

d形粗面境界層の統計的性質(低レイノルズ数の効果)

望月信介*・大坂英雄*

Statistical Properties of a d-Type Rough Wall Turbulent Boundary Layer (Low Reynolds number effect)

Shinsuke MOCHIZUKI and Hideo OSAKA

Abstract

Statistical properties of d-type rough wall boundary layer in a transitionally and a fully rough regime have been investigated experimentally. Probability density distributions and higher-order moments of the u- and v-fluctuating velocity components were measured in the momentum thickness Reynolds number range of $R_\theta = 700 - 5140$.

Existence of the local energy equilibrium was recognized in the inner layer at the whole Reynolds number range. Difference of the turbulent structure among smooth, d-type rough and k-type rough wall flows can be found in the profiles of turbulent energy production and dissipation near the wall. It is seen that the difference of smooth wall flow and d-type rough wall flow and also the Reynolds number dependence in the wake component of the mean velocity profile can be fairly explained in terms of the triple velocity correlations involved in the turbulent diffusion terms for the Reynolds shear stress. The effective velocity of turbulent diffusion for the turbulent energy and Reynolds shear stress fluxes were evaluated.

1. 緒言

著者らは既報において、d形粗面境界層の平均流及び乱流量分布に及ぼす低レイノルズ数の影響を報告した⁽¹⁾⁽²⁾。平均流分布においては後流分布の発達が滑面流のものと異なり、乱流量分布においては尺度法則が成立しないという重要な実験結果を明らかにした。

外層構造に及ぼすレイノルズ数の影響は滑面流においても抵抗係数の大きさに関連しており、また乱流モデル構築においても重要な事柄である。Murlisら⁽³⁾は間欠性に基づき大渦の尺度と後流強さとの関係を調べている。Klewickiら⁽⁴⁾は外層のレイノルズせん断応力の生成に主要な役割を果たすTypical eddyに注目した考

察を行っている。最近、Antoniaら⁽⁵⁾は流れのトポロジーとレイノルズ数の影響とを関連づけている。一方粗面境界層においては、Bandyopdhyayら⁽⁶⁾が三重速度相関分布の形状の特徴を渦形状の差異に結び付けて考察し、Raupach⁽⁷⁾が三次元粗面上で4象限分割法の寄与率の値に基づく三重速度相関の変化を説明している。4象限分割法における各象限の寄与率の割合と乱流構造との関連はKrogstadら⁽⁸⁾によっても注目されている。しかしながら、粗面境界層においては抵抗係数の直接測定に基づく平均量の系統的な結果をふまえ、レイノルズ数の乱流構造に及ぼす影響を調べた例は見あたらない。

そこで本報告では、既報で述べた $R_\theta = 700 \sim 5140$ の範囲のd形粗面境界層の高次モーメント量を中心とした統計的性質を調べ、低レイノルズ数の影響及び滑面流との差異を明らかにすることを目的とする。

*機械工学科

2. 実験装置及び方法

d形粗面平板は、既報⁽¹⁾と同じ粗さ要素高さ kr 、要素幅 b 及び溝幅 w がいずれも3mmの二次元矩形粗面である。実験条件は運動量厚さ θ に基づくレイノルズ数 $R_\theta (= \theta U_1/\nu)$ 、 U_1 は主流速度、 ν は動粘度) = 700~5140の範囲とした。全ての実験は零圧力勾配及び主流の乱れ強さが0.2%以下の下で行われた。

変動速度の測定には定温度型熱線流速計とX型プローブを用いた。熱線センサには受感部長さ及び直径がそれぞれ0.8mmと5 μ mのタングステン線が使用された。センサの受感部長さ l に基づくレイノルズ数は $l u_r/\nu = 10 \sim 24$ であり、良好な空間分解能⁽⁹⁾を有している。変動速度信号は一旦データレコーダーに記録された後にAD変換(データ個数は10万個)し、テクニカルコンピュータ(TEAC PS-9000)を用いて処理された。

3. 結果及び考察

3.1 局所エネルギー平衡

平均流分布において対数速度分布の成立が確かめられたことにより、本粗面流においても局所エネルギー平衡⁽¹⁰⁾の存在が予想される。ここでは高次モーメント量分布の特徴を述べるまえに、局所エネルギー平衡の成立を調べてみる。Fig. 1は乱流運動エネルギーの生成項及び散逸項の層内の分布を示す。図中には比較のため他の流れ場の結果も記入し、分布は外部尺度の主流速度 U_1 と境界層厚さ δ を用いて無次元化した。生成項の値は測定した局所位置の範囲で $(\overline{u^2} - \overline{v^2}) \partial U / \partial x$ の寄与が小さいこと⁽¹¹⁾より、 $-\overline{uv} \partial U / \partial y$ のみを用いて評価した。一方、散逸項は一次元エネルギースペクトルの $-5/3$ 乗則⁽¹²⁾を利用して得られた。 $R_\theta = 5000$ において、このスペクトルから求めた散逸率は等方性乱れの仮定とテイラーの仮説を利用した $\epsilon = 15\nu \overline{(du/dt)^2} / U^2$ ⁽¹³⁾(U は局所平均流速)と良好な一致を示した。本粗面流の分布をみると、 R_θ 数によらず内層($y/\delta \leq 0.2$)の範囲で生成項と散逸項がおおむね同じ大きさであり、局所エネルギー平衡の成立が確認できる。 R_θ 数による変化をみてみると、 $R_\theta = 2000$ の外層(特に $y/\delta = 0.20 \sim 0.4$ の範囲)において生成項の値が他の R_θ 数の分布に比較して大きい。このことは、この R_θ 数において一定応力層におけるレイノルズせん断応力値が大きいこと⁽¹⁾と対応する。滑面流の結果⁽³⁾と比較すると、 R_θ 数によらず本粗面流の生成項が大きい。k形粗面流⁽¹⁴⁾の生成項及び散逸項は他の流れ場のものと比べ値が極めて大きく、内層における分布

