

## 十分発達した円管乱流の粗面壁攪乱に対する応答\* (平均速度場)

アウング・トゥーレイ・ウイン<sup>\*1</sup>, 望月信介<sup>\*1</sup>, 亀田孝嗣<sup>\*1</sup>

### Response of the Fully Developed Pipe Flow to Rough Wall Disturbance (Mean Flow Field)

Aung Thuyein WIN<sup>\*1</sup>, Shinsuke MOCHIZUKI and Takatsugu KAMEDA

<sup>\*1</sup>Graduate School of Science and Engineering, Yamaguchi University  
2-16-1 Tokiwadai, Ube, 755-8611 Japan

An experimental study was conducted in order to clarify the response of the fully developed pipe flow to d- and k-type wall roughness of various streamwise lengths. The measurements were set to emphasize on the response processes, which are deformation and relaxation of the mean velocity profile related to the strength and type of roughness. Under the same effective pressure drop, comparison of the mean velocity profiles and three common characteristics of boundary layer thicknesses (displacement, momentum, and energy) revealed that the initial stage of the response to the flow depends on the type of roughness. The total recovery length until the fully developed state depends only on the effective pressure drop caused by the rough wall.

**Key Words** : Pipe Flow, Rough Wall, Response, Turbulent Structure, d-type and k-type Roughness

#### 1. 緒 言

乱流の本質を調査する方法の一つに粗さや障害物を用いて急激な攪乱を加え、その応答を観察する手法がある。壁面上に置かれた物体、壁面粗さ、ハニカムおよび円柱などの障害物は流れの操縦・制御を目的とした応用もなされる。Logan と Phatraphruk<sup>(1)</sup> はリング状障害物によって攪乱を加えた円管乱流の実験的研究成果を報告した。その中で、粗さ要素通過後、流れ場は噴流領域 (jet region)、内部境界層領域 (internal boundary layer region)、および相似領域 (similarity region) の 3 領域を経て回復することが報告された。攪乱後の流れ場の回復に関する広範なレビューは Wood と Smits<sup>(2)</sup> によりなされ、壁面粗さについてステップ的およびインパルス的という分類が提案された。比較的短い長さを持つ壁面粗さに対する十分発達した高レイノルズ数の乱流境界層の応答は Andreopoulos と Wood<sup>(3)</sup> により計測された。攪乱から下流への距離が初期境界層厚さの 55 倍までの実験データが得られたものの、流れ場の完全な回復に必要な距離に関する条件は結論づけられていない。これは、乱流境界層は発達流であり、レイノルズ数および壁面摩擦抵抗係数の大きさが攪乱により変更されるため、元の状態に回復することが不可能になるという性質に起因する。これに対し、円管乱流はせん断層の大きさを規定する寸法が制限され、任意の攪乱を与えた後に完全な回復を期待することができる。

流れ場に置かれた障害物は運動量欠損、渦放出および乱流渦塊の生成などをもたらし、攪乱の分析を複雑にする。実際の応用においては、寸法や形状および配置などが様々な種類の粗さに遭遇する。粗さの分類は粗さ関数の特性により分類され、それは粗さの性質、高さおよび分布密度に依存する。これに関し、d 形粗面と k 形粗面が比較的多く実験的に研究なされている。Leonardi ら<sup>(4)</sup> は d 形粗面と k 形粗面の特性をチャネル流において調査し、両者の重要な差異は壁面せん断応力に占める圧力抵抗と摩擦抵抗の比率にあることを指摘した。d 形および k 形粗面における流れの可視化が Perry ら<sup>(5)</sup> によってなされ、その特徴が報告されている。それによると、k 形粗

\* 原稿受付 2011 年 4 月 25 日, Journal of Fluid Science and Technology, Vol. 5, No. 2 (2010), pp.340-350  
(原稿受付 2010 年 3 月 15 日)

<sup>\*1</sup> 正員, 山口大学大学院理工学研究科 (〒755-8611 山口県宇部市常盤台 2-16-1)  
E-mail: shinsuke@yamaguchi-u.ac.jp



面上においては粗さ要素高さ  $k$  と同程度の大きさを持つ渦が生成され、粗さ要素から放出される。一方、 $d$  形粗面上では渦は溝内部に留まる傾向にあることが観察された。しかしながら、これらを壁面粗さとしての攪乱要素に対する流れ場の応答という観点で調査した研究はほとんど見られない。

本研究においては、 $d$  形粗面および  $k$  形粗面の 2 種類の粗面壁を用いて十分発達した円管乱流に攪乱を加え、その応答を調査した。攪乱から十分に下流の位置において円管乱流が元の平衡状態に回復することから、流れ場の回復に必要な距離を決定した。本研究の主目的は、平均速度場の応答に対する  $d$  形および  $k$  形粗面の差異および回復距離に対する攪乱の強度と種類の影響を明らかにすることである。

## 2. 使用記号

- $B$  対数法則の切片
- $b$  粗面の溝部幅
- $C_f$  局所壁面摩擦抵抗係数;  $C_f = \frac{\tau_w}{\frac{1}{2}\rho U_c^2} = -\frac{1}{\frac{1}{2}\rho U_c^2} \mu \left( \frac{\partial u}{\partial r} \right)_{r=R}$
- $C_p$  圧力係数
- $\Delta C_p$  有効圧力損失
- $D$  管内径
- $k$  粗さ要素高さ
- $L$  粗面管長さ
- $P$  静圧
- $P_0$  基準壁面静圧 (入り口における壁面静圧)
- $P_w$  壁面静圧
- $R$  管半径
- $r$  半径方向座標;  $r = 0$  は管中心
- $U$  流れ方向平均速度
- $U_b$  断面平均速度
- $U_c$  最大速度
- $u_\tau$  摩擦速度
- $Re$  レイノルズ数;  $=U_b D / \nu$
- $w_r$  粗さ要素幅
- $x$  粗面壁後端を原点として流れ方向に測った距離を示す座標
- $x_0$  円管入り口を原点として流れ方向に測った距離を示す座標
- $x_{p,r}$  修正回復距離 (運動量厚さが極大値をとる位置から回復した位置までの流れ方向距離)
- $x_r$  回復距離 (粗面壁後端から回復した位置までの流れ方向距離)
- $\delta_d$  排除厚さ
- $\delta_e$  エネルギー厚さ
- $\delta_m$  運動量厚さ
- $\delta_i$  内部境界層の厚さ
- $\lambda$  管摩擦係数
- $\kappa$  カルマン定数
- $\rho$  流体の密度
- $\mu$  粘度
- $\nu$  動粘度
- $\tau_w$  局所壁面せん断応力
- (\*)<sup>+</sup> 壁変数で無次元化された物理量(\*)

