縦リブにより制御された d 形粗面境界層の大渦構造*
(2点三重速度相関分布と乱流拡散項)望月 信介*¹, 大坂 英雄*¹Large-Eddy Structure of d-Type Rough Wall Boundary Layer Manipulated
with Longitudinal Thin Ribs
(Two-Point Triple Velocity Correlation Function and Diffusion Terms)

Shinsuke MOCHIZUKI and Hideo OSAKA

Large-eddy structure of a d-type rough wall boundary layer manipulated with longitudinal thin ribs placed within transverse grooves has been investigated experimentally in terms of a dynamical equation for a two-point velocity correlation function, $u_A u_B$. Two-point triple velocity correlation functions involved in diffusion terms were measured in order to obtain spatial structure and the scales of three-dimensional vortical motions. It is seen that a pair of streamwise vortices with low-speed common-up flow is the primary structure. The spanwise stretching motion and interaction with high-speed sweeps from the outer layer make a dominant contribution to energy transfer from the large-scale eddy to smaller-scale one. The longitudinal thin ribs restrict the spanwise stretching motion and low-speed common-up flow and then reduce the strength of streamwise vortices which also make a dominant contribution to the turbulent production. The effect of wall modification with the longitudinal thin ribs can be found in the large-scale structure in the outer layer.

Key Words: Turbulent Boundary Layer, d-Type Roughness, Drag Reduction Two-Point Velocity Correlation, Coherent Structure

1. 緒 言

著者らは組織構造の考えに基づいて d 形粗面境界層における縦リブを用いた乱流制御法を提案し、その摩擦抵抗および乱れ生成の減少に対する有効性を確認した⁽¹⁾。また、その制御による大渦構造の変化を条件付抽出法および 2 点相関方程式中の生成項に基づく考察から報告している⁽²⁾⁽³⁾。

組織構造および大渦構造といった概念は近年の乱流の解明と制御に関する研究において中心的役割を果たしているが、信頼に足る定義はいまだ明確ではない⁽⁴⁾⁽⁵⁾。このような状況下において、組織構造は不規則過程としての三次元渦構造であることから、従来より変動速度の相関関数を用いた研究が Townsend⁽⁶⁾ や Bakewell ら⁽⁷⁾ によりなされている。しかしながら、渦運動のパターンや尺度の力学的役割を明確にするには少なくとも 2 点相関方程式に基づき研究を進める必要がある。ところが、相関方程式中には極めて数多くの 2 点相関項が含まれるため、それらを実験的に求めるためには高精度で空間的に膨大な測定量を必要とする。そのため研究例は少なく、滑面境界層における試

みとしては中村ら⁽⁸⁾ によるもの、粗面境界層における例は著者らによる報告⁽³⁾ のみのようである。

著者らは既報⁽³⁾ において、2 点相関方程式の二重速度相関項に基づく考察から、縦渦構造が乱れ生成に主要な役割を果たすこと、および縦リブによる制御が渦寸法の減少をもたらすことを述べた⁽³⁾。しかしながら、三重速度相関項については報告していない。三重速度相関項は渦塊の拡散輸送と減衰に寄与することから、外層のエントレインメント機構や壁近傍の乱れ生成および散逸機構に密接に関連する渦構造の尺度の決定には極めて重要な役割を果たすものと考えられる。

そこで本報告においては、縦リブにより抵抗減少制御した d 形粗面境界層の大渦構造の変化を 2 点相関方程式に含まれる三重速度相関項に基づき実験的に調査する。これより、乱れ生成や拡散機構に支配的な渦の三次元空間構造の形象、および抵抗減少によるそれらの尺度の変化を明らかにする。

2. 実験装置および方法

2.1 実験装置および条件 流れ場の概要、座標系および使用記号を図 1 に示す。d 形粗面は粗さ要素高さ k_r 、要素幅 b および溝幅 w_g 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

* 原稿受付 1994 年 11 月 16 日。

¹ 正員, 山口大学工学部 (〒755 宇部市常盤台 2557)。

ブは粗さ要素先端から測った距離 $x=1800\text{ mm}$ の下流位置の流れ方向 $400\text{ mm}(=10\delta_0, \delta_0 \text{ は } x=1800\text{ mm} \text{ における境界層厚さで約 } 40\text{ mm})$, スパン方向 $300\text{ mm}(=7.5\delta_0)$ の範囲の溝内部にスパン方向間隔 $W_r=3\text{ mm}$ 一定で設置された。測定は縦リブ挿入開始位置の下流 $\Delta x=225\text{ mm}(=5.6\delta_0, \text{ 内層厚さの約 } 40 \text{ 倍})$ で行われた。実験条件は、壁面せん断応力の直接測定の結果からd形粗面流および滑面流に対する抵抗低減率がそれぞれ10%と3%の最大値を示した運動量厚さに基づくレイノルズ数が $R_\theta \approx 1000$ とした⁽¹⁾。このときレイノルズ数は $W_r u_\tau / \nu \approx 30$ (u_τ は摩擦速度, ν は動粘度)であった。実験は零圧力こう配で主流乱れ強さが0.2%以下で行われた。熱線流速計からの信号はパーソナルコンピュータを用いて4 kHzで100 s間A-D変換され、2点速度相関が算出された。

