

縦リブによる d 形粗面境界層の抵抗減少制御

望月 信介*, 大坂 英雄*

Passive Drag Reduction Control of a d-Type Rough Wall Boundary Layer with Longitudinal Thin Ribs Placed within the Transverse Grooves

Shinsuke MOCHIZUKI and Hideo OSAKA

Abstract

In order to control the turbulent energy production and transport processes due to the coherent vortices associated with the bursting phenomenon in a d-type rough wall turbulent boundary layer, longitudinal thin ribs were placed within the transverse grooves with a suitable spanwise spacing. Direct measurements of the local skin friction coefficient show the effectiveness of the present drag reduction technique using the longitudinal ribs. Maximum drag reduction rates to d-type rough wall flow and smooth wall flow are -10% and -3%, respectively. The drag reduction rate can be reasonably expressed in terms of the rib Reynolds number. Comparison of some mean flow properties between the modified flow and the d-type rough wall flow provide experimental facts that the present control device reduces the turbulent energy production rate.

1. 緒 言

本研究の目的は、組織構造の考察に基づき d 形粗面境界層に対する抵抗減少制御法を提案し、壁面せん断応力の直接測定及び平均量の測定からその有効性を確認することである。

パッシブな抵抗減少制御法としてリブレット⁽¹⁾及び LEBU's⁽²⁾が盛んに研究され、その抵抗減少メカニズムと組織構造との関係が議論されている。この種の研究は、抵抗減少や混合拡散の制御といった乱流制御法の新技術開発のみならず、乱れ生成機構及び非滑面上の摩擦抵抗の発生の解明という点からも極めて重要である⁽³⁾。また、粗面等の非滑面上に対する試みは、省エネルギーという観点からさらに期待されるものであると考えられる。

ここで本制御法の提案と、その基礎となった乱れ生成モデルについて Fig. 1 を用いて簡潔に述べる。著者

らは d 形粗面上の流れ場で VITA 法を用いた解析を行い、バースト現象に密接な関連をもつ一対の非定常縦渦構造の存在を報告した⁽⁴⁾。また、d 形粗面上のバースト現象において低速流体塊の上昇であるエジェクシヨ

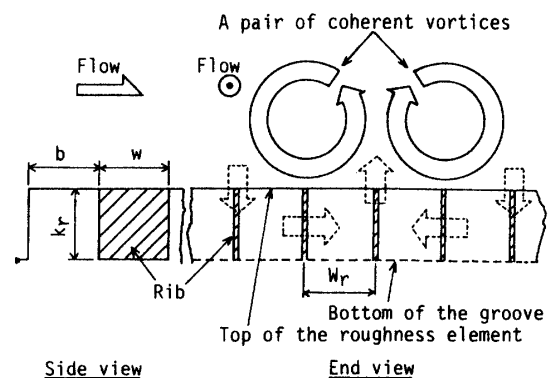


Fig.1 A pair of coherent streamwise vortices and its momentum transport model over a d-type roughness.

* 機械工学科

ン過程が卓越することを述べた。これら2つの結果から、非定常縦渦構造の通過により溝内部流体塊の境界層内への放出が誘導され、エジェクション過程が卓越するものと予想される。また、それにより縦渦構造の強化と乱れ及び抵抗の増加が生じているものと考えられる。そこで本制御法においては、縦渦構造のスパン方向スケールと同オーダーで溝内部に縦リブを設置し、スパン方向及びY方向の縦渦構造に誘起される運動量輸送を抑制する。これにより溝内部流体塊の境界層内への放出の抑制及び縦渦構造の弱体化が図られ、粗さ要素に対する抗力を主とする摩擦抵抗と乱れの減少がもたらされるものと期待される。

2. 実験装置及び方法

Fig. 2は流れ場の概要、座標系及び使用記号を示す。d形粗面は粗さ要素高さ k_r 、溝部幅 w_g 及び要素幅 b がいずれも3mmの二次元矩形粗さである。縦リブは厚さ0.1mmの銅薄板で製作された。この縦リブは流れ方向300mm、スパン方向150mmの寸法をもつd形粗面の溝内部に、スパン方向間隔 $W_r=3$ mm一定で設置された。設置においては粗面要素との高さの差異、リブと粗面との接合における隙間に十分注意した。実験においてより広いレイノルズ数の範囲の結果を得るため、この縦リブを設置したd形粗面平板を粗さ要素前縁から測った距離 $x_0=800$ mm及び1800mmの2箇所に設置した。 $x_0=1800$ mm位置のとき、この流れ方向及びスパン方向の挿入範囲は局所境界層厚さ δ_0 のそ

