

後ろ向きステップ流れの再付着点下流の特性

角田 哲也*・望月 信介**・大坂 英雄**

Flow Structure Downstream of Reattachment Point for Backward

Facing Step Flow

Tetsuya SUMIDA, Shinsuke MOCHIZUKI and Hideo OSAKA

Abstract

The effect of the separating shear layer characteristics on the structure of the flow downstream of the reattachment region of a backward-facing step is examined using wall pressure distribution and mean velocity data at a unit Reynolds number of $9.92 \times 10^5 \text{m}^{-1}$.

The reattachment length X_R/h is 6.78 in this study. Log plots of the mean velocity profiles downstream of reattachment show that the disturbance in the boundary layer is primarily in the outer part of the log region. The inner part of the profile relaxed rather quickly.

1 まえがき

剥離及びそれに伴う再付着現象のうち、二次元後ろ向きステップ流れはディフューザ、剥離泡を含む翼、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学上だけでなく、自然界でも例えば丘を過ぎる流れのように多く見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、剥離剪断層の構造、再付着点近傍の流れ構造及び再付着点下流の再発達過程を理解するうえで重要な流れでもある⁽¹⁾⁻⁽¹⁴⁾。さらに、もし後ろ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、剥離剪断層内に円柱を設けたり、ステップ直後を粗面壁にすることにより、流れ場をコントロールすることができるものと予想される。

上述した重要性から、後ろ向きステップ流れは古くから研究の対象となってきた。過去の類似研究としては、Eaton and Johnston⁽¹⁵⁾、Vogel and Eaton⁽¹⁷⁾、Driver and Seegmiller⁽¹⁹⁾らによって後ろ向きステップ

下流における熱伝達及び流体力学的特性が調査されてきた。しかしながら、後ろ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いため、いまだ完全に現象は解明されていないのが実状である。また再付着点直後においてレイノルズ応力が急減少するが、これを解明するためには再付着点近傍の流れ構造を正しく理解しなければならない。

以上のことをふまえて、本研究では後ろ向きステップ流れの再付着点下流における内層、外層に与えるステップの影響及び十分下流において攪乱を与える前の流れの状態に完全に回復するかどうかを調べることにする。

主要記号

C_f : 表面摩擦係数 ($= \tau_w / (1/2) \rho U_1^2$)

C_p : 圧力係数 ($= (P - P_\infty) / (1/2) \rho U_1^2$)

G : Clauser の形状係数

h : ステップ高さ

H : 形状係数

P_∞ : 大気圧

R_θ : レイノルズ数 (運動量厚さを基準とする)

U_1 : 主流速度

X_R : 再付着点距離

*大島商船高等専門学校

**機械工学科

- u : 境界層内速度
- δ : 境界層厚さ
- θ : 運動量厚さ
- ρ : 密度
- τ_w : 壁面摩擦応力

2 実験装置及び方法

2.1 測定部

測定部の寸法は幅458mm, 高さ305mmで, トリップピンワイヤーからステップまでの距離及びステップからテストセクション後端までの距離は共に1000mmである. なお, トリップピンワイヤーとして, ステップより上流1000mmの所に, 直径が1.1mmのステンレス製の円管を設置した. 実験は Imperial College 熱流体研究室の OPEN TYPE 風洞で, 絞り比が1/15である.

2.2 流れの条件

本実験における単位レイノルズ数は $9.92 \times 10^5 \text{m}^{-1}$ であり, 長さの尺度であるステップ高さは40mm, 主流速度, 空気温度はそれぞれ15m/s, 20°Cである. 作動流体である空気は, 空調設備によって一定温度に保った. なお主流乱れは0.3%である.

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, ピトー管の読みには測定精度が1/1000mmのデジタルマノメーターを用いた. 壁面圧力の測定はテストセクションに圧力タップを設け, ビニール管でデジタルマノメーターに接続してその読みから求めた. なお壁面圧力タップの点数は1mにつきステップ上流が7個, 下流が28個である. 再付着点の決定方法は圧力係数が0となる位置, 及び $y = 0.25\text{mm}$ 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た.