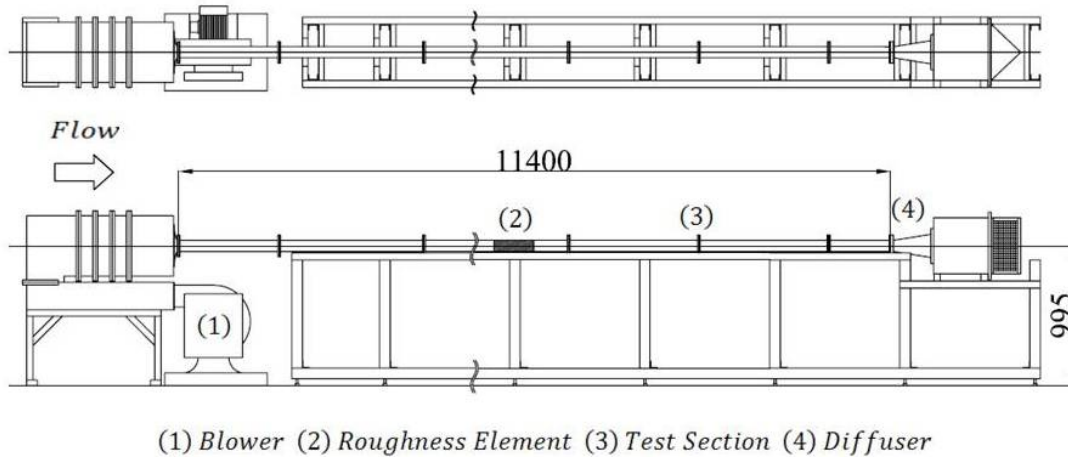


Fig. 1 Experimental setup for pipe flow

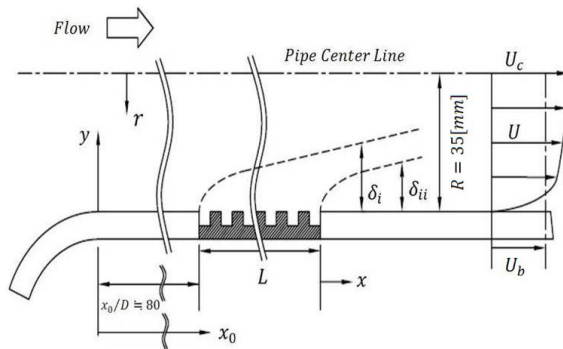


Fig. 2(a) Coordinate system and nomenclature of the flow field,

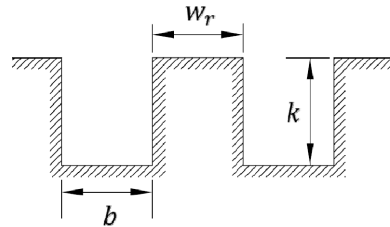


Fig.2(b) Sketch of roughness

### 3. 実験装置および方法

#### 3・1 実験装置

図1は実験に用いた円管装置の構成を示す。実験に用いた円管装置はアクリル樹脂製で、内径  $D=70\text{mm}$  で全長が  $170D$  である。圧力損失の計測と軸対称性の確認のため、流れ方向および周方向の壁面に内径  $0.5\text{mm}$  の静圧孔を設けた。攪乱に用いる粗面壁は流れ場が十分に発達した流れ方向位置  $x_0=5700\text{mm}$  ( $\approx 80D$ ) に設置した。

図2は円管内部の流れの概要、座標系および設置した粗面壁攪乱の詳細を示す。粗面壁はリング状の矩形粗さ要素の配列から構成されている。壁面粗度の急変化あるいは突起によって急激な流線の曲りを避けるため、粗面壁は内径が上流の滑面部と等しい down-standing タイプとした。ここで用いる粗面壁の特性は溝部幅  $b$  の要素高さ  $k$  に対する比率  $b/k$  によって分類される。亀田ら<sup>(6)</sup> および谷ら<sup>(7)</sup> によれば、 $b/k > 2.5$  のとき  $k$  形、 $b/k < 2.5$  のとき  $d$  形と分類されている。この分類に従って粗面壁寸法が決定された。表1は本実験に用いた粗面壁の各部寸法および比率である。

Table 1 Detail dimensions of roughness

|        | $k$ | $w_r$ | $b$  | $b/k$ | $(b + w_r)/k$ | $k/R$ |
|--------|-----|-------|------|-------|---------------|-------|
| d-type | 2.5 | 6.25  | 3.75 | 1.5   | 4             | 0.071 |
| k-type | 2.5 | 3     | 7    | 2.8   | 4             | 0.071 |

