

令和元年5月17日現在

機関番号：34419

研究種目：基盤研究(C) (一般)

研究期間：2016～2018

課題番号：16K06096

研究課題名(和文)速度勾配テンソル第2不変量に基づく壁面せん断乱流の圧力抵抗発生機構の探究

研究課題名(英文) Investigation of mechanism of pressure drag generation for a wall bounded shear flow by the second invariant of velocity gradient tensor

研究代表者

亀田 孝嗣 (Kameda, Takatsugu)

近畿大学・工学部・准教授

研究者番号：70304491

交付決定額(研究期間全体)：(直接経費) 3,800,000円

研究成果の概要(和文)：本研究課題では、2次元チャンネル流の片壁面に設けた粗さ要素によって生じる圧力抵抗の発生要因を速度勾配テンソルの第2不変量の符号および大きさに基づき明らかにした。粗さ要素は2次矩形形状とし、粗さピッチ比を2, 4および8とした。壁面抵抗係数は粗さピッチ比により増加し、その増加は圧力抵抗によることが確認された。平均速度勾配テンソルの第2不変量の分布から、粗さ底層内の粗さ要素間溝部下流側粗さ要素側面近傍において、粗さピッチ比により第2不変量は負値でその絶対値は増加する。これは、溝部下流側粗さ要素側面における圧力に対して正値の寄与し、圧力の正値は粗さピッチ比によって大きくなることに対応する。

研究成果の学術的意義や社会的意義

本研究課題における粗さ要素の配置間隔による流れパターンの差が抵抗値へ及ぼす影響、さらにテンソルの第2不変量に基づく抵抗発生要因を解明することで、壁面形状による圧力抵抗の発生要因の差が明らかとなり、壁面抵抗制御に繋げることができる。また、それにより壁面形状による効率のよい流体輸送方法の提案が可能となる。

研究成果の概要(英文)：The mechanism of pressure drag generation was investigated for a channel flow with transverse roughness elements on one wall. The square rod roughness elements is arranged with the roughness pitch ratio of 2, 4 and 8. The friction coefficient increases with the roughness pitch ratio. The increment is due to the pressure drag acting on the roughness. The pressure drag is occurred by the transport of Reynolds shear stress above the cavity between roughness elements. The profiles of the second invariant of the mean velocity gradient tensor have a negative value near the downstream side wall in the cavity, and the absolute value increases with the roughness pitch ratio. The negative value of the invariant contributes to positive pressure on the side wall and the value of the positive pressure depends on the roughness pitch ratio.

研究分野：流体工学

キーワード：二次元チャンネル流 粗面 乱流 せん断流 壁面抵抗 テンソル第二不変量

## 様式 C - 19、F - 19 - 1、Z - 19、CK - 19 (共通)

### 1. 研究開始当初の背景

これまで 2 次元矩形粗さ要素からなる粗面上の高レイノルズ数下のせん断流について、流動特性と流体力学的粗さ高さ寸法の粗さピッチ比  $PR$  に対する依存性を粗さ底層内流れに着目して調査してきた。流動抵抗である壁面抵抗係数  $C_f$  は粘性抵抗係数  $C_{fv}$  と圧力抵抗係数  $C_{fp}$  の和として与えられ、 $C_{fv}$  と  $C_{fp}$  の  $C_f$  に対する寄与率は  $PR$  値に依存することが知られている。 $PR < 4$  では  $C_{fp}/C_f$  値は  $PR$  値の減少に伴い減少し、滑面となる  $PR = 1$  ではゼロとなり、 $C_{fv}$  値の  $C_f$  値に対する寄与が無視できない。一方、 $PR \geq 4$  では  $C_{fp}/C_f$  値はほぼ 0.9 以上となり、 $C_f$  値に対して  $C_{fp}$  値が支配的となる。 $C_f$  値に対する  $C_{fp}$  値の寄与率の  $PR$  依存性は粗さ要素間溝部領域の流れパターンが  $PR$  値による異なるためである。また、これに伴い、流体力学的粗さ高さ寸法とみなされる原点補正量も変化する。そのため、粗さ要素間溝部上流・下流側の粗さ要素側面の圧力値に対する流れパターンとの関係を明らかにすることで、粗面流の特性の理解が深まることが期待される。