3 結果及び考察

3.1 壁面圧力分布

ステップ上流では境界層の発達に伴う流路断面積の減少により流れが加速され, 圧力が若干低下している. 但し, この位置における圧力は負圧を示している. 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

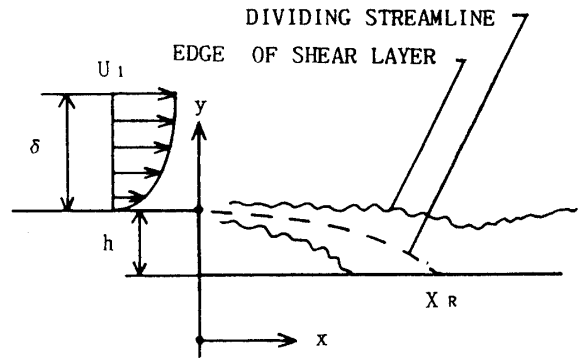


Fig. 1 Flowfield, nomenclature and coordinate

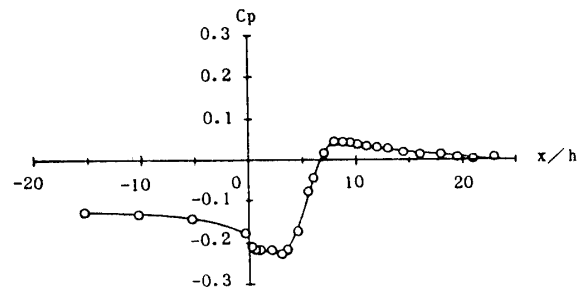


Fig. 2 Wall pressure distribution

減少する. そこでは剪断層と壁面との間の流体が遠心力を受け, 剪断層側へ連行されるため, 圧力はさらに低下する. ステップで生じた剥離剪断層は次第にその幅を広げ, 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る再循環領域を形成する. 再付着点直後では, 流体は流線の狭まりにより加速され, この加速に基づく動圧により壁面圧力は流れ方向にさらに上昇する. その後ピーク値をとった後, 再付着点の影響が少なくなるため C_p は次第に減少し, 大気圧へ緩やかに漸近していく. 以上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

Fig. 3 は再付着点下流における平均速度分布を, Fig. 4 は変曲点の位置の変化を示す.

Fig. 3 において, 再付着点近傍の $x/h = 7$ では壁近傍ではすでに $du/dy > 0$ となる領域があらわれる. このことはこの位置ではすでに逆流領域ではないことを意味する. 少し壁から離れると, du/dy の値が急変化する領域が存在し, そこでレイノルズ応力が大きいことが予想される. さらに壁から離れた $y/h =$

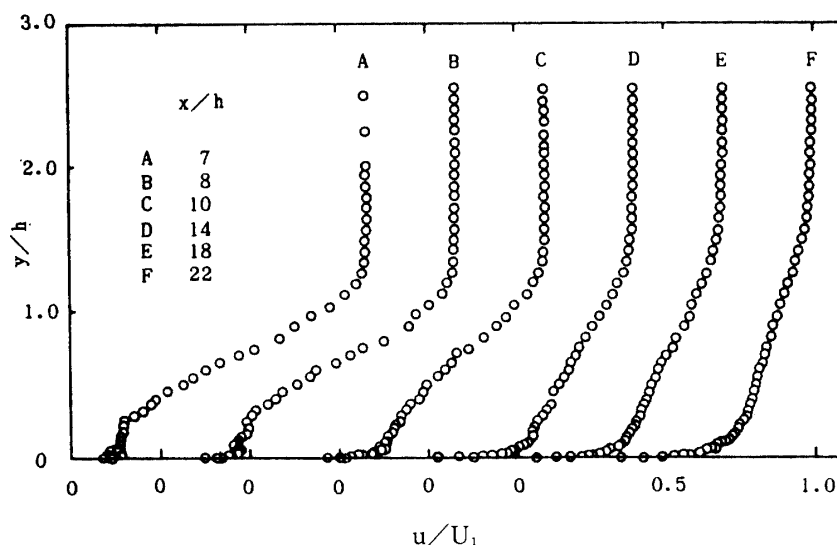


Fig. 3 Mean velocity distribution

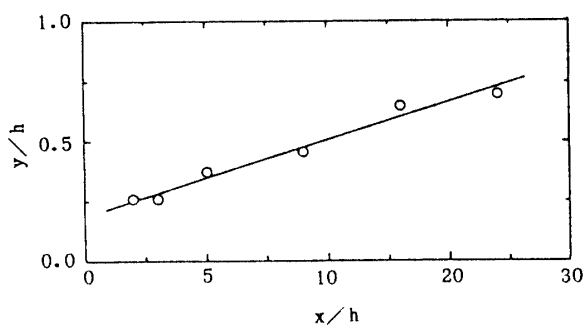


Fig. 4 Streamwise variation of inflexion point

0.6~1.6の領域では急速に主流速度まで回復している。境界層の厚さは約 $y/h = 1.6$ 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、流体は剝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、後ろ向きステップ流れは興味ある流れである。 $y/h = 8$ 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、壁近傍で du/dy の値は大きくなっていく。また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。また主流速度に回復する位置は $y/h = 8$ で一旦下がり、その後再び上昇する。

