遷移粗さおよび完全粗面領域における
d形粗面境界層の平均量特性*望月 信介^{*1}, 大坂 英雄^{*1}Mean Flow Properties of a d-type Rough Wall Boundary Layer
in a Transitionally Rough and a Fully Rough Regime

Shinsuke MOCHIZUKI and Hideo OSAKA

Mean flow properties of a d-type rough wall boundary layer in a transitionally and a fully rough regime have been examined experimentally. The mean velocity, the turbulent intensities of three components and the Reynolds shear stress were measured over the momentum thickness Reynolds number $R_\theta = 700 \sim 5140$. Even in a transitionally rough regime, the logarithmic layer is confirmed and the value of the kármán constant is the same value as that of the smooth wall flow. However, the velocity defect law has been found to be dependent on R_θ . The variation of the wake parameter Π with R_θ is significantly different from that of the smooth wall flow. The u_{rms}/u_τ profiles normalized with the inner variables indicate reasonable similarity for $R_\theta \geq 3200$ in the inner layer, while these profiles normalized with the outer variables are similar in the outer region. The v_{rms}/u_τ and the w_{rms}/u_τ profiles do not exhibit similarity in their dependence on R_θ . The Reynolds shear stress $-\overline{uv}/u_\tau^2$ profiles show the constant stress layer over the complete Reynolds number range, but these constant values depend on the Reynolds number.

Key Words: Turbulence, Boundary Layer, d-Type Rough Wall, Transitionally Rough Regime, Fully Rough Regime, Law of the Wall, Velocity Defect Law, Wake Parameter, Turbulence Quantities

1. 緒 言

滑面上の乱流境界層は運動量厚さに基づくレイノルズ数 R_θ が 5000 以下の場合、低レイノルズ数の流れであるといわれている⁽¹⁾。この低レイノルズ数の乱流境界層は例えば模型実験において比較的上流域で形成され、その下流の流れ場の発達を支配する重要な流れ場である。しかしながら、低レイノルズ数の乱流境界層の挙動はその実験の困難性⁽²⁾からデータが極めて少なく、また乱流モデルを用いた予測法も精度良く評価できてはいない⁽³⁾。

これまで低レイノルズ数の乱流境界層に関する研究では、Coles による報告が先駆的研究⁽¹⁾であろう。この研究において、後流法則の式に現れる後流パラメータ Π と R_θ との関係から低レイノルズ数の影響が議論されている。この後、Huffman ら⁽⁴⁾、Purtell ら⁽⁵⁾、Granville⁽⁶⁾、Smits ら⁽⁷⁾により研究され、低レイノルズ数の流れにおいても対数速度分布の傾き、すなわちカルマン定数は変化しないと報告されている。しかし、対数法則の定数項の値へのレイノルズ数の影響につい

ては一致した意見とはなっていない。さらに、Murlis ら⁽⁸⁾、Subramanian ら⁽⁹⁾は、レイノルズ数の減少はむしろスーパーレイヤに大きく影響することを述べている。また、Andreopoulos ら⁽¹⁰⁾、Antonia ら⁽¹¹⁾、Purtell ら⁽⁵⁾は乱流量の相似性の議論に際し、内部尺度と外部尺度の両者を用いて比較しており、レイノルズ数の減少の効果に対して尺度の選択が重要であることを示唆している。

一方、粗面上の乱流境界層に目を向けると、低レイノルズ数の効果を議論したものは少なく、比較的最近遷移領域の粗面 (transitionally rough) 乱流境界層の構造が Ligrani ら⁽¹²⁾、Bandyopadhyay⁽¹³⁾により報告されている。d形粗面上の乱流境界層に限ると、完全粗面領域の結果については Perry ら⁽¹⁴⁾、Wood ら⁽¹⁵⁾、大坂⁽¹⁶⁾、Tani⁽¹⁷⁾の報告があるが、低レイノルズ数の影響については極めて少ない。わずかに抵抗係数が滑面流のそれとほぼ一致する $R_\theta \approx 800$ に限定した流れについての太田らの一連の研究^{(18)~(21)}を除くと、遷移領域の構造について Bandyopadhyay⁽¹³⁾により調べられた報告があるにすぎない。したがって、レイノルズ数の減少の効果についてはほとんど明らかではない。また、この効果を詳細に議論するためには摩擦抵抗係数の正確な値が必要であるが、従来粗面流では見かけ

