

平成 21 年 5 月 29 日現在

研究種目：基盤研究(B)

研究期間：2006～2008

課題番号：18360091

研究課題名（和文）乱流境界層の自己保存性に対する粗さの効果と普遍法則の再吟味

研究課題名（英文）Re-examination of the Universal Law and Roughness Effect for the Self-Preserving Flow developing over a Rough Wall

研究代表者

亀田 孝嗣 (KAMEDA TAKATSUGU)

山口大学・大学院理工学研究科・准教授

研究者番号：70304491

研究成果の概要：

本研究は、自己保存性が成立する粗面乱流境界層の壁面抵抗に対する粗さの効果および普遍法則(壁法則)の再吟味に着目して調査を行った。粗面壁に作用する壁面抵抗(摩擦抵抗と圧力抵抗の和)に対して、粗さ要素により生じる圧力抵抗がその約 95%を占める。壁面抵抗の作用点位置を原点とした高さ方向距離を用いて壁法則の検討を行ったところ、滑面乱流境界層と同様な傾きをもつ対数速度分布となることを実験的に確認した。壁面抵抗の作用点位置は、第1近似的に摩擦速度で無次元化されたレイノルズせん断応力分布を粗さ要素間溝部内で積分して得られる積分長さに等しい。さらに、粗さ要素間溝内部における平均速度分布の解析解から壁面抵抗の作用点位置と粗さ密度の関係式を導出した。

交付額

(金額単位：円)

	直接経費	間接経費	合計
2006 年度	8,100,000	2,430,000	10,530,000
2007 年度	1,900,000	570,000	2,470,000
2008 年度	1,200,000	360,000	1,560,000
年度			
年度			
総計	11,200,000	3,360,000	14,560,000

研究分野：工学

科研費の分科・細目：機械工学・流体工学

キーワード：乱流工学・自己保存性・壁法則・境界層・LDV 計測

1.研究開始当初の背景

壁面せん断乱流に関する研究は、壁面抵抗やエネルギー損失の予測を可能にし、流体機器の性能評価や省エネルギー化に貢献する。壁面抵抗の予測には、その主たる発生要因の解明や抵抗則の導出が不可欠である。

通常、抵抗則の導出には普遍法則である壁法則(The law of the wall)が利用される。しかし、粗面上の流れにおける壁法則の実証はなされていない。理由は、粗面における壁面抵抗の実測が困難であることや高さ方向原点の