しかし Fig. 4 において示した変曲点の位置は、流れ方向に単調に壁から遠ざかる。すなわち、レイノルズ応力が大きい値をとる位置は内層と外層との時間尺度の相違により単調に増加していく。最下流の $y/h = 22$ の位置でもなお変曲点の存在が観察され、まだ流れ

は完全に回復していないことがわかる。ところで $y/h = 7, 8$ における壁近傍のデータのばらつきは、データの誤差及び再付着点の変動と思われる。再付着点が多時的かつ空間的に変動することはすでに報告されている^{(16),(2)}

次に Fig. 5 は対数速度分布を表す。 $x/h = 7, 8, 10$ の分布は蛇行していて通常の対数速度分布にのらない。また $x/h = 7, 8, 10$ の順に対数領域にのる幅が狭くなっている。この理由として、再付着点近くの強い逆圧力勾配の影響により境界層の内層領域において局所平衡状態が消滅したためと推測される。また逆圧力勾配の影響は $x/h = 14$ 以降の位置でも若干残っているようである。

$x/h = 14, 18, 22$ では、通常の対数速度分布における傾き、すなわちカルマン定数と切片の値は異なるものの、ほぼ壁法則は成立している。この領域における本研究の対数速度分布の傾きは4.1、切片は8.6であった。この対数速度分布の結果からステップによる攪乱をうけても壁近傍では早く回復するものと推測される。最下流の $x/h = 22$ の分布はいぜんとして通常の流れにおける対数速度分布の値よりも小さく、流れはまだ完全に回復していない。

次に Fig. 6 は速度欠損法則を示す。 $x/h = 7 \sim 10$ において、データは ROTTA の式⁽¹⁸⁾より高めであり、一方 $x/h = 14 \sim 22$ では低めの値をとる。この理由は $x/h = 7 \sim 10$ では逆圧力勾配を受け、一方 $x/h = 14 \sim 22$ では順圧力勾配の影響を受けるためである。Fig. 6 より、速度欠損法則は $x/h = 14 \sim 22$ の位置においてほぼ成立している。但し、通常速度欠損法則とは