れぞれ7.5倍及び3.8倍に相当する。付録でも述べるように、この挿入範囲は一般的な結論を得るために十分なものである。

実験条件はTable 1に示すように、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) $=700 \sim 5000$ 、リブレイノルズ数 $W_r u_\tau / \nu$ (u_τ は摩擦速度) $=35 \sim 150$ の範囲とした。すべての実験は、主流乱れ強さ0.2%及び零圧力勾配の下で行われた。主な測定位置はリブ挿入開始点の下流 $\Delta x = (x - x_0) = 225$ mm位置の溝部中央で行われた。この距離は δ_0 の5.6倍、内層厚さのおよそ40倍に相当し、乱れ生成機構に対する縦リブの影響を調べるには十分なものと見える。また、粗さ要素近傍においては局所位置による分布に差異のあることが予想される。それについては、平均速度及び乱れ強さ分布において $y_t > 0.7$ mm ($y_t / \delta > 0.016$)の範囲で局所位置による差異の存在しないことを確認している。

局所壁面せん断応力の測定には直径60mmの浮動片要素をもつ直接測定装置⁽⁵⁾を用いた。速度成分の測定はI型及びX型熱線プローブと定温度型熱線流速計により行われた。熱線センサ部には受感部長さ l_w 及び直径 d_w がそれぞれ1mm及び5 μ mのタングステン線を用いた。受感部長さ l_w に基づくレイノルズ数 $l_w u_\tau / \nu$ は実験を通じておよそ10~30の範囲であり、その空間分解能は良好といえる⁽⁶⁾。なお、Table 2には標準的な方法⁽⁷⁾に従って行われた不確かさ解析の結果を表示しておく。

3. 結果及び考察

3.1 局所壁面摩擦抵抗係数

直接測定を用いて得られた局所壁面摩擦抵抗係数 C_f

Table 1 Experimental condition.

Measurement location x_0 (mm)	800	1800
Boundary layer thickness δ_0 (mm)	20	40
Rib Reynolds number $W_r u_\tau / \nu$	35-150	35-150
Momentum thickness Reynolds number $R_\theta (= U_1 \theta / \nu)$	700-3000	1200-5000

Table 2 Experimental uncertainty.

	U	$\overline{u^2}$	$\overline{v^2}$	$\overline{w^2}$	$-\overline{uv}$	C_f
Uncertainty (%)	1.5	1.7	11	9.3	5.0	5.0

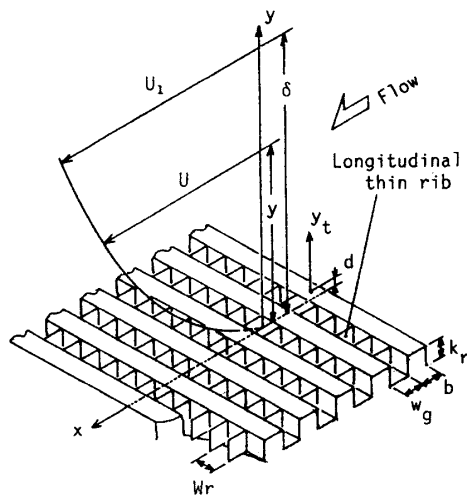


Fig.2 Flow field, coordinate system and nomenclature.

($= \tau_w / (1/2\rho U_1^2)$), τ_w は局所壁面せん断応力)と運動量厚さに基づくレイノルズ数 R_θ との関係を Fig. 3 に示す. 図中の実線は Kármán-Schoenherr による零圧力勾配下における実験式である⁽⁸⁾. $R_\theta \geq 2000$ の範囲において $C_f = 0.004$ のほぼ一定値をとり, 縦リブ挿入による C_f 値の減少はみられない. 一方, $R_\theta \leq 2000$ の範囲においては, 縦リブ挿入により d 形粗面境界層のものよりも C_f 値が減少している. 特に $750 \leq R_\theta \leq 1200$ の範囲については, 滑面流よりも C_f 値が小さく, これは流体力学上極めて重要な結果である. 粗面上における抵抗減少の可能性については, Tani⁽⁹⁾による Nikuradse の砂粒粗面管のデータの再整理, 西ら⁽¹⁰⁾による網粗面上で報告されている程度である. 最大の抵抗低減率は, d 形粗面流に対して10% ($R_\theta = 1200$), 滑面流に対して3% ($R_\theta = 1000$)である. 以上述べた直接測定の結果から, 本制御法が d 形粗面境界層の抵抗減少に対して有効であることがわかった.