決定法が困難であることに起因している。この問題を解決するためには、壁面抵抗を実測する装置の精度向上や力学的に高さ方向原点を決定する方法の検討が必要である。

2.研究の目的

本研究は、局所の代表尺度で相似性の議論が可能である自己保存性の成立する粗面乱流境界層(以後、粗面流と呼ぶ。)の壁面抵抗を実測し、これを基に以下の点に着目する。

(1)壁面抵抗に対する粗さの寄与

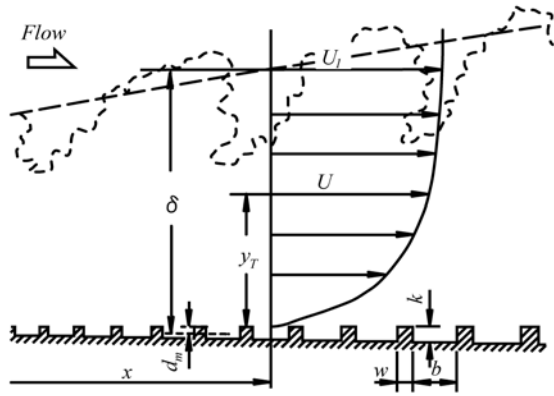


Fig.1 Schematic flow field, nomenclature and coordinate system

- (2)高さ方向原点の決定と壁法則の再吟味
- (3)高さ方向原点位置と粗さ要素間溝内部流れとの関係
- (4)高さ方向原点の粗面幾何パラメータに対する依存性

3.研究の方法

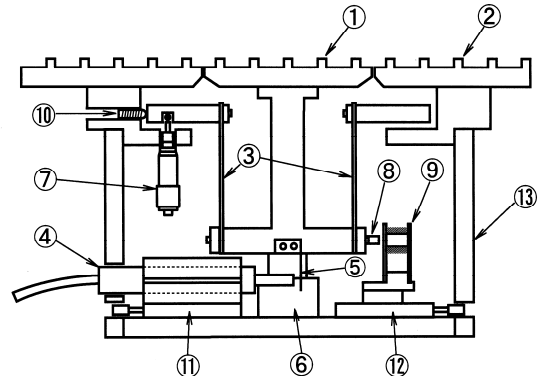
(1)対象とした流れ場および座標系

図1に流れ場、座標系および主要記号を示す。使用した測定平板は、矩形断面を有する粗さ要素高さ k が流れ方向に直線的に成長する粗面である。任意の流れ方向位置における粗さ要素1ピッチの各粗さ寸法と粗さ要素高さ k との関係は、粗さ要素幅 $w=k$ 、溝部幅 $b=3k$ である。粗さ要素の流れ方向への成長割合は、 $dk/dx \approx 1.25 \times 10^{-3}$ とした。座標系は、粗面平板上流の粗さ要素開始位置から流れ方向に x 、粗さ要素頂点から高さ方向に y_T およびスパン方向を z とする。なお、粗さ要素頂点から測った壁面抵抗の作用点位置までの距離を d_m 、壁面抵抗の作用点を原点とした高さ方向距離を $y(=y_T+d_m)$ とした。

全ての実験は、単位レイノルズ数 $U_1/\nu \approx 6.24 \times 10^5 m^{-1}$ (U_1 は主流速度、 ν は動粘度)およびゼロ圧力勾配下で行われた。

(2)速度計測

速度成分の計測には、2次元LDVシステム(2カラー4ビーム方式)を利用した。トレーサー粒子は、ダンテック社製のSAFEX Fog Generatorにより生成(理論粒径 $1 \mu m$)させ、風洞送風機取り込み口から注入した。トレーサー粒子の流れへの追従性はストークス数 $S_t(=(\rho_o r_o^2 u_\tau)/(\mu k))$ 、 ρ_o および r_o はトレーサー粒子の密度および半径、 u_τ は摩擦速度、 μ は流体の粘性係数)により判断し、本流れ場では $S_t \ll 1$ で良好であることを確認した。使用したLDVは2チャンネルであるが、十分なデータレートを得るために1チャンネルで計測した。ここで、 z 軸に対するLDVプローブ軸の傾斜角を β 、LDVプローブ軸周りの回転角



- ① Floating element
- ② Surrounding plate
- ③ Bronze leaf springs
- ④ Capacitance displacement meter
- ⑤ Object plate of the displacement meter
- ⑥ Silicon oil damper tank
- ⑦ Micrometer head
- ⑧ Permanent Magnet
- ⑨ Magnet Coil
- ⑩ Clearance adjusting screw
- ⑪ Microstage for transforming capacitance displacement meter
- ⑫ Microstage for transforming magnet coil
- ⑬ Box

Fig.2 Direct measurement with a floating element device

を ϕ とおく。レーザー交差部に形成される干渉縞で検出される瞬時速度 \tilde{u}_n は、流れ方向、垂直方向ならびにスパン方向の瞬時速度を \tilde{u} 、 \tilde{v} および \tilde{w} とすると、

$$\tilde{u}_n = \tilde{u} \cos \phi + \tilde{v} \sin \phi \cdot \cos \beta - \tilde{w} \sin \phi \cdot \sin \beta \quad (1)$$

となる。本実験では式(1)に基づいて、 $\beta=4^\circ$ 、 $\phi=0^\circ$ ならびに $\pm 30^\circ$ の条件で平均速度および乱流量を計測した。なお、 $\beta=4^\circ$ の平均量および乱流量への影響は1%以下であった。LDVのデータレートはすべての実験において約1000Hz、データ個数は約10万個で平均化処理が行われた。