* 昭和63年10月19日 第66期全国大会講演会において講演、原稿受付 昭和63年3月10日。

*¹ 正員、山口大学工学部 (〒755 宇部市常盤台2557)。

の原点を考慮に入れ滑面流と同じ速度分布からそれを求めた研究が多かった。しかし、古屋ら⁽²²⁾の報告にみられるように速度欠損法則の定数項の値は滑面流と粗面流とは等しくない。このため速度分布から求めた摩擦抵抗係数を基礎として粗面境界層の乱流構造を議論するのは妥当ではない。

以上のことをふまえて、本報では摩擦抵抗係数を直接測定した値⁽¹⁶⁾をもとにして、d形粗面乱流境界層の平均量特性への遷移粗さおよび完全粗面領域でのレイノルズ数の減少の効果を調べることを目的とする。

2. 実験装置および方法

測定平板は一辺の長さが3 mmの正方形断面の二次元粗さ要素がピッチ6 mmで配列されたd形粗面平板である⁽¹⁶⁾。実験条件は運動量厚さ θ に基づくレイノルズ数 $R_\theta(U_1\theta/\nu, U_1$ は主流速度、 ν は動粘度)が700~5140の遷移粗さおよび完全粗面領域の範囲とした。その場合、主流速度は $U_1=4.5\sim 10$ m/s、境界層厚さは $\delta=23\sim 63$ mmの範囲であった。なお、測定位置は粗面溝部中央とした。実験はすべて零圧力こう配で行われ、主流の乱れ強さは0.2%以下であった。

壁面せん断応力は、粗面流について最も信頼できると思われる直接測定⁽¹⁶⁾により求めた。この測定には、粗さピッチの10倍の直径を持つ浮動片要素装置を用いている。各速度成分の測定には定温度形熱線流速計とI形およびX形熱線プローブを使用した。使用した熱線は受感部長さ $l=0.8$ mm、直径 $d=5\ \mu\text{m}$ でアスペクト比 $l/d=160$ のタングステン線である。本実験の範囲における l に基づくレイノルズ数は $l^+ (=u_\tau l/\nu, u_\tau$ は摩擦速度) $=10\sim 24$ であり、乱れ強さの測定に対して良好な条件である⁽²³⁾。またX形プローブは2熱線

間のなす角度 α がおよそ 90° のものを使用した。Perryら⁽²⁴⁾およびAcharyaら⁽²⁵⁾は金網粗面上の流れに対して $\alpha=120^\circ$ のものの使用の可能性を吟味している。本実験では後述のレイノルズせん断応力の壁面への外挿値と直接測定により求めた壁面せん断応力とが良好に一致することを確認して、 $\alpha=90^\circ$ のプローブのみを使用した。熱線流速計からの信号は指数形線形化器を通した後、AD変換器(分解能10 V/12 bit)を介してパーソナルコンピュータに収納し、データ処理した。その場合AD変換の際のサンプリング速度と時間はそれぞれ10 kHz、10 s間であった。

3. 結果および考察

直接測定により得られた壁面摩擦抵抗係数 C_f の R_θ に対する変化は既報における結果⁽¹⁶⁾と良好な一致を示したので、ここではその結果の表示を省略する。主な結果を述べると、 $R_\theta=2000\sim 5100$ の範囲で $C_f=0.004$ のほぼ一定値をとり、 $R_\theta<2000$ の範囲では R_θ の減少とともに C_f の値は増加し、 $R_\theta=800$ で滑面流とほぼ等しい $C_f=0.0048$ の値をとる。

3.1 平均速度分布 外部尺度 U_1 および θ を用いて無次元化した平均速度分布を図1に示す。壁に垂直方向の距離 y は粗さ要素頂点から y 方向への距離 y_t に原点補正值 ε の値を加えたものとして評価している。 ε の値は直接測定から得られた信頼性の高い u_τ の値を用いてMonin-Yaglom法⁽²⁶⁾により算出した。結果をみると、 $R_\theta=700\sim 5140$ の平均速度分布はほぼ相似性を示している。また、形状係数 $H (= \delta^*/\theta, \delta^*$ は排除厚さ)の値も R_θ の減少に伴い1.47から1.48へとわずかに変化するのみである。これよりこの範囲の R_θ において外部尺度を用いて表した平均速度分布はレイノルズ数に依存しないことがわかる。図2に内部尺度($u_\tau, \nu/u_\tau$)を用いて表した対数速度分布を示す。図中の実線は通常の滑面流の分布⁽²⁷⁾である。本粗