本制御法提案の基礎となった縦渦構造による乱れ生成モデルの妥当性についてみるため, Fig. 4 において下式(1)で定義される d 形粗面流に対する抵抗低減率

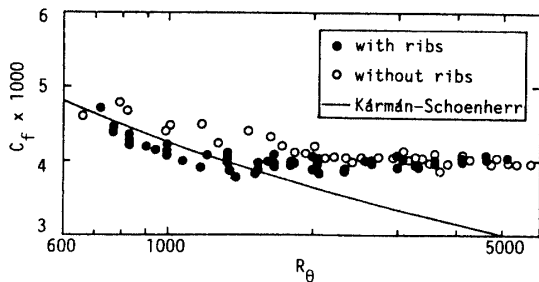


Fig.3 Local skin friction coefficient.

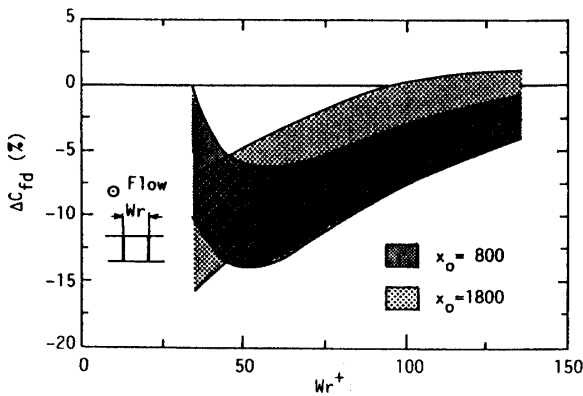


Fig.4 Reduction rate of the local skin friction coefficient as a function of rib Reynolds number.

をレイノルズ数に対して示す.

$$\Delta C_{fd} = (C_{fr} - C_{fd}) / C_{fd} \times 100 (\%) \quad \dots\dots\dots (1)$$

ここで, C_{fd} は d 形粗面流, C_{fr} は縦リブを挿入した d 形粗面流の C_f 値である. 図中には $x_0 = 800\text{mm}$ 及び 1200mm の両者の結果を示す. 影付の部分は不確かさの範囲を表す. 本制御法提案の基礎となった乱れ生成渦モデルから, 抵抗低減率 ΔC_{fd} は縦リブの代表寸法 W_r と縦渦構造の代表寸法 ν/u_τ の比として定義されるレイノルズ数 W_r^+ により表されるものと考えられる. x_0 によらず, 縦リブの間隔と縦渦構造のスパン方向間隔が同程度となる $W_r^+ = 100$ よりも小さいレイノルズ数の範囲で抵抗減少が生じている. このことより, 本制御法提案の基礎となった乱れ生成モデルの妥当性が理解される. 一方 $x_0 = 800\text{mm}$ 及び 1800mm の両者の結果において差異がみられるが, これは R_θ 数の違いによるものと解釈される. R_θ 数が低いときエジェクション過程が卓越する⁽¹¹⁾ことから, $x_0 = 800\text{mm}$ においてより大きな低減率が期待できる. 一方 $R_\theta < 800$ においては, W_r^+ の減少により $|\Delta C_{fd}|$ 値が減少している. この原因としては, $R_\theta < 800$ において元の d 形粗面境界層における C_f 値が滑面流のものと同程度であったことがあげられる⁽¹²⁾. さらに低い R_θ 数の結果はないが, 流体力学上極めて興味のある事柄である. W_r^+ 値の最適値としては, 縦渦構造のスパン方向スケールの半分程度の 50 と期待されるが, 本実験結果からは言及できない.