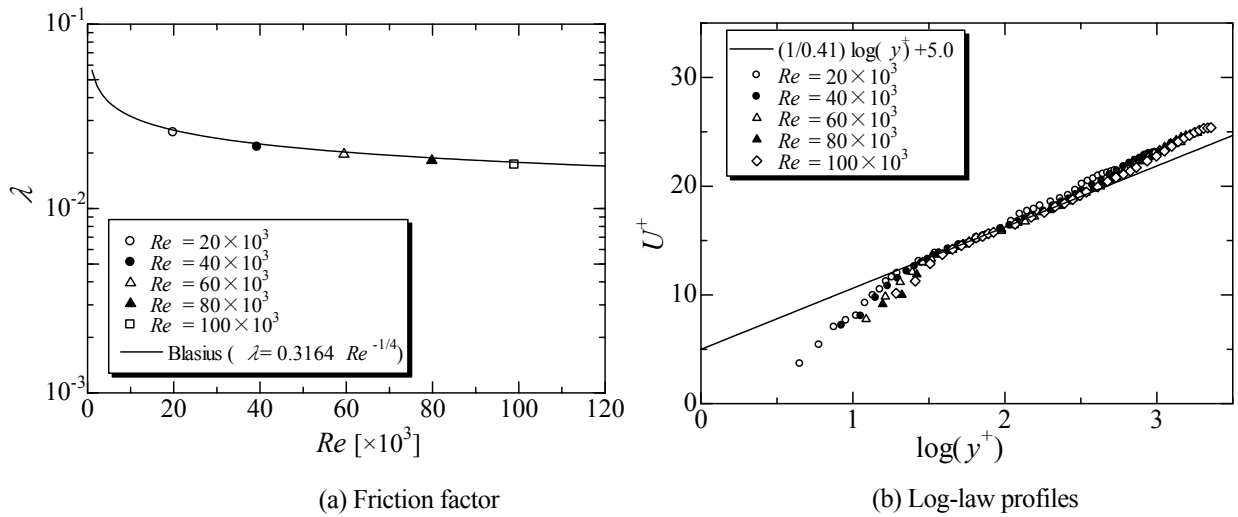


Fig.3 Friction factor and mean velocity profiles

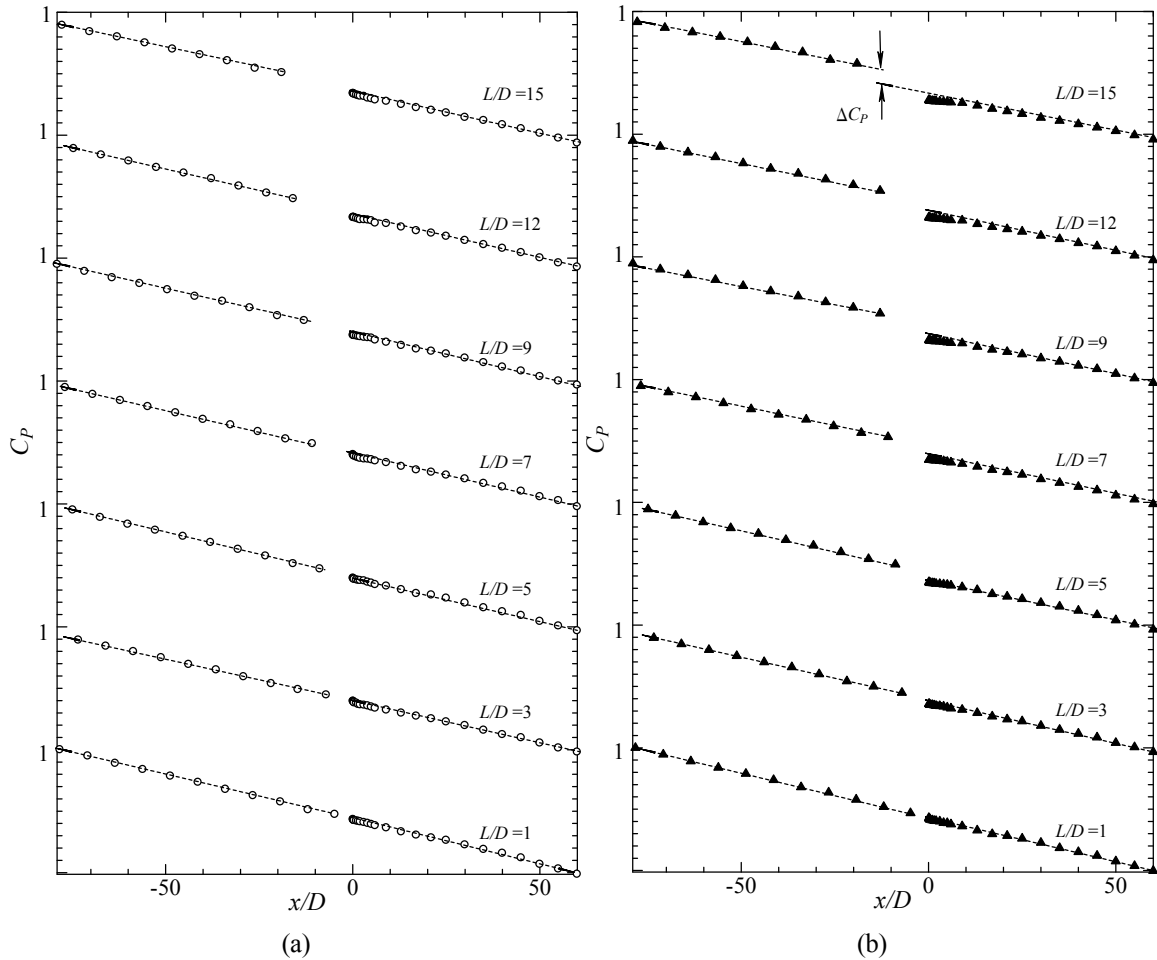


Fig. 4 Static pressure coefficient along the downstream of pipe flow; (a) d-type (b) k-type

### 3・2 実験方法と条件

実験は断面平均流速と管内径に基づくレイノルズ数  $Re = U_b \cdot D/\nu = 60 \times 10^3$  で行われた。平均速度分布の計測には先端が矩形のピトー全圧管を用いた。Chue のレビュー<sup>(8)</sup>に基づき、流れに対する全圧管の方向を  $\pm 1^\circ$  以内に設定し、速度勾配による測定位置のズレを補正した。全圧管は壁面に垂直な方向に 1/100mm の分解能を持つ移

動装置により位置設定がなされた。

図 3(a)は本実験装置で得られた管摩擦係数のレイノルズ数に対する変化と下式(2.1)に示す Blasius の半経験式 (例えば, Benedict<sup>(9)</sup> 参照) との比較である。

$$\lambda = 0.3164/Re^{1/4} \tag{2.1}$$

本実験装置の管摩擦係数は Blasius の半経験式と極めて良好に一致し, 両者の差異は 2%以内であった。十分発達した円管乱流においては下式 (2.2) の対数速度分布の成立が確認されている。

$$U^+ = \frac{1}{\kappa} \ln y^+ + B, \quad \kappa = 0.41 \text{ and } B = 5.0, \tag{2.2}$$

where  $U^+ = U/u_\tau$  and  $y^+ = yu_\tau/\nu$ .

カルマン定数 $\kappa$ と切片 $B$ の値については近年様々な議論があるものの, Nagib と Chauhan の広範なレビュー<sup>(10)</sup>により円管乱流については式(2.2)中の値が広く適用できることが確認された。図 3(b)は $Re = 20 \sim 100 \times 10^3$ の範囲の 5 条件における対数速度分布を示す。本実験結果は式(2.2)で表される対数速度分布と一致する領域がレイノルズ数によらず存在する。このことから, 粗面壁を設置する前の本流れ場が十分に発達した円管乱流であることが確認できる。

#### 4. 結果および考察

##### 4・1 壁面静圧および平均速度分布

図 4 は壁面静圧係数の下流方向変化である。壁面静圧係数は下式 (3.1) で定義される。

$$C_p = \frac{2(P_w - P_0)}{\rho U_b^2} \tag{3.1}$$

図 4(a)と 4(b)はそれぞれ 7 種類の長さの d 形および k 形粗面壁を設置した場合の壁面静圧分布である。横軸の  $x/D=0$  は粗面壁後端に位置し, その直前の上流において粗面壁による不連続な圧力の急減少が確認される。粗面壁から上流および下流における十分発達した滑面管の静圧分布を直線近似し, 粗面壁における圧力損失 $\Delta C_p$ を定義した (図 4 参照)。この圧力損失係数 $\Delta C_p$ を有効圧力損失 (effective pressure drop) と呼び, 後述の粗面壁の影響に関する考察において, 粗面壁攪乱の強度を表す物理量として採用する。有効圧力損失 $\Delta C_p$ の粗面壁攪乱の長さに対する変化を図 5 に示す。k 形粗面壁攪乱の有効圧力損失は d 形粗面壁攪乱に比べ 2 倍程度大きい。粗面の種類によらず, 有効圧力損失の大きさは粗面壁長さに比例して増加する。有効圧力損失の大きさは, k 形粗面の $L/D=5$ と d 形粗面の $L/D=9$ , および k 形粗面の $L/D=7$ と d 形粗面の $L/D=15$ とでほぼ同じ値をとることに注意したい。有

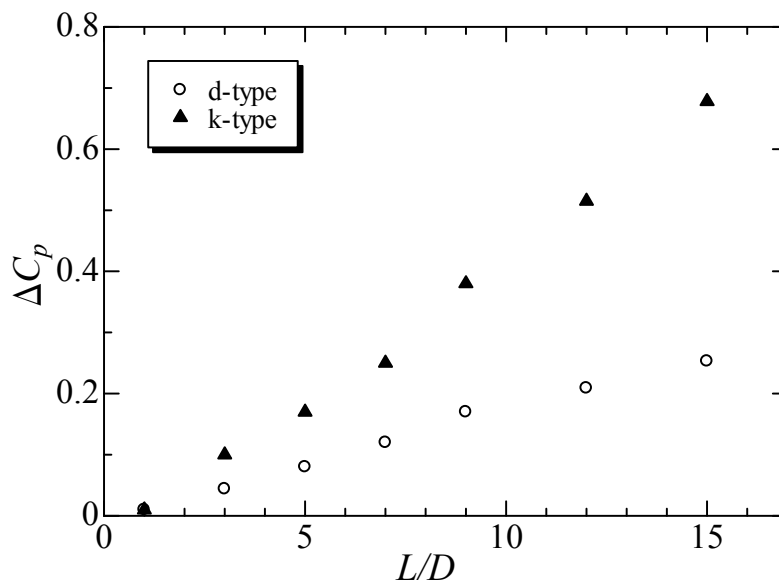


Fig. 5 Static pressure difference against two types of roughness varying in length