(3)浮動片要素応力直接測定

壁面抵抗の計測は、ゼロ変位機構を有する浮動片要素壁面応力直接測定装置により行われた。図2に装置の概略図を示す。浮動片要素上には粗さ要素が5ピッチにわたり設置されている。本装置を用いて $x=1570$ 、 2180 および 2800 mm の3箇所壁面抵抗を測定するために、浮動片要素はそれぞれの x 位置で直径 D が 59.1 、 77.4 および 89.5 mm の寸法に取り替えた。なお、浮動片要素の平面形状は加工のし易さおよび精度を考慮して円形とした。この浮動片要素は、2本のりん青銅板バネを介してパラレルリンク式機構で支持されている。浮動片要素と周囲板のギャップ寸法 G は、ギャップで生じる2次的な力の発生を極力抑制するためにできる限り小さくし、 $G=100 \mu m$ ($G u_\tau/\nu < 10$)とした。周囲板と浮動片要素の高さの差であるミスアラインメント寸法 M は、要素周囲に配置した3個のマイクロメータにより $M=10 \mu m \sim 0 \mu m$ の範囲に収まるように調整さ

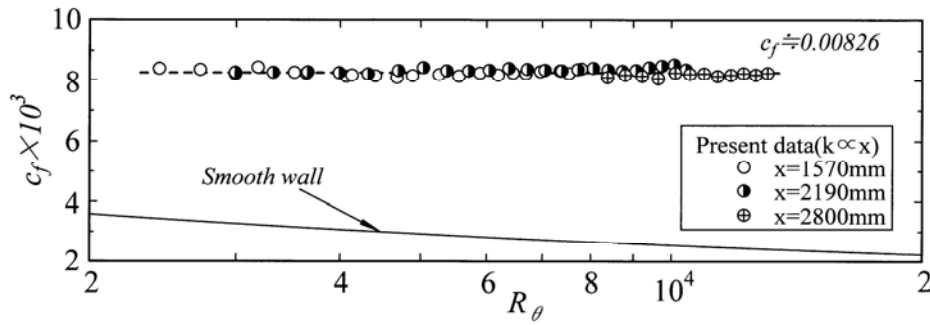


Fig.3 Local skin friction coefficient

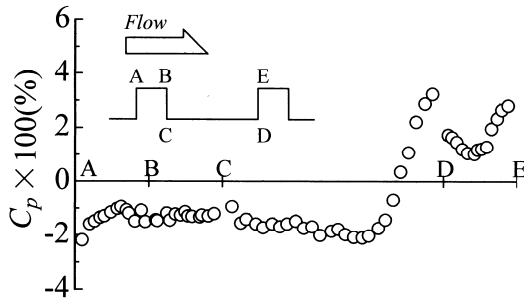


Fig.4 Pressure distribution on each surface of roughness element

れた。

浮動片要素のゼロ変位は、浮動片要素支持脚に設けられた図2中⑧の永久磁石(サマリウムコバルト：磁束密度 3200G)と⑨の自作電磁コイル(被膜線直径 0.2 mm, 巻き数 100)を用いて実現された。その方法として、まず浮動片要素支持脚に備え付けられた対象平板⑤の位置を④の静電容量式変位計(岩通テクノシステム社製、分解能 0.001 μm)を用いて検出する。次に、電磁コイルに電流を流して反力を発生させ、変位計の出力値の平均値(平均化時間 40 s)がゼロとなるまで電流値を増加させる。なお、浮動片要素に作用する接線力(壁面抵抗)と自作電磁コイルの電流に関する静的較正曲線は極めて良い直線性を示した。

(4)粗さ要素表面分布の計測

表面圧力分布の測定は、 $x \approx 2180$ mm 付近の粗さ要素 1 ピッチの範囲で行った。圧力孔の直径は $d_p \approx 0.3$ mm で、 d_p に基づくレイノルズ数は $d_p^+ (= d_p u_\tau / \nu) \approx 12$ である。圧力孔は、測定平板スパン中心付近の 2 次元矩形粗さ要素各面に約 0.2 mm 間隔(スパン方向に 3 mm ずつずらす)で、溝底面部に約 0.4 mm 間隔(スパン方向には 6 mm ずつずらす)で設けられた。そこから得られた圧力は、最小読み取り精度 1/1000 mmH₂O のデジタルマノメータと積分器(平均化時間 80 s)で読み取られた。