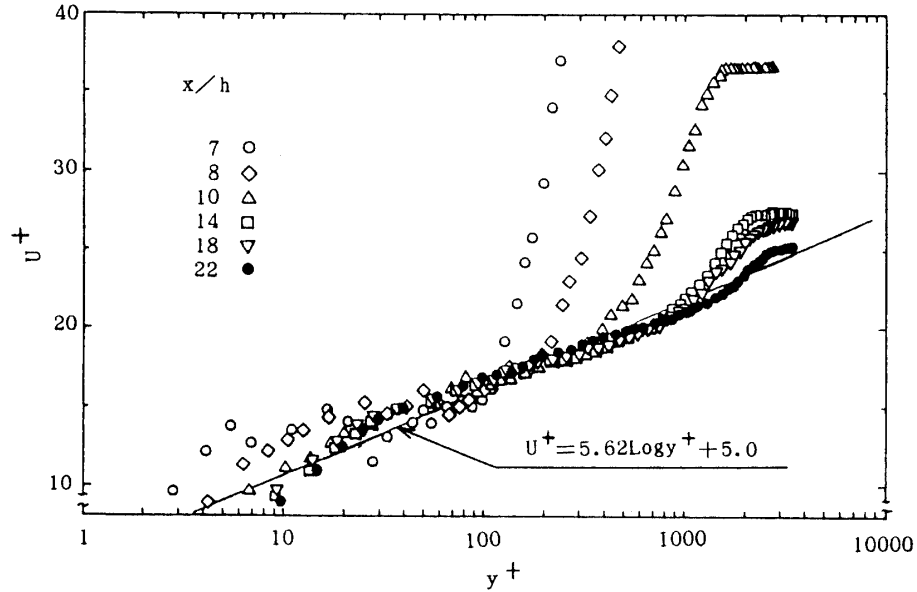


Fig. 5 Logarithmic velocity law

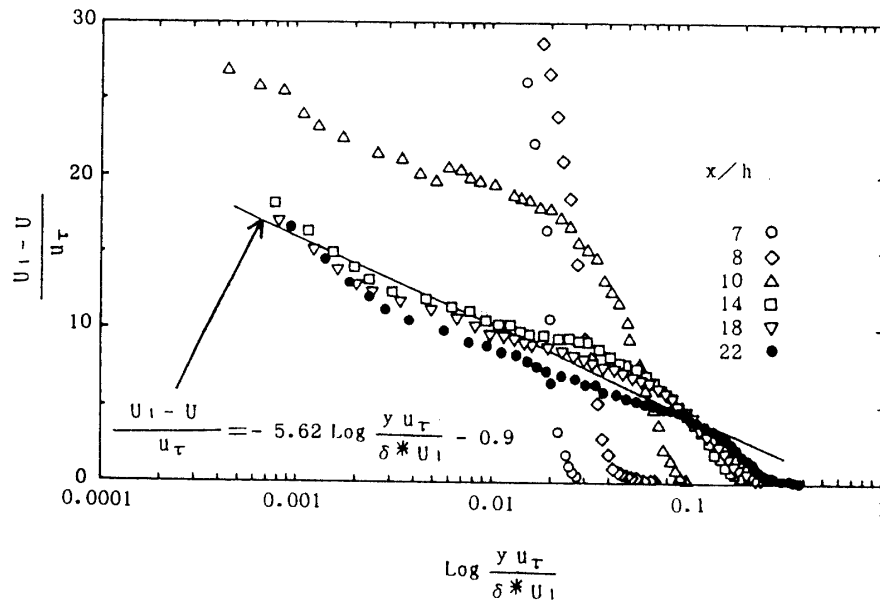


Fig. 6 Velocity defect law

傾き及び切片とも異なる。本実験における速度欠損法則の式の傾きは-4.2,切片は0.05であった。以上より,逆圧力勾配のため外層領域が強い影響を受けて通常の分布から大きくずれ,下流にいくに従い回復に向かっている。Fig. 6をみてわかるように,最下流の位置の値は通常の流れにおける値より小さく,まだ流れは完全に回復していない。

3.3 境界層特性値

Fig. 7, 8に境界層特性値の関係を示す。

Fig. 7の $x/h = 7$ の位置で,境界層厚さは通常の剥離した流れに比べると小さく,ステップ高さとはほぼ同じ大きさである。その位置より下流で,境界層厚さは $x/h = 10$ 付近で一旦減少した後再び急増する。 $x/h = 10$ で境界層厚さが減少するのは垂直方向の速度成分が負になるためと思われる。以上のことからすでに3.2で述べたように,二次元後ろ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異なる。