効圧力損失は粗面の壁面摩擦抵抗が流体になした仕事量に比例し、流れ場の力学に重要な役割を果たすことが期待される。後述において、有効圧力損失が等しい条件について平均速度分布に対する2種類の粗面壁による影響を比較する。

図6において有効圧力損失が等しいk形粗面の $L/D=7$ とd形粗面の $L/D=15$ における平均速度分布の変形と回復過程を比較する。図中には $x/D=0.1\sim 60$ における23断面の結果を示し、実線で表される非撓乱流の分布と比較した。平均速度は断面平均流速 $U_b$ で、壁面から垂直方向距離は管半径 $R$ を用いて無次元化した。粗面壁直後の下流位置において、粗面による壁面せん断応力の増加によって生じた減速が壁近くの領域にみられる。一方、管中心領域においては増速が確認される。この減速および増速の程度はk形粗面において大きい。管中心速度は $x/D=9$ の上流で非撓乱流に比べて増速し、その下流領域においては非撓乱流に比べて減速する。k形粗面の回復過程の初期領域 $x/D=0.1\sim 4$ において平均速度分布に変曲点を確認される。下流に向けて移動するとき、この変曲点は管中心に向けて伝播するように見える。一方、d形粗面による結果において平均速度分布の変曲点は確認できない。平均速度分布に生じたこの差異は、k形粗面による撓乱により強い混合拡散が流れ場に付加されたことを示唆する。これに関連して、粗面壁近傍の可視化観察において、溝部からの大規模な渦放出がk形粗面上において観察され、d形粗面上においては観察されていない。

#### 4・2 境界層厚さ

平均速度分布に対する変形の程度を表す物理量として下式(3.2)～(3.4)に定義される排除厚さ $\delta_d$ 、運動量厚さ $\delta_m$ およびエネルギー厚さ $\delta_e$ の3種類の積分厚さを算出した。

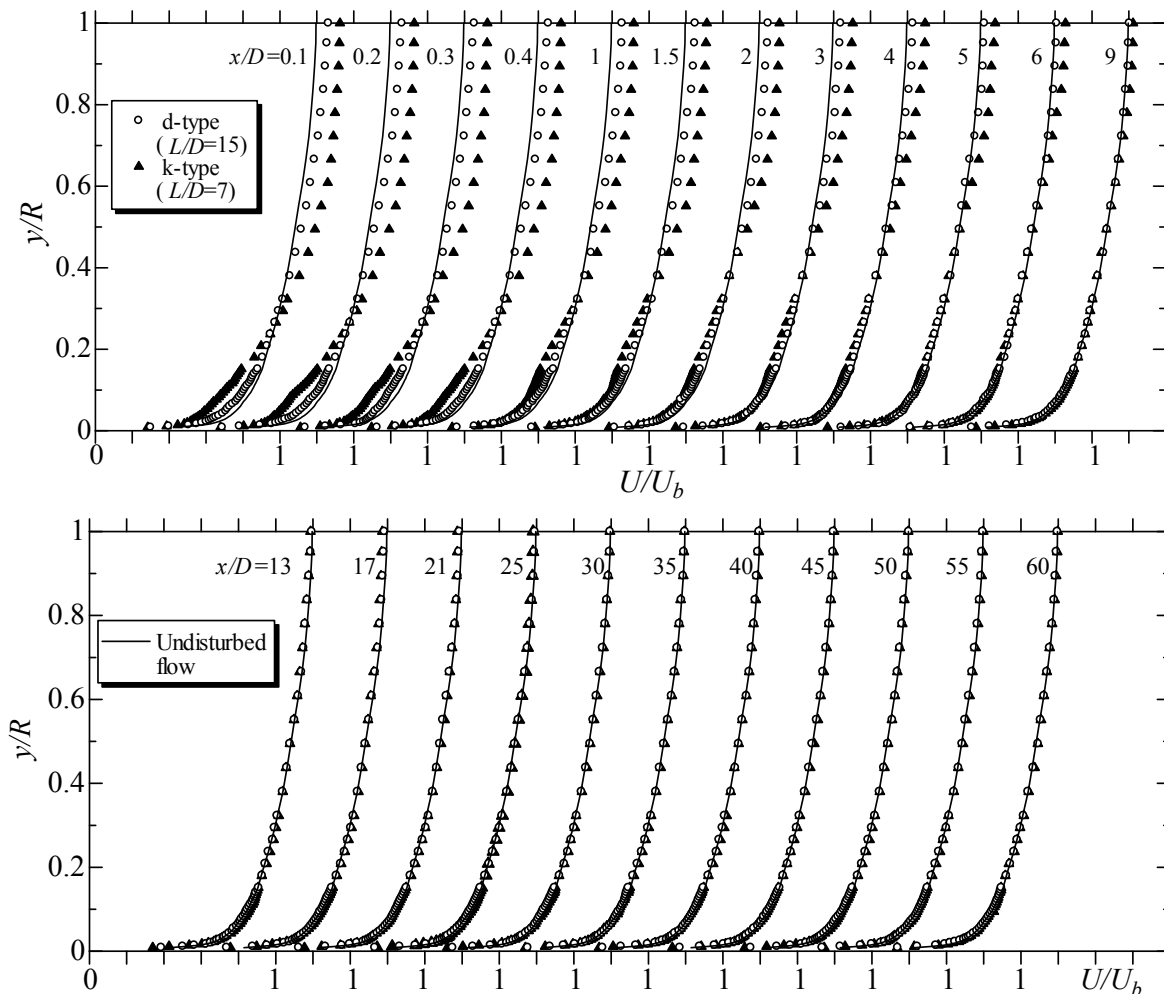


Fig. 6 Comparison of deformation and recovery process of the mean velocity profile under the same effective pressure drop

$$\delta_d = \int_0^R \left(1 - \frac{U}{U_c}\right) \left(\frac{r}{R}\right) dr \tag{3.2}$$

$$\delta_m = \int_0^R \frac{U}{U_c} \left(1 - \frac{U}{U_c}\right) \left(\frac{r}{R}\right) dr \tag{3.3}$$

$$\delta_e = \int_0^R \frac{U}{U_c} \left(1 - \frac{U^2}{U_c^2}\right) \left(\frac{r}{R}\right) dr \tag{3.4}$$

