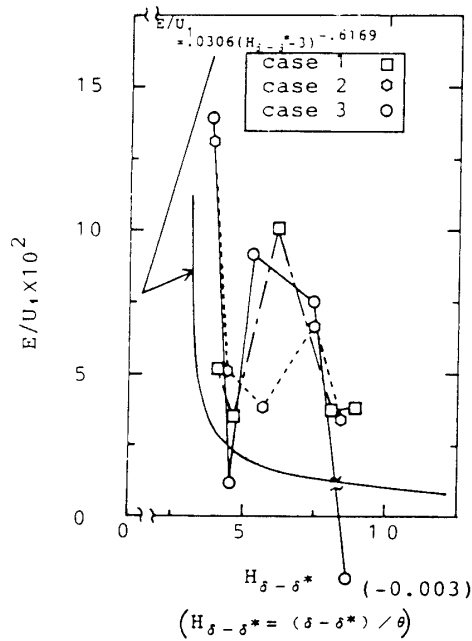


Fig. 9 Streamwise variation of entrainment rate for several Reynolds numbers

合は E/U_1 の値がほとんど一定となる。測定最下流における E/U_1 の変化より再付着後の境界層の回復を調べると、レイノルズ数が小さいほどステップの攪乱に対し早く元の流れ場に漸近していると思われる。

3.5 内部境界層

Fig. 11は内部境界層の流れ方向の発達の様子を示す。ステップで攪乱を受けた流体が再付着した後、どのように境界層が再発達するかを調べるために内部境界層を調べる。いずれの R_θ に対しても δ_i の発達は通常の二次元粗き要素の流れ場のそれよりも早い。上述の事実は、後向きステップ流れの時間尺度が二次元粗き要素の流れ場の時間尺度よりも小さいことを意味する。また、測定最下流における δ_i の大きさは R_θ とともに増加する。以上のことより、後向きステップ流れの再付着点下流のエントレイメント率は、通常の二次元粗き要素の流れ場のそれよりも大きいと予想される。