### 2. 研究の目的

本研究では、2 次元矩形粗面における粗さ要素間溝部内の流れパターンを定量化する手法として速度勾配テンソルの第 2 不変量を用い、粗さ要素間溝内流れが回転あるいは歪のどちらが支配的になるか調査し、圧力抵抗との関係を明らかにする。

### 3. 研究の方法

実験は、図 1 に示す二次元チャンネル流で行われた。チャンネル高さは  $H \cong 14.3\text{mm}$  および粗さ要素は 2 次元矩形粗さ要素で粗さ高さ  $k$  は  $k \cong 3\text{mm}$  である。粗さ要素の配置間隔である粗さピッチ比  $PR (= (b + w)/k, w$  は粗さ要素幅および  $b$  は粗さ要素間溝部幅である。) は 2, 4 および 8 とした。これは、Oke<sup>(1)</sup> による粗さ底層内の流れパターンの分類に従って決定された。粗さ要素は PIV (Particle image velocimetry) による計測を容易にするために、チャンネル下壁面側のみ設置されている。座標原点は下壁面入口部に置かれ、下壁面からの高さ方向距離を  $y$  および流れ方向距離を  $x$  とする。チャンネル高さ  $H$  に基づくレイノルズ数  $Re_H (= H\bar{U}/\nu, \bar{U}$  は断面平均流速および  $\nu$  は動粘

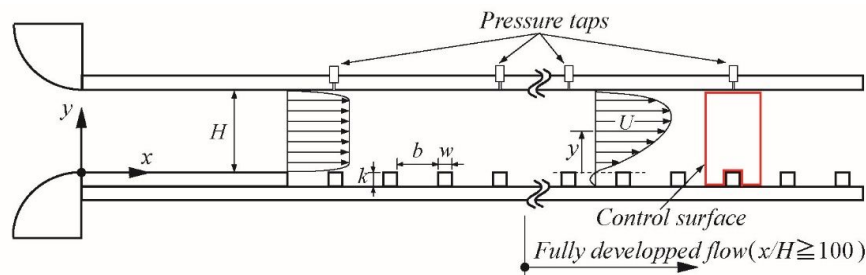


Fig.1 Flow field, nomenclature and coordinate system.

度である。) は  $Re_H \cong 1000 \sim 8000$  の範囲で行われた。

壁面抵抗係数  $C_f$  はチャンネル内の静圧勾配から評価された。チャンネル内の静圧  $P_s$  は上壁面のスパン中央部に流れ方向に約 200mm の間隔で設けられた壁面静圧孔から取得された。壁面圧力はデジタル微差圧計 (SAYAMA 130-600P-DC) により計測され、微差圧計からのアナログ信号は PC に USB 接続された AD コンバータによりデジタル化 (サンプリング間隔 60ms およびサンプリング時間 60s) された後、PC に取り込み平均化処理された。

チャンネル断面内の瞬時速度場の計測には PIV システムを使用した。シート光 (MGL-FN-532) はファンアングル 30° で電源の出力は 1W である。高速度カメラは Ditec 社製 HAS-D71 を使用した。トレーサー粒子は Dantec 社製 SAFEX F2010 により生成された。平均粒子径は約 1 $\mu\text{m}$  である。瞬時速度場は、 $Re_H \cong 1000$  および 2000 の 2 条件で取得された。フレームレイトは  $Re_H \cong 1000$  および 2000 において 8000fps および 10000 fps、粒子画像取得時間は約 20s とした。