上流側における剥離の影響のため再付着点近傍で速度欠損が大きい。このため排除厚さは大きい値をとる。

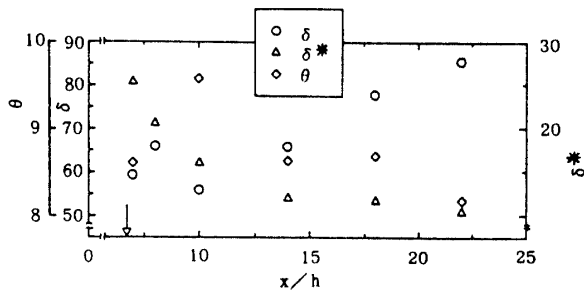


Fig. 7 Streamwise variation of each boundary layer characteristics

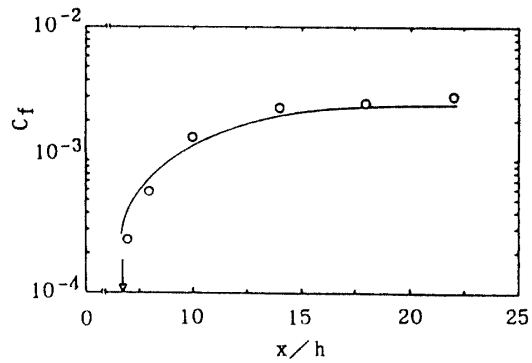


Fig. 9 Streamwise variation of skin friction coefficient

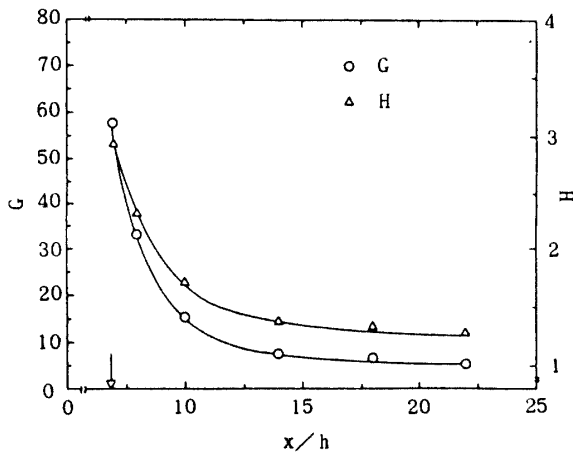


Fig. 8 Streamwise variation of Shape factor and Clauser's Shape factor

また下流になるほど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、排除厚さは小さくなる。しかし排除厚さは完全に一定値まで減少しておらず、流れは元の流れまで回復していないと思われる。上記のことは Fig. 3 の平均速度分布からもわかる。

運動量厚さは $x/h = 10$ で一旦ピーク値をとった後減少する。この理由は剥離に伴う速度欠損のため運動量厚さは一旦増加するが、流体の加速のため流れは回復して減少するからと思われる。ここで注目すべきことは境界層厚さよりも運動量厚さの方がピークをとる位置が下流にくることである。すなわち境界層厚さは運動量厚さよりもステップの影響が強く、反応が鋭い。

Fig. 8 の形状係数 H 、Clauser の形状係数 G は $x/h = 10$ まで急激に、その後次第に緩かに減少する。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 H が大きく、下流では流れの回復のため小さくなる。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、 $x/h = 14$ 以降、順圧力勾配により

流体が加速されゆっくりと減少する。上記の H 、 G の傾向は Fig. 3 の平均速度分布と対応する。ところで一般に、通常の流れにおける G の値は 6.8、 H の値は 1.3~1.4 であり、本実験の測定最下流では $H = 1.28$ 、 $G = 5.44$ であった。このため H 、 G の値は下流になるほど減少するものの、完全に元の状態に回復していない。流体はさらに加速して完全に回復するものと思われる。

次に表面摩擦係数と無次元距離及びレイノルズ数との関係を Fig. 9、10 に示す。

Fig. 9 において C_f は初めは急に、 $x/h = 14$ 以降はゆっくりと増加する。この理由は、壁近傍は逆圧力勾配の影響により速度が減少するので C_f が小さく、 $x/h = 14$ 以降、順圧力勾配により流体が加速されて C_f の値が大きくなるからと思われる。測定最下流における C_f は 0.0031 であり、通常の流れにおける値の 0.0027 に漸近している。Fig. 10 における C_f の傾向は Fig. 9 と同様で $x/h = 10$ までは R_θ と共に急増し、その後 R_θ を減じながらゆっくりと増加する。また Fig. 10 における R_θ の変化は Fig. 7 の運動量厚さの変化に対応する。Fig. 9、10 における C_f の変化及び測定最下流の C_f の値より、測定最下流は通常の流れに近いもの完全には元の流れには戻っていないと思われる。

3.4 再付着点距離

本実験で求めた再付着点距離 ($x_R/h = 6.78$) 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. 11 に示す。本実験ではステップにおいて流れの状態は完全に乱流であり、 $R_\theta = 2537$ であった。他の研究者のデータに比べると再付着点距離は短かくこのことについてはいまのところ不明であり、更に多くのデータと比較して検討していく予定である。

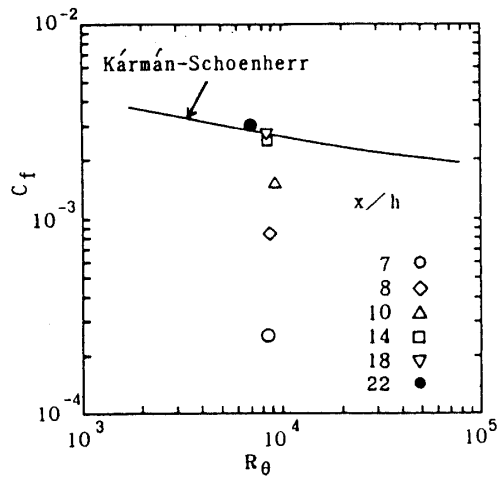


Fig.10 Relation between skin friction coefficient and momentum thickness Reynolds number