3.6 再付着点距離

本実験で求めた再付着点距離を他の研究者と比較した。レイノルズ数と再付着点距離との関係を Fig. 12に示す。本実験のステップにおける境界層の範囲は、遷

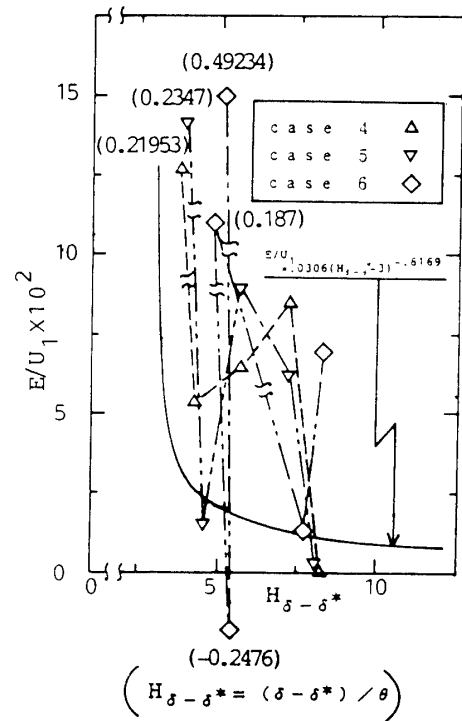


Fig.10 Streamwise variation of entrainment rate for several Reynolds numbers

移域から十分発達した乱流域である。本実験の結果は、 R_θ の小さい領域では R_θ とともに再付着点距離は急増した。この傾向はEaton & Johnstonのレビュー¹⁾の結果と対応した。また R_θ の高い領域において再付着点距離は R_θ とともにわずかに増加した。この事実はEaton & Johnstonのステップで十分発達した乱流の場合、再付着点距離は R_θ の値と無関係であるという主張と対応しなかった。本実験の再付着点距離は R_θ の全領域にわたってEaton & Johnstonのそれよりも短かった。しかしながら、Eaton & Johnston以外の研究者のデータ²⁾に比べると逆に本実験の方が再付着点距離は長かった。この相反する事実の原因として再付着点距離の測定誤差、各研究者間の再付着点の定義の相違ならびに各実験データ間の実験装置及び実験条件の相違が考えられる。圧力勾配と再付着点距離との関係をFig. 13に示す。一般に圧力勾配の変化は流路拡大率で表され、本実験装置における流路拡大率は1.13である。本実験の結果を他の研究者の結果と比較すると R_θ が低い場合は多少再付着点距離が短く、高い場合は多少再付着点距離が長くなった。次に再付着点距離に及ぼす初期境界層の影響をFig. 14に示す。 δ/h は下流の流れを特徴づける重要なパラメータで、本実験は $\delta/h = 0.525 \sim 0.594$ の範囲で実施した。Narayanan et al.⁷⁾は δ/h の増加とともに再付着点距離は減少すると報告し、Eaton & Johnston¹⁾は再付着点距離が $\delta/h = 1$ まで急に、その後緩やかに減少すると報告し、両者の主張は相反する。なお本実験の結果はEaton & Johnstonのデータとほぼ同じ大きさの値をとった。主流乱れと

再付着点距離の関係をFig. 15に示す。本実験は主流乱れが0.3%の低い乱れである。再付着点距離に及ぼす主流乱れの影響は磯本と本阿弥⁸⁾によって系統的に調べられ、主流乱れを増すと再付着点距離は減少することがわかっている。比較したデータはアスペクト比または

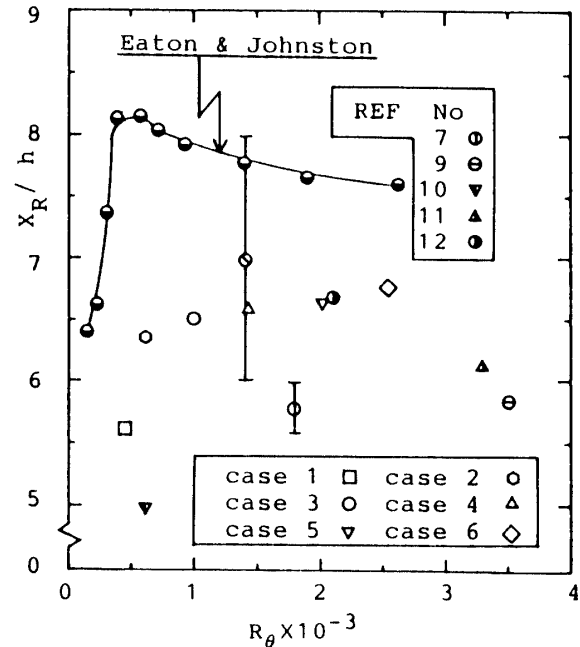


Fig. 12 Reattachment length vs. momentum thickness Reynolds number

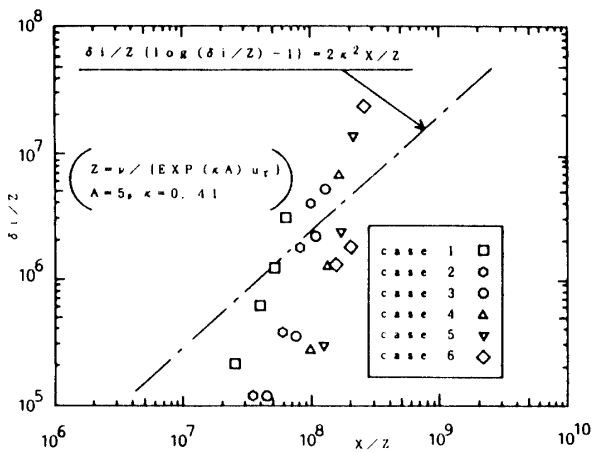


Fig. 11 Streamwise development of internal boundary layer for several Reynolds numbers