### 4. 研究成果

#### (1) 壁面抵抗係数 $C_f$

壁面抵抗係数  $C_f$  は流れ方向に粗さ要素一ピッチ長の検査領域 (例えば、図 1 中赤線で囲まれた領域) を考慮し、力のつり合いから式 (1) が導かれる。

$$C_f = -\frac{dC_p}{dx} H \left( 1 + \frac{PR - 1}{PR} \frac{k}{H} \right), \quad k = w \quad (1)$$

式(1)中、 $C_p$ は圧力係数であり、 $C_p = (P_s - P_0)/(1/2 \cdot \rho \bar{U}^2)$ と定義される。ここで、 $P_0$ は参照圧力および $\rho$ は密度である。一方、チャンネル壁面が滑面の場合の壁面抵抗係数は、一般的に式(2)で与えられる。

$$\bar{C}_f = -\frac{dC_p H}{dx} \frac{1}{2} \quad (2)$$

式(1)において、 $PR=1$ のとき滑面となることから、式(1)の $C_f$ と式(2)の $\bar{C}_f$ は $C_f = 2\bar{C}_f$ の関係が成立する。本研究において、 $dC_p/dx$ は $x/H \geq 100$ の範囲における $C_p$ 分布から算出された。

図2に壁面抵抗係数 $C_f$ のレイノルズ数 $Re_H$ に対する変化を示す。図2中には $Re_H \cong 1000 \sim 8000$ の範囲における $PR=2, 4$ および $8$ 、ならびに滑面の結果を合わせて示す。図2中の破線と実線はそれぞれ滑面流における層流および乱流の式(3)<sup>(2,3)</sup>である。

$$\text{Dotted line(Laminar flow)} : \bar{C}_f (= C_f/2) = 12/Re_H$$

$$\text{Solid line(Turbulent flow)} : \bar{C}_f (= C_f/2) = 0.073 Re_H^{0.25} \quad (3)$$

滑面流の結果についてみておくと、 $Re_H \geq 3000$ において本結果はDean<sup>(3)</sup>による乱流領域の提案式と良好に一致している。 $Re_H < 3000$ の本結果は実線から下方に逸脱していき、 $Re_H \leq 1500$ においては層流の厳密解に近い結果となっている。 $PR=2$ の結果は滑面流の分布傾向と同様であるが、 $Re_H \geq 3000$ において滑面流に比べ約1.4倍大きく、 $Re_H < 2000$ において遷移挙動を示した後 $Re_H \leq 1500$ において層流である滑面流との差は小さくなっている。 $PR=4$ および $8$ の結果は図2に示した $Re_H$ 数の範囲で滑面流および $PR=2$ に比べ大きく、低 $Re_H$ 数域で遷移的挙動を示さない。