変動速度の測定は受感部長さ l_w および直径 d_w がそれぞれ1 mm および $5\text{ }\mu\text{m}$ のタングステン線をセンサとするX形プローブと定温度形熱線流速計を用い

図1 流れ場の概要、座標系および使用記号

図2 2点空間相関測定における座標系

て行われた。 l_w に基づくレイノルズ数は $l_w u_\tau / \nu = 9.6$ であり、その空間分解能は極めて良好である⁽⁹⁾。

2・2 2点速度相関 $\overline{u_A u_B}$ の力学式 2点速度相関の測定に対する座標系を図2に示す。2点の間隔座標を表す Burgers 変数 (ξ, η, ζ) を導入した変動速度 u に対する2点速度相関関数 $\overline{u_A u_B}$ の力学式を下式(1)に再掲する。

対流項

$$\left(U_{AB} \frac{\partial}{\partial x_{AB}} + V_{AB} \frac{\partial}{\partial y_{AB}} \right) \overline{u_A u_B} + \left(U_R \frac{\partial}{\partial \xi} + V_R \frac{\partial}{\partial \eta} \right) \overline{u_A u_B}$$

生成項

$$= -\overline{u_A u_B} \left(\frac{\partial U_{AB}}{\partial x_{AB}} + \frac{\partial U_R}{\partial \xi} \right) - \overline{u_A u_B} \left(\frac{1}{2} \frac{\partial U_A}{\partial y_{AB}} - \frac{\partial U_A}{\partial \eta} \right) - \overline{u_A u_B} \left(\frac{1}{2} \frac{\partial U_B}{\partial y_{AB}} + \frac{\partial U_B}{\partial \eta} \right)$$

乱流拡散項

$$-\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x_{AB}} \overline{u_A u_B (u_A + u_B)} - \frac{\partial}{\partial \xi} \overline{u_A u_B (u_B - u_A)} \quad \text{Dif (1)} \quad \text{Dif (3)} \\ -\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial y_{AB}} \overline{u_A u_B (v_A + v_B)} - \frac{\partial}{\partial \eta} \overline{u_A u_B (v_B - v_A)} \quad \text{Dif (2)} \quad \text{Dif (4)} \\ -\frac{\partial}{\partial \zeta} \overline{u_A u_B (w_B - w_A)} \quad \text{Dif (5)}$$

圧力-速度相関項

$$-\frac{1}{\rho} \left\{ \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x_{AB}} (\overline{p_A u_B} + \overline{p_B u_A}) + \frac{\partial}{\partial \xi} (\overline{p_B u_A} - \overline{p_A u_B}) \right\}$$

粘性拡散+粘性散逸項

$$+ \frac{1}{2} \nu \nabla_{AB}^2 \overline{u_A u_B} + 2 \nu \nabla_{\xi\eta\zeta}^2 \overline{u_A u_B} \quad \dots\dots\dots (1)$$

ここで

$$U_{AB} = (U_A + U_B)/2, \quad V_{AB} = (V_A + V_B)/2$$

$$U_R = U_B - U_A, \quad V_R = V_B - V_A$$

$$\nabla_{AB}^2 = \frac{\partial^2}{\partial x_{AB}^2} + \frac{\partial^2}{\partial y_{AB}^2} + \frac{\partial^2}{\partial z_{AB}^2}$$

$$\nabla_{\xi\eta\zeta}^2 = \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2}{\partial \eta^2} + \frac{\partial^2}{\partial \zeta^2}$$

$R_* = \delta u_\tau / \nu \gg 1$ の場合、主要項と同オーダーと推定される項に $\sim$ を記した。その場合、主要項のオーダーは u_τ^2 / δ (δ は境界層厚さ)と考えられる。乱流拡散項のうち、Dif(1)およびDif(2)は渦塊 $\overline{u_A u_B}$ の物理空間内の拡散輸送と解釈される。一方、Dif(3)~Dif(5)は例えば速度差を含む相関 $\overline{u_A u_B (v_B - v_A)}$ の2点間隔に対するこう配が渦塊 $\overline{u_A u_B}$ の大渦の変形作用による伸び