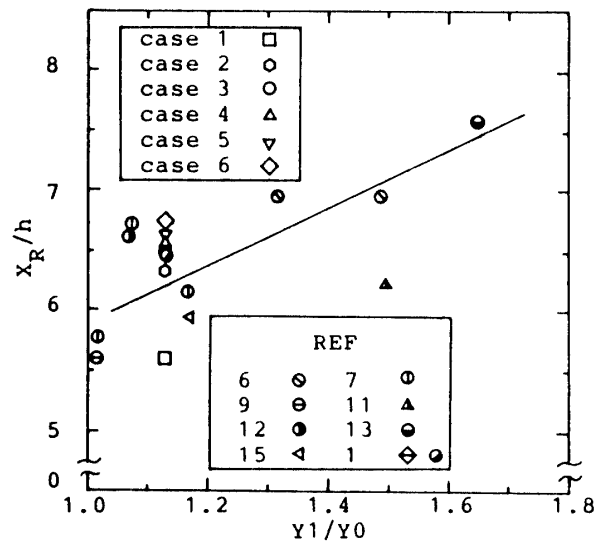


Fig. 13 Effect of area expansion ratio on reattachment length

主流乱れが本実験と異なるため、多少ばらつくもののほぼ一致した。最後に再付着点距離に及ぼすアスペクト比の影響を Fig. 16 に示す。本実験で用いた装置のアスペクト比は11.5である。Eaton & Johnston¹⁾のレビューによると、アスペクト比が10以上ではアスペクト比の影響は無視でき、10未満ではステップでの境界層が乱流ならば再付着点距離は減少すると報告されており、本実験の結果は彼らの報告と対応した。

4. まとめ

二次元後向きステップ流れにおいて調査したことを要約すると以下の通りである。

(1) 壁面圧力分布から流れ場全体のフローパターンを推測した。その結果はステップ上流において壁面圧力は負圧を示し、ステップ直後において急減少する。その後再付着点付近まで急増し、いったんピークをとった後、流れ方向に緩やかに減少する。上述のことは従来知られている結果と同様であった。

(2) 測定最下流の速度分布は Re に対しほぼ相似となる。しかし層内全体は境界層諸特性値およびエントレイメント率の分布傾向から判断して、攪乱を与える前の状態に漸近しているもの完全には回復していないようである。

(3) ステップで剥離した流体は Re が小さいほど、早く攪乱を与える前の状態に漸近する。

(4) 再付着点位置が Re の変化に対し決定された。その位置はタフト系の動き及び他の研究者のデータとの比較からその妥当性が確認された。

参考文献

- 1) Eaton, J. K., and Johnston, J. P., AIAA Journal, Vol. 19, Sept. (1981), 1093-1100
- 2) 角田・望月・大坂, 後向きステップ流れの再付着