図1 外部尺度を用いて無次元化した平均速度分布

図2 対数速度分布

面流の結果はここで示したすべての R_θ において対数直線部がみられ、またその傾きは滑面流のそれと等しい。したがって、 $R_\theta=700\sim 5140$ の範囲の d 形粗面流では、カルマン定数 κ の値は R_θ に独立で滑面流に等しいことがわかる。粗面壁近傍の流れは粗さ要素に相対的な位置によりその平均量分布が変化することが報告されている⁽²⁸⁾。本粗面流の場合、粗さ要素の相対的位置により変化の著しく現れる範囲は $R_\theta=800\sim 5000$ でおおむね $u_\tau y/\nu < 30$ と壁近傍に限られている。一方、滑面流の対数速度分布からの下方への平行移動量として示される粗さ関数 $\Delta U/u_\tau$ は R_θ の減少とともに減少し、また速度分布が対数直線部を示す壁からの高さ (内部尺度で無次元化した距離) も R_θ の減少とともに減少している。ここで粗さ関数 $\Delta U/u_\tau$ を原点補正值 ϵ を代表長さとしたレイノルズ数に対して図 3 に示す。図中には Bandyopadhyay の d 形粗面流の結果⁽¹³⁾ も合わせて示す。高レイノルズ数の d 形粗面流で得られた $\Delta U/u_\tau$ と $u_\tau \epsilon/\nu$ との関係は下式 (1) で表される⁽¹⁶⁾。

$$\frac{\Delta U}{u_\tau} = 5.5 \log \frac{u_\tau \epsilon}{\nu} - 0.8 \dots \dots \dots (1)$$

低レイノルズ数の範囲の本実験の結果は Bandyopadhyay の結果に近い分布をとり、高レイノ

図 3 粗さ関数

図 4 対数直線部の成立する上限の高さ L^* の境界層厚さ δ に対する比

ルズ数の結果である式 (1) とは異なる。したがって、本粗面流の内層の平均速度分布は内部尺度で示すと低レイノルズ数においては相似とはならないことがわかる。図 4 は速度分布が対数直線部を示す壁からの高さ L^* の境界層厚さに対する比を R_θ に対して示す。図中には Purtell ら⁽⁵⁾ および Subramanian ら⁽⁹⁾ の滑面流の結果も示す。本粗面流の結果は $R_\theta \geq 3000$ の範囲では $L^*/\delta \approx 0.14$ の一定値をとっている。しかし、 $R_\theta < 3000$ の範囲では L^*/δ の値は R_θ の減少とともに増加し、 $R_\theta=800$ では $L^*/\delta \approx 0.22$ となる。他研究者の滑面流の結果はばらつきが大きいものの、それと比較すると、本粗面流の結果はこの低レイノルズ数の範囲で若干小さいようである。

外層の速度分布を調べるため、図 5 に速度欠損法則を示す。ここでは長さの尺度としては、後述の乱れ強さの分布の比較等を考慮して境界層厚さ δ を用いている。図中の実線は滑面流、粗面流の別を問わない零圧力こう配下の境界層についての分布⁽²⁶⁾である。本粗面流の分布は R_θ により異なるが、 $R_\theta=3200\sim 5140$ の結果はほぼ相似分布を示す。しかしそれらの分布を図中の実線で示される分布と比較すると、その式に含まれる定数項の値に差がみられる。また、これらの分布を一般の分布に一致させるには C_ϵ の値を大きく修正する必要がある。このことから粗面上の境界層について速度欠損法則を用いて摩擦抵抗係数を見積もる際には誤差を生じやすいものと考えられる。これについて古屋・藤田は金網粗面上の研究で速度欠損法則の定数項の値が滑面流と粗面流とで異なり、その差異は原点補正值や粗さ関数を精度良く求める上で考慮する必要があると述べている⁽²²⁾。Perry らは同様に金網粗面上の研究で後流強さは流れの発達に依存するので、速度欠損法則から u_τ を決定するのは不正確であると述べている⁽²⁴⁾。また大坂らは d 形粗面流の平均

図 5 速度欠損法則

速度分布について、その後流強さが低レイノルズ数の範囲で滑面流とは異なる発達過程をたどることを示唆している⁽¹⁸⁾。そこで本粗面流について、低レイノルズ数の範囲の後流分布を調べてみる。Colesの後流法則⁽¹⁾を粗面流に適用すると下式(2)となる。

$$\frac{U}{u_\tau} = 5.62 \log \frac{u_\tau y}{\nu} + 5.0 - \frac{\Delta U}{u_\tau} + \frac{\Pi}{x} W\left(\frac{y}{\delta}\right) \quad \dots\dots\dots(2)$$