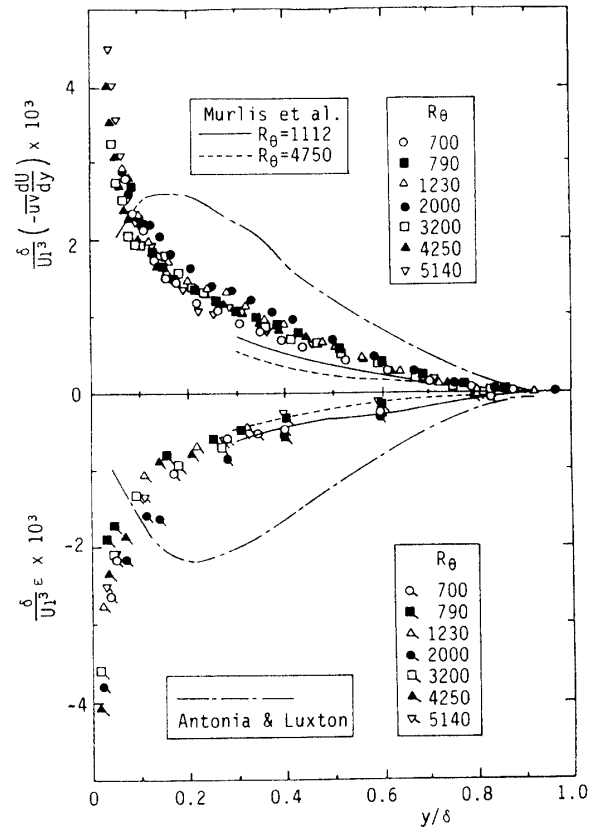


Fig. 1 Turbulent kinetic energy production and dissipation terms.

形状に特徴がある。これについては、k形粗面近傍においては $(\overline{u^2} - \overline{v^2}) \partial U / \partial x$ による寄与が大きいことが予想される。また、これに関連しAndreopoulosら⁽¹⁵⁾は三次元粗面上における乱れ運動エネルギーの乱流拡散項による壁面側への輸送の重要性を指摘している。

3.2 確率密度分布

ここでは後述の高次モーメント量分布の解析を考慮し、 u 変動速度成分の確率密度分布の変化を調べてみる。Fig. 2, 3及び4は層内の代表的な3点における u 成分確率密度分布を規格化した $P(u/u_{rms})$ として表示している。Fig. 2は u_{rms} 値が最大値をとる局所位置における分布である。この y の位置は R_θ 数により $y^+ (= y u_r/\nu) = 10 \sim 22$ に変化する⁽¹⁾。 $P(u/u_{rms})$ は u/u_{rms} の正負の範囲に対して若干非対称な分布となっている。 R_θ 数が減少するとき、分布の裾の広がり $u/u_{rms} > 0$ の範囲で小さくなり、 $R_\theta = 1200$ を境としてピーク値をとる u/u_{rms} 値が負から正へと変化する。Fig. 3は $y^+ = 100$ における結果である。この y の位置は R_θ 数により $y/\delta = 0.06 \sim 0.35$ に

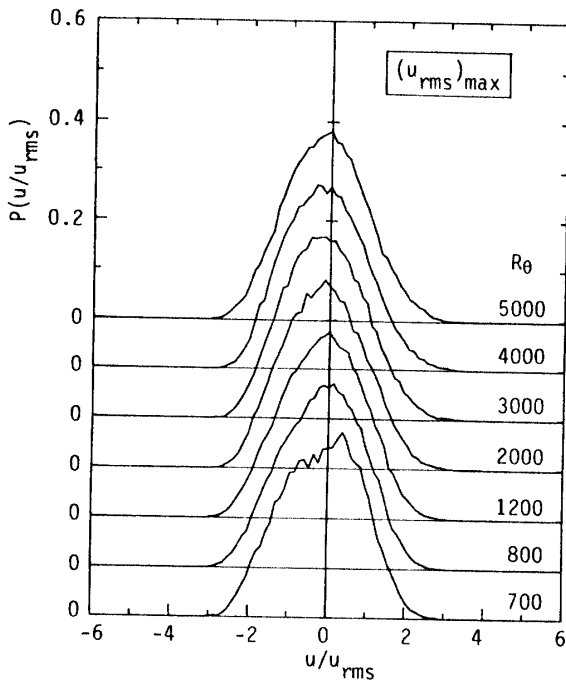


Fig. 2 Probability density distributions at the distance from the wall where the turbulent intensity of u takes maximum value.