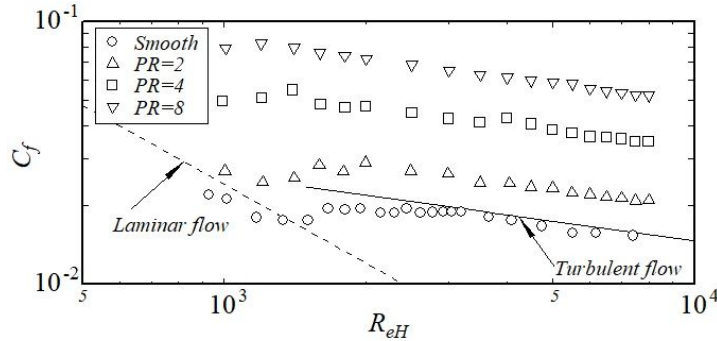


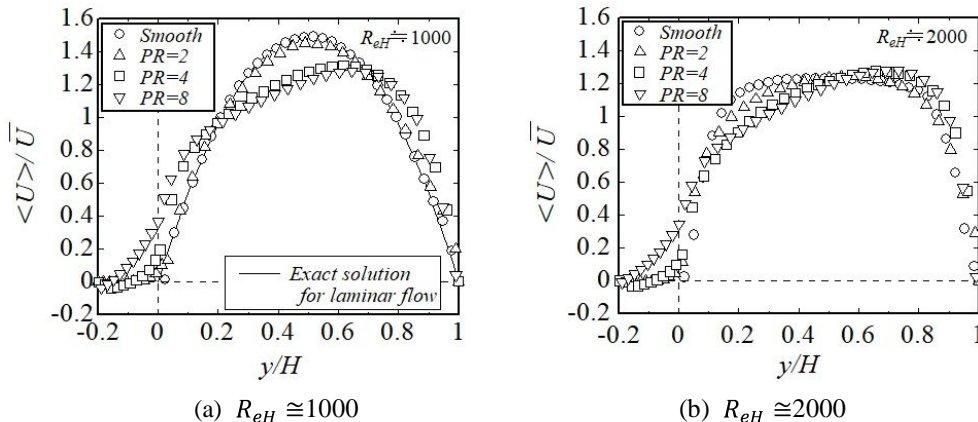
Fig. 2 Friction coefficient

## (2)断面内流れ方向平均速度分布

$Re_H \cong 1000$  および  $2000$  において、流れ方向平均速度分布に対する $PR$ 値の影響を調査する。粗さ要素に相対的な位置の影響を除去するために、粗さ要素一ピッチ間で空間平均処理を行う。

$$\langle (*) \rangle \equiv \frac{1}{\lambda} \int_{-k/2}^{b+k/2} (*) dx_{re} \quad (4)$$

式(4)中の $(*)$ は、時間平均量である。図3(a)および(b)にそれぞれ $Re_H \cong 1000$  および  $2000$ の結果を示す。また、両図中には滑面流の実験結果も合わせて示す。縦軸の $\langle U \rangle$ は断面平均流速 $\bar{U}$



(a)  $Re_H \cong 1000$

(b)  $Re_H \cong 2000$

Fig.3 Spatially averaged streamwise mean velocity profiles

で、横軸の高さ方向距離 $y$ はチャンネル高さ $H$ で無次元化されている。 $Re_H \cong 1000$ の結果について

みると、 $PR=2$  の $\langle U \rangle/\bar{U}$ 分布は滑面流の測定値ならびに厳密解<sup>2)</sup>と良好に一致する。一方、 $PR=4$  および  $8$  の結果は $PR=2$  の分布と異なり、下壁面で生じた抵抗の増加により下壁面側で速度の欠損が大きくなり、一方上壁側では速度の増加が生じて非対称な分布となる。また、 $PR=4$  および  $8$  の $\langle U \rangle/\bar{U}$ 分布はほぼ同様な分布傾向をしている。次に、 $Re_H \cong 2000$  の結果についてみる。 $PR=2$  の $\langle U \rangle/\bar{U}$ 分布はわずかに下壁面側での減速が滑面流の測定値に比べ大きくなる。これは、 $PR=2$  において下壁面側での抵抗が増加したことによる。また、滑面流および $PR=2$  の結果は $Re_H \cong 1000$  の結果に比べて層流から乱流への遷移によって平板間中央付近ではほぼ平坦な分布となる。 $PR=4$  および  $8$  の分布は、 $Re_H \cong 1000$  の結果と同様で下壁面側で速度の欠損が大きく、上壁側では速度が増加する。

### (3)断面内せん断応力分布

$Re_H \cong 1000$  および  $2000$  において、せん断応力分布に対する $PR$ 値の影響を調査する。粗さ要素一ピッチ間で空間平均処理されたせん断応力 $\langle \tau \rangle$ は

$$\langle \tau \rangle = -\rho \langle U'V' \rangle - \rho \langle \overline{uv} \rangle + \mu \frac{d\langle U \rangle}{dy} \quad (5)$$