ここで Π は後流パラメータ、 $W(y/\delta)$ は後流関数と呼ばれ、 Π は後流速度成分の無次元最大値を示す後流強さ $\Delta U_1/u_\tau$ との間に下式(3)に示す関係がある。

$$\frac{\Delta U_1}{u_\tau} = \frac{2\Pi}{x} \quad \dots\dots\dots(3)$$

図6は後流関数 $W(y/\delta)$ の分布を示す。図中の実線はColesが種々の滑面流の結果を整理して得た分布であり、下式(4)で示される⁽¹⁾。

$$W\left(\frac{y}{\delta}\right) = 1 - \cos\left(\frac{\pi y}{\delta}\right) \quad \dots\dots\dots(4)$$

また破線および一点鎖線はそれぞれ $R_\theta=700$ と5140についてLewkowiczによる分布式(5)から求めたものである⁽²⁹⁾。

$$W\left(\frac{y}{\delta}\right) = 2\left(\frac{y}{\delta}\right)^2\left(3-2\frac{y}{\delta}\right) - \frac{1}{\Pi}\left(\frac{y}{\delta}\right)^2\left(1-\frac{y}{\delta}\right)\left(1-2\frac{y}{\delta}\right) \quad \dots\dots\dots(5)$$

本粗面流の結果は R_θ に対して弱い依存性を示している。また $y/\delta > 0.5$ の範囲ではLewkowiczの分布に近く、一方 $y/\delta < 0.5$ の範囲では本粗面流の分布は滑面流の両者の結果とは若干異なる。特に $R_\theta=700$ で $y/\delta \leq 0.4$ の本粗面流の分布が下方へずれているのは粘性による効果が強く現れたためと思われる、 L^*/δ の値の R_θ に対する変化と対応している。粗面流の C_f の評価に対し、Taniは後流関数の分布は滑面流と同じと仮定して議論しているが⁽¹⁷⁾、これには疑問が残るようである。図7に後流パラメータ Π の R_θ に対する変化を示す。図中の実験はColesが零圧力こう配下の滑面流の結果を整理して得た分布であり、下式(6)で示される⁽¹⁾。

$$\Pi = 0.55[1 - \exp(-0.243 \xi^{1/2} - 0.298 \xi)] \quad \dots\dots\dots(6)$$

ただし、 $\xi = R_\theta/425 - 1$

本粗面流の結果は $R_\theta=700 \sim 5140$ の範囲でColesの分布よりも値が大きく、分布傾向も異なっている。 $R_\theta \leq 2000$ では R_θ の減少に伴い Π の値は急減少し、一方 $2000 < R_\theta \leq 4000$ では Π はほぼ一定値をとる。さらに R_θ が増加すると Π は減少している。この減少す

る傾向は、 R_θ の増加につれ粗面壁の影響を強く受ける領域が境界層厚さに対して相対的に小さくなるので納得のいく結果である。ただ十分大きい R_θ および乱流を維持し続ける最小の R_θ における Π の挙動は今のところ予想できない。

3.2 乱流特性分布 まず内部尺度を用いて表した乱れ強さおよびレイノルズせん断応力の分布を調べてみる。図8は流れ方向の乱れ強さの無次元分布 u_{rms}/u_τ を示す。図中には比較のためErmら⁽²⁾の滑面流の分布を合わせて示す。本粗面流の結果は $R_\theta=3200 \sim 5140$ の範囲の内層領域でほぼ相似な分布を示す。滑面流において、内層の分布の相似性はSubramanianらの結果⁽⁹⁾を参照すると、高いレイノルズ数の範囲($R_\theta > 5000$)でみられる。また滑面流⁽⁵⁾ではレイノルズ数によらず u_{rms}/u_τ の値は $u_\tau y/\nu \approx 15$ で最大値をとるのに対し、本粗面流の結果は R_θ の減少に伴い最大値をとる $u_\tau y/\nu$ は減少し、その最大値は増加する。Ligraniら⁽¹²⁾も粗さレイノルズ数の変化に対して類似の結果を示している。しかし前述したように壁面近傍の分布は粗さ要素に相対的な流れ方向位置により異なることから、これらの結果を詳しく議論するには粗面要素1ピッチ当たりの平均の値を調べる必要がある。図中の滑面流の分布⁽²⁾と比較すると、本粗面流

