縦リブによる d 形粗面乱流境界層の抵抗減少の試み*
(高次モーメント量と条件付解析)望月 信介*¹, 伊澤 明峰*², 大坂 英雄*¹Turbulent Drag Reduction in a d-Type Rough Wall Boundary Layer with
Longitudinal Thin Ribs Placed within the Transverse Grooves
(Higher-Order Moments and Conditional Sampling Analysis)

Shinsuke MOCHIZUKI, Akimine IZAWA and Hideo OSAKA

Large-scale coherent motions were investigated experimentally in a d-type rough wall boundary layer modified with longitudinal thin ribs. Higher-order moments and conditional averaged statistics were obtained at $Re=1\,300$ and $5\,000$, where the local skin friction coefficients of the modified flow are the same with and about 17% larger than that of the smooth wall flow, respectively. The triple velocity correlations are reduced from the near-wall region through the outer edge of the layer by wall modification with longitudinal thin ribs. The higher-order moments and conditional averaged patterns with the VITA analysis show that the turbulence-producing model by means of the streamwise vortical structure and induced intermittent vortex shedding from the roughness grooves are reasonable.

Key Words: Turbulence, Boundary Layer, d-Type Roughness, Drag Reduction Higher-Order Moments, Coherent Structure

1. 緒 言

著者らは既報⁽¹⁾において組織構造を制御する目的で d 形粗面溝内部に縦リブを挿入し、壁面せん断応力の直接測定と平均量および乱流量分布の測定を行った。その結果、この制御法が摩擦抵抗および乱れの低減に有効であること、および仮定した乱れ生成渦構造モデルが妥当であることを確認した。しかしながら、抵抗減少に伴うバースト現象の変化や縦渦構造の弱体化と乱流量の値の減少との関連等、大渦構造や組織構造に関する直接の解析結果について報告していない。

これまでにリブレットに代表される壁面操作を用いた抵抗減少制御法について、豊富な実験結果に基づくレビュー⁽²⁾⁽³⁾や DNS を用いた詳細な解析⁽⁴⁾⁽⁵⁾がなされている。しかしながら、壁面せん断応力の直接測定を含む信頼性の高い実験データは、同一装置および測定平板における乱流境界層についてほとんどなされていない。そのため、抵抗減少や乱れ生成機構およびそれらに対する組織構造の役割⁽⁶⁾の解明、あるいは高精度の実験データが必要とされる乱流モデルの改善におい

て、これが障害となっている。これに関し、著者らは大渦運動の三次元空間構造の力学的解釈とその役割の変化について、2 点速度相関方程式を基礎とした解析結果を報告している⁽⁷⁾。しかしながら、これらの結果のみでは滑面境界層との比較による摩擦抵抗の増加⁽⁸⁾や減少と流れ場の変化との関連を明らかにしたり、乱流運動エネルギーやレイノルズ応力の輸送方程式中の項と大渦構造の役割の変化との関連を明らかにするには十分とはいえない。

そこで本報においては、縦リブにより抵抗減少制御された d 形粗面境界層において、既報⁽¹⁾の直接測定による壁面せん断応力の値に基づき、高次モーメント量の測定値および VITA 法による条件付解析結果を調査する。それらの結果から抵抗減少に伴う大渦構造や組織構造の変化を明らかにし、かつ力学的役割の変化との関連を推測することを目的とする。

2. 実験装置および方法

図 1 は流れ場の概要、使用記号および座標系を示す。d 形粗面は粗さ要素高さ k_r 、溝部幅 w および要素幅 b がいずれも 3 mm の二次元矩形粗さである。厚さ 0.1 mm の銅板製縦リブはスパン方向間隔 $W_r=3$ mm 一定で、粗さ要素先端から測った距離 $x=1\,800$ mm