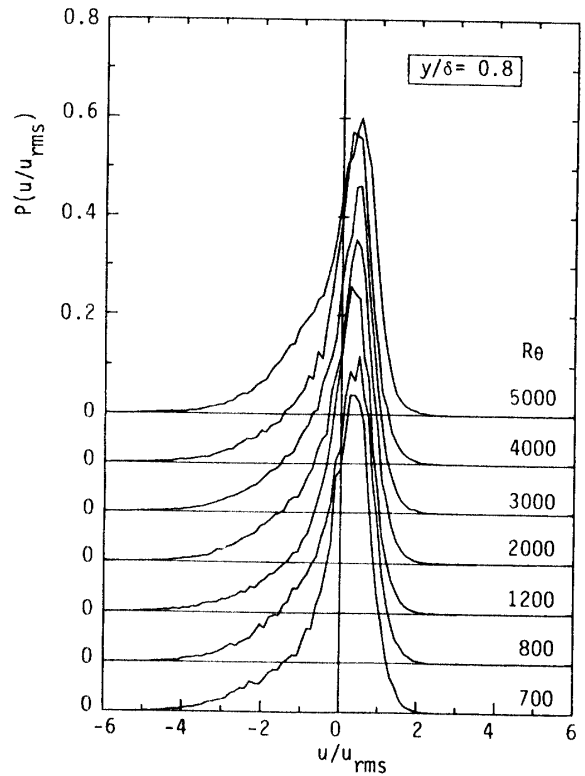


Fig. 4 Probability density distributions at $y/\delta = 0.8$.

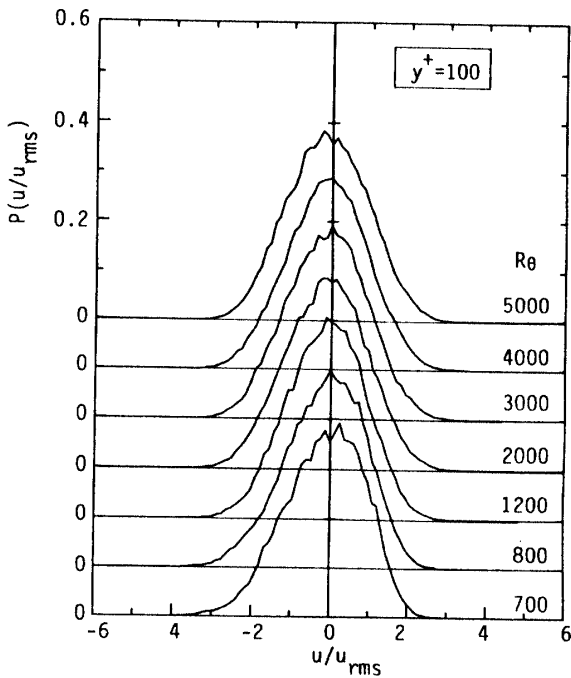


Fig. 3 Probability density distributions at $y^+ = 100$.

変化する。 u_{rms} 値が最大値をとる局所位置における分布と同様に、 Re 数が減少するとき分布の裾の広がりや $u/u_{rms} > 0$ の範囲で小さくなり、 $Re = 1200$ を境としてピーク値をとる u/u_{rms} 値が負から正へと変化する。Fig. 4は外層の $y/\delta = 0.8$ における結果を示す。この位置における分布は $u/u_{rms} < 0$ の範囲における裾の広がりが大きく、ピーク値が $u/u_{rms} > 0$ の範囲にある極めて非対称な分布となっている。このことは外層における乱流—非乱流の間欠性と乱流バルジの通過に対応する大渦の運動の特徴を反映しているものと予想される。一方、 Re 数による変化は明確にはみられない。Fig. 5は低レイノルズ数の $Re = 800$ において層内の局所位置による確率密度分布の変化を示している。 y/δ の増加により、 $P(u/u_{rms})$ 分布は $u/u_{rms} < 0$ の範囲における裾の広がりが大きく、ピーク値が $u/u_{rms} > 0$ の領域にある非対称な分布へと変化するのわかる。これは間欠的に発生する大渦構造の影響が、 y の増加とともに強まるためと考えられる。

Fig. 6は前述の u 成分確率密度分布の歪み度 $S(u)$ 及び偏平度 $F(u)$ の分布である。Woodら⁽¹⁶⁾は壁近傍における歪み度の特徴とバーストとの発生を関連づけてい