これらに関連し、運動量積分方程式は下式 (3.5) と導かれる。

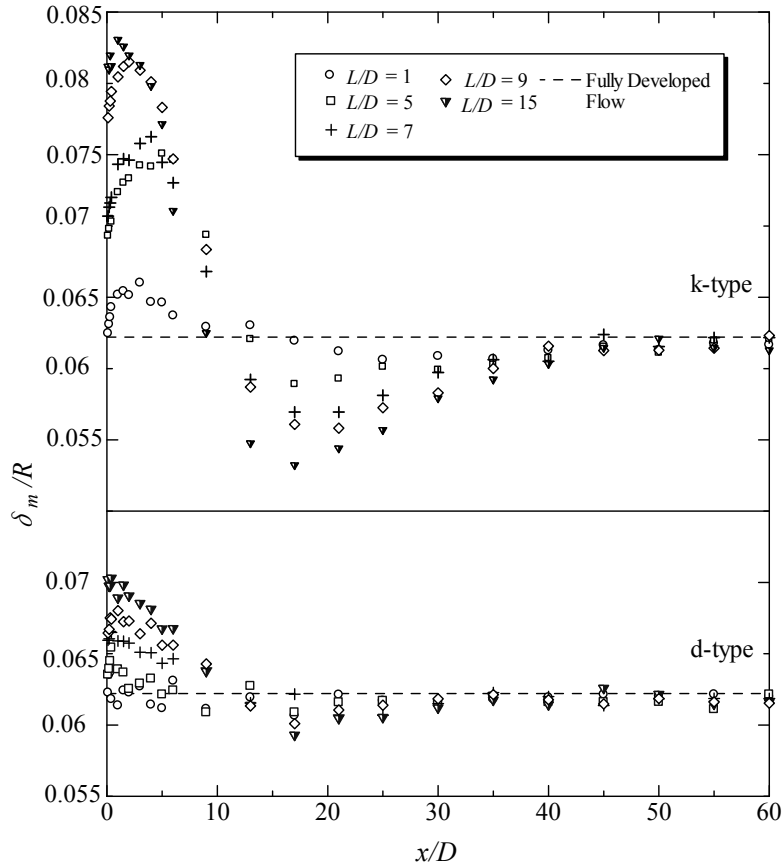


Fig. 7 Momentum thickness of two types of roughness appearing in the downstream of the flow

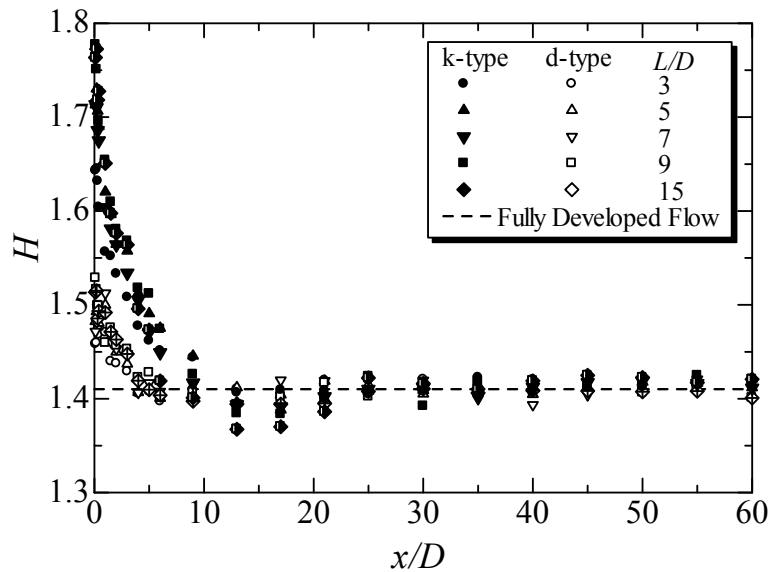


Fig. 8 Comparison of shape factor of two types of roughness varying in length

$$\frac{d\delta_m}{dx} = \frac{C_f}{2} - (2 + H) \frac{\delta_d}{U_c} \frac{dU_c}{dx} \tag{3.5}$$

ここで  $H$  は形状係数 ( $= \delta_d/\delta_m$ ) である。この運動量積分方程式は圧力勾配下に発達する境界層に対するものと類似である<sup>(11,12)</sup>。

図7は流体に作用する外力の作用に関係する運動量厚さを示す。最も粗面長さの短い ( $L/D = 1$ ) 条件の d 形粗面による結果をみると、粗面壁直後においても運動量厚さは滑面流の値にほぼ近い。それ以外の条件における結果をみると、運動量厚さは一旦上昇し、その後減少する傾向がある。この一旦上昇する傾向は k 形粗面による結果において顕著である。また、粗面壁によらず、 $x/D=17\sim 21$  の範囲において運動量厚さは滑面流の値よりも低く、極小値をもつ。

運動量積分方程式 (3.5) は運動量欠損が壁面せん断応力と圧力勾配により変化することを表している。回復過程の初期領域において、k 形粗面による平均速度分布における変曲点の発生は運動量厚さの一旦上昇する傾向と関連していると推測される。変曲点近傍に生じる高せん断層はレイノルズせん断応力と乱れ生成を局所的に高い値に上昇させると考えられる。このレイノルズせん断応力の上昇は滑面に回復後も維持され、壁近傍における平均速度勾配および壁面せん断応力の増加をもたらすと考えられる。

図8は平均速度分布の形状係数の下流方向変化である。結果は2種類の粗面壁の結果が形状係数の大きさにより明確に分類されることを示している。平均速度分布の形状には壁面せん断応力が強く影響を及ぼすと考えられ、この明確な差異は k 形粗面上の壁面せん断応力が大きいことを示唆している。粗面壁後端直後の形状係数の値は、d 形粗面で 1.65~1.78 に対し、k 形粗面で 1.46~1.53 である。形状係数は下流に向け急激に減少し、その減少の程度は k 形粗面において大きい。排除厚さと運動量厚さの大きさは粗面壁の長さ  $L$  に強く依存するが、形状係数の長さ  $L$  に対する依存は弱い。これは形状係数には局所壁面せん断応力が、積分厚さには局所壁面せん断応力の粗面壁領域における積分値が影響するためと解釈される。

有効圧力損失が等しい2条件について、排除厚さ、運動量厚さおよびエネルギー厚さの下流方向変化を図9に比較する。すべての境界層厚さは粗面壁により値が増加し、その増加の程度は k 形粗面壁による結果において大き