4. 研究成果

(1)壁面抵抗に対する粗さの寄与

図3に浮動片要素壁面応力直接測定装置に

より評価された局所壁面摩擦抵抗係数 c_f の運動量厚さ θ に基づくレイノルズ数 $R_\theta (= U_1 \theta / \nu)$ に対する変化を示す。図示した結果は、 $x=1570, 2180$ および 2800 mm の 3 箇所で主流速度 U_1 を変化させて計測された。なお、図3中の実線はゼロ圧力勾配下の滑面乱流境界層(以後、滑面流と呼ぶ。)の結果である。本粗面流の c_f 値は本実験範囲内において x 位置および R_θ 数によらずおよそ一定($c_f \approx 0.00826$)で、滑面流の結果に比べ大きい。なお、 $c_f =$ 一定は平均速度分布が相似となる条件の 1 つである摩擦パラメータ $\omega (= \sqrt{c_f} / 2) =$ 一定を満足する。次に、粗さ要素によって生じる圧力抵抗が c_f 値に対してどの程度寄与するかを調査する。図4に粗さ要素表面圧力分布を示す。無次元圧力係数 C_p 値は、壁面圧力 p から主流の静圧 p_s を差し引いた値を主流の動圧で無次元化したものである。図示した結果は $R_\theta \approx 6000$ ($x = 2180$ mm) の条件で取得されたものである。なお、粗さ要素角部付近の表面圧力は圧力孔の直径が 0.3 mm と相対的に大きく、計測できなかった。粗さ要素 1 ピッチに作用する圧力抵抗係数 c_D は式(2)を利用して算出された。

$$c_D = \left(\langle C_p \rangle_{DE} - \langle C_p \rangle_{BC} \right) \times k / \lambda \quad (2)$$

式(2)中、 $\langle * \rangle$ はそれぞれ BC 面および DE 面における表面圧力の面積平均値、 λ は粗さ要素 1 ピッチ長である。図4から、 $c_D \approx 0.00785$ の値が得られ、直接測定によって評価された c_f 値($c_f \approx 0.00826$)に対し、約 95% の寄与をなす。従って、この種の粗面では粗さにより生じる圧力抵抗が、壁面抵抗に対しそのほとんどを占めることが分かる。

(2)高さ方向原点の決定と普遍法則の再吟味

粗面壁面せん断乱流において、普遍法則である壁法則が成立するかどうかを実験的に調査する。本研究では、粗面壁の高さ方向原点位置に力学的解釈を加えるため、粗さ要素に作用する力に基づいて評価する。粗さ要素 1 ピッチに作用する力の粗さ要素頂上面からの距離に基づくモーメントを M 、粗さ要素 1 ピッチに作用する力を D とすると、粗さ要素

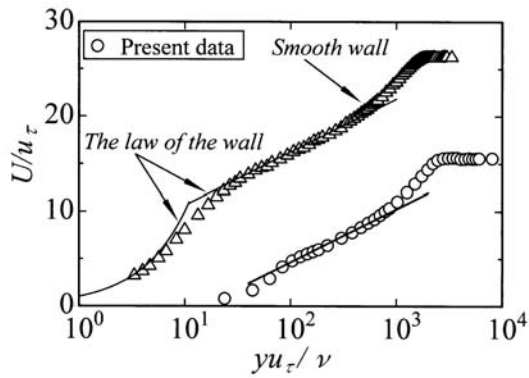


Fig.5 Log law profiles

1 ピッチに作用する力の中心位置 d_m (以後、壁面抵抗の作用点位置と呼ぶ。)は、

$$d_m = \frac{M}{D} \quad (3)$$

と表される。ここで、粗さ要素間溝部底面に作用する粘性応力は小さいとして無視すると、本粗面において M は式(4)となる。

$$M = \int_0^k y_m (p_u - p_d) dy_m \quad (4)$$

ここで、 y_m は粗さ要素頂上面から下方へ測った距離、 p_u および p_d はそれぞれ粗さ要素間溝部上流側および下流側側面に作用する圧力である。本研究では d_m 値を図 4 の粗さ要素表面圧力分布および直接測定から得られた c_f 値を利用して評価した。その結果、粗さ要素高さ k で無次元化された d_m/k 値は、 $d_m/k \approx 0.430$ となった。