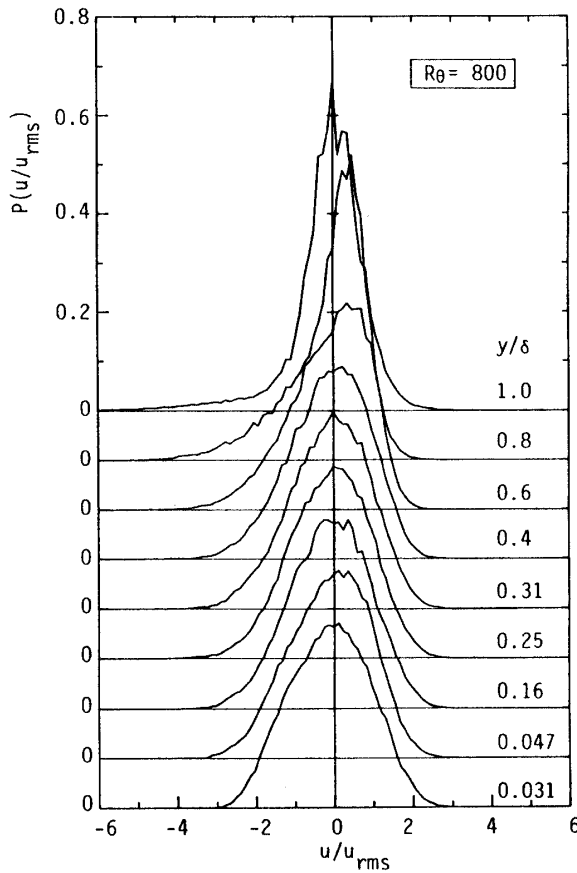


Fig. 5 Probability density distributions at $R_\theta = 800$.

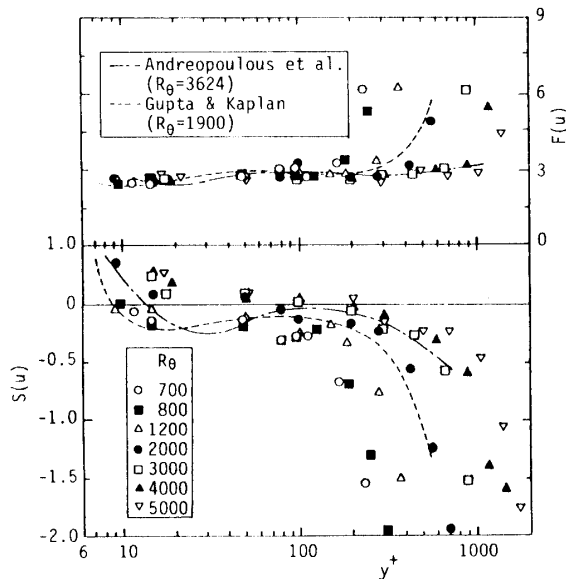


Fig. 6 Skewness and flatness factors of u -component.

る。そこで壁近傍の分布を詳しくみるため、 $S(u)$ 及び $F(u)$ の y^+ に対する分布を片対数表示して調べてみる。 $S(u)$ 分布をみると、内層における $S(u)$ 値は $R_\theta \geq 3000$ の範囲で正、 $R_\theta \leq 2000$ の範囲で負をとり、 R_θ 数の減少による値の明確な変化がみられる。 $R_\theta = 2000$ においては壁近傍において $S(u) > 0$ となっている。一方、 $R_\theta < 2000$ の範囲では図示した結果において $S(u) > 0$ はみられない。 $R_\theta = 2000 \sim 3000$ の範囲は完全粗面領域から遷移粗き領域へと変化するレイノルズ数であることから、この内層における $S(u)$ の符号の変化は局所摩擦抵抗係数の変化に対応していると予想される極めて興味深い事柄である。 $Raupach^{(7)}$ 及び $Nakagawa$ ら⁽¹⁷⁾は三次元粗面上の完全粗面領域において、運動量輸送に対してスweep過程が優勢となることを報告している。 $Andreopoulos$ ら⁽¹⁸⁾及び $Gupta$ ら⁽¹⁹⁾の滑面境界層の結果は、内層で本粗面流の低レイノルズ数のものと同じく $S(u) < 0$ となっている。 $Kline$ ⁽²⁰⁾は滑面流の壁近傍における $S(u) > 0$ の変化をスパン方向に間欠的に存在する低速ストリークにより説明している。本粗面流の R_θ 数による $S(u)$ の符号の変化については、その変化が内層の広い範囲に及ぶことから、壁近傍及び外層の大渦構造の特徴とそれらの相互作用が重要と考えられる。一方偏平度分布をみると、 R_θ 数によらず内層で $F(u) = 2.8$ となっており、ガウス分布の値3と比べわずかに小さい。また、本粗面流の結果と滑面流のものとの差異はほとんどみられない。

Fig. 7は壁面に垂直方向変動成分 v の歪み度 $S(v)$ 及び偏平度 $F(v)$ の分布である。 $S(v)$ 分布をみると、 R_θ 数によらず内層で $S(v) = 0.2$ の値をとっている。また、本粗面流の結果と滑面流のものとの差異も明確ではない。 $F(v)$ 分布をみると、内層で R_θ 数によらず $F(v) = 3.4$ の値をとり、ガウス分布の値よりも若干大きい。

変動速度の確率密度分布とその歪み度及び偏平度を調べ、 R_θ 数の影響は内層における $S(u)$ 分布に著しく生じることがわかった。 $P(u/u_{rms})$ 分布を考慮すると、 R_θ 数による $S(u)$ 値の変化には $u < 0$ の事象が優勢となることが原因であるといえる。またレイノルズせん断応力への寄与率の大きさ⁽²¹⁾を考慮すると、このレイノルズ数効果においてエジェクション過程($u < 0, v > 0$)の役割の変化が重要であることが推測される。