3.2 平均速度分布

Fig. 5 は縦リブ挿入による抵抗減少のみられた $R_\theta =$

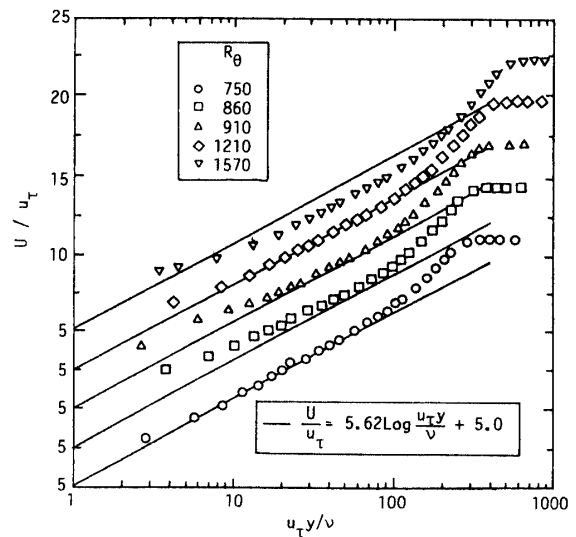


Fig.5 Log law profiles.

750~1200の範囲を中心に, 代表的な5つの R_θ 数において対数速度分布を描いたものである。Y方向原点は, 直接測定による C_f を基に Monin-Yaglom⁽¹³⁾の考え方に従って決定した。古屋・藤田の方法⁽¹⁴⁾は後述の外層における構造の変化のため, 採用できなかった。分布をみると, 縦リブによる制御によらず, 図示した全ての分布においてカルマン定数 $\kappa=0.41$ の対数領域が存在する。滑面流と同じ C_f 値をとる $R_\theta=750$ 及び1210において, 滑面流のものと同じ対数速度分布(切片 $C=5.0$)が成立する。一方, 滑面流よりも小さい C_f 値をとる $R_\theta=860$ 及び910において, 切片の値の増加がみられる。これらの条件において通常抵抗の増加と関連づけられる粗さ関数 $\Delta U/u_\tau$ は負となり, そのことはリブレット平板上やLEBU'sを用いた抵抗減少制御においても観察される⁽¹⁾⁽²⁾。滑面流よりも C_f 値の大きい $R_\theta=1570$ のとき, 粗さ関数は抵抗の増加に伴い正の値となっている。壁近傍に注目すると, R_θ 数によらず $y^+ < 30$ の範囲で若干の加速がみられる。類似の結果はリブレット平板上⁽¹⁾, LEBU's⁽²⁾を用いた制御及び高分子溶液による抵抗減少⁽⁴⁾においてみられない。このことはd形粗面上の摩擦抵抗の発生が溝部内と境界層との運動量交換を通じて, 粗さ要素に対する抗力が主なものであることに関係すると思われる。縦リブによる制御は直接的には溝内部からの低速流体塊の放出を抑制するため, 壁近傍において主としてレイノルズせん断応力の減少が抵抗減少と対応づけられるものと考えられる。また, このことは粗面の流体力学特性を決定する代表尺度の選定において考慮する事柄と思われる。

抵抗減少の場合においても滑面流における対数速度分布からの平行移動量を粗さ関数 $\Delta U/u_\tau$ として, その完全粗面領域におけるd形粗面流の代表尺度である原

点補正量 ϵ に基づくレイノルズ数 $\epsilon u_\tau / \nu$ に対する変化を Fig. 6 において調べてみる。 $\epsilon u_\tau / \nu \leq 6$ の範囲において, 高レイノルズ数(完全粗面領域)の実験式からのずれがみられる。滑面流よりも C_f 値が小さいとき, $\Delta U/u_\tau$ 及び $\epsilon u_\tau / \nu$ の両者は負の値をとる。このことは仮想原点の位置が粗さ要素頂上よりも上方にあることを意味する。また, $\Delta U/u_\tau$ は $\epsilon u_\tau / \nu$ の対数関数と関連づけられるが, 本結果は低レイノルズ数から抵抗減少に至る範囲でその表示が妥当ではないことを示している。

次に外層の分布に対する縦リブ挿入の影響についてみてみる。Coles⁽¹⁵⁾の後流法則を粗面流に適用すれば, 下式(2)のように書くことができるであろう。

$$\frac{U}{u_\tau} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{y u_\tau}{\nu} - \frac{\Delta U}{u_\tau} + C + \frac{\Pi}{\kappa} W\left(\frac{y}{\delta}\right) \dots\dots\dots (2)$$