図 5 に壁面抵抗の作用点位置を高さ方向原点とした高さ方向距離 $y (= y_T + d_m)$ を用いて表示した対数速度分布を示す。縦軸の LDV で計測された流れ方向平均速度 U は摩擦速度 u_τ で、横軸の y は粘性長さ ν/u_τ で無次元化された。なお、 U 分布は粗さ要素間溝部中央断面で計測された。また、図中の△印はゼロ圧力勾配下の滑面流の結果を、実線は滑面流の壁法則 (カルマン定数 $\kappa = 0.41$, 付加定数 $B = 4.9$) を示す。本結果の U/u_τ 分布は、滑面流と同じ傾きを持つ対数関数で表示される領域が存在する。従って、本粗面流においても、滑面流と同様な壁法則が成立することが確認された。なお、粗面流と滑面流の差異は、対数直線部の切片(付加定数)の差として表される。

(3) 壁面抵抗の作用点位置と粗さ要素間溝内部流れの関係

壁面抵抗の作用点位置 d_m/k と粗さ要素間溝内部流れとの関係は、粗さ要素間溝内部の検査領域について y_T を乗じた流れ方向レイノルズ方程式を積分した結果を利用して、式

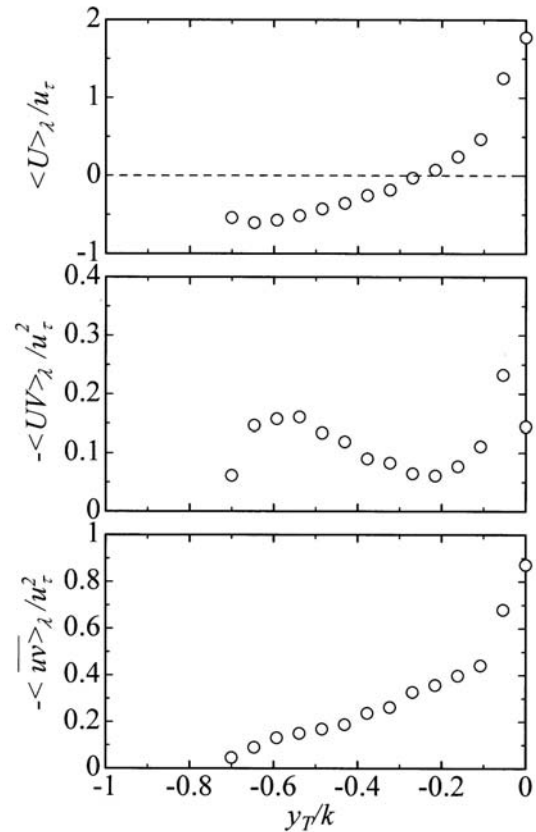


Fig.6 Mean velocity, Mean flow momentum flux and Reynolds shear stress profiles

(5) で表示される。

$$\frac{d_m}{k} = \int_{-1}^0 \left\{ -\frac{\langle UV \rangle_\lambda}{u_\tau^2} \right\} d\left(\frac{y_T}{k}\right) + \int_{-1}^0 \left\{ -\frac{\langle uv \rangle_\lambda}{u_\tau^2} \right\} d\left(\frac{y_T}{k}\right) + \frac{1}{k^+} \frac{\langle U \rangle_\lambda}{u_\tau} \Big|_{y_T/k=0} \quad (5)$$

式(5)中、 $\langle * \rangle_\lambda$ は粗さ要素 1 ピッチ当りの平均を意味し、 $k^+ (= k u_\tau / \nu)$ は粗さレイノルズ数である。式(5)右辺第 1 項は粗さ要素間溝内部の循環流に起因する平均流運動量流束、第 2 項は粗さ要素後端から生じるはく離せん断層による乱流運動量流束(レイノルズせん断応力)および第 3 項は粘性応力による寄与を意味する。図 6 に粗さ要素 1 ピッチ当りで平均された流れ方向平均速度 $\langle U \rangle_\lambda$ 、平均流運動量流束 $-\langle UV \rangle_\lambda$ およびレイノルズせん断応力 $-\langle uv \rangle_\lambda$ を示す。なお、図示した結果は粗さ要素間溝内領域で LDV により計測された平均速度および乱流量を利用して算出された。図 6 の結果から、式(5)に基づいて算出された d_m/k 値は $d_m/k \approx 0.340$ であり、粗さ要素に作用する力の実測値から算出された値 ($d_m/k \approx 0.430$) に比べ、約 20% 過小評価された。これは、粗さ要素間溝部底面および