* 原稿受付 平成 6 年 1 月 11 日。

^{*1} 正員, 山口大学工学部 (〒755 宇部市常盤台 2557)。^{*2} 准員, 三菱重工業(株) (〒723 三原市糸崎町)。

位置から下流における溝内部に設置された。縦リブ挿入範囲は流れ方向 305 mm ($=7.6\delta_0$, δ_0 は挿入開始位置における境界層厚さ $\delta_0=40$ mm), スパン方向 150 mm ($=3.8\delta_0$) である。測定位置は $x=1800$ mm 位置の下流 $\Delta x=225$ mm ($=5.6\delta_0 > 2000\nu/u_\tau$, ν は動粘度, u_τ は摩擦速度) とした。実験条件は縦リブ制御により d 形粗面流に対して約 10% の抵抗減少が得られた運動量厚さ θ に基づくレイノルズ数 $Re(=\theta U_1/\nu, U_1$ は主流速度) $=1300$ (局所摩擦抵抗係数 C_f の値は滑面流のそれと等しい) と, 抵抗減少効果が得られなかった $Re=5000$ (C_f の値は滑面流のそれより約 17% 大きい) の 2 条件とした⁽¹⁾。この条件のとき, リブレイノルズ数 $W_r \cdot u_\tau/\nu$ はそれぞれ 35 と 120 であった。すべての実験は零圧力こう配下および主流の乱れ強さ 0.2% 以下で行われた。なお, 結果の考察において表示を簡単にするため, 元の d 形粗面流を Od, 縦リブにより制御された d 形粗面流を Md と呼ぶことにする。

変動速度の測定には, 受感部の直径と長さがそれぞれ $d_w=4\ \mu\text{m}$ と $l=1.2$ mm のタングステン線をセンサとした X 形熱線プローブと定温度形熱線流速計が使用された。センサレイノルズ数 lu_τ/ν の値は $Re=1300$ および 5000 においてそれぞれ 10 および 40 であり, その空間分解能は良好である⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾。また, アスペクト比 l/d_w も 300 と十分に大きく, 高振幅の v 変動成分の測定に対しても良好な条件といえる⁽⁸⁾。各種統計量の算出には変動速度の信号をいったんデータレコーダに記録し, A-D 変換した後コンピュータ (HP PS-9000) を用いてなされた。バースト事象の検出には VITA 法⁽¹⁰⁾ が採用された。その検出基準に含まれる任意定数については, 予備実験⁽¹¹⁾ により決定された妥当な値が用いられた。壁近傍の高次モーメントの測定においては, 大きな測定誤差が特に問題となる。これに関し, 壁近傍の $y/\delta=0.04$ において $\overline{u^2}$ および $\overline{v^2}$ の

不確かさの相対値はそれぞれ 1.7% および 11% であった⁽¹⁾。測定箇所は溝部および縦リブ挿入の中央位置である。既報⁽¹⁾ において, $y_t > 1.0$ mm ($y/\delta > 0.02$) の範囲には流れ方向およびスパン方向の局所位置による変化がないことを確認している。

3. 結果および考察

3・1 高次モーメント量 乱流拡散機構に果たす大渦構造の役割の変化をみるため, 変動速度の三重速度相関量分布を調べてみる。図 2 は $-\overline{u^3}$ の層内における分布である。分布は外部変数 (U_1, δ) を用いて無次元化し, y 方向座標は対数則の成立に基づき⁽¹⁾, 仮想原点からの距離 y を用いた。横軸は壁近傍の変化をわかりやすくするため, 対数表示とした。 $Re=1300$ の分布をみると, Od および Md とともに測定した範囲内で $-\overline{u^3} > 0$ となっており, $u < 0$ の事象が優勢であることがわかる。縦リブ制御により, 層内の広い範囲 ($y/\delta \lesssim 0.9$) で $-\overline{u^3}/U_1^3$ の絶対値の減少が明確にみられる。一方, $Re=5000$ のとき壁近傍の $y/\delta \lesssim 0.1$ の範囲で $-\overline{u^3} < 0$ をとり, そこで $u > 0$ の事象が優勢となっている。ただ縦リブ制御による $-\overline{u^3}/U_1^3$ 分布の変化はみられない。滑面流の結果と比較すると, $Re=1300$ における Md の分布は $y/\delta \lesssim 0.1$ の粗さ近傍を除いて Erm ら⁽¹²⁾ のものとよく一致する。一方 $Re=5000$ の場合, 高 Re 数の滑面流の分布⁽¹³⁾ と比べ外層 ($y/\delta \geq 0.2$) において Od および Md の $-\overline{u^3}/U_1^3$ 値が大きい。このような二つの Re 数における外層構造の類似あるいは差異は壁面摩擦抵抗係数が滑面流の値と差異をもつか否かによるものと解釈される。また, C_f 値の等しい $Re=1300$ の Md の壁近傍における差異は, 滑面流と粗面流の粘性底層の構造の差異を示すものであり, 既報の対数速度分布でみられた壁近傍の加速⁽¹⁾ を説明できる可能性がある。なお, $Re=5000$ の本滑面流の分布は外層において Andreopoulos ら⁽¹³⁾ のもの