図6 後流関数

図7 後流パラメータ

の分布は $R_\theta \approx 800$ および 5000 において内層領域で値が大きい。このことは本粗面流の方が同程度の R_θ の滑面流よりも乱れの生成が大きいことを示す。図9は壁面に垂直方向の乱れ強さの無次元分布 v_{rms}/u_τ を示す。内層領域の分布はすべての R_θ の範囲を通して相似性を示さない。しかし、 $R_\theta = 2000$ と 3200 の結果を除き内層では $v_{rms}/u_\tau \approx 1.25$ の値をとる。この結果と直接比較できる滑面流のデータはないが、 $R_\theta \approx 8000$ の Klebanoff の結果⁽³⁰⁾ ($v_{rms}/u_\tau \approx 1$) と比べて大きい。また $R_\theta = 2000$ と 3200 の内層領域での値はその他の R_θ の結果に比べて若干大きい。これは後流パラメータ II の R_θ に対する変化と関係があるように思われる。図10はスパン方向の乱れ強さの無次元分布 w_{rms}/u_τ を示す。この分布も内層領域で、すべての R_θ の範囲を通して相似性はみられない。本粗面流の結果は内層で $700 \leq R_\theta \leq 2000$ の時 $w_{rms}/u_\tau \approx 1.5$ 、 $3200 \leq R_\theta \leq 5140$ の時 $w_{rms}/u_\tau \approx 1.7$ の値をとる。この乱れ強さ分布も直接比較できる滑面流のデータはないが、内層での値は $R_\theta \approx 8000$ の Klebanoff の結果⁽³⁰⁾ ($w_{rms}/u_\tau \approx 1.4$) と比べて大きい。図11は無次元レイノルズ

せん断応力 $-\overline{uv}/u_\tau^2$ 分布を示す。結果はすべての R_θ において内層でほぼ一定応力層⁽³¹⁾が存在している。しかしその領域における分布はレイノルズ数に対して相似とはならない。本粗面流の壁近傍の結果は $R_\theta = 700 \sim 1230$ の範囲で $-\overline{uv}/u_\tau^2 \approx 0.9$ と若干低い値をとる。このことはこれらの R_θ では全せん断応力に対する粘性応力の寄与率が高 R_θ の流れに比較して大きいためである。また $R_\theta = 2000$ および 3200 では壁近傍で $-\overline{uv}/u_\tau^2 \approx 1.07$ と大きく、前述の v_{rms} 成分の傾向に対応している。一方 $R_\theta = 4250$ と 5140 では壁近傍で $-\overline{uv}/u_\tau^2 \approx 1$ の値をとる。

次に外層における乱流特性を調べるために外部尺度を用いて各乱れ強さおよびレイノルズせん断応力分布を調べてみる。図12は流れ方向の乱れ強さ分布で、外端付近を詳しくみるために $y/\delta = 1.4$ までの範囲を示している。本粗面流の結果は外層($y/\delta > 0.2$)で R_θ によらず相似分布となる。一方内層では前述したように分

図8 内部尺度を用いて無次元化した流れ方向変動速度成分の乱れ強さ分布

図9 内部尺度を用いて無次元化した壁面に垂直方向変動速度成分の乱れ強さ分布

図10 内部尺度を用いて無次元化したスパン方向変動速度成分の乱れ強さ分布

図11 内部尺度を用いて無次元化したレイノルズせん断応力分布

布は相似とはならない。Erm らの滑面流の結果⁽²⁾と比較すると $R_\theta \approx 800$ では壁近傍を除き本粗面流の結果のほうがかなり大きい。このことから局所摩擦抵抗係数 C_f の値が等しくても d 形粗面流と滑面流とでは外層の乱れ強さの分布が異なることがわかる⁽¹⁸⁾。一方 $R_\theta \approx 5000$ で本粗面流の内層の分布は滑面流のそれよりも大きい値をとるものの、外層で両者はほぼ等しい。図 13 は v_{rms}/u_τ の乱れ強さ分布を示す。本粗面流の結果は R_θ により分布傾向が異なっている。 $R_\theta = 700$ と 790 ではその他の R_θ の結果と比較して境界層外端付近で大きく、内層で小さい分布をとる。 $R_\theta = 2000$ と 3200 では前述したように内層で比較的大きな値をとる。Erm らの滑面流の結果⁽²⁾と比較すると、 $R_\theta \approx 800$ では外層のみの比較となるが本粗面流のほうはかなり大きく、また $R_\theta \approx 3500$ においても $y/\delta \leq 0.7$ で本粗面流のほうが大きい値をとる。図 14 は w_{rms}/u_τ の乱れ強さの分布を示す。本粗面流の結果は R_θ により分布が若干異なる。 $R_\theta = 700$ では境界層外端での分布がその他の R_θ よりもわずかに大きく、また $R_\theta = 3200 \sim 5140$ では $0.2 < y/\delta < 0.8$ の範囲でそれ以下の R_θ の値よりも大きい。低レイノルズ数の滑面流のデータがないので $R_\theta \approx 8000$ の Klebanoff の結果⁽³⁰⁾と比較すると、本粗面流の分布は R_θ によらず $y/\delta < 0.4$ の範囲で