と表される。式(5)中、右辺第1項は分散性応力 (Dispersive stress)、第2項はレイノルズせん断応力 (Reynolds shear stress)、第3項は粘性応力 (Viscous stress) である。また、式(5)中の $U'$ および $V'$ は流れ方向および垂直方向時間平均速度 ( $U$ および $V$ ) の流れ方向および垂直方向空間平均速度 ( $\langle U \rangle$ および $\langle V \rangle$ ) からの偏差である。図4(a)および(b)にそれぞれ $Re_H \cong 1000$  および  $2000$  の結果を示す。縦軸の $\langle \tau \rangle$ は断面平均流速 $\bar{U}$ に基づく動圧 ( $1/2\rho\bar{U}^2$ ) で、横軸の高さ方向距離 $y$ はチャンネル高さ $H$ で無次元化されている。 $Re_H \cong 1000$  および  $2000$  の結果とも、下壁面側 ( $y/H < 0.5$ ) において粗さピッチ比 $PR$ の増加に伴い、 $\langle \tau \rangle/(1/2\rho\bar{U}^2)$ 値は増加する。 $\langle \tau \rangle$ 分布を直線近似して得られた $y=0$  および $H$ における $\langle \tau \rangle/(1/2\rho\bar{U}^2)$ 値を表1に示す。なお、 $y=0$  および $H$ における $\langle \tau \rangle/(1/2\rho\bar{U}^2)$ の絶対値の和は壁面抵抗係数 $C_f$ と式(6)のように関連付けられる。

$$C_f \approx \frac{|\langle \tau \rangle_{y=H}| + |\langle \tau \rangle_{y=0}|}{1/2\rho\bar{U}^2} \quad (6)$$

$|\langle \tau \rangle_{y=0}|/(1/2\rho\bar{U}^2)$ および $|\langle \tau \rangle_{y=H}|/(1/2\rho\bar{U}^2)$ の値をまとめたものが表1である。表1から、上壁面側の $|\langle \tau \rangle_{y=H}|/(1/2\rho\bar{U}^2)$ 値は $PR$ 値による変化が小さいのに対し、下壁面側(粗さ要素付加)の $|\langle \tau \rangle_{y=0}|/(1/2\rho\bar{U}^2)$ 値は $PR$ 値に対して顕著に増加する。

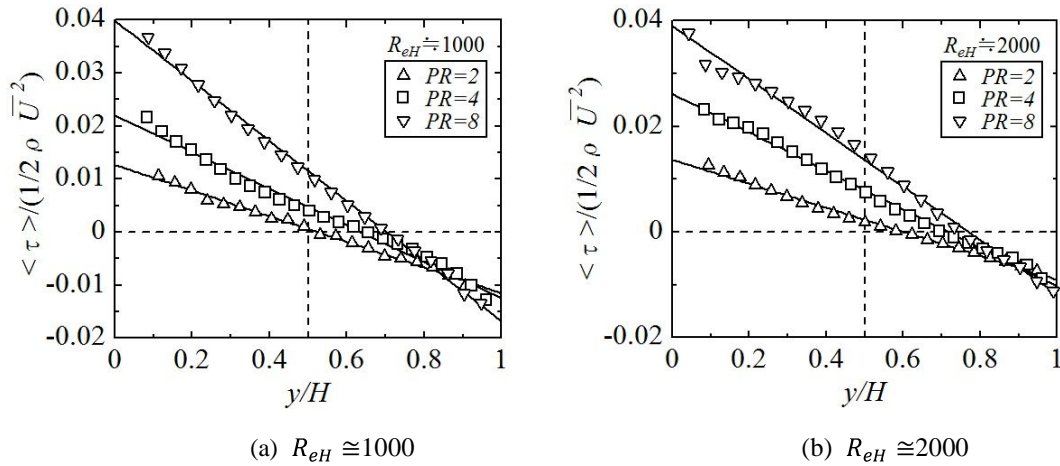


Fig.4 Spatially averaged streamwise mean velocity profiles

Table 1 Spatially averaged shear stress at  $y=0$  and  $H$ .