図 1 流れ場の概要, 座標系および使用記号

図 2 三重速度相関量分布 ($-\overline{u^3}$ 成分)

と良好に一致する。

図3は v 変動成分による $\overline{u^2v}$ の流束と解釈される $\overline{u^2v}$ の分布を示す。分布をみると、 R_θ 数によらず層内で $\overline{u^2v} > 0$ となっており、 $v > 0$ の事象が $\overline{u^2}$ の輸送に対して優勢であることがわかる。 $R_\theta = 1300$ の場合、縦リブ制御により層内の広い範囲($y/\delta \leq 0.9$)で $\overline{u^2v}/U_1^3$ 値の減少がみられる。一方 $R_\theta = 5000$ の場合、縦リブ制御により壁近傍の $y/\delta < 0.1$ の範囲でのみ $\overline{u^2v}/U_1^3$ 値が若干減少しているが、これは既報⁽¹⁾で示した u_{rms}/U_1 値が内層で減少していたことと対応づけられる。滑面流の分布と比較すると、 $R_\theta = 1300$ の場合のMdの分布は外層における $\overline{u^2v}/U_1^3$ 値がほぼ等しい。一方 $R_\theta = 5000$ の場合、OdおよびMdの両者の流れ場の外層における $\overline{u^2v}/U_1^3$ 値は大きい。

図4は v 変動成分によるレイノルズせん断応力 $-\overline{uv}$ の流束と解釈される $-\overline{uv^2}$ の分布である。 $-\overline{uv^2}$ 値は輸送方程式の乱流拡散項を通じてレイノルズせん断応力 $-\overline{uv}$ の収支に寄与するため、外層においてエントレインメント率や後流強さと最も関連の深い三重速度相関量である。分布をみると、 R_θ 数によらず層内で $-\overline{uv^2} > 0$ であり、 $-\overline{uv}$ の輸送に対して $v > 0$ の事象が優勢である。 $R_\theta = 1300$ の場合、縦リブ制御により $y/\delta = 0.05 \sim 0.9$ の広い範囲で $-\overline{uv^2}/U_1^3$ 値が

減少している。この範囲は $-\overline{uv}/U_1^2$ 分布に制御による顕著な値の減少がみられた $y/\delta \leq 0.3$ の範囲⁽¹⁾よりかなり広い。このことは高次モーメント量のモデル化に関して重要な結果であり、その解釈においては渦構造の形状、性質および分布といったトポロジー的考察⁽¹⁴⁾が有益な示唆を与えるものと思われる。一方 $R_\theta = 5000$ の場合、縦リブ制御による顕著な変化はみられない。滑面流⁽¹²⁾と比較すると、 $R_\theta = 1300$ の場合のMdは外層において滑面流のものとはほぼ等しい $-\overline{uv^2}/U_1^3$ 値をとるが、内層においては滑面流の $-\overline{uv^2}/U_1^3$ 値が極めて大きい。これは、四象限解析法で得られるレイノルズせん断応力への寄与率の比 $(\overline{uv})_2/(\overline{uv})_4$ が滑面流の内層で大きい値をとること⁽¹⁵⁾と一致しており、そこでエゼクション過程が卓越することを意味している。これに対しk形粗面上では壁近傍で $-\overline{uv^2}$ の符号に逆転がみられ、粗さ近傍で $\overline{uv}$ の $v < 0$ の事象による下向きの輸送が優勢となることが報告されている⁽¹³⁾⁽¹⁶⁾。 $R_\theta = 5000$ の場合、前述の2成分と同様にOdおよびMdの両者における $-\overline{uv^2}/U_1^3$ 値は滑面流のものとは比べ大きい。

図5は v 変動成分による $\overline{v^2}$ の流束と解釈される $\overline{v^3}$ 分布である。 R_θ 数によらず層内で $\overline{v^3} > 0$ であり、 $\overline{v^2}$ についても $v > 0$ の事象による輸送が優勢である。 $R_\theta = 1300$ および 5000 の場合、縦リブ制御により $y/\delta = 0.1 \sim 0.9$ の広い範囲で $\overline{v^3}/U_1^3$ の値の顕著な減少がみられる。このように、縦リブを用いた壁面形状変更の影響は $\overline{v^3}$ 成分に最も明確にみられ、これに関連しKrogstadら⁽⁹⁾も粗面壁の影響が v 成分の統計量に顕著に現れることを述べている。本制御法における乱れ生成渦構造モデル⁽¹⁾に基づく、これは縦渦構造の発生に伴う溝内流体塊の境界層内への放出が抑制されたためと解釈される。一方、 $\overline{v^2}$ 値はその速度こう配 $\partial U/\partial y$ との積が $-\overline{uv}$ の主要な生成項の役割を果たす重要な統計量である。したがって、異なる壁面形状において $\overline{v^3}$