3.3 三重速度相関分布

外層における乱流運動エネルギーの収支においては乱流拡散項及び対流項が無視できず、平均速度の後流分布の変化に対するそれらの項の役割が重要となるものと予想される。ここでは乱流拡散項に関連し三重速度

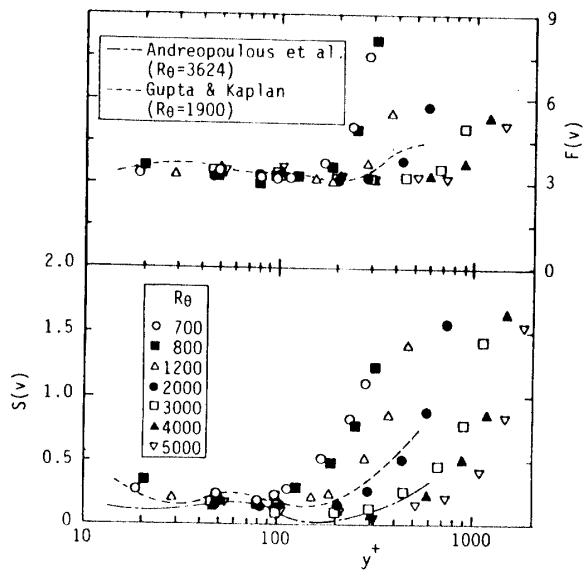


Fig. 7 Skewness and flatness factors of v-component.

相関分布を調べてみる. Fig. 8 は $-\overline{u^3}$ の層内における分布を外部尺度 U_1 及び δ で無次元化して示す. $-\overline{u^3}/U_1^3$ 分布は Re_θ 数により大きく変化している. $y/\delta < 0.6$ の範囲では Re_θ 数による系統的变化はみられないものの, $y/\delta > 0.6$ の範囲では $Re_\theta = 700$ 及び 800 における $-\overline{u^3}/U_1^3$ 値が大きい. この層外端における変化は粘性スーパーレイヤ⁽²¹⁾へのレイノルズ数効果と考えられ, 乱流バルジの形状やエントレインメント率の変化と対応づけられるものと予想される. 滑面流の分布と比較すると, Re_θ 数によらず外層 ($y/\delta = 0.4 \sim 1.0$) における d 形粗面流の $-\overline{u^3}/U_1^3$ 値が大きい.

Fig. 9 は $\overline{u^2v}/U_1^3$ 分布を示す. この相関値は $\overline{u^2}$ の v 変動成分による乱れ運動エネルギー流束と解釈される. この分布において, $y/\delta < 0.6$ の範囲で Re_θ 数による系統的变化がみられる. すなわち, $Re_\theta = 700 \sim 1200$ の範囲では $y/\delta < 0.2$ における $\overline{u^2v}/U_1^3$ 値が大きく, v による $\overline{u^2}$ の壁面から上方への輸送が活発であることがわかる. 一方, $Re_\theta = 2000$ においては $y/\delta < 0.2$ の範囲の $\overline{u^2v}/U_1^3$ 値が最小で, $\overline{u^2v}$ の y 方向への勾配が最大となっている. 外層における分布の Re_θ 数による変化傾向は $-\overline{u^3}/U_1^3$ 分布と類似である.

Fig. 10 は $-\overline{uv^2}/U_1^3$ 分布を示す. この相関値はレイノルズせん断応力 $-\overline{uv}$ の v 変動成分の流束と解釈でき, 平均流分布と最も密接な対応が期待される. $Re_\theta = 700 \sim 1200$ の範囲では $-\overline{uv^2}/U_1^3$ 値が大きく, $u < 0 < v > 0$ の事象 (エジェクション過程) の発生が優勢であるこ

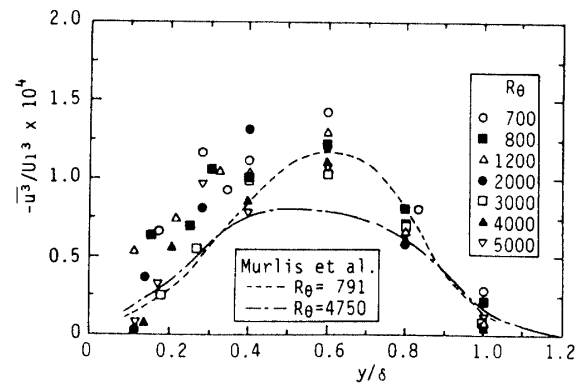


Fig. 8 Triple velocity correlation distributions of $-\overline{u^3}$.

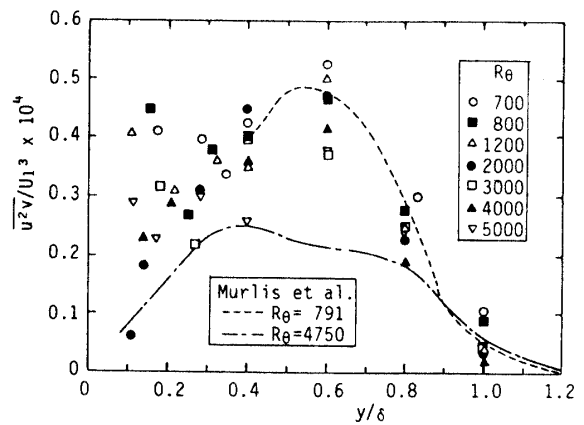


Fig. 9 Triple velocity correlation distributions of $\overline{u^2v}$.