	$Re_H \cong 1000$			$Re_H \cong 2000$		
	$PR = 2$	$PR = 4$	$PR = 8$	$PR = 2$	$PR = 4$	$PR = 8$
$ \langle \tau \rangle_{y=0} /(1/2\rho\bar{U}^2)$	0.0127	0.0220	0.0399	0.0137	0.0262	0.0391
$ \langle \tau \rangle_{y=H} /(1/2\rho\bar{U}^2)$	0.0115	0.0125	0.0168	0.0090	0.0103	0.0117



(4)粗さ底層内のせん断応力

下壁面側 $y = 0$  における $(\tau)/(1/2\rho\bar{U}^2)$ 値の増加は、粗さ要素により生じたはく離に起因した圧力抵抗によるものと解釈される。粗さ要素間溝部で生じる圧力抵抗 $D_p$ は

$$-\langle U'V' \rangle_b|_{y=0} - \langle \bar{u}\bar{v} \rangle_b|_{y=0} + \nu \frac{d\langle U \rangle_b}{dy} \Big|_{y=0} - \nu \frac{d\langle U \rangle_b}{dy} \Big|_{y=k} = \frac{D_p}{\rho b} \quad (7)$$

と表される。式(7)中の $\langle (*) \rangle_b$ は時間平均量 $(*)$ の溝部幅当たりの空間平均量を意味する。左辺第1項の分散性応力の $U'$ および $V'$ は流れ方向および垂直方向時間平均速度( $U$ および $V$ )の流れ方向および垂直方向空間平均速度( $\langle U \rangle_b$ および $\langle V \rangle_b$ )からの偏差である。表2に圧力抵抗係数 $C_{fp}$ ( $=D_p/(1/2\rho\bar{U}^2)$ )に対する左辺各項の値を示す。なお、粘性応力項である左辺第3項と4項は合算して示す。 $Re_H \cong 1000$ において、 $PR = 2$ では層流のため $C_{fp}$ 値は粘性応力項により生じるが、 $PR = 4$ および8ではレイノルズせん断応力項の寄与が増加する。 $Re_H \cong 2000$ において、 $PR = 2$ では依然として粘性応力項の寄与が大きく、 $PR = 4$ および8では $C_{fp}$ 値はレイノルズせん断応力項により生じる。

Table 2 Pressure drag coefficient.

PR	$Re_H \cong 1000$				$Re_H \cong 2000$			
	Dispersive stress	Reynolds shear stress	Viscous stress	$C_{fp}$	Dispersive stress	Reynolds shear stress	Viscous stress	$C_{fp}$
2	$-223 \times 10^{-4}$	$-594 \times 10^{-6}$	$3.19 \times 10^{-3}$	$296 \times 10^{-3}$	$-132 \times 10^{-4}$	$3.12 \times 10^{-4}$	$5.21 \times 10^{-3}$	$5.39 \times 10^{-3}$
4	$9.46 \times 10^{-4}$	$3.82 \times 10^{-3}$	$5.42 \times 10^{-3}$	$1.02 \times 10^{-2}$	$1.57 \times 10^{-3}$	$2.62 \times 10^{-2}$	$8.79 \times 10^{-3}$	$3.71 \times 10^{-2}$
8	$6.39 \times 10^{-3}$	$2.08 \times 10^{-2}$	$7.13 \times 10^{-3}$	$3.43 \times 10^{-2}$	$1.57 \times 10^{-2}$	$7.70 \times 10^{-2}$	$6.54 \times 10^{-3}$	$9.93 \times 10^{-2}$

(5)粗さ底層内の第2不変量

第2不変量 $q$ により、粗さ底層内において回転あるいは歪のどちらが強い流れ場となるのか判断できるため、粗さピッチ比 $PR$ による流れパターンの差異を $q$ により定量化できる可能性がある。また、第2不変量 $q$ は圧力場と関係し、 $q < 0$ では正圧、 $q > 0$ では負圧に寄与する。ここでは、平均速度勾配テンソルの第2不変量 $Q$ を評価する。2次元流において、第2不変量 $Q$ は

$$Q (= \Omega_i^2 - S_{ij}^2) = \left( \frac{\partial V}{\partial x} - \frac{\partial U}{\partial y} \right)^2 - \left[ \left( \frac{\partial U}{\partial x} \right)^2 + \frac{1}{2} \left( \frac{\partial V}{\partial x} + \frac{\partial U}{\partial y} \right)^2 + \left( \frac{\partial V}{\partial y} \right)^2 \right] \quad (8)$$