図3 三重速度相関量分布($\overline{u^2v}$ 成分)

図4 三重速度相関量分布($-\overline{uv^2}$ 成分)

図5 三重速度相関量分布($\overline{v^3}$ 成分)

分布の特徴と壁面から放出される乱流渦塊のトポロジーとを関連づけることは、組織構造を力学的観点から捕らえるうえで極めて重要と考えられる。滑面流と比較すると、外層において Od および Md によらず外層で $\overline{v^3}/U_i^3$ 値が滑面流よりも大きい。一方、内層においては $-\overline{uv^2}/U_i^3$ 分布と同様に滑面流における $\overline{v^3}/U_i^3$ 値が大きい。

上述のように、層内の広い範囲で三重速度相関量に壁面操作の影響がみられるため、以下で変動速度の確率密度分布の形状を調べてみる。図6は $Re=1300$ における u, v および w 変動速度成分の正規化された確率密度分布である。図6中には代表として、壁近傍の $y/\delta=0.023$ 、三重速度相関分布がほぼピーク値をとる $y/\delta=0.05$ 、内層および外層のそれぞれにおいて縦リブ制御による三重速度相関量に大きい値の減少がみられた $y/\delta=0.23$ および 0.7 の4箇所の分布を示す。 $P(u/u_{rms})$ 分布は $y/\delta=0.023$ においてはほぼ左右対称な形状であるが、外層の $y/\delta=0.7$ においては乱流-非乱流の間欠性によりピーク値を $u/u_{rms} > 0$ でとり、 $u/u_{rms} < 0$ の分布の裾の広がりが大きい非対称な形状となっている。縦リブ制御による変化は明確ではない。 $P(v/v_{rms})$ 分布は、壁近傍 ($y/\delta=0.023$) および外層 ($y/\delta=0.7$) においてピーク値を $v/v_{rms} < 0$ でとり、

$v/v_{rms} > 0$ の分布の裾の広がりが大きく、 $v > 0$ の高振幅の事象が卓越した非対称な形状をとる。これに関して、 $y/\delta=0.023$ においては縦渦構造に伴う溝内流体塊の境界層への放出がその要因として考えられる。縦リブ制御に伴い、 $y/\delta=0.05$ において $1v_{rms}$ 程度の振幅をもつ事象の頻度が若干減少しているが、 $y/\delta=0.23$ においてはその影響は明確ではない。 $P(w/w_{rms})$ 分布は、2本の熱線が異なる高さ y に配置されるX形プローブを用いたため、壁近傍における流れ場の不均質性により $y/\delta=0.023$ において分布が若干非対称な形状となっている。この $P(w/w_{rms})$ は、縦渦構造によるスパン方向への変動運動の抑制⁽¹⁾を考慮すると、壁面操作の影響が著しいことが期待される。しかしながら、測定したすべての位置においてその影響はほとんどみられない。図7は $Re=5000$ における変動速度の確率密度分布である。この Re 数においても $P(u/u_{rms})$, $P(v/v_{rms})$ および $P(w/w_{rms})$ の層内における分布の傾向は $Re=1300$ の場合と同様である。 $y/\delta=0.05$ における $P(v/v_{rms})$ については、縦リブ制御による乱れ強さの減少がみられなかったにもかかわらず、 $1 \sim 2v_{rms}$ 程度の振幅をもつ事象の頻度がわずかに減少している。このことから、 $Re=5000$ の場合にも溝内流体塊の放出の抑制効果がわずかに存在することが予想される。

図6 変動速度の確率密度分布 ($Re=1300$)

図7 変動速度の確率密度分布 ($Re=5000$)