を表すため、より小寸法の渦塊への $\overline{u_A u_B}$ の輸送を意味する。Burgers 変数を導入することにより、時間平均値として得られた空間相関関数を用いて、これらの機構に対する三次元渦塊構造の局所位置への寄与を議論することが可能となる。ただし、三次元空間体積全体について実験することは困難なため、ここでは $\overline{u_A u_B}$ の力学式に含まれる 2 点三重相関関数を、主要な渦形象の推測を考慮しながら、いくつかの代表点に限定して測定を行った。本実験において、内層の 0.1δ 、間欠係数が $\gamma=1.0$ をとる外端の 0.4δ 、 $\gamma=0.5$ をとる 0.9δ および層外端の 1.1δ の 4 箇所が注目点座標 y_{AB} として選択された。

3. 結果および考察

3・1 2点三重相関分布 まず、乱流拡散項に含まれる 2 点三重相関分布を調べてみる。図 3 は $-\overline{u_A u_B u_A}$ 値の流れ方向間隔 ξ に対する分布を示す。分布は主流速度 U_1 および境界層厚さ δ を用いて無次元化し、4 箇所の注目点座標についての結果を記した。図 3 中の記号 O_d はももとの d 形粗面流の、 M_d は縦リブにより制御された d 形粗面流の結果を示す。以下の図 3 中、同記号を用いる。この流れ方向間隔に対する分布はテイラー凍結乱流の仮説を用い、対流速度の測定値と時間遅れ相関関数から求めた⁽³⁾。この方法は乱れのより小さい外層においてよい近似を与えると考えられる。 $\xi/\delta=0$ のとき(したがって、 $u_A=u_B$)、 y_{AB}/δ によらず、 $-\overline{u_A u_B u_A}>0$ であり、低速流体($u<0$)の事象の振幅が卓越することが予想される。一方 $\xi/\delta\neq 0$ のとき、 $y_{AB}/\delta=0.1$ および 0.4 においてほぼ $-\overline{u_A u_B u_A}>0$ となっている。このことは u_A と u_B が強い相関をもつとき、両者が減速(負の値: $u<0$)の確率の高いことを意味する。また、これらの注目点座標

における分布は $-\overline{u_A u_B u_A}/U_1^3$ 値が $\xi>0$ よりも $\xi<0$ の範囲で大きい非対称な形状となっている。したがって、上述の低速流体塊の存在する領域は上流側でより広い範囲に及ぶことを示唆する。一方、外層の $y_{AB}/\delta=0.9$ および 1.1 の分布は ξ の正負に対してほぼ対称で、 $|\xi/\delta|$ の増加に伴い $-\overline{u_A u_B u_A}/U_1^3$ 値は零に漸近するようである。縦リブの挿入により、内層の $y_{AB}/\delta=0.1$ 位置では $|\xi/\delta|\leq 1.0$ の範囲で $-\overline{u_A u_B u_A}/U_1^3$ 値は増加している。これは u 成分のひずみ度の増加と対応し、バースト現象による強い減速を伴う事象の発生が抑制されたためと解釈される⁽²⁾。 $y_{AB}/\delta=0.4$ においては ξ/δ によらず $-\overline{u_A u_B u_A}/U_1^3$ 値の減少がみられ、その傾向は $\xi/\delta<0$ の範囲で顕著である。外層の $y_{AB}/\delta=0.9$ および 1.1 においても、 $|\xi/\delta|\leq 1$ の範囲で $-\overline{u_A u_B u_A}/U_1^3$ 値の減少が確認できる。

図 4 は $\overline{u_A u_B v_A}/U_1^3$ の ξ/δ に対する分布を示す。 $\xi/\delta=0$ のとき、 y_{AB}/δ によらず $\overline{u_A u_B v_A}>0$ であり、前述の $-\overline{u_A u_B u_A}>0$ を考慮すると、低速流体塊の上昇する事象(イゼクション過程: $u<0, v>0$)の振幅が卓越することが予想される。一方 $\xi/\delta\neq 0$ のとき、 $y_{AB}/\delta=0.1$ および 0.4 においてほぼ $\overline{u_A u_B v_A}>0$ となっており、 u_A と u_B が強い相関をもつとき両者がイゼクション過程である確率の高いことが推測される。また $\overline{u_A u_B v_A}>0$ の分布は $\xi/\delta<0$ の範囲で大きい非対称な形状をもち、そのイゼクション過程の領域が上流側でより広い範囲に及ぶことを示唆している。この非対称性は外層の $y_{AB}/\delta=0.9$ および 1.1 においても確認できる。縦リブの挿入により、内層の $y_{AB}/\delta=0.1$ の $\xi/\delta=0$ 位置では、 $\overline{u_A u_B v_A}/U_1^3$ 値が増加している。これは u および v 成分のひずみ度の増加にみられるように、バースト現象に伴う高振幅のイゼクションの発生周波数が抑制されたためと解釈される⁽²⁾。一方、 $y_{AB}/\delta=0.4$ においては $\overline{u_A u_B v_A}/U_1^3$ 値の減少が明確にみられ、そ