大きい値をとる。以上より d 形粗面流の乱れ強さは滑面流のそれと比較して大きく、 v_{rms} および w_{rms} 成分に明確な差がみられるといえる。図 15 はレイノルズせん断応力 $-\overline{uv}/u_\tau^2$ の分布を示す。図からわかるように、分布は R_θ により相似とはならない。内層では前述したように一定応力層⁽³¹⁾はみられるものの、 R_θ によりその一定値は異なる。また外層では R_θ の変化に対し系統的な変化をしていない。Erm らの滑面流の結果⁽²⁾と比較すると、 $R_\theta \approx 800$ では外層における本粗面流の分布が滑面流よりもかなり大きい値をとっている。一方、 $R_\theta \approx 5000$ の場合両者のあいだの差は小さい。

ここで R_θ の変化の d 形粗面境界層の乱流構造に及ぼす影響を調べるために、一方程式モデルに使用される Bradshaw の構造パラメータ a_1 の値 ($= -\overline{uv}/q^2$, q^2 は乱れ運動エネルギー)⁽³⁾を調べてみる。図 16 は a_1 を y/δ に対して示したものである。滑面流では一般に外層で $a_1 \approx 0.15$ をとる。結果を見ると本粗面流の分布は R_θ により異なっている。 $R_\theta = 790 \sim 2000$ の分布は外層で $a_1 \approx 0.15$ をとるが、 $R_\theta = 700$ および $3200 \sim 5140$ の分布は外層で $a_1 \approx 0.13$ と小さい値を示す。これまでの結果を考慮すると、滑面流と比べ a_1 の値が小さいのは $R_\theta = 700$ では $-\overline{uv}/u_\tau^2$ の値が小さいため、一方 $R_\theta = 3200 \sim 5140$ では、外層の $\overline{v^2}$ および $\overline{w^2}$ の

図 12 外部尺度を用いて無次元化した流れ方向変動速度成分の乱れ強さ分布

図 13 外部尺度を用いて無次元化した壁面に垂直方向変動速度成分の乱れ強さ分布

図 14 外部尺度を用いて無次元化したスパン方向変動速度成分の乱れ強さ分布

図 15 外部尺度を用いて無次元化したレイノルズせん断応力分布

図 16 Bradshaw のモデル定数

図 17 流れ方向変動速度成分と壁面に垂直方向変動速度成分の相関係数

値が大きいためと考えられる。次に u および v 成分の相関係数 $-\overline{uv}/(u_{rms} \cdot v_{rms})$ を調べてみる。図 17 に $-\overline{uv}/(u_{rms} \cdot v_{rms})$ の y/δ に対する分布を示す。本粗面流の結果は R_θ によらず外層で $-\overline{uv}/(u_{rms} \cdot v_{rms}) = 0.43$ ($\pm 5\%$ のばらつきの範囲) の値をとり、 R_θ の変化に対する系統的な変化は見られない。Murlis らの滑面流の結果⁽⁶⁾と比較すると、 $R_\theta \approx 800$ および 5000 の両者の場合とも本 d 形粗面流の値は等しい。

4. 結 言

低レイノルズ数の範囲の d 形粗面境界層の平均速度分布および乱流特性分布を直接測定から求めた C_f を用いて調べ、以下に示すような結論を得た。

(1) 内部尺度を用いて描いた平均速度分布から、 $R_\theta = 700 \sim 5140$ の範囲で対数直線部が存在し、その傾き、すなわちカルマン定数は滑面流のそれと同じ値をとる。しかし、粗さ関数 $\Delta U/u_\tau$ のレイノルズ数 $u_\tau \varepsilon/\nu$ に対する関係は、高レイノルズ数の結果とは異なる。また対数直線部を示す壁からの高さ L^* の境界層厚さに対する比 L^*/δ の値は、 R_θ に依存し、滑面流と比べ若干小さい。

(2) 本粗面流の速度欠損法則は R_θ により分布が異なる。また一般の速度欠損法則と比べてその中に含まれる定数項の値に差があり、これを用いて粗面流の場合の C_f の値を求める場合には注意が必要である。