上述の確率密度分布の形状変化を詳細にみるために、ひずみ度および偏平度の値を調べてみる。図8は u および v 変動速度成分のひずみ度 $S(u)$ および $S(v)$ の層内における分布である。内層における $S(u)$ 分布をみると、 $Re=1300$ の場合 $S(u)<0$ 、 $Re=5000$ の場合 $S(u)>0$ のほぼ一定の小さい値をとっている。この Re 数による $S(u)$ 値の符号の変化は既報⁽¹⁷⁾で報告しているが、 Re 数の減少により高振幅をもつ低速の事象($u<0$)の発生が優勢となるためである。縦リブ制御による影響は内層の $y/\delta<0.1$ の範囲において明確にはみられない。したがって、この範囲における前述した $\overline{u^3}$ 値の縦リブ制御による減少はおもに $\overline{u^2}$ 値の減少によることがわかる。一方、 $\overline{u^3}$ 値が大きく減少していた $y/\delta=0.2\sim0.3$ の範囲において、わずかに $S(u)$ 値の絶対値が減少している。このことから、この範囲においては縦リブ制御により $u<0$ の高振幅の事象の間欠的な発生の頻度が減少し、 $\overline{u^3}$ 値の減少に至ったことが予想される。滑面流⁽¹⁸⁾⁽¹⁹⁾の分布は内層で $S(u)<0$ の小さい値をとっている。 $S(v)$ 分布をみると壁近傍で $S(v)>0$ となっており、 $v>0$ の高振幅の事象が間欠的に発生するものと思われ、このことは前述の $\overline{v^3}$ 分布の傾向と一致する。 $Re=1300$ の場合、縦リブ制御により壁近傍で $S(v)$ 値が増加しており、測定した範囲内で最大1.7倍にもなる。OdおよびMdともに $k_u u_\tau/\nu<150$ の範囲にあることから、両者においても周期的な渦放出⁽²⁰⁾のあることが予想される。したがって、縦リブ挿入は溝内流体塊の放出周波数を低減し、 $v>0$ の高振幅の事象の発生がより間欠的になるものと考えられる。このことは前述の $P(v/v_{rms})$ 分布の変化と一致しており、本制御法の基礎となった乱れ生成渦構造モデル⁽¹⁾による解釈が可能である。 $Re=5000$ においても縦リブ制御による $S(v)$ 値のわずかな

増加がみられる。リブレット面上では $y^+>20(y/\delta>0.04)$ の範囲の $S(v)$ に変化はなく、むしろ $S(u)$ の変化が報告されている⁽³⁾⁽⁴⁾。したがって、この $S(v)$ の変化は本流れ場の制御法の特徴であり、リブレット面上の抵抗減少機構とは異なることを示唆するものであろう。

図9は u, v および w 成分の偏平度分布を示す。 $F(u)$ 分布をみると内層および外層とも、縦リブ制御や Re 数の影響および滑面流との差異はほとんどみられない。 $F(v)$ 分布は壁近傍において、 $Re=1300$ の値は $Re=5000$ のものに比べ大きく、また縦リブ制御によりさらに増加している。この範囲で $S(v)>0$ であることを考慮すると、このことは $Re=1300$ において $v>0$ の高振幅の事象が縦リブ制御によりいっそう間欠的(発生周波数の減少)となったことを示している。一方、 $Re=5000$ における壁近傍および内層における $F(v)$ 値は滑面流の値⁽¹⁹⁾とほぼ等しく、縦リブ制御の影響はみられない。これに対し、外層における $F(v)$ 値は若干大きくなっており、壁面操作により外層における大渦構造の発生周波数や流れに対する姿勢(傾斜角)等の変化が想像される。このことは内層と外層との乱流構造の相互作用の変化⁽²¹⁾に関連しており、速度欠損法則に基づく u_τ やエントレインメント率の評価に関して重要な影響を与える。次に、 $F(w)$ 分布についてみる。抵抗減少を示すリブレット上の流れにおいてはこの $F(w)$ 値の増加が報告され⁽²⁾、それに関して低速じまのスパン方向運動の抑制⁽²²⁾のためと解釈がなされている。内層についてみると、条件によらずBalintら⁽²³⁾の滑面流における測定とよく一致し、

図8 変動速度のひずみ度分布

図9 変動速度の偏平度分布

$F(w) \approx 3$ となっており、滑面流との差異および縦リブ制御による影響はみられない。外層についてみると、縦リブ制御の影響は明確ではないが、 R_θ 数の差異による $F(w)$ の変化は明らかであり、 $R_\theta = 5000$ の高 R_θ 数において $F(w)$ 値が大きい。このことは、外層の三次元大渦構造においてスパン方向の変動運動⁽⁷⁾ の R_θ 数による変化がエントレインメント率の変化に対して重要であることを示唆している。