図 3 $-\overline{u_A u_B u_A}/U_1^3$ の流れ方向間隔 ξ/δ に対する分布

図 4 $\overline{u_A u_B v_A}/U_1^3$ の流れ方向間隔 ξ/δ に対する分布

表 1 y 方向間隔 η に対して推測される u および v 変動速度成分の組合せ

Separation distance	u_A	v_A	u_B	v_B	$\overline{u_A u_B u_A}$	$\overline{u_A u_B v_A}$	$\overline{u_A u_B v_B}$	$\overline{u_A u_B v_B}$
$\eta > \eta_0$ at $y_{AB}/\delta = 0.1, 0.4$	-	+	+	-	+	-	-	+
$\eta < \eta_0$ at $y_{AB}/\delta = 0.1, 0.4$	-	+	-	+	-	-	+	+

の傾向は上流側($\xi/\delta < 0$)で顕著である。このことは縦リブによる制御がイゼクションの強度を減少させたことを示し⁽²⁾, エネルギー含有渦の尺度およびレイノルズ応力の減少が理解される。またこの変化に対して, 本制御法の基礎とした溝内部の低速流体塊の溝部外への放出が抑制されたという説明による解釈⁽¹⁾が可能である。外層の $y_{AB}/\delta = 0.9$ および 1.1 においても縦リブ挿入による $\overline{u_A u_B v_A}/U_i^3$ 値の減少が確認される。このことは壁面操作の影響が外層のエントレインメント機構に対しても及ぶことを示しており, 極めて興味深い。

図 5 は, $-\overline{u_A u_B u_A}/U_i^3$ の y 方向間隔 η/δ に対する分布である。分布の広がり ξ/δ 方向のものに比べ 1 オーダ小さく, $\partial/\partial\eta$ の作用素を含む項が $\partial/\partial\xi$ の作用素を含むものに比べ 1 オーダ大きいことが実験事実として示される。また分布は, ξ 方向のものに比べ符号の変化を伴う強い非対称性をもち, それは y_{AB}/δ によらない。すなわち, $\eta/\delta < 0$ (壁側) で $-\overline{u_A u_B u_A} > 0$, $\eta/\delta > 0$ (上方側) で $-\overline{u_A u_B u_A} < 0$ の値をとる範囲がある。これは同一の流れ方向位置の壁側で低速流体($u < 0$), その上方側に加速流体($u > 0$)の存在する確率の高いことを意味する。ゼロクロッシング間隔は $y_{AB}/\delta = 0.1$, 0.4 および 0.9 においてそれぞれ $\eta_0/\delta = 0.075$, 0.2 および 0.4 であり, y_{AB}/δ の増加とともに増加する。縦リブの挿入により, $y_{AB}/\delta = 0.9$ および 1.1 では $\eta/\delta = 0$ 近傍で, $y_{AB}/\delta = 0.4$ では η/δ の広い範囲で $-\overline{u_A u_B u_A}/U_i^3$ 値の減少がみられる。

図 6 は $\overline{u_A u_B v_A}/U_i^3$ の η/δ に対する分布である。この分布は乱流拡散項 Dif(2) および Dif(4) の解釈に対して重要な役割を果たすものである。 $y_{AB}/\delta = 0.1$ および 0.4 の分布において, 強い非対称性が存在する。すなわち, $\eta/\delta < 0$ (壁側) で $\overline{u_A u_B v_A} > 0$, $\eta/\delta > 0$ (上方側) で $\overline{u_A u_B v_A} < 0$ の値をとる範囲がある。ゼロクロッシング間隔は, $y_{AB}/\delta = 0.1$ および 0.4 においてそれぞれ $\eta_0/\delta = 0.08$ および 0.22 と $-\overline{u_A u_B u_A}$ 分布のものとはほぼ同程度である。前述の $-\overline{u_A u_B u_A}$ の分布も考慮して, この分布傾向を説明できる速度パターンは表 1 のように推測できる。これは壁側からイゼクション事象と上方側からのスイープ事象とが干渉する現象を表し, VITA 法を用いて時間領域の解析から得られるバースト現象の形象と一致する⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾。この非対称性は後述