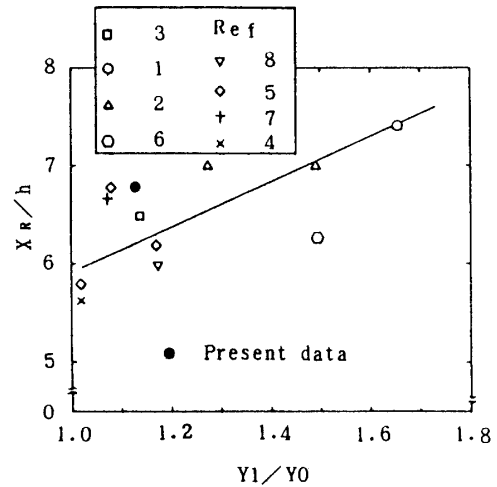


Fig.12 Effect of area expansion ratio on reattachment length

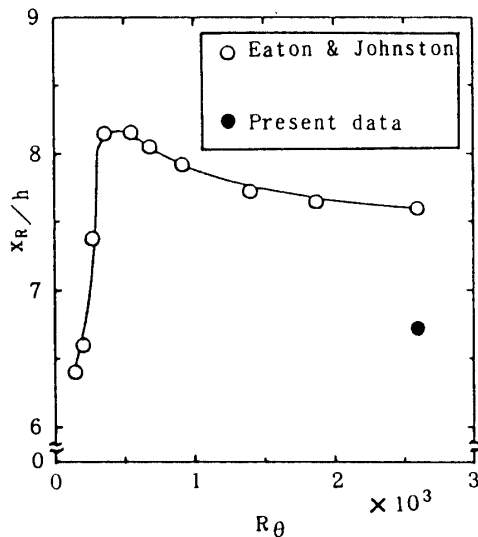


Fig.11 Plot of reattachment length vs momentum thickness Reynolds number

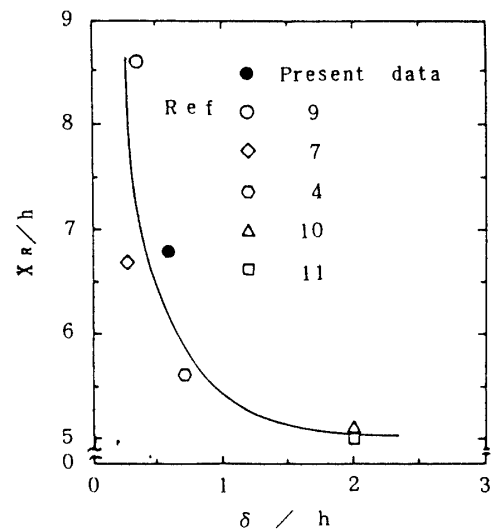


Fig.13 Effect of initial boundary layer characteristics on reattachment length

圧力勾配と再付着点距離との関係を Fig. 12, 再付着点距離に及ぼす初期境界層の影響を 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。また δ/h は下流の流れを特徴づける重要なパラメーターであり、本実験の場合 $\delta/h=0.587$ で、Fig. 12, 13 より他の研究者の結果とほぼ一致する。

最後に主流乱れと再付着点距離の関係を Fig. 14 に示す。本実験は主流乱れが0.3%の低い乱れであり、アスペクト比及びレイノルズ数が本実験とほぼ同じデータがあまりないため、データは多少ばらついた。この理由は一般にアスペクト比が10以下またはステップで乱