3.2 VITA 法による条件付平均 3.1 節において高次モーメント量分布の変化から、縦リブ制御により溝内部流体塊の層内への放出の抑制が推測された。そこで、これと乱れ生成機構との関連を調べるため、VITA 法による解析を行った。リブレット上の流れにおいては、摩擦抵抗および乱れ強さの減少により VITA 波形のバースト事象の強度および発生周波数が変化する傾向に関して一致した結論が得られていない⁽³⁾。検出基準に含まれる任意定数は、しきい値 $k = 0.8$ 、平均化時間 $T^+ (= Tu_t^2/\nu) = 20$ とし、検出基準時刻で $du/dt > 0$ の条件を加えた。図 10 は $R_\theta = 1300$ の乱れ強さ u_{rms} 値が最大となる $y^+ = 17$ において、約 300 事象の分布から求めた u , v および uv 成分の集合平均波形である。 $\bar{u}$ および $\bar{v}$ 成分はそれぞれ局所 rms 値で、 $\overline{uv}$ 成分は局所レイノルズせん断応力 $\overline{uv}$ を差引いた後 $u_{rms} \cdot v_{rms}$ 値で無次元化した。また、横軸の遅れ時間 t は縦渦構造と関連するエゼクション過程がほぼ内部変数で尺度化が可能であるという結果⁽²⁴⁾ を参考にして、 tu_t^2/ν とした。縦リブ制御の有無によら

ずエゼクション過程 ($t < 0$ において $\bar{u} < 0$, $\bar{v} > 0$ の事象) から、スweep 過程 ($t > 0$ において $\bar{u} > 0$, $\bar{v} < 0$ の事象) への VITA 波形による一連のバースト事象⁽¹⁰⁾ が存在する。しかしながら、縦リブによりエゼクション過程において $\bar{u}$, $\bar{v}$ および $\overline{uv}$ 成分のピーク値の減少がみられる。その減少は $\bar{v}$ および $\overline{uv}$ 成分において著しく、減少率は $\bar{v}$ および $\overline{uv}$ 成分についてそれぞれ 22% および 32% にもなる。この減少の結果は前述の三重速度相関量の変化と一致する。また、 v_{rms} および $\overline{uv}$ の変化に対応するこの条件付平均量の減少は、組織構造と力学的機構の間の重要な関係を示す結果である。このように、溝内流体塊の放出が抑制されたことから、エゼクション過程と密接に関連する縦渦構造の強度(渦度)が弱められたことが推測され、既報で述べた本 d 形粗面上の乱れ生成渦構造モデル⁽¹⁾ の妥当性が支持される。また $\bar{u}$ 成分においては $\bar{u} < 0$ の継続時間が縦リブ制御により増加され、内層において 2 点速度相関が比較的大きい流れ方向間隔のとき相関値を増加させること⁽⁷⁾ と対応する。このことから、ストリーク構造や縦渦構造の流れ方向の寸法の増加が予想される。一方、スweep 過程においては縦リブ制御の影響はほとんどみられない。これに対しリブレット面上においては、スweep 過程における $\bar{u}$ 成分に壁面操作の影響が現れ⁽²⁵⁾、スweep 過程に伴う局所的に大きな壁面せん断応力の発生の抑制が直接的な抵抗減少の原因とする報告がある⁽⁴⁾。しかしながら本結果を参照すると、縦リブ制御は直接的には溝内流体塊の境界層

図 10 VITA 法による集合平均波形 ($R_\theta = 1300$)

図 11 VITA 法による集合平均波形 ($R_\theta = 5000$)