図 5 $-\overline{u_A u_B u_A}/U_i^3$ の y 方向間隔 η/δ に対する分布 図 6 $\overline{u_A u_B v_A}/U_i^3$ の y 方向間隔 η/δ に対する分布

の Dif(4) 項を通じて渦塊の減衰に寄与することから, イゼクションとスイープの相互作用(衝突)による流体塊の強い変形はエネルギー輸送において重要な力学的意味をもつことが理解される。また, そこでは局所的な高せん断層(High Shear Layer)の発生が予想される。縦リブの挿入により, $y_{AB}/\delta = 0.4$ の $\eta/\delta \leq 0$ の範囲で $\overline{u_A u_B v_A}/U_i^3$ 値の減少が顕著であり, 壁側のイゼクションの強度が弱められたことが考えられる。

図 7 は $-\overline{u_A u_B u_A}/U_i^3$ のスパン方向間隔 ξ/δ に対する分布である。 $-\overline{u_A u_B u_A}$ の間隔 ξ に対する対称性により, ここでは $\xi > 0$ の範囲のみ図示する。分布の広がり η/δ に対するものとはほぼ同程度である。分布の特徴は $y_{AB}/\delta = 0.1$ および 0.4 においてみられるスパン方向の符号の反転である。このスパン方向における符

表 2 スパン方向間隔 ζ に対して推測される u および w 変動速度成分の組合せ

Separation distance	u_A	w_A	u_B	w_B	$\overline{u_A u_B u_A}$	$\overline{u_A u_B w_B}$	$\overline{u_A u_B w_A}$	$\overline{u_A u_B w_B}$
$\zeta > \zeta_0$ at $y_{AB}/\delta = 0.1$	+	-	+	+	+	+	-	+
$\zeta < \zeta_0$ at $y_{AB}/\delta = 0.4, 0.9$	-	-	-	+	-	-	-	+

図 7 $-\overline{u_A u_B u_A}/U_i^3$ のスパン方向間隔 ζ/δ に対する分布 図 8 $\overline{u_A u_B w_A}/U_i^3$ のスパン方向間隔 ζ/δ に対する分布

号の反転は 2 点二重相関分布にもみられ、縦渦構造⁽¹²⁾の存在を示唆している。ゼロクロッシング間隔は $y_{AB}/\delta=0.1$ および 0.4 においてそれぞれ $\zeta_0/\delta=0.07$ および 0.3 で、 y_{AB}/δ の増加とともに増加する。一方この符号の反転は外層の $y_{AB}/\delta=0.9$ および 1.1 においてはみられない。縦リブの挿入により、 $y_{AB}/\delta=0.4$ の $\zeta < \zeta_0$ において $-\overline{u_A u_B u_A}/U_i^3$ 値が減少し、イゼクションの強度が弱まったことを示している。縦リブ挿入による $-\overline{u_A u_B u_A}/U_i^3$ 値の減少は外層の $y_{AB}/\delta=0.9$ および 1.1 においても確認でき、エントレインメント量の減少と対応し、興味深い。

図 8 は $\overline{u_A u_B w_A}/U_i^3$ の ζ/δ に対する分布を示す。スパン方向における符号の反転はこの分布においてもみられ、それは外層の $y_{AB}/\delta=0.9$ においても確認できる。 $-\overline{u_A u_B u_A}$ 成分とスパン方向の対称性を考慮すると、イゼクションの両隣にスweepが存在する事象がこの速度パターンを最もよく説明できると考えられる。ゼロクロッシング間隔は $y_{AB}/\delta=0.1, 0.4$ および 0.9 においてそれぞれ $\zeta_0/\delta=0.07, 0.3$ および 0.33 であり、 y_{AB}/δ とともに増加する。縦リブ挿入により $\overline{u_A u_B w_A}/U_i^3$ 値の減少がみられ、その傾向はすべての y_{AB}/δ において確認できる。

図 9 は $\overline{u_A u_B w_A}/U_i^3$ の ζ/δ に対する分布である。この分布の特徴は ζ の正負に対して $\overline{u_A u_B w_A}$ の符号が反転することであり、それは $y_{AB}/\delta=0.1, 0.4$ および

図 9 $\overline{u_A u_B w_A}/U_i^3$ のスパン方向間隔 ζ/δ に対する分布

0.9 の層内の広い範囲において確認できる。この非対称性は後述の乱流拡散項 Dif(5) を通じて渦塊の減衰に寄与するものと予想される。このことを $\overline{u_A u_B u_A}$ 分布を考慮して最もよく説明できる速度パターンを選択すると表 2 のようになる。それらはいずれもスパン方向の伸張運動を伴う。縦リブの挿入により、 $y_{AB}/\delta=0.1$ および 0.4 において $\overline{u_A u_B w_A}/U_i^3$ のピークの絶対値が減少している。