(3) 後流関数の分布は R_θ に対して弱い依存性を

示し、滑面流の分布と比較すると $y/\delta < 0.5$ の範囲で若干異なっている。後流パラメータ Π の R_θ に対する分布は滑面流の結果とその値および傾向とも異なる。

(4) 内部尺度を用いて描いた乱れ強さ分布から、 u_{rms}/u_τ 分布は $R_\theta \geq 3200$ の内層領域で相似分布を示すが、内層での v_{rms}/u_τ および w_{rms}/u_τ の分布は R_θ により相似とはならない。また内層での本粗面流の乱れ強さ分布は R_θ によらず滑面流の分布よりも大きな値をとる。 $-\overline{uv}/u_\tau^2$ の分布はすべての R_θ において内層でほぼ一定応力層の存在を示すものの、その一定値は R_θ により異なり相似とはならない。

(5) 外部尺度を用いて描いた乱れ強さ分布から、 u_{rms}/u_τ の外層($y/\delta > 0.2$)での分布は R_θ によらず相似分布となるが、 v_{rms}/u_τ および w_{rms}/u_τ の分布は外層で R_θ により相似とはならない。滑面流の結果と比較した場合本粗面流の乱れ強さは大きく、 v_{rms}/u_τ および w_{rms}/u_τ 分布において明確な差がみられる。 $-\overline{uv}/u_\tau^2$ の外層での分布はすべての R_θ において相似とはならない。

文 献

- (1) Coles, D. E., *J. Fluid Mech.*, 61-2(1956), 191.
- (2) Erm, L. P., ほか 2 名, *Turbulent Shear Flows* 5, (1987), 186, Springer-Verlag.
- (3) Launder, B. E. and Spalding, D. B., *Mathematical Models of Turbulence*, (1972), 106, Academic Press.
- (4) Huffman, G. D. and Bradshaw, P., *J. Fluid Mech.*, 53 (1972), 45.
- (5) Purtell, L. P., ほか 2 名, *Phys. Fluids*, 24-5(1981), 802.
- (6) Granville, P. S., *J. Ship Res.*, 21-1(1977), 30.
- (7) Smits, A. J., ほか 2 名, *J. Ship Res.*, 27-3(1983), 147.
- (8) Murlis, J., ほか 2 名, *J. Fluid Mech.*, 122(1982), 13.
- (9) Subramanian, C. S. and Antonia, R. A., *Int. J. Heat Mass. Transfer*, 24-11(1981), 1833.
- (10) Andreopoulos, J., ほか 3 名, *Exp. Fluids*, 2(1984), 7.
- (11) Antonia, R. A., ほか 3 名, *J. Fluid Mech.*, 121(1982), 123.
- (12) Ligrani, P. M. and Moffat, R. J., *J. Fluid Mech.*, 162 (1986), 69.
- (13) Bandyopadhyay, P. R., *J. Fluid Mech.*, 180(1987), 231.
- (14) Perry, A. E., ほか 2 名, *J. Fluid Mech.*, 37-2(1969), 383.
- (15) Wood, D. H. and Antonia, R. A., *Trans. ASME, J. Appl. Mech.*, (1975), 591.
- (16) 大坂・ほか 2 名, 機論, 50-458, B(昭 59), 2299.
- (17) Tani, I., *Perspectives in Turbulence Studies*, (1987), 223, Springer-Verlag.
- (18) 大坂・ほか 2 名, 機論, 50-470, B(昭 60), 3102.
- (19) 大坂・望月, 機論, 52-481, B(昭 61), 3244.
- (20) 大坂・ほか 2 名, 機論, 52-485, B(昭 62), 27.
- (21) 大坂・望月, 機論, 52-486, B(昭 62), 371.
- (22) 古屋・藤田, 機論, 32-237(昭 41), 725.
- (23) Ligrani, P. M. and Bradshaw, P., *Exp. Fluids*, 5(1987), 407.
- (24) Perry, A. E., ほか 2 名, *J. Fluid Mech.*, 177(1987), 437.
- (25) Acharya, M. and Escudier, M. P., *Turbulent Shear Flows* 5, (1987), 177, Springer-Verlag.