内への放出を抑え、縦渦構造と関連した乱れ生成の抑制を通じて壁面への運動量流束を低減するため、d形粗面上の摩擦抵抗と乱れの減少をもたらしたと解釈できる。

図11は $R_\theta=5000$ における $\bar{u}$, $\bar{v}$ および $\bar{uv}$ 成分の分布である。この条件のとき、解析はX形プローブが設置可能な最小高さの $y^+=50$ で行われた。 $\bar{v}$ および $\bar{uv}$ 成分の無次元継続時間は R_θ 数の増加により短くなったものの、 $R_\theta=5000$ においてもVITA波形による一連のバースト現象は存在する。縦リブ制御の影響をみると、 $R_\theta=1300$ の場合と同様にエゼクション過程における $\bar{v}$ および $\bar{uv}$ 分布のピーク値の減少がみられる。減少率は $\bar{v}$ および $\bar{uv}$ 成分においてそれぞれ23%および30%とかなり大きい。一方、スweep過程においては $R_\theta=1300$ の場合と同様に縦リブ制御の影響はほとんどみられない。次にバースト発生周波数について述べておく。外部変数で尺度化したバースト発生周波数は $R_\theta=1300$ および5000において縦リブ制御により、 $f_b\delta/U_1=0.136\rightarrow0.117$ (14%減)および $f_b\delta/U_1=0.097\rightarrow0.120$ (24%増)の変化であった。また、内部変数で尺度化した f_b 値は $R_\theta=1300$ および5000において縦リブ制御により、 $f_b\nu/u_1^2=0.00546\rightarrow0.00514$ (5.9%減)および $f_b\nu/u_1^2=0.00118\rightarrow0.00142$ (20%増)の変化であった。したがって、 $R_\theta=1300$ の場合にはエゼクション過程の強度および発生頻度の両方が縦リブ制御により減少し、摩擦抵抗と乱れ強さの減少をもたらしたといえる。一方 $R_\theta=5000$ の場合、エゼクション過程の強度の減少はあるものの発生頻度が増加するという結果が得られた。なおこの R_θ 数による結果の差異については、 $R_\theta=1300$ および5000がそれぞれ遷移粗さ領域と完全粗面領域であるという R_θ 数の差⁽²⁶⁾と、リブレイノルズ数 W_r^+ の二つのレイノルズ

数の影響を考慮する必要がある。 W_r^+ の値からみると、 $R_\theta=5000$ の場合 $W_r^+=120$ であることから縦リブ制御の効果は期待できないが、 R_θ 数の差異により溝内部の流体と境界層との運動量交換に対するはく離せん断層の役割の変化を考慮する必要がある⁽²⁷⁾。したがって、本結果のみでは R_θ 数による上述の差異を説明することは困難である。しかしながら、VITA法による本解析結果は抵抗減少の制御法の基礎的な考え方であるd形粗面上の乱れ生成渦構造モデルが十分妥当であることを示している。

3.3 相関関数およびスペクトル 3.2節の条件付平均の結果を参照しながら、自己相関関数と一次元エネルギースペクトル分布からの乱れの変動特性を調べてみる。本報では紙面の都合により、抵抗減少の著しい場合の $R_\theta=1300$ の結果のみを掲載する。図12は層内の代表4箇所の自己相関係数 $R_{11}(t)$ 分布である。壁近傍の $y/\delta=0.023$ において、縦リブ制御によりゼロクロス時刻は変化しないが、ゼロクロス時刻以前の遅れ時間における $R_{11}(t)$ 値は若干減少する。しかし外層における分布をみると、縦リブ制御による分布の変化は明りょうではない。図13は2本のプローブを用いて得られた最大相関をとる位置の分布である。これと同様の結果からBrownら⁽²⁸⁾は滑面上において壁面に対して 18° 傾斜した大渦構造の存在を予測した。また粗面上においてはその傾斜角は滑面上のものと比べ大きいことが報告されている⁽²⁹⁾。本結果は $R_\theta=1300$ の条件において、固定プローブを $y/\delta=0.023$ ($y^+=17$)に設置して得たものである。OdおよびMdの両者において、 $y/\delta\leq 0.3$ の範囲で最大相関位置が直線傾向を示し、最小自乗近似により求めたその傾斜角はOdおよびMdにおいてそれぞれ 22° および 20° と縦リブ制御により減少している。このことは y 方向の渦塊寸法の減少⁽⁷⁾あるいは溝内流体塊の層内への放出頻度の減少と対応し、壁面形状とヘアピン渦構造モデル⁽⁶⁾の傾

図12 自己相関係数($R_\theta=1300$)

図13 最大相関をとる位置の分布($R_\theta=1300$)

図 14 一次元エネルギースペクトル分布 ($Re=1300$)

斜角とを関連づけるうえで興味ある結果である。

図 14 は $Re=1300$ における層内の代表的 4 箇所の一次元エネルギースペクトル分布である。分布は外部変換で尺度化され、さらに正規化されている。表示したすべての分布に、局所エネルギー平衡の成立を支持する $-5/3$ 乗領域が存在するようにみえる。壁近傍の $y/\delta=0.023$ および 0.05 の分布のエネルギー密度は、乱れ強さの減少に伴い低波数領域で増加、慣性小領域よりも高波数領域で減少している。この乱れ強さの減少に伴うスペクトル分布の変化は、散逸率が減少する傾向を示している。 $y/\delta=0.023$ においてコルモゴロフのマイクロスケールを求めてみると、縦リブ制御により $l_e/\delta=0.00029$ から 0.00030 に若干増加する。したがって、この大渦から小渦にかけてのスケールの広がり幅の減少と対応し、乱流レイノルズ数の減少も予想される。これは溝内流体塊の放出の抑制により高波数領域のエネルギー密度が減少し、本制御法においても粘性底層の厚みの増加により抵抗減少が生じたと解釈⁽³⁰⁾ することが可能であることを示唆している。