これらの速度パターンから主要な渦構造を予測すると、それは内層のイゼクションを引き起こす Common-up flow を伴う一対の縦渦構造と外層からスweepを伴う大規模渦構造との干渉過程を描き出すこと

ができる。なお、ここで縦渦対に伴う運動は一般的に Common-up flow と Common-down flow とに分類されるが、前者は中央が吹上げとなる場合を指す。Robinson の提唱する渦モデル⁽⁵⁾との差異は縦渦構造が対をなす点で、これは本解釈においてスパン方向の瞬時速度こう配⁽¹²⁾に加えて、スパン方向の伸張運動が重要となる部分において差異を生じている。内層における縦渦構造の存在は生成に対しても重要な寄与をなすことは既報⁽³⁾においてすでに報告している。一方層外端においては、エントレインメントに寄与する Common-up flow を伴う一対の縦渦構造の上昇が推測され、種子田⁽¹³⁾および Head ら⁽¹⁴⁾の可視化観察を支持している。また、内層と外層とで同種の渦が予想されることは、この一対の縦渦構造の存在の説明には境界層と同程度の寸法を有するヘアピン渦あるいは馬てい形渦モデル⁽¹⁴⁾が最も適切のように思われる。縦リブの挿入は、溝内部の低速流体塊の放出とスパン方向の運動量の輸送の減少をもたらす、このためこれらの一対の縦渦構造の強度を弱めたものと考えられる。この抑制効果が層外端においても認められることは、内層と外層との構造の密接な関係を示している。この関連性は重要であり、例えば速度欠損法則の普遍性を利用して u_r を求める方法⁽¹⁵⁾に疑問を投げかけるものである。

3.2 乱流拡散項 縦リブ制御の大渦構造の尺度(速度および長さ)への影響をみるため、乱流拡散項とそれに含まれる三重速度相関値の分布を調べてみる。乱流拡散項 Dif(2)に現れる $\overline{u_A u_B (v_A + v_B)}/2$ の y_{AB}/δ に対する分布を示す。結果は代表的な五つの η 間隔について、 U_1 および δ を用いて無次元化して図

図 10 $\overline{u_A u_B (v_A + v_B)}/2U_1^3$ の注目点座標 y_{AB}/δ に対する分布

10 に示す。 $\overline{u_A u_B (v_A + v_B)}$ は v 変動成分による渦塊 $\overline{u_A u_B}$ の乱流拡散輸送と解釈される。図示したすべての範囲において $\overline{u_A u_B (v_A + v_B)} > 0$ となっており、そこで $\overline{u_A u_B} > 0$ であること⁽³⁾を考慮すると $(v_A + v_B) > 0$ の上向きの輸送であることがわかる。分布形状は η/δ によらず $y_{AB}/\delta = 0.4 \sim 0.6$ にピーク値をもつ。 $\eta/\delta = 0$ の場合のみ、内層において壁面に近づくにつれ $\overline{u_A u_B (v_A + v_B)}/2U_1^3$ 値が増加する。このことは壁近傍において比較的小寸法の渦塊の上方への放出が存在することを示唆している。縦リブの挿入により、乱流拡散項 Dif(2)の役割が重要となる外層の $y_{AB}/\delta \geq 0.4$ の範囲で $\overline{u_A u_B (v_A + v_B)}/2U_1^3$ 値が減少する。その低減率は 20%以上であり、 u_r^2 の低減率(15%)よりもかなり大きい。またこの減少は $\overline{u_A u_B}$ 分布のもの⁽³⁾とは異なり、 η/δ の広い範囲でみられる。この結果は外層における u_{rms}/U_1 分布および後流パラメータ値に変化が生じたこと⁽¹⁾と対応し、外層のエントレインメント機構に寄与する大渦構造にも縦リブによる壁面操作の影響が及ぶことを示すものである。

図 11 は Dif(4)に含まれる $\overline{u_A u_B (v_B - v_A)}$ の間隔 η に対する分布を各注目点 y_{AB}/δ について示す。この相関関数は速度差を含むため、与えられた間隔 η の近傍の寸法をもつ渦からの作用を顕著に示す構造関数⁽⁴⁾と類似の性質をもつ。またその作用は、その速度差が同一方向成分のものであることから、渦塊 $\overline{u_A u_B}$ への変形(伸張)として解釈される。 $y_{AB}/\delta = 0.1$ において、測定した η/δ の範囲で $\overline{u_A u_B (v_B - v_A)} > 0$ となっており、 $\overline{u_A u_B}$ の外向き流束(あるいは伸張)であることを意味する。 $y_{AB}/\delta = 0.4$ および 0.9 においては、 $\eta/\delta \geq 0.1$