- (26) Monin, A. S. and Yaglom, A. M., *Statistical Fluid Mechanics of Turbulence*, (1973), 294 The MIT Press.
- (27) Coles, D. E., *Proc. AFOSR-IFP-STANFORD CONFERENCE*, 2, (1968), 1.
- (28) 大坂・ほか2名, 機論, 52-478, B(昭61), 2360.
- (29) Lewkowicz, A. K., *Z. Flugwiss. Weltraumforsch.* 6, (1982), 261.
- (30) Klebanoff, P. S., *NACA Tech. Note*, 1247(1955).
- (31) Townsend, A. A., *"The Structure of Turbulent Shear Flow"*, 2nd ed., (1976), 138, Cambridge Univ. Press.

討 論

〔質問〕 本阿弥 眞治・志 沢 高 朗

〔東京理科大学工学部〕

(1) あらさ要素の x 方向相対位置の影響は, 低 R_0 の場合, 高 R_0 に比較して, 壁面よりさらに離れた領域に及ぶのか。

(2) 貴論文では, 原点補正量 ε を Monin-Yaglom の方法により算出しているが, 文献⁽¹⁸⁾によると, 古屋・藤田らの方法を用いている。この相違は u_τ の決定法によると考えてよいのか。

(3) X 形熱線センサを用いて得られたレイノルズ応力分布図 11 で $R_0=700\sim 1\,230$ の範囲の壁面近傍で 0.9 と若干低い値を示すのは粘性応力の寄与が大きいと述べているが, 特に, 低レイノルズ数の場合, 熱線流速計の測定における精度を考慮したうえでの結果か。

(4) 図 4 において速度分布が対数直線部を示す壁面からの高さ L^* の求め方をお教え願いたい。

(5) 乱流を維持する最小のレイノルズ数 R_0 は, d 形粗面の場合, 滑面と同じ程度と考えるとよいのか。

〔回答〕 (1) 平均速度および乱れ強さの分布に壁面の相対的な位置による変化が見られる範囲は, 高レイノルズ数 $R_0=5\,000$ の場合 $y/\delta \leq 5\text{ mm}$, 低レイノルズ数 $R_0=800$ の場合 $y/\delta \leq 3.5\text{ mm}$ の範囲となっている(付1)(付2)。 y^+ の値では $R_0=5\,000$ の場合 $y^+ \leq 250$, $R_0=800$ の場合 $y^+ \leq 36$ の範囲となり, 高レイノルズ数での影響範囲が広がっている。

(2) 本論文シリーズでは u_τ の値は一貫して浮動片要素による直接測定により決定している。原点補正量 ε の決定に際して古屋・藤田の方法(付3)によると, 本文中図 5 で述べたように, 本粗面流の速度欠損分布の切片の値が R_0 により変化するため, 低レイノルズ数の範囲でこの方法により原点補正量を決定することは困難である。したがって, 本研究では Monin-Yag-

lom 法を採用した。

(3) 低レイノルズ数の流れにおける乱れの測定では, 乱れ強さが大きいことにより熱線流速計の非線形性が測定値に最も影響すると思われる。西岡の文献(付4)に基づき動特性の誤差からレイノルズ応力の誤差を見積もってみると, $R_0=800$ の最も壁近くの測定点において -5% であり, レイノルズ応力がほぼ一定値をとる位置では -2% と小さい誤差である。したがって, 低レイノルズ数の $R_0=700, 800$ で一定値の値が小さいのは熱線流速計による測定誤差の影響も含まれてはいるが, それによる影響は小さいものと判断した。また実際にレイノルズ応力に平均速度こう配から算出した粘性応力を加えた結果, それは内層でほぼ壁面でのせん断応力に等しい値であった。これより本文中に示すような説明を行った。

(4) まず平均速度分布および壁面摩擦抵抗係数の測定値を基に Monin-Yaglom 法により求めた原点補正量を考慮して対数速度分布を描く。次に対数速度分布の切片をフリーにして対数直線部を U/u_τ の値に対し上下方向に移動し, 最も適する分布を最小二乗法により決定する。この対数直線部からずれ始める y の位置を対数速度分布の成立する高さ L^* とした。

(5) ご指摘いただいた十分発達した乱流が成立する最小レイノルズ数の値は著者らも興味を持っている。しかし文中(643 ページ, 右欄, 3 行め)で記したように, 本研究の範囲では $R_0 < 700$ の後流パラメータの測定値はなく, 今のところ回答できる資料を持っていない。

(付1) 大坂・ほか2名, 機論, 52-478, B (1986), 2360.

(付2) 望月・ほか2名, 機論, No. 89-0072, 投稿中.

(付3) 古屋・ほか2名, 機論, 33-250 (1967), 939.

(付4) 西岡, 流れの計測, 4-6 (1986), 32.