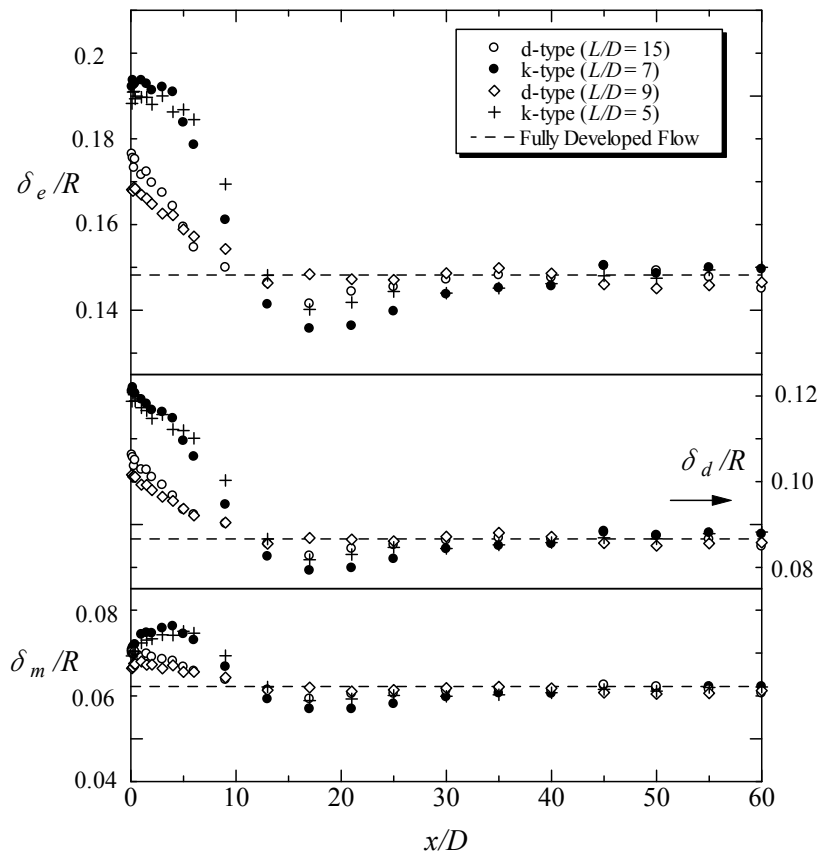


Fig. 9 Comparison of three types of boundary layer thickness under same effective pressure drop



い。粗面壁による高い壁面せん断応力が作用する領域において、壁面近くの減速と中心領域における増速とが生じると考えられ、両者の結果として排除厚さの増加がもたらされると解釈される。また、粗面壁により強化されたレイノルズせん断応力は乱れ生成を促進し、それにより平均運動エネルギーの減少、すなわちエネルギー厚さが増加したと解釈される。その後、回復過程における急激な値の減少、アンダーシュートおよび平衡状態に至る変化という特徴はすべての積分厚さにおいて確認できる。

積分厚さのアンダーシュートにともなう極小値は $x/D=17\sim 21$  の範囲で生じている。結果を比較すると、粗面壁後端からアンダーシュートが生じるまでの距離は粗面の種類や粗面壁長さにはほぼ独立であるという興味深い事実を示す。平均速度分布から、アンダーシュートが生じている範囲において管中心領域における速度は非攪乱の滑面流のものよりも低い。流量は一定値を保つため、この減速は壁面近くにおける増速を意味する。この回復過程における特徴的な流れ方向長さ寸法が攪乱の強度と種類に依存しない事実は、回復過程が管内径に比較しうる寸法を持つ大規模渦に支配されていることを示唆する。

図9において、粗面壁直後の運動量厚さの大きさは粗面の種類によらずほぼ同じであるが、エネルギー厚さの大きさにおいてはk形粗面による結果が明らかに大きい。k形粗面において、平均速度分布に変曲点がみられ、高せん断層による強い混合機構が期待されることを前述した。これはレイノルズせん断応力分布にピーク値を生じさせる“stress bore”<sup>(3)</sup>の発生を示唆する。“stress bore”の発生は平均速度場と乱れとの相互作用を生じさせ、乱れ生成を促進させると考えられる。平均流から乱れへのエネルギーの変換、つまり乱れ生成はエネルギー厚さの増加を導くものである。壁面せん断応力の大きさは、高せん断層と“stress bore”の強度に最も強く影響を与える物理量と考えられる。したがって、k形粗面においてエネルギー厚さが大きいという事実は、有効圧力損失が同じであっても壁面せん断応力が大きいためと解釈される。

図10は運動量厚さの極大値 $(\delta_m)_P$ および極小値 $(\delta_m)_N$ を有効圧力損失係数 $\Delta C_p$ に対して示す。d形粗面による極大値 $(\delta_m)_P$ はその大きさが $\Delta C_p$ にほぼ比例して増加する。一方、k形粗面による極大値 $(\delta_m)_P$ の大きさは $\Delta C_p < 0.5$ の範囲では $\Delta C_p$ とともに増加するが、 $\Delta C_p \geq 0.5$ の範囲ではほぼ一定値となる。この $\Delta C_p \geq 0.5$ の範囲は $L/D = 12, 15$ に該当する。有効圧力損失係数が低い $\Delta C_p < 0.15$ のとき、極小値 $(\delta_m)_N$ はほぼ一定値をとる。この一定値は非攪乱流の運動量厚さに $\pm 2.5\%$ の偏差で等しく、アンダーシュートが生じないことを意味する。

平衡状態に回復するまでの距離 $x_r$ を決定することは工業上極めて重要であるが、漸近的挙動を示すことや、流れ場の特性や実験精度により困難であることが多い。Loganらの研究<sup>(1)</sup>においては攪乱の下流における測定部長

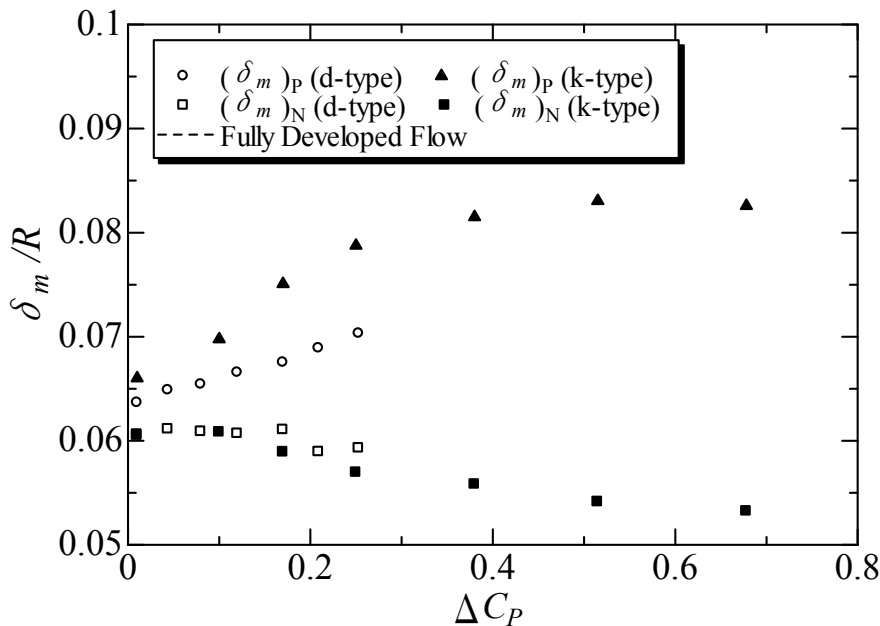
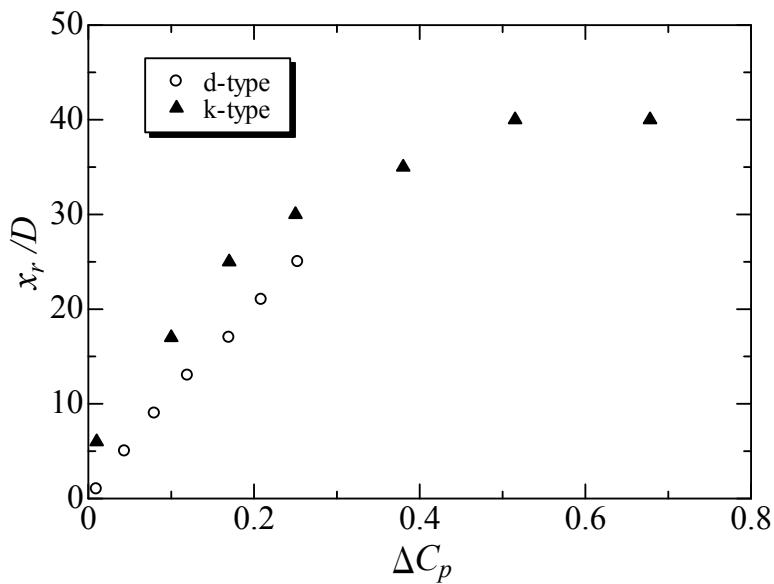