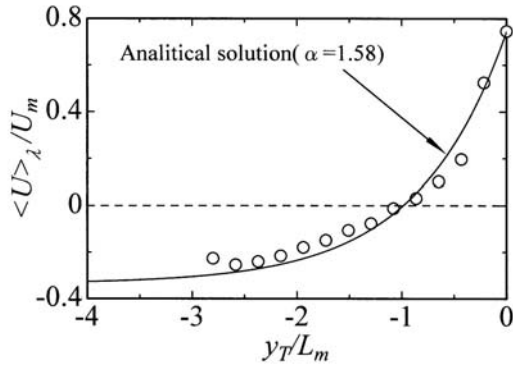


Fig.7 Mean velocity profile compared with Eq.(12)

側面近傍で微小寸法のため平均速度および乱流量が計測できなかったことが要因である。次に、 d_m/k に対する各項の寄与率を評価すると、第1項は30%、第2項は67%および第3項は3%であった。従って、 d_m/k に対しては粗さ要素間溝内領域のレイノルズせん断応力分布が主要な寄与をなす。

(4) 壁面抵抗の作用点位置の粗面幾何パラメータに対する依存性

ここでは、粗さ要素近傍の流れ場をモデル化して、壁面抵抗の作用点位置と粗面幾何パラメータの関係を与えるを試みる。

局所の流れ方向位置における時間平均量(*)を粗さ要素1ピッチ当りの平均量 $\langle (*) \rangle_\lambda$ とそれからのズレ量(*)の和で表す。この関係を流れ方向のレイノルズ方程式に代入し、粗さ要素1ピッチ当りで平均する。そのとき、以下の仮定をする。

- ①粗さ要素近傍では粗さ要素1ピッチを1周期とする周期的な流れ場である。
- ②粘性項と平均流運動量流束項は、レイノルズせん断応力項に比べ十分に小さい。

これらの仮定の下で、粗さ要素近傍場の運動方程式は

$$0 = -\frac{1}{\rho} \left\langle \frac{\partial P'}{\partial x} \right\rangle - \frac{d \langle uv \rangle}{dy_T} \quad (6)$$

となる。式(6)中の圧力勾配項は、 $y_T = -k \sim 0$ の範囲で積分すると D_p/λ (D_p は粗さ要素1ピッチに作用する圧力抵抗である。) となる。さらに、 D_p が乱れの動圧の $y_T = -k \sim 0$ の範囲における積分値と同オーダーであること、および乱れの動圧が平均速度勾配 $d \langle U \rangle_\lambda / dy_T$ に比例すると仮定する。ここで、粗さ要素近傍場の速度および長さ尺度をそれぞれ U_m および L_m とすれば、式(6)右辺第2項は

$$\frac{1}{\rho} \left\langle \frac{\partial P'}{\partial x} \right\rangle = \frac{1}{2} C_1 \frac{U_m L_m}{\lambda} \frac{d \langle U \rangle_\lambda}{dy_T} \quad (7)$$

となる。式(6)右辺第2項に含まれるレイノルズせん断応力 $\langle uv \rangle_\lambda$ も乱れの動圧と同様、

$d \langle U \rangle_\lambda / dy_T$ に比例すると仮定すると、

$$-\langle uv \rangle_\lambda = C_2 U_m L_m \frac{d \langle U \rangle_\lambda}{dy_T} \quad (8)$$

となる。式(7)および(8)を式(6)に代入し、整理すると、

$$-\frac{1}{2\lambda} \frac{C_1}{C_2} \frac{d \langle U \rangle_\lambda}{dy_T} + \frac{d^2 \langle U \rangle_\lambda}{dy_T^2} = 0 \quad (9)$$