ここで Π 及び $W(y/\delta)$ はそれぞれ後流パラメータ及び普遍後流関数と呼ばれる。Fig. 7は後流関数の分布を示す。影付の部分は元々のd形粗面流の分布範囲, 実線は本実験条件においてLewkowitzの実験式⁽¹⁶⁾に基づき計算した分布である。境界層厚さ δ の決定において, $y = \delta$ において $\partial U / \partial y = 0$ となることが考慮されている。結果をみると, 縦リブ挿入により層内で $W(y/\delta)$ の分布が変化している。特に $y/\delta \leq 0.4$ の範囲において内層の厚みの増加に伴い後流関数の値が大きく減少している。Fig. 8は後流パラメータ Π の R_θ 数に対する変化を示す。図中の実線はColes⁽¹⁵⁾により求められた零圧力勾配下の滑面境界層における実験式である。 C_f 値の減少が顕著にみられた $R_\theta = 1000 \sim 4000$ の範囲において Π の値の大きな減少がみられる。したがって, この Π の値の変化は摩擦パラメータ $u_\tau / U_1 = (C_f/2)^{1/2}$ の影響として解釈可能であること⁽¹⁷⁾を示唆し

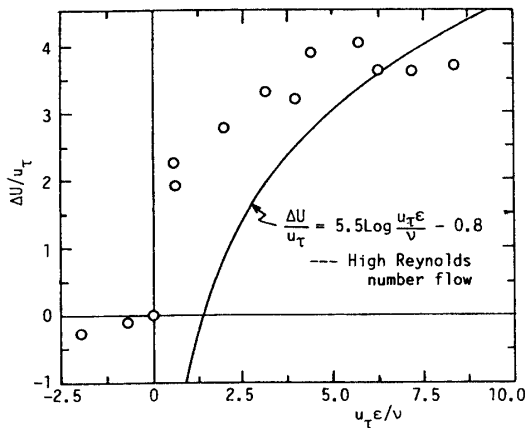


Fig.6 Roughness function.

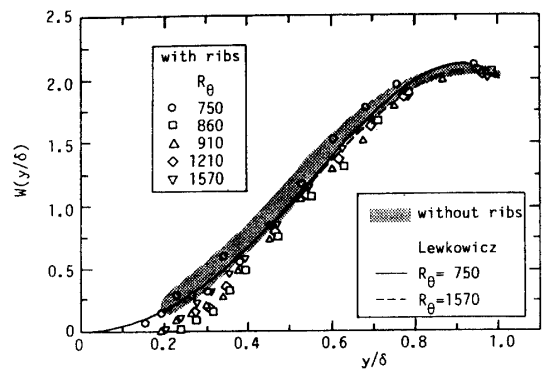


Fig.7 Wake function.

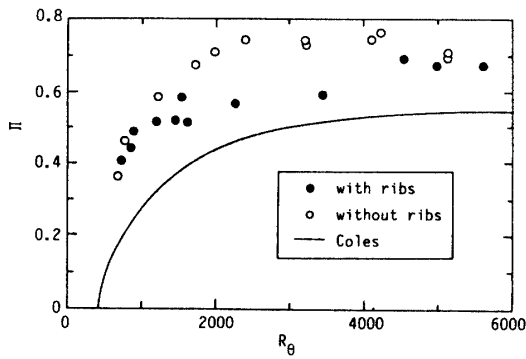


Fig. 8 Wake parameter.

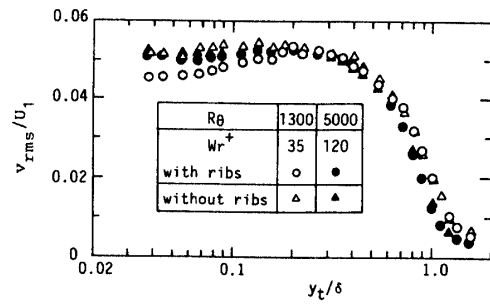


Fig. 10 Transverse turbulent intensity profiles.

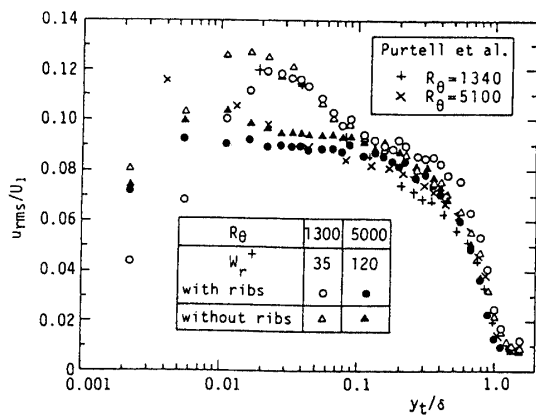


Fig. 9 Streamwise turbulent intensity profiles.