流でない場合、再付着点距離は著しく変化するからである⁽¹⁵⁾。

以上よりレイノルズ数の影響を除くと再付着点距離は他の研究の結果とほぼ一致し、本実験で求めた方法の再付着点距離は妥当であると思われる。

4 まとめ

二次元後ろ向きステップ流れにおける再付着点下流の流れ場を主として調査した結果 次のことが明らかとなった。

1) 壁面圧力分布より流れ場全体のフローパターンを

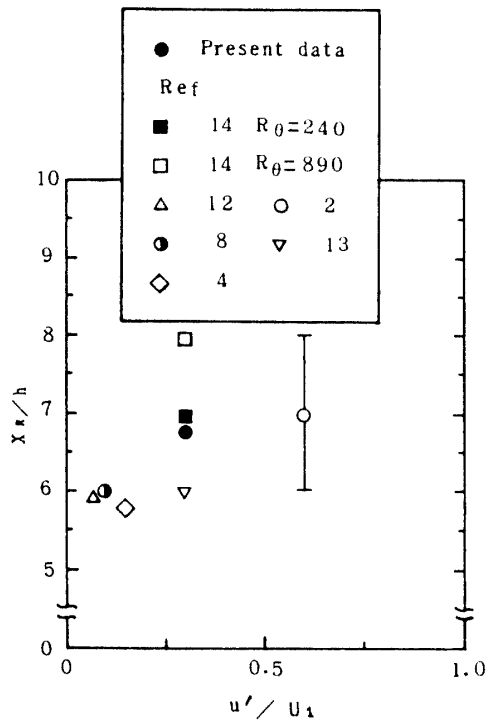


Fig.14 Effect of free stream turbulence on reattachment length

推測した、その結果は従来と同様の傾向を示した。

- 2) $x/h = 14$ から下流になると壁法則及び速度欠損法則が成立する。但し、傾きと切片は通常の流れにおける値と異なる。これより壁領域の攪乱からの回復が早いことがわかる。
- 3) 境界層諸特性値の下流方向への変化から、ステップで剥離した流れは $x/h = 14$ から下流になると、攪乱を与える前の状態に漸近することがわかる。
- 4) 本実験における再付着点の位置は $x_R/h = 6.78$ であった。これを他の研究者のデータと比較して、その妥当性を確認した。

終わりに本研究を遂行するうえで、多大な時間とご理解をいただきました大島商船高等専門学校商船学科主任の村上文夫教授に感謝の意を表します。

参考文献

- 1) Eaton, J. K., Johnston, J. P., and Jeans A. H., Proceedings of the 2nd Symposium on Turbulent Shear Flows, London, 1979.
- 2) Kim, J., Kline, S. J., and Johnston, J. P., Ther-

- moscience Div., Dept. of Mechanical Engineering, Stanford Univ., MD-37, 1978.
- 3) Kuehn, D. M. and Seegmiller H. K., 例え文献(15)参照.
- 4) Baker, S., Ph. D. thesis, Dept. of Civil Engineering, Univ. of Surrey, 1977.
- 5) Narayanan, M. A. B., Khadgi, Y. N., and Viswanath, P. R., Aeronautical Quarterly, Vol. 25, Nov. 1974, pp.305-312.
- 6) Hsu, H. C., Ph. D. thesis, Dept. of Mechanics and Hydraulics, State Univ. of Iowa, 1985.
- 7) Tani, I., Iuchi, M. and Komoda. H., Aeronautical Research Institute Univ. of Tokyo, Rept. 364, 1961.
- 8) Ha Minh, H. and Chassaing, P., Turbulent Shear Flows, 1, edited by Durst et al., Springer-Verlag, Berlin, 1977, pp.178-197.
- 9) 水木・内山, ながれ, 201-221 (1987)
- 10) Tropea, C. and Durst, F., 例え文献(15)参照.
- 11) Etheridge, D. W. and Kemp, P. H., Journal of Fluid Mechanics, Vol. 86, Pt. 3, 1978, pp. 545-566.
- 12) Chandrsuda, C., Ph. D. thesis, Dept. of Aeronautics, Imperial College of Science and Technology, 1975.
- 13) Rashed, M. I., El-Taher R. M., and Ghazy, M. A., Journal of Engineering Sciences, Vol. 4, No. 2, Riyadh University, Saudi Arabia, 1978.
- 14) Eaton, J. K. and Johnston, J. p., Dept. of Mechanical Engineering, Stanford Univ., Rept. MD-39. 1980.
- 15) Eaton, J. K., and Johnston, J. P., AIAA Journal, Vol.19, Sept. 1981, pp.1093-1100.
- 16) Abbot, D. E. and Kline, S. J., Transactions of the ASME, Journal of Basic Engineering, Vol. 84D, Ser. D, 1962, pp.317-325.
- 17) Vogel, J. C. and Eaton, J. K., Transactions of the ASME, Vol. 107, Nov. 1985, pp.992-929.
- 18) 大坂・中村, 工科系流体力学, 166.
- 19) Driver, D. M. and Seegmiller, H. L., J. P., AIAA Journal, Vol. 23, Feb. 1985, pp.163-171.

(平成元年10月13日受理)