で記述される常微分方程式が得られる。

次に、溝内部の $\langle U \rangle_\lambda$ 分布が U_m と L_m で無次元化すると相似になると仮定する。すなわち、

$$f(\eta) = \frac{\langle U \rangle_\lambda - U_R}{U_m}, \quad \eta = \frac{y_T}{L_m} \quad (10)$$

と表す。式(10)中、 U_R は $\langle U \rangle_\lambda$ 分布の最大逆流速度である。また、式(10)の境界条件を

$$\begin{cases} f(0) = 1 & \text{at } \eta = 0 \\ f(-1) = 1/4 & \text{at } \eta = 1 \end{cases} \quad (11)$$

とおく。なお、 U_m と L_m は式(11)を満足するように実験的に決定される。式(10)を式(9)に代入し、式(11)の境界条件のもとで積分を行うと、

$$f(\eta) = \frac{3 \exp(\alpha \lambda_s \eta) - 1}{4 (1 - \exp(-\alpha \lambda_s))} + 1 \quad (12)$$

が得られる。なお、 $\lambda_s (= b/\lambda)$ は粗さ密度であり、 $\alpha (= C_1 C_2 / (2 C_3))$ 、 $C_3 = L_m/b$ は係数である。実験結果を利用して、 C_1 、 C_2 および C_3 を決定すると、それぞれ7.20、0.190および0.0833であった。そのとき、 $\alpha = 1.58$ となる。なお、本粗面流において U_m や U_R の大きさは、粗さ要素間溝内部に形成される循環流の強さに依存すると考えられる。循環流の駆動力は粗さ要素間溝部開口面($y_T = 0$)に作用するせん断力である。本粗面流では壁面抵抗が溝部に作用する圧力抵抗にほぼ等しいので、 U_m や U_R は壁面抵抗に基づく速度尺度(ここでは、摩擦速度 u_τ)と比例関係があると推測される。なお、本粗面流では $U_m/u_\tau = 2.38$ および $U_R/u_\tau = -0.61$ であった。図7に U_m および L_m で無次元化された $\langle U \rangle_\lambda$ 分布を示す。図中の実線は $\alpha = 1.58$ および $U_R/u_\tau = -0.61$ を代入した式(12)である。式(12)は実験結果を良好に表現しており、本解析に用いたモデルは有効であることが確認された。

次に、式(5)、(8)および(12)を利用して、壁面抵抗の作用点位置と粗面幾何パラメータの関係式を与える。式(5)中右辺第1項と第3項は第1近似として無視する。その結果、

$$\frac{d_m}{k} = C_2 C_3 \frac{3}{4} \left(\frac{U_m}{u_\tau} \right)^2 \lambda_s \lambda_k \frac{1 - \exp\left(-\frac{\alpha}{C_3 \lambda_k}\right)}{1 - \exp(-\alpha \lambda_s)} \quad (13)$$

が導出される。ここで、 $\lambda_k (= \lambda/k)$ は粗さ比

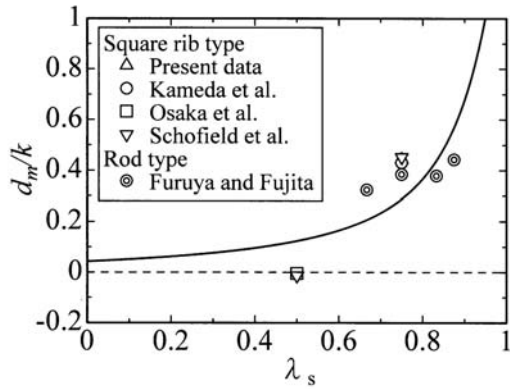


Fig.8 Variation of the drag center with roughness density.