と表される。圧力抵抗に関する溝部上流および下流側の粗さ要素側壁面近傍断面における $Q$ 分布を図4に示す。図5には、本実験で取り扱った全ての $PR$ 値において流れ場が乱流領域に近い $Re_H \cong 2000$ について示す。縦軸の $y_l/k$ は粗さ要素高さ $k$ で、横軸の $Q$ は $(\bar{U}/H)^2$ で無次元化されている。上流側粗さ要素側面近傍( $x_{re}/b \approx 0.06$ )では $PR$ 値によらず $Q \approx 0$ である。一方、下流側粗さ要素側面近傍( $x_{re}/b \approx 0.97$ )では $Q < 0$ となり、 $PR$ 値の増加に伴い $Q$ 値の絶対値は増加する。 $Q$ 値の絶対値の増加に対しては式(8)中の $(\partial U/\partial x)^2$ の寄与が大きいたことが確認された。これは、下流側粗さ要素への流れ衝突により圧力抵抗の増加することを意味する。

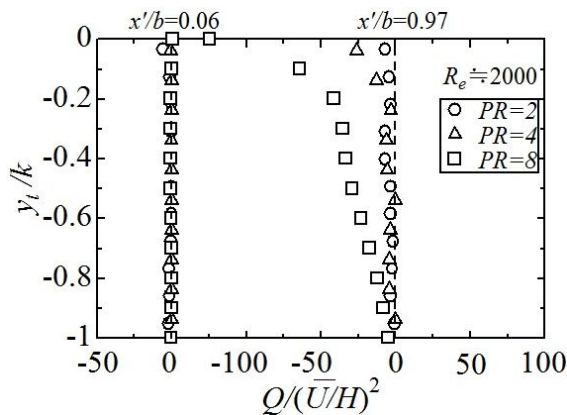


Fig.5 The second invariant of mean velocity gradient tensor

#### <引用文献>

- (1)Oke T K (1987) Boundary layer climates: 2nd edition, Routedledge.
- (2)Pope S B., “Turbulent flows”, Cambridge University Press(2000).
- (3)Dean R B., “Reynolds number dependence of skin friction and other bulk flow variables in two-dimensional rectangular duct flow”, Journal of fluids engineering, Vol.100, No.2 (1978), pp.215-223.

#### 5 . 主な発表論文等

##### 〔雑誌論文〕(計 1 件)

Takatsugu Kameda, Shinsuke Mochizuki, Hideo Osaka, On the virtual origin determined from momentum equation analysis using experimental data within the roughness sublayer, Experiments in Fluids, (2018), 査読有, Vol.59, Issue 10, Article 146.

##### 〔学会発表〕(計 2 件)

大町直也, 亀田孝嗣, 二次元チャネル流の粗さ底層内流れに対する粗さピッチ比の影響, 日本機械学会 中国四支部 第 57 期総会・講演会, 2019.

亀田孝嗣, 望月信介, 低レイノルズ数域における十分発達したチャネル流に対する粗さの影響, 日本機械学会 2018 年度年次大会, 2018.

##### 〔図書〕(計 0 件)

##### 〔産業財産権〕

出願状況 (計 0 件)

##### 〔その他〕

ホームページ等

#### 6 . 研究組織

(1)研究分担者 なし

(2)研究協力者

研究協力者氏名: 望月 信介

ローマ字氏名: Shinsuke Mochizuki

科研費による研究は、研究者の自覚と責任において実施するものです。そのため、研究の実施や研究成果の公表等については、国の要請等に基づくものではなく、その研究成果に関する見解や責任は、研究者個人に帰属されます。