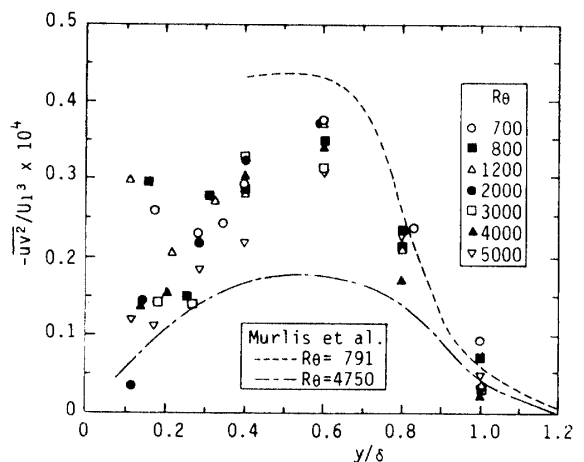


Fig. 10 Triple velocity correlation distributions of $-\overline{uv^2}$.

とが予想される。一方、 $R_\theta=2000$ における $-\overline{uv^2}/U_1^3$ 値は $y/\delta < 0.2$ で最小、 $y/\delta=0.6$ で最大となっている。したがってこの R_θ 数において乱流拡散項 $\partial(\overline{uv^2})/\partial y$ の役割が大きく、平均流分布において報告した後流パラメータ Π が最大値をとること⁽¹⁾と対応する。外層における分布の R_θ 数による変化傾向は上述の三重速度相関値の分布と類似である。

Fig. 11は v 変動成分による $\overline{v^3}$ の乱れ運動エネルギー流束と解釈される $\overline{v^3}/U_1^3$ 成分を示す。 $\overline{v^3}/U_1^3$ 分布の R_θ 数による変化は、外層における R_θ 数による変化傾向がここで示した4成分中で最も顕著であるが、 $R_\theta=2000$ のものを除いて他の3成分と同様である。 $R_\theta=2000$ における $\overline{v^3}/U_1^3$ 値は $y/\delta < 0.2$ の範囲においても大きい値をとる。また滑面境界層の分布と比較するとd形粗面流の三重速度相関値が大きく、それは $R_\theta=5000$ において極めて顕著である。

上述の分布から、 $y/\delta=0.2\sim 0.6$ における三重速度相関値の R_θ 数による変化が平均流の特徴に関連して重要であることがわかった。Bandyopadhyayら⁽⁶⁾は二次元粗面上ではヘアピン渦が、三次元粗面上では首飾り渦が壁近傍の乱流輸送に主要な役割を果たすことを予想し、三重速度相関値の分布形状の特徴を説明している。VITA法による解析結果⁽²³⁾とこのBandyopadhyayらの考察を考慮すると、d形粗面上の輸送機構はヘアピン渦モデルにより説明が可能と考えられる。また4象限解析による結果⁽²¹⁾を参照すると、本粗面流の三重速度相関値の R_θ 数による変化は内層から外層にかけてのエジェクション過程($u < 0, v > 0$)の事象の寄与率の変化が重要であると予想される。したがって、壁近傍の構造のみならず、乱流パルジの起伏や大渦構造に関連した間欠係数分布や渦塊の寸法及び強さを調べる必要があるものと思われる。また、溝内部の流体塊についてもこの R_θ 数範囲において周期的放出が予想され⁽²⁴⁾、条件付抽出法等による放出周波数の検出が必要と思われる。

次にこれらのレイノルズ数効果を後流法則の変化に関連づけるため、層内の代表的位置における三重速度相関値を摩擦速度 u_τ を用いて調べてみる。Fig. 12は $y/\delta=0.2, 0.4, 0.6$ 及び 0.8 における $-\overline{uv^2}/u_\tau^3$ 値の R_θ 数による変化を示す。 $y/\delta=0.2$ における $-\overline{uv^2}/u_\tau^3$ 値は R_θ 数の減少により若干増加する。 $y/\delta=0.4$ における $-\overline{uv^2}/u_\tau^3$ 値は $R_\theta=3000\sim 4000$ の範囲で大きく、 $R_\theta=5000$ において若干小さい。一方、 $y/\delta=0.6$ における $-\overline{uv^2}/u_\tau^3$ 値は $R_\theta=2000$ で最大である。一方、後流パラメータ Π の値は $R_\theta=2000$ で最大で $R_\theta=5000$ においては若干小さく、これらの傾向と一致する。滑面流の結果と比較すると、 y/δ によらずd形粗面流の $-\overline{uv^2}/u_\tau^3$ 値が大きい。Fig. 13は $\overline{v^3}/u_\tau^3$

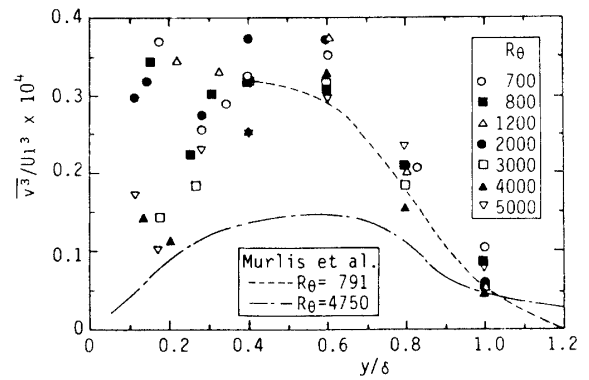


Fig. 11 Triple velocity correlation distributions of $\overline{v^3}$.