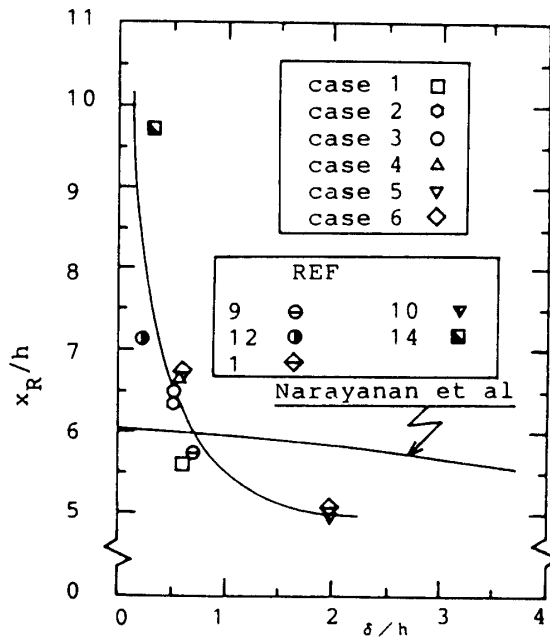


Fig.14 Effect of initial boundary layer characteristics on reattachment length

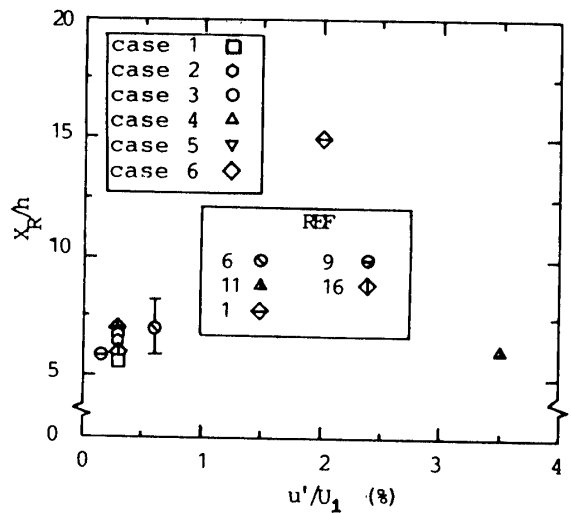


Fig.15 Effect of free stream turbulence on reattachment length

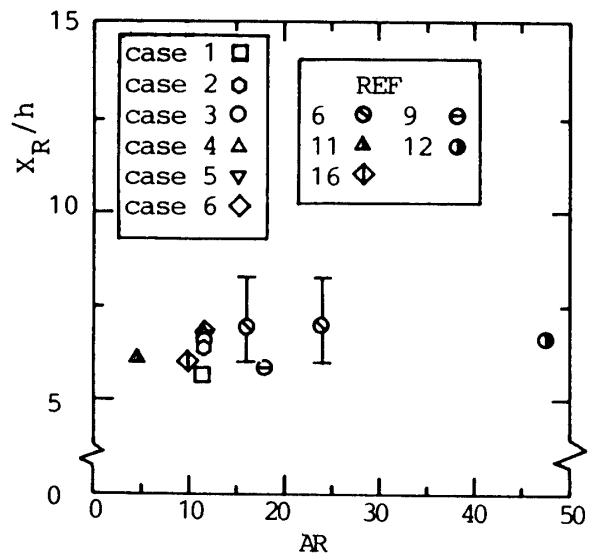


Fig.16 Effect of aspect ratio on reattachment length

- 点下流の特性, 山口大学工学部研究報告第40-2, 1-7, (1990)
- 3) Vogel, J. C. and Eaton, J.K., Transactions of the ASME, Vol. 107, Nov. (1985), 922-929
 - 4) Bradshaw, P. and Wong, F. Y. F., The Reattachment and Relaxation of Turbulent Shear Layer, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 52, Pt. 1, (1972), 113-135
 - 5) Driver, D. M. and Seegmiller, H. L., Features of a Reattaching Turbulent Shear Layer in Divergent Channel Flow, AIAA Journal, vol. 23, No. 2, 163-171, (1985)
 - 6) Abbot, D. E. and Kline, S. J. Transactions of the ASME Journal of Basic Engineering, Vol. 84D, Ser. D, (1962), 317-325
 - 7) Kim, J., Kline, S. J., and Johnston, J. P., Thermosciences Div., Dept. of Mechanical Engineering Stanford Univ., MD-37, (1978)
 - 8) Narayanan, M. A. B., Khadgi, Y. N., and Viswanath, P.R., Aeronautical Quarterly, vol. 25, Nov. (1974), 305-312
 - 9) 磯本・本阿弥, 機論, 85-362B, 3732-3736 (1985)
 - 10) Baker, S., Ph. D. thesis, Dept. of Civil Engineering, Univ. of Surrey, (1977)
 - 11) Etheridge, D. W. and Kemp, P. H., Journal of Fluid Mechanics, vol. 86, Pt. 3, (1978), 545-566
 - 12) Hsu, H. C., Ph. D. thesis, Dept. of Mechanics and Hydraulics, State Univ. of Iowa, 1985
 - 13) Tani, I., Iuchi, M. and Komoda, H., Aeronautical Research Institute Univ. of Tokyo, Rept. 364 (1961)
 - 14) Eaton, J. K., Johnston, J. P., and Jeans A. H., Proceedings of the 2nd Symposium on Turbulent Shear Flows, London, (1979)
 - 15) 水木・内山, ながれ, 201-221, (1987)
 - 16) Ha Minh, H. and Chassaing, P., Turbulent Shear Flows, 1, edited by Durst et al., Springer-Verlag, Berlin, (1977), 178-197
 - 17) Rashed, M. I., EI-Taher R. M., and Ghazy, M. A., Journal of Engineering Sciences, vol. 4, No. 2, Riyadh University, Saudi Arabia, (1978)

(平成3年10月21日受理)