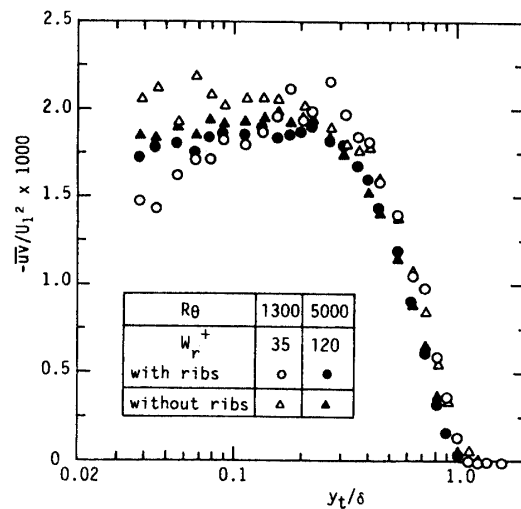


Fig. 11 Reynolds shear stress profiles.

ている。これらの外層構造における結果は、縦リブによる壁面変更の影響が外層においても認められることを示している。したがって、外層構造の普遍性に基つき C_f を決定する場合には十分な注意が必要であることがわかる。

3.3 乱流量分布

縦リブによる抵抗減少が観察された $R_\theta = 1300$ と観察されなかった $R_\theta = 5000$ の代表的な2条件について乱流量分布を調べてみる。ここで取り上げる $R_\theta = 1300$ 及び 5000 の条件はそれぞれ $W_r^+ = 35$ 及び 120 に相当する。Fig. 9 は流れ方向変動速度の乱れ強さ分布を示す。抵抗減少のみられた $R_\theta = 1300$ の場合、壁近傍の $y_t/\delta < 0.02$ の範囲において u_{rms}/U_1 値の減少がみられる。測定した範囲内で、最大低減率は45%であった。このことから本制御法が乱れ生成の抑制法としても役割を果たしていることがわかる。また、 $y_t/\delta = 0.2 \sim 0.5$ の範囲において v_{rms}/U_1 値の若干の増加がみられ、前述の外層構造への影響が乱れ強さ分布においても確認でき

る。抵抗減少のみられなかった $R_\theta = 5000$ の場合においても、内層において u_{rms}/U_1 値のわずかな減少が生じている。 C_f 値が滑面流のものと同程度の $R_\theta = 1300$ の結果⁽¹⁸⁾ を滑面流の分布と比較すると、ピーク値とそれをとる y_t/δ 値はほぼ等しいものの、外層においては本流れ場の u_{rms}/U_1 値が大きい。

Fig. 10 は y 方向変動速度の乱れ強さ分布を示す。 $R_\theta = 1300$ において、縦リブ挿入により $y_t/\delta < 0.2$ の範囲で v_{rms}/U_1 値が減少している。測定した範囲内で、最大低減率は約12%である。一方、 $R_\theta = 5000$ においては縦リブ挿入による v_{rms}/U_1 値の減少はみられない。高分子溶液注入による抵抗減少⁽¹⁹⁾ と比較すると、本制御法においては v_{rms} よりも u_{rms} 成分に制御効果が顕著にみられる点が特徴といえる。このことは、本制御法が乱れ生成機構に直接的に作用していることを表すと考えられる。Fig. 11 はレイノルズせん断応力の分布である。縦リブ挿入により抵抗減少のみられた $R_\theta = 1300$

において、 $y_t/\delta < 0.2$ の範囲で $-\overline{uv}/U_1^2$ 値の著しい減少が確認される。最大低減率は測定した範囲内で約25%であった。このことから、縦リブ挿入により壁面へ向かう運動量フラックスが減少したことがわかる。一方、このような抵抗減少した場合においても一定応力層の存在が認められるようである。縦リブによる抵抗減少がみられなかった $R_\theta=5000$ において、 $-\overline{uv}/U_1^2$ 値の減少はみられない。