図 11 $\overline{u_A u_B (v_B - v_A)}/U_1^3$ の y 方向間隔 η/δ に対する分布

の範囲で $\overline{u_A u_B (v_B - v_A)} > 0$ (外向き流束), $\eta/\delta \leq 0.1$ の範囲で $\overline{u_A u_B (v_B - v_A)} < 0$ (内向き流束) となっている。なお、本乱流場のテイラーのマイクロスケールは 0.1 δ 程度である。これら外向き流束は前述の壁側のイゼクシオンと上方のスイープとの相互干渉によるものである。 $\overline{u_A u_B (v_B - v_A)}$ 値のピーク値およびそれをとる間隔 η の値は Dif(4) 項の力学式(1)における寄与を推定するうえで重要な長さ尺度であり、エネルギー含有渦に対する散逸長さ尺度(Dissipation length scale)⁽⁴⁾ を与えると考えられる。 $y_{AB}/\delta = 0.1, 0.4$ および 0.9 においてピーク値を与える間隔はそれぞれ $l_\eta/\delta = 0.1, 0.3$ および 0.4 であり、積分特性距離⁽³⁾と同程度である。また、内層において l_η/δ が対数層成立に対する壁からの距離 y_{AB}/δ の増加とともに増加することは、Townsend の付着渦(Attached eddy)の仮説⁽⁶⁾ を支持するものと考えられる。ピーク値は $3 \times 10^{-5} U_1^3 (= 0.3 u_\tau^3)$ である。縦リブ挿入により、ピーク値をとる間隔 l_η/δ 値に変化はみられない。このことは縦リブによる抵抗減少操作を施した場合にも、小渦へのエネルギー伝達に主要な役割を果たす渦塊の寸法は変化せず、適当な原点を定めればカルマン定数 $\kappa = 0.41$ の対数則が成立⁽¹⁾ することと対応するものと考えられる。一方、ピーク値は壁面せん断応力およびレイノルズ応力の減少⁽¹⁾ に対応して減少する。

図 12 は Dif(5) に含まれる $\overline{u_A u_B (w_B - w_A)}/U_1^3$ のスパン方向間隔 ζ/δ に対する分布を示す。 $y_{AB}/\delta = 0.4$ の $\zeta/\delta > 0.4$ を除き $\overline{u_A u_B (w_B - w_A)} > 0$ (外向き流束) となっている。 $y_{AB}/\delta = 0.4$ の $\zeta/\delta > 0.4$ において $\overline{u_A u_B (w_B - w_A)} < 0$ であるが、そこで $\overline{u_A u_B} < 0$ であること⁽³⁾ を考慮すると、この範囲においても外向き流束

図 12 $\overline{u_A u_B (w_B - w_A)}/U_1^3$ のスパン方向間隔 ζ/δ に対する分布

として解釈できる。したがって、これらはいずれもスパン方向の伸張運動と関連しており、それが層内全域でみられることは重要である。 $y_{AB}/\delta = 0.1, 0.4$ および 0.9 においてピーク値を与える間隔はそれぞれ $l_\zeta/\delta = 0.1, 0.15$ および 0.2 であり、 y_{AB} の増加とともに増加する。一方ピーク値は $8 \times 10^{-5} U_1^3 (= 0.8 u_\tau^3)$ であり、ほぼ u_τ^3 のオーダーである。縦リブの挿入により l_ζ/δ 値の変化はみられないが、ピーク値は減少している。

図 13 は乱流拡散項 Dif(4) を U_1 および δ で無次元化した分布を η/δ に対して示す。Dif(4) の正および負は $\overline{u_A u_B} > 0$ の値に対してそれぞれ利得(Gain)と損失(Loss)を意味する。 $y_{AB}/\delta = 0.1$ および 0.4 において、負のピーク値が明確にみられ、そこで渦塊の変形によ

図 13 拡散項 Dif(4) $\cdot \delta/U_1^3$ の y 方向間隔 η/δ に対する分布

図 14 拡散項 Dif(5) $\cdot \delta/U_1^3$ のスパン方向間隔 ζ/δ に対する分布

る小渦への $\overline{u_{AU}u_B}$ の輸送が生じていることがわかる。ピーク値の大きさは $10^{-3}U_1^3/\delta$ 程度であり、既報の生成項⁽³⁾と同オーダーである。一方 $y_{AB}/\delta=0.4$ および 0.9 の $\eta/\delta \leq 0.1$ の範囲においては、 $\text{Dif}(4) > 0$ となっており、小寸法の渦塊における $\overline{u_{AU}u_B}$ の利得を表している。縦リブの挿入による分布形状およびピーク値の変化は明確ではない。