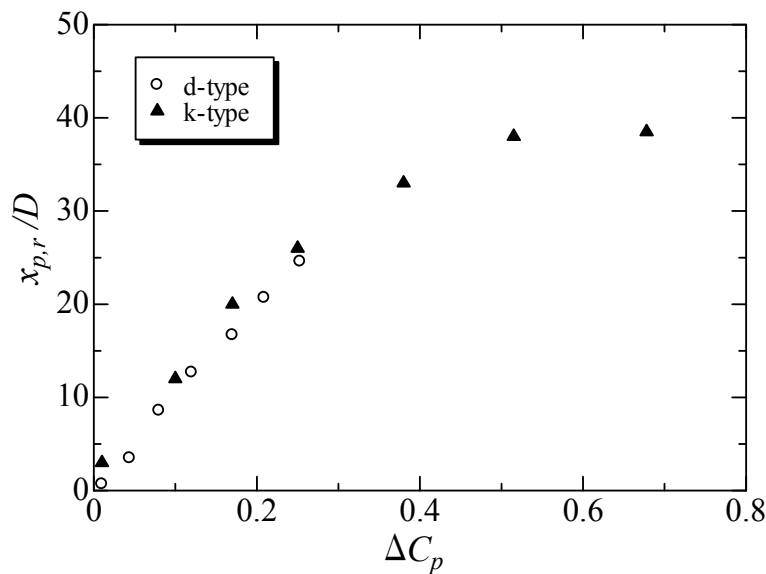
Fig. 10 Peak and minimum values of momentum thickness against effective pressure drop

さが不十分であったため、 $x_r$ の決定がなされていない。本研究では攪乱の下流に管内径の80倍以上の長さを確保し、この回復距離 $x_r$ の決定とその考察を行った。平衡状態への回復位置は、運動量厚さが非攪乱流の値に $\pm 2.5\%$ の範囲で一致する場所と定義した。この非攪乱流の運動量厚さの $\pm 2.5\%$ という大きさは、本実験における不確かさに等しい。図11(a)は決定された回復距離 $x_r$ の管内径に対する比を有効圧力損失 $\Delta C_p$ に対して示す。 $x_r/D$ は $\Delta C_p$ に対して増加する傾向を示すが、大きさはd形粗面とk形粗面とで異なる。k形粗面の場合、 $\Delta C_p \geq 0.5$ の範囲( $L/D \geq 12$ に該当する)においてほぼ一定値 $x_r/D \cong 40$ となる。後述において、この範囲は粗面壁後端における内部境界層厚さがほぼ管中心に達する条件である。

k形粗面においては、前述の図7の運動量厚さで述べたように値が一旦増加後に回復過程に至る。このことを考慮し、回復距離を極大値をとる位置から測った距離 $x_{p,r}$ (修正回復距離)として定義してみた。図11(b)はこの回復距離 $x_{p,r}$ の管内径に対する比を有効圧力損失に対して示す。2種類の粗面壁の結果は良く一致し、有効圧力損



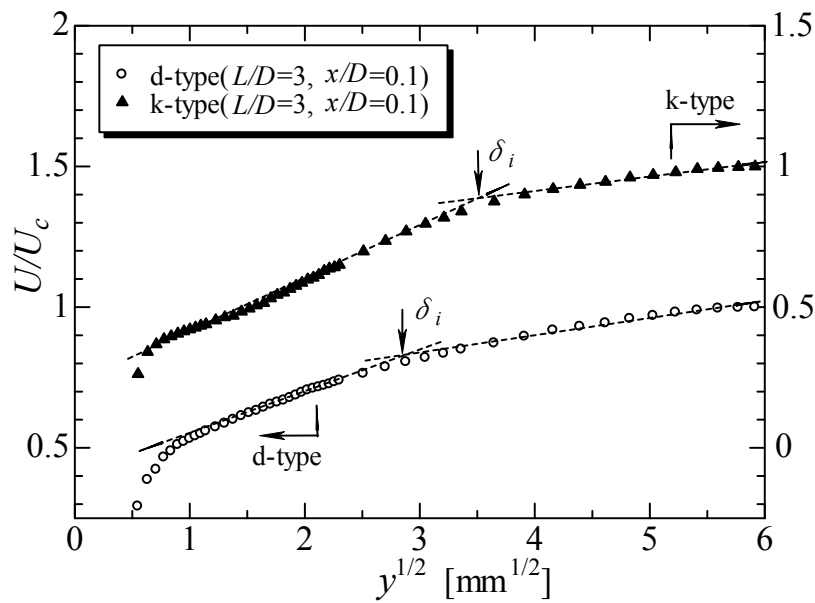
(a)



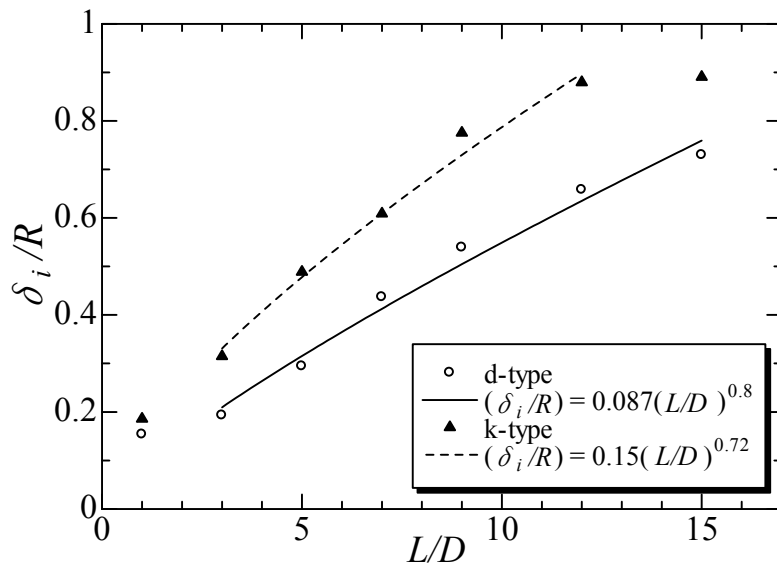
(b)

Fig. 11(a) Recovery length of the system depend on effective pressure drop; (b) Length between peak and recovery condition varying in effective pressure drop