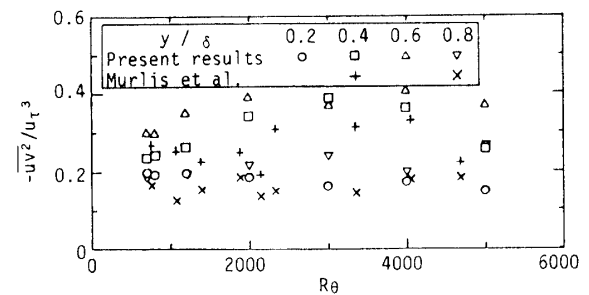


Fig. 12 Reynolds number dependence of $-\overline{uv^2}$ normalized with the friction velocity.

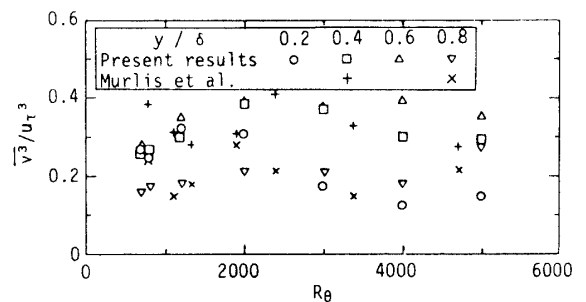


Fig. 13 Reynolds number dependence of $\overline{v^3}$ normalized with the friction velocity.

の結果を示す。 $y/\delta=0.2$ における $\overline{v^3}/u_\tau^3$ 値は $R_\theta \geq 2000$ の範囲ではほぼ0.2で一定値をとるが、 $R_\theta < 2000$ の範囲では0.3と増加する。したがって、 $R_\theta < 2000$ の内層においては $v > 0$ の事象が優勢となることがわかる。 $y/\delta=0.4$ における $\overline{v^3}/u_\tau^3$ 値は $R_\theta=2000\sim 3000$ の範囲で大きい。 $y/\delta=0.6$ における $\overline{v^3}/u_\tau^3$ 値は $R_\theta=2000\sim 4000$ の範囲で大きく、一定値をとる。 $y/\delta=0.8$ における $\overline{v^3}/u_\tau^3$ 値は $R_\theta=$

700及び800において小さい。

前述の結果において乱流拡散の R_θ 数による変化が後流分布の変化と密接に関連することが示された。ここではそのことに関連し、乱流拡散の有効速度の変化を調べてみる。Fig. 14及び15はレイノルズせん断応力 $-\overline{uv}$ 及び $\overline{v^2}$ の有効拡散速度 $-\overline{uv^2}/|\overline{uv}|$ 及び $\overline{v^3}/\overline{v^2}$ を摩擦速度 u_τ で無次元化した値の R_θ 数による変化である。 $|\overline{uv}|$ の有効速度についてみると、 $y/\delta=0.4$ 及び 0.6 において $-\overline{uv^2}/|\overline{uv}|/u_\tau$ 値は R_θ 数によらずほぼ一定である。一方 $y/\delta=0.8$ における $-\overline{uv^2}/|\overline{uv}|/u_\tau$ 値は $R_\theta > 2000$ の範囲ではほぼ一定であるが、 $R_\theta \leq 800$ の範囲でその一定値よりも若干減少する。このことから、 $y/\delta=0.4$ における $-\overline{uv^2}$ 値の増加は、 $-\overline{uv}$ 及び乱れ生成の増加によるものと推測され、 $y/\delta=0.8$ における $-\overline{uv^2}$ 値の減少は粘性スーパーレイヤへのレイノルズ数効果による有効拡散速度の減少によるものと解釈される。 $\overline{v^2}$ の有効速度をみると、 $y/\delta=0.6$ において $\overline{v^3}/\overline{v^2}/u_\tau$ 値は R_θ 数によらずほぼ一定である。 $y/\delta=0.6$ においては $R_\theta > 2000$ の範囲において $\overline{v^3}/\overline{v^2}/u_\tau$ 値はほぼ一定である。また $y/\delta=$

0.6 における $\overline{v^3}/\overline{v^2}/u_\tau$ 値は $R_\theta \leq 800$ において大きく、 $\overline{v^3}/u_\tau^3$ の分布とは逆の傾向である。したがって、この R_θ 数の $y/\delta=0.2$ 付近における乱流運動エネルギーの上向き輸送速度が大きいことがわかる。