4. 結 論

(1) 変動速度の三重速度相関量は縦リブ制御による乱れ強さの減少に伴い、外層を含めた層内の広い範囲で減少した。縦リブ制御により壁近傍で $S(v)$ 値および $F(v)$ 値が増加し、それは溝内流体塊の境界層内への放出頻度の減少により生じたものと推測された。

(2) VITA 法を用いた解析により、縦リブ制御が

摩擦抵抗の低減に有効である場合にエゼクション過程の強度およびバースト発生周波数が減少することが示された。VITA 波形の結果から、本制御法の基礎となった乱れ生成渦構造モデルの仮定が妥当であることが示された。

(3) 摩擦抵抗および乱れ強さの減少に伴い、最大相関をとる位置を連ねた直線の傾斜角が減少した。一次元エネルギースペクトル分布には縦リブ制御の有無によらず $-5/3$ 乗則がみられるようであるが、壁近傍においては縦リブ制御は散逸率を減少させる。

文 献

- (1) 望月・大坂, 機論, **57**-535, B(1991), 950.
- (2) Wallace, J. M. and Balint, J. -L. (Liepmann, H. W. and Narashimha, R., eds.), *Turbulence Management & Relaminarisation* (1988), 133, Springer.
- (3) Walsh, M. J., *Prog. Aeronaut. Astronaut.*, **123**(1990), 203.
- (4) Choi, H., ほか 2 名, *J. Fluid Mech.*, **255**(1993), 503.
- (5) Chu, D. C. and Karniadakis, G. E., *J. Fluid Mech.*, **250**(1993), 1.
- (6) Robinson, S. K., *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **23**(1991), 601.
- (7) 望月・ほか 2 名, 機論, **59**-568, B(1993), 3767.
- (8) Krogstad, P. -Å., ほか 2 名, *J. Fluid Mech.*, **245**(1992), 599.
- (9) Ligrani, P. M. and Bradshaw, P., *Exp. Fluids*, **5**(1987), 407.
- (10) Blackwelder, R. F. and Haritonidis, J. H., *J. Fluid Mech.*, **132**(1983), 87.
- (11) 大坂・ほか 2 名, 機論, **52**-481, B(1986), 3224.
- (12) Erm, L. P. and Joubert, P. N., *J. Fluid Mech.*, **230**(1991), 1.
- (13) Andreopoulos, J. and Bradshaw, P., *Boundary Layer Meteorol.*, **20**(1981), 201.
- (14) Antonia, R. A., *J. Fluid Mech.*, **213**(1990), 267.
- (15) 大坂・ほか 2 名, 機論, **53**-485, B(1987), 27.
- (16) Bandyopadhyay, P. R. and Watson, R. D., *Phys. Fluids*, **31**(1988), 1877.
- (17) 望月・大坂, 機論, **56**-525, B(1990), 1312.
- (18) Gupta, A. K. and Kaplan, R. E., *Phys. Fluids*, **15**(1972), 981.
- (19) Andreopoulos, J., ほか 3 名, *Exp. Fluids*, **2**(1984), 7.
- (20) Townes, H. W. and Sabersky, R. H., *Int. J. Heat Mass Transf.*, **9**-8(1966), 729.
- (21) Cantwell, B. J., *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **13**(1981), 457.
- (22) Choi, K. -S., *J. Fluid Mech.*, **208**(1989), 417.
- (23) Balint, J. -L., ほか 2 名, *J. Fluid Mech.*, **228**(1991), 53.
- (24) 望月・大坂, 機論, **58**-549, B(1992), 1392.
- (25) Gallagher, J. A. and Thomas, A. S. W., *AIAA Paper*, No. 84-2185(1984).
- (26) 望月・大坂, 機論, **55**-511, B(1989), 640.
- (27) 望月・ほか 2 名, 機論, **56**-523, B(1990), 555.
- (28) Brown, G. L. and Thomas, A. S. W., *Phys. Fluids*, **20**-10(1977), s243.
- (29) Bessem, J. M. and Stevens, L. J., *Phys. Fluids*, **27**(1984), 2365.
- (30) Lumley, J. L., *J. Polym. Sci. Macromol. Rev.*, **7**(1973), 263.