失に対して増加する傾向を示す。k形粗面壁による結果においては、 $\Delta C_p \geq 0.5$ の範囲 ( $L/D \geq 12$ ) で $x_{p,r}$ がほぼ40Dの一定値をとる。運動量厚さが一旦増加した位置を回復開始と考えると、回復距離は粗面の種類によらず有効圧力損失によって説明されることは興味深く、以下のことが考えられる。k形粗面の場合、粗面壁からの強い渦放出が観察されており、乱れの特徴および生成機構が滑面流のものと異なることが期待される。k形粗面により生成された渦は、滑面壁開始後も内層の乱れ生成機構に強い影響を及ぼすと考えられる。滑面壁からの内部境界層が内層を支配するまでは継続すると考えられ、そのことが運動量厚さおよびエネルギー厚さが滑面壁再開後も増加し続ける要因と考えられる。また、有効圧力損失はその圧力差により流体になす仕事を与え、与えられた仕事量は乱れ生成を通じて平衡状態に至るまでに散逸されることになる。したがって、流体が下流に移流される速度がほぼ断面平均速度のオーダーと考えると、平衡状態への回復までの移動距離が有効圧力損失に比例する結果は納得できる。これらの予測はレイノルズ応力などの乱流統計量の計測により明らかになると考えられる。



(a)



(b)

Fig. 12 Development of the internal boundary layer; (a) Mean velocity profile plotted as a function of  $y^{1/2}$ ; (b) Development of internal boundary layer plotted as a function of roughness length

### 4・3 内部境界層の発達

壁面抵抗の異なる粗面壁が同程度の圧力損失を与える長さが存在し、圧力損失、積分長さおよび回復距離がそれぞれある漸近値を示すことは、粗面壁上に発達する内部境界層を考慮すべきことを示唆している。粗面壁後端における内部境界層厚さは、流れ場の変形の程度と回復距離に主たる影響を及ぼすと考えられる。ここでは従来提案されている手法<sup>(13)</sup>に基づいて内部境界層を決定し、比較してみた。図12(a)は平均速度分布を $y^{1/2}$ に対して描いたものである。滑面上および粗面上で生成された乱流構造が異なれば速度勾配に不連続が生じると考えられ、それを利用して内部境界層厚さを決定する。図中には2種類の粗面壁による代表例を示す。d形粗面のものはやや明確ではないものの、両粗面による分布には不連続が確認される。 $x/D = 0.1$ における内部境界層の厚さは粗面壁による影響を及ぼした範囲と考えられ、混合促進の代表尺度の一つといえる。したがって、それらを実験的に評価し、平均速度分布および回復距離への影響を考察する必要がある<sup>(14)</sup>。

図12(b)はこの方法により粗面壁後端( $x/D = 0.1$ )における内部境界層厚さの粗面壁長さに対する依存を示す。k形粗面による内部境界層厚さは同じ長さのd形粗面の結果に比べて大きく、内部境界層の発達が速いことを示す。最小二乗近似により、k形粗面については $(\delta_i/R) \sim (L/D)^{0.82}$ 、d形粗面については $(\delta_i/R) \sim (L/D)^{0.72}$ という結果が得られた。k形粗面においては、その発達の速さにより、 $L/D \geq 12$ の範囲で $\delta_i$ が管半径Rの9割程度の一定値に飽和したように見える。内部境界層の定義の手法を考慮すると、k形粗面壁による内部境界層厚さはこれらの条件においてほぼ管中心に達していると判断される。内部境界層の管中心への到達は粗面壁の影響が管全体に及んだことを意味し、粗面長さLをこれ以上大きくしてもより大きな流れ場の変形が期待できないといえる。また、k形粗面による回復距離は $L/D \geq 12$ の範囲ではほぼ一定になると期待される。内部境界層の厚さは粗面壁の影響を表す重要な物理量の一つであるといえる。

## 5. 結 言

有効圧力損失がほぼ同じ値の条件で2種類の粗面壁による結果を比較し、k形粗面壁においてはより強い混合作用のあることが平均速度分布の変曲点の発生から注目された。k形粗面壁による結果では、回復初期領域において運動量厚さが一旦増加する現象がみられた。この現象はせん断応力分布における“stress bore”の発生を示唆するものと期待される。k形粗面壁による結果では、d形粗面壁にくらべ壁面せん断応力および乱れ生成が高いことが推測された。

k形粗面壁において運動量厚さの極大値を始点とした回復距離は、d形粗面壁すべてとk形粗面壁の $L/D < 12$ の範囲では粗面の種類によらず有効圧力損失に依存することが示された。k形粗面壁の $L/D \geq 12$ の場合、内部境界層厚さがほぼ管中心に達し、平衡状態までの回復距離はほぼ40Dとなる。

## 文 献

- (1) Logan, E. and Phataraphruk, P., Mean flow downstream of two dimensional roughness elements, *Transactions of ASME*, Vol. 111, (1989), pp.149-153.
- (2) Smits, A.J. and Wood, D.H., The Response of Turbulent Boundary Layers to Sudden Perturbations, *Annual Review Fluid Mechanics*, Vol. 17, (1985), pp.321-358.
- (3) Andreopoulos, J and Wood, D.H., The response of a turbulent boundary layer to a short length of surface roughness, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 118, (1982) pp. 143-164.
- (4) Leonardi, S., Orlandi, P., Antonia, R.A, Properties of d- and k-type roughness in a turbulent channel flow, *Physics of Fluids*, Vol. 19, (2007), 125101.
- (5) Perry, A.E., Schofield, W.H. and Joubert, P.N., Rough wall turbulent boundary layer, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 37, (1969), pp. 383-413
- (6) 亀田孝嗣, 大坂英雄, 望月信介, k形粗面乱流境界層の粗さ要素近傍構造, 日本機械学会論文集B編, Vol. 66, No. 646, (2000), pp. 1347-1355.
- (7) Tani, I., Turbulent boundary layer development over rough surfaces, *Perspectives in Turbulence Studies*, Springer-Verlag, (1987), pp. 223-249.
- (8) Chue, S. H., Pressure probes for fluid measurement, *Progress Aerospace Science*, Pergamon Press, Vol. 16, No. 2, (1975), pp. 147-223.

- (9) Benedict, R.P., *Fundamental of pipe flows*, A Willy interscience publication, (1980), pp.133-175, 233-242.
  - (10) Nagib, H.M and Chauhan K.A., Variations of von Kármán coefficient in canonical flows, *Physics of Fluid*, Vol. 20, (2008), 101518.
  - (11) Ward-smith, A. J., *Internal fluid flow (The fluid dynamics of flow in pipes and ducts)*, Oxford University Press, (1980), pp. 229-247.
  - (12) Schlichting, H., *Boundary-layer theory*, McGraw-Hill, 7<sup>th</sup> ed., (1979), pp. 158-162.
  - (13) Antonia, R.A. and Luxton, R.E., The response of a turbulent boundary layer to a step change in surface roughness: Part 1. Smooth to rough, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 48, No. 4, (1971), pp. 721-761
  - (14) Schofield, W.H., The Response of turbulent shear flow to discontinuous changes in surface roughness, Mech. Eng. Report 150, *Aeronautical Research Lab*, Melbourne, Australia, (1977).
-