4. 結 言

- (1) $R_\theta=700\sim 5140$ の範囲のd形粗面境界層の内層において局所エネルギー平衡が成立することが確認された。 R_θ 数による変化についてみると、 $R_\theta=2000$ における生成項は他の R_θ 数のものと比べ大きい値をとる。滑面流、d形粗面流及びk形粗面流の結果を比較し、分布の差異を明らかにした。このことより、乱れ生成に主要な役割を果たす渦構造の差異が示唆された。
- (2) u成分確率密度分布とその歪み度及び偏平度を調べ、遷移粗さ領域と完全粗面領域における内層のS(u)分布に明確な差異がみられることがわかった。
- (3) 乱流拡散項の役割に関連し三重速度相関分布を調べ、 $y/\delta=0.2\sim 0.6$ の三重速度相関値分布の R_θ 数による変化が後流分布の変化に関連し重要であることが示された。 $R_\theta=2000$ の $y/\delta=0.2\sim 0.6$ における $-\overline{uv^2}$ 値の勾配は最大で、乱流拡散項の役割が重要である。このことに関連し、乱流拡散の有効速度へのレイノルズ数効果を調べた。

文 献

- 1) 望月・大坂・西, 山口大学工学部研究報告, 43-1(1992), 1.
- 2) 望月・大坂・西, 山口大学工学部研究報告, 43-2(1993), 1.
- 3) Murlis, J., Tsai, H. M. and Bradshaw, P., J. Fluid Mech., 121(1982), 123.
- 4) Klewicki, J. C., Falco, R. E. and Foss, J. F., Trans. ASME, J. Fluids Eng., 114(1992), 530.
- 5) Antonia, R. A., Bisset, D. K. and Browne, L. W., J. Fluid Mech., 213(1990), 267.
- 6) Bandyopadhyay, P. R. and Watson, R. D., Phys. Fluids, 31-7(1988), 1877.
- 7) Raupach, M. R., J. Fluid Mech., 108(1981), 363.
- 8) Krogstad, P.-Å., Antonia, R. A. and Browne, L. W. B., J. Fluid Mech., 245(1992), 599.
- 9) Ligrani, P. M. and Bradshaw, P., Exp. Fluids, 5(1987), 407.
- 10) Townsend, A. A., The Structure of Turbulent Shear Flow", (2nd ed.), Cambridge Univ. Press,

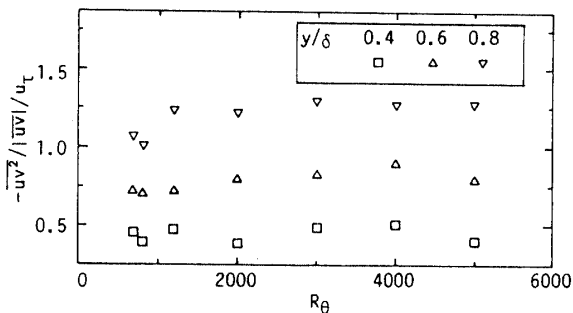


Fig. 14 Effective velocity of turbulent diffusion for the Reynolds shear stress.

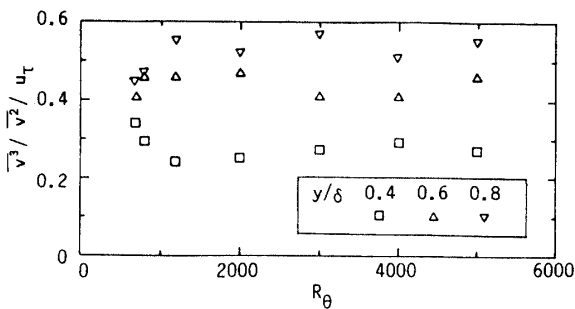


Fig. 15 Effective velocity of turbulent diffusion for $\overline{v^2}$ component.

- (1976), 135.
- 11) 望月・大坂, 機論, 56-523, B(1990), 555.
 - 12) Bradshaw, P., Turbulence, Springer-Verlag, (1976), 23.
 - 13) Tennekes, H. and Lumley, J. L., A First Course in Turbulence", MIT Press, (1972), 67.
 - 14) Antonia, R. A. and Luxton, R. E., J. Fluid Mech., 53-4(1972), 737.
 - 15) Andreopoulos, J. and Bradshaw, P., Boundary-Layer Meteorology, 20(1981), 201.
 - 16) Wood, D. H. and Antonia, R. A., J. Appl. Mech., 42(1975), 591.
 - 17) Nakagawa, H. and Nezu, I., J. Fluid Mech., 80(1978), 109.
 - 18) Andreopoulos, J., 他3名, Exp. Fluids, 2(1984), 7.
 - 19) Gupta, A. K. and Kaplan, R. E., Phys. Fluids, 15(1972), 981.
 - 20) Kline, S. J., Fluid Mech. of Internal Flow, (ed. Sovran, G.), (1967), 27.
 - 21) 望月・大坂, 山口大学工学部研究報告, 42-2(1992), 1.
 - 22) Corrsin, S. and Kistler, A. L., NACA TR 1244, (1955).
 - 23) 望月・大坂, 山口大学工学部研究報告, 42-1(1991), 1.
 - 24) Townes, H. W. and Sabersky, R. H., Int. J. Heat Mass Transfer, 9-8(1966), 729.

(平成 5 年 4 月 12 日 受理)