ッチ比である。式(13)中の各係数に本実験結果から得られた値を代入すると、

$$\frac{d_m}{k} = 0.0672\lambda_s\lambda_k \frac{1 - \exp(-1.90/\lambda_k)}{1 - \exp(-1.58\lambda_s)} \quad (14)$$

が得られる。図8において壁面抵抗の実測から得られた d_m/k 値と式(14)との比較を行う。図中の実線は、対象とした粗面が $k=w$ であること($\lambda_k=1/(1-\lambda_s)$)を考慮して描かれた式(14)である。また、図中には他研究者らの結果も合わせて示してある。平均速度分布の解析解から得られた式(14)は本結果を過小評価(約30%)するものの、 d_m/k 値の λ_s 値に対する変化を良好に表現している。なお、 $\lambda_s=0.5$ で式(14)が実験結果を過大評価する理由として、壁面抵抗が圧力抵抗と等しいという仮定を利用したためと推測される。

5.主な発表論文等

(研究代表者、研究分担者及び連携研究者には下線)

[雑誌論文] (計6件)

- ① Takatsugu Kameda, Shinsuke Mochizuki, Hideo Osaka, On the Virtual Surface for the Turbulent Boundary Layer over a Rough Wall, The 7th JSME-KSME Thermal and Fluids Engineering Conference, 有, 08-201, 2008, CD-ROM (K125).
- ② Takatsugu Kameda, Shinsuke Mochizuki, Hideo Osaka, Katsuya Higaki, Realization of the Turbulent Boundary Layer over the Rough Wall Satisfied the Conditions of Complete Similarity and Its Mean Flow Quantities, Journal of Fluid Science and Technology, 有, Vol.3, 2008, 31-42.
- ③ Takatsugu Kameda, Shinsuke Mochizuki, Hideo Osaka, Non-Equilibrium and Equilibrium Boundary layers without Pressure Gradient, Proceeding of the Iutam Symposium on Computational Physics and New Perspectives in Turbulence, 有, Vol.4, 2008, 197-202.

④ 亀田孝嗣, 望月信介, 大坂英雄, 粗面乱流境界層における壁面抵抗の作用点とそれに基づく壁法則の検討, 日本機械学会 B 編, 有, Vol.73, 2007, 1821-1828.

⑤ Shinsuke Mochizuki, Takatsugu Kameda, Hideo Osaka, self-preservation of a Turbulent Boundary Layer over d-type Roughness, Journal of Fluid Science and Technology, 有, Vol.1, No.1, 2006, 24-35.

⑥ 亀田孝嗣, 望月信介, 大坂英雄, 檜垣克哉, 完全相似条件を満足する粗面乱流境界層の実現とその平均流特性, 日本機械学会論文集 B 編, 有, Vol.72, 2006, 1166-1173.

[学会発表] (計5件)

① 小西暢之, 亀田孝嗣, 望月信介, LDV を用いた粗面乱流境界層における粗さ要素近傍流れの計測, 日本機械学会・中国四国支部第47期総会・講演会, 2009年3月6日, 山口大学・工学部.

② 亀田孝嗣, 望月信介, 大坂英雄, 小西暢之, LDV を用いた粗面乱流境界層の平均量分布の計測, 日本機械学会2008年度年次大会, 2008年8月5日, 横浜国立大学.

③ 亀田孝嗣, 大谷勇喜, 望月信介, 大坂英雄, 乱流境界層の乱流量分布に対する粗さの効果, 日本機械学会流体工学部門講演会, 2007年11月18日, 広島大学・東広島キャンパス.

④ 亀田孝嗣, 望月信介, 大坂英雄, 粗面乱流境界層の壁法則に対する粗さの効果, 日本機械学会2007年度年次大会, 2007年9月7日, 関西大学.

⑤ 亀田孝嗣, 望月信介, 大坂英雄, 乱流境界層の外層領域におけるレイノルズ応力分布の相似性, 日本機械学会流体工学部門講演会, 2006年10月29日, 東洋大学・川越キャンパス.

[図書] (計0件)

[産業財産権] ○出願状況 (計0件)

○取得状況 (計0件)

[その他] ホームページ等 なし

6.研究組織

(1)研究代表者(2008年度, なお, 2006~2007年度は研究分担者として参画)

亀田 孝嗣 (KAMEDA TAKATSUGU)
山口大学・大学院理工学研究科・准教授
研究者番号: 70304491

(2)研究代表者(2006~2007年度)

大坂 英雄 (OSAKA HIDEO)
広島工業大学・教授(2008年3月山口大学・教授を退官)
研究者番号: 90024611

(3)研究分担者

望月 信介 (MOCHIZUKI SHINSUKE)
山口大学・大学院理工学研究科・教授
研究者番号: 70190957