4. 結 言

(1) 壁面せん断応力の直接測定を行い、本制御法がd形粗面境界層の抵抗減少に有効であることを確認した。特に、 $750 \leq R_\theta \leq 1200$ の範囲においては滑面境界層よりも C_f 値が小さいことがわかった。d形粗面流に対する抵抗低減率の大きさはほぼレイノルズ数により表され、本制御法提案の基礎となった乱れ生成モデルが妥当であることが示された。

(2) 縦リブの挿入により抵抗減少を生じる場合においてもカルマン定数 $\kappa=0.41$ とする対数速度分布が成立する。但し、滑面流よりも C_f 値が小さい条件においては、粗さ関数 $\Delta U/u_\tau$ 及び $\epsilon u_\tau/\nu$ の両者が負の値となることが示された。縦リブによる壁面操作による影響が外層構造においても認められることがわかった。

(3) 乱れ強さ及びレイノルズせん断応力の値は抵抗減少に伴い減少した。このことより、本制御法が乱れ生成機構の抑制に寄与していることが示された。

付録 縦リブ挿入平板における下流方向変化

縦リブにより制御した流れ場の主な測定位置 $\Delta x = 225\text{mm}$ における発達程度、及び内部境界層の発達過程を調べるため、縦リブ挿入平板における平均量の下流方向変化を示す。Fig. 12は平均速度場の結果を示す。ここでは $x_0=1800\text{mm}$ 位置に縦リブ挿入平板を設置した場合について、 $\Delta x(\text{mm})=51, 93, 159$ 及び 225 (それぞれ $\Delta x/\delta_0=1.28, 2.33, 3.98$ 及び 5.60 に相当)の代表4箇所の分布を測定した。発達過程であることを考慮して、結果の表示において原点補正は施していない。図中に記した内部境界層厚さの見積には、Antoniaら⁽²⁰⁾の粗面→滑面の実験データに基づきWood⁽²¹⁾が提案した下式(3)から求めた。

$$\frac{\delta_i}{z_{01}} = 0.28 M^* \left(\frac{\Delta x}{z_{02}} \right)^{0.8} \dots\dots\dots (3)$$

ここで z_{01} 及び z_{02} はそれぞれ壁面粗さ変更の上流及び下流における下式(4)で定義される粗さパラメータで

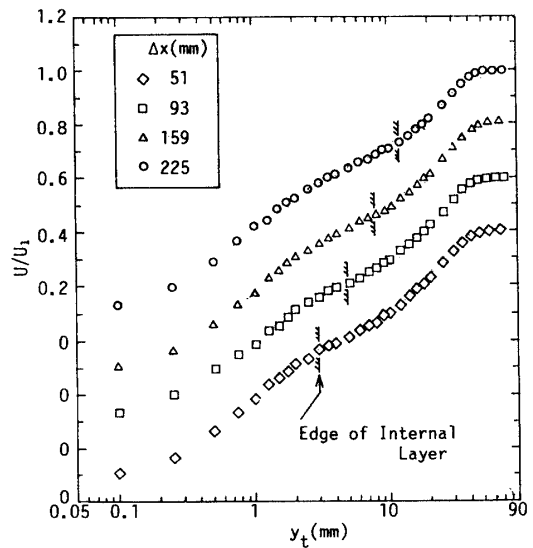


Fig.12 Downstream development of mean velocity profile.

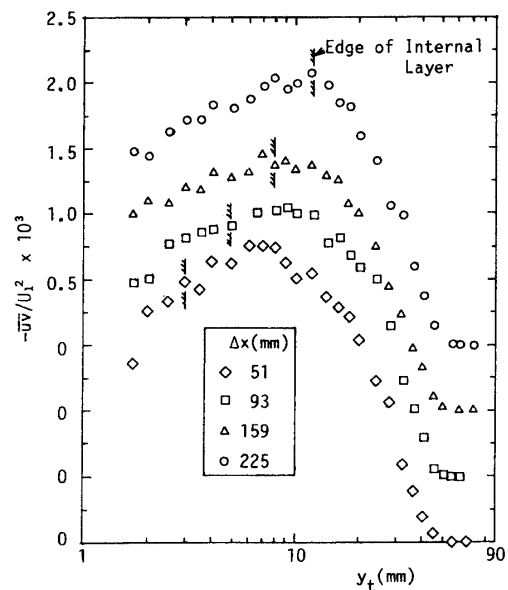


Fig.13 Downstream development of Retnolds shear stress profiles.