図 14 は乱流拡散項 $\text{Dif}(5)$ の ξ/δ に対する分布を示す。 $\overline{u_{AU}u_B}$ 分布はスパン方向間隔に対してつねに正 ($\overline{u_{AU}u_B} > 0$) ではないため、利得と損失の定義には注意が必要である。ここでは、 $\overline{u_{AU}u_B} > 0$ で $\text{Dif}(5) > 0$ および $\overline{u_{AU}u_B} < 0$ で $\text{Dif}(5) < 0$ の両者を利得、 $\overline{u_{AU}u_B} > 0$ で $\text{Dif}(5) < 0$ および $\overline{u_{AU}u_B} < 0$ で $\text{Dif}(5) > 0$ の両者を損失と呼ぶことにする。したがって、 $y_{AB}/\delta=0.1$ および 0.4 の比較的小さい ξ/δ における $\text{Dif}(5) > 0$ および比較的大きい ξ/δ における $\text{Dif}(5) < 0$ はいずれも損失(小渦への輸送)を意味する。この損失は前述の渦塊の一对の縦渦構造によるスパン方向への伸張運動により生じたものである。ピーク値の大きさは $10^{-3}U_1^3/\delta$ 程度であり、生成項⁽³⁾ および $\text{Dif}(4)$ 項と同オーダーである。抵抗減少に伴い $\text{Dif}(5) \cdot \delta/U_1^3$ 値は減少し、それは内層の $y_{AB}/\delta=0.1$ において最も明確にみられる。このことは、渦塊のスパン方向への伸張運動が縦リブの挿入により抑制されたことを示している。

4. 結 論

縦リブにより抵抗減少制御された d 形粗面境界層の大渦構造の変化を 2 点速度相関方程式中の乱流拡散項に基づき調査し、以下の結論を得た。

(1) 内層および外層において、低速流体塊の上昇を生じさせる Common-up flow を伴う一对の縦渦構造が、力学式中の乱流拡散項に最も寄与する渦構造として推測される。

(2) 一对の縦渦構造によるスパン方向の伸張運動、および外層のスイープを伴う大規模な渦構造との相互干渉による高せん断層の発生が渦塊の減衰に対して主要な役割を果たす。

(3) 渦塊の減衰に重要な役割を果たすと予想された運動の代表寸法 l_η/δ および l_ξ/δ は、壁からの距離 y_{AB}/δ とともに増加する。

(4) 縦リブ挿入により、三重速度相関値および渦塊の減衰に寄与する乱流拡散項の値は内層および外層において減少する。これは縦リブ挿入によりスパン方向の伸張運動とイゼクシヨンの強度が抑制され、縦渦構造の強さが弱まったためと解釈される。一方、運動の代表寸法である l_η/δ および l_ξ/δ の値は縦リブ挿入により変化しない。

文 献

- (1) 望月・大坂, 機論, 57-535, B(1991), 950.
- (2) 望月・ほか 2 名, 機論, 60-578, B(1994), 3264.
- (3) 望月・ほか 2 名, 機論, 59-568, B(1993), 3767.
- (4) Cantwell, B., *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 13(1981), 457.
- (5) Robinson, S. K., *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 23(1991), 601.
- (6) Townsend, A. A., *The Structure of Turbulent Shear Flow*, (1956), 47, 210, Cambridge Univ. Press.
- (7) Bakewell, H. P. and Lumley, J. L., *Phys. Fluids*, 10(1967), 1880.
- (8) 中村・ほか 4 名, 第 23 回乱流シンポジウム講演論文集, (1991), 19.
- (9) Ligrani, P. M. and Bradshaw, P., *Exp. Fluids*, 5(1987), 407.
- (10) Blackwelder, R. F. and Kaplan, R. E., *J. Fluid Mech.*, 76(1976), 89.
- (11) 大坂・望月, 機論, 53-486, B(1987), 371.
- (12) Myose, R. Y. and Blackwelder, R. F., *J. Fluid Mech.*, 259(1994), 345.
- (13) 種子田, ながれ, 1-1(1982), 29.
- (14) Head, M. R. and Bandyopadhyay, P. R., *J. Fluid Mech.*, 107(1981), 297.
- (15) Choi, K.-S., *J. Fluid Mech.*, 208(1989), 417.