ある。

$$z_0 = \frac{\nu}{u_\tau} \exp \left\{ \kappa \left(\frac{\Delta U}{u_\tau} - C \right) \right\} \dots\dots\dots (4)$$

本実験について、 z_{01} 及び z_{02} の値は $\Delta x=0\text{mm}$ の直前及び $\Delta x=225\text{mm}$ 位置の粗さパラメータを用いた。そのとき z_{01} 及び z_{02} はそれぞれ $5.8 \times 10^{-4}\text{mm}$ 及び $3.6 \times$

10⁻⁴mmであり、M* = 1.63であった。結果をみると、Antoniaら⁽²⁰⁾の粗面→滑面の急変化においてみられたような速度分布の不連続は生じていない。4箇所の分布を比較すると、 $y_1/\delta < 0.3$ の壁近傍において若干の変化がみられるものの、 Δx による差異は明瞭ではない。したがって、平均速度分布において内部境界層の発達を確認するのは困難である。

Fig.13はレイノルズせん断応力分布の下流方向変化を示す。全ての位置で縦リブ挿入による $-\overline{uv}/U_1^2$ 値の減少が明確にみられる。測定可能な最も壁近くにおける低減率は最上流位置の $\Delta x = 51\text{mm}$ において生じている。Woodの実験式に基づき予測した内部境界層厚さは $-\overline{uv}/U_1^2$ の勾配が若干変化する位置に対応するようである。このことはWoodの予測式が抵抗減少の場合にも有効であることを示唆している。但し、本実験結果においてはそのことがレイノルズせん断応力分布において明確に対応することが興味深い。したがって、このことは縦リブを用いた本制御法がレイノルズせん断応力の生成機構に直接作用し、乱れ及び抵抗減少をもたらしているものと解釈される。 $\Delta x = 159\text{mm}$ と本実験の主な測定位置であった225mmの分布はほぼ相似である。このことは、 $\Delta x = 225\text{mm}$ における局所位置の測定結果から本文中で述べた縦リブの影響についての結論が妥当であることを示している。

文 献

- 1) Choi, K.-S., J. Fluid Mech., 208(1989), 417.
- 2) Chang, S.-I. and Blackwelder, R.F., J. Fluid Mech., 213(1990), 419.
- 3) Gad-el-Hak, M., AIAA J., 32(1994), 1753.
- 4) 望月・大坂, 山口大学工学部研究報告, 41(1990), 1.
- 5) 望月・大坂, 壁面せん断応力の直接測定, 機械の研究 (養賢堂), 45巻6号, (1993), 684.
- 6) Ligrani, P.M. and Bradshaw, P., Exp. Fluids, 5(1987), 407.
- 7) Yavuzkurt, S., Trans. ASME, J. Fluids Eng., 106(1984), 505.
- 8) 中村・大坂, 「工科系流体力学」, 共立出版.
- 9) Tani, I., Proc. Jap. Acad. Ser. B, 64(1988), 21.
- 10) 西・大坂, 日本機械学会論文集 B編, 60巻, 574号, (1994), 1985.
- 11) 望月・大坂, 山口大学工学部研究報告, 44(1994), 9.
- 12) 望月・大坂・西, 山口大学工学部研究報告, 43(1992), 1.
- 13) Monin, A.S. and Yaglom, A.M., "Statistical Fluid Mechanics", The MIT Press, (1973).
- 14) 古屋・藤田, 日本機械学会論文集, 32巻, 237号, (1966), 725.
- 15) Coles, D., J. Fluid Mech., 1(1956), 191.
- 16) Lewkowicz, A.K.Z., ZFW, 6(1982), 261.
- 17) Rotta, J.C., "Turbulent Boundary Layers in Incompressible Flow", Prog. Aero. Sci., (1962), Pergamon Press.
- 18) Purtell, L.P., Klebanoff, P.S. and Buckley, F.T., Phys. Fluids, 24(1981), 802.
- 19) Usui, H. and Sano, Y., "Transport Phenomena in Turbulent Flow", (1988), 299, Hemisphere.
- 20) Antonia, R.A. and Luxton, R.E., J. Fluid Mech., 53(1972), 737.
- 21) Wood, D.H., Boundary Layer Meteorol., 22(1982), 241.

(平成6年10月11日受理)