矩形断面二次元粗面溝乱流の数値シミュレーション*

辻 本 公 一^{*1}, 三 宅 裕^{*1}, 永 井 尚 教^{*2}Numerical Simulation of flows in a Channel Having Rough-Wall of
2D-Rectangular RoughnessKoichi TSUJIMOTO^{*3}, Yutaka MIYAKE and Naonori NAGAI^{*3} Graduate School of Mechanical Engineering, Osaka University,
2-1 Yamada-oka, Suita-shi, Osaka, 565-0871 Japan

Turbulent channel flows having small two-dimensional rods of square cross section that are regularly arranged on one wall normal to the mean flow, are simulated without using any model. The other wall is assumed to be smooth to meet the limit of computer memory. Sparsely distributed ribs modulate the flow near the wall strongly but densely distributed ribs retain property of smooth-wall flow largely. Scales of time and length to normalize near-wall turbulence are normally wall scales based on total wall drag and viscosity. However these scales are found to be not necessarily adequate, in view of modification of generation mechanism of turbulence. On the other hand, the flow in the layer away from the wall has been confirmed to be little affected by roughness and scaled by total wall drag and the distance normalized by channel half width. It has been confirmed also that the property of turbulence away from the wall in smooth-wall case comes closer to the wall in rough wall flow. Formation process of hair-pin vortices is little modified by wall roughness as well.

Key Words: DNS, Channel Flow, Rough-wall, Turbulence, Turbulence Structure

1. ま え が き

粗面壁上の乱流は、程度の違いがあるものの実用上のほとんどの壁が粗面であることから、詳細な乱れ構造の解明が待たれるところであるが、極めて多くの実験が行われたにもかかわらず粗さが果たす乱れ変調の詳細は理解されているとはいえない。時間平均量については乱流統計量も含めて信頼性のある知見が得られていて、粗さ要素高さの数倍以上の、対数域より上方の壁遠方領域の乱れは壁の性状とは無関係に、壁面抗力の大きさのみによって決まる相似性があることが知られている。しかし、壁近傍では粗さ要素が局所的な乱れを強化し、滑面近傍の乱れを支配する縦渦構造を壊すと期待されるが、これに代わる乱れの構造は理解されていない。実験では十分な時空間解像度を得られないためである。一方、解像度の高いフィールド情報が得られる数値シミュレーションも不規則な形状の粗面乱流の解析は困難である。不規則な粗面を境界面と

して忠実に取り込むには計算機容量が不足するからである。

実用上は、有効な粗面モデルが不可欠となるが、著者らは粗面を Stokes 抗力で近似する簡単なモデルを提案し⁽¹⁾、平均流を近似的に算出するには簡単なモデルでも有効であることを示した。しかし、モデルは原形モデルであり、その改良には乱れの変調の機構が調べられる程度に解像度の高い乱れのデータが必要である。また、著者らは等温壁の粗面溝乱流についても同様の解析を行い⁽²⁾、提案したモデルが伝熱量の算出に関してより大きな改良を要することを示した。これらの要求にこたえるためには、まず、形状が単純な粗さ要素の場合の壁乱流を、モデルなしで数値シミュレーションを行って、基準となる流れを得ることが必要であろう。

本報告では粗さ要素をモデルなしで扱うために簡単な形状の粗面を考える。すなわち、微小な矩形断面の柱状粗さ要素(リブ)が流れに直交して等間隔で配置された溝乱流の数値シミュレーションを行う。ただし、粗面は一方の壁のみとし、他方は平滑面とする。粗さ要素の間隔、すなわち面密度を変え、壁面抗力における圧力抗力と摩擦抗力の割合を変えて乱流変調の違いを調べる。また、粗さ要素の高さの粗面効果に対する

* 原稿受付 2002年2月1日。

^{*1} 正員、大阪大学大学院工学研究科(〒565-0871 吹田市山田丘2-1)。^{*2} 大阪大学大学院。

E-mail: tsujimoto@mech.eng.osaka-u.ac.jp

限界を調べるため、一般に滑面と考えられている場合についても計算する。

2. 流路と粗さ要素

本研究のために著者らの直接シミュレーション (DNS) コードを用い、リブを配置した溝乱流場の計算を行った。離散化は既報の文献(2)に詳しく述べているのでここでは省略する。図1に示すように、幅 $2H$ 、流れ方向長さ L_x 、流れに直交方向(スパン方向)の長さ L_z の直方体計算領域を考える。平均流の向きに x 、壁垂直方向に y 、スパン方向に z をとり、 x 、 z 方向には周期条件を課す。それぞれの向きの速度成分を u 、 v 、 w とし、時間平均量にバー(̄)を付し、変動成分にプライム(′)を付して表す。速度、圧力は摩擦速度と密度 ρ を用いて無次元化する。ただし、 L_x の間の平均圧力差 $\Delta \bar{p}$ から求められる平均壁面抗力 $\bar{\tau}_w = \Delta \bar{p} H / L_x$ を用いた全平均摩擦速度 $\bar{u}_{\tau}$ と、平滑面上の速度こう配から求められる摩擦抗力を全抗力から差引いて得られる粗面側の平均壁面抗力 $\bar{\tau}_{w,r}$ で定義する粗面摩擦速度 $\bar{u}_{\tau,r}$ 、リブ上部高さの位置での摩擦速度 $\bar{u}_{\tau,rd}$ を場合に依じて使い分ける。また、巨視的変数による粗面壁側のデータ整理のために後述する等価半幅 H_r とリブ高さ h を除いた $H_{rd} = H_r - h$ を無次元化に用いる。 $\bar{u}_{\tau}$ 、 H と動粘性係数 ν を用いたレイノルズ数は $Re_{\tau} = \bar{u}_{\tau} H / \nu = 150$ で、両面が平滑面の溝乱流 $Re_{\tau} = 150$ 、395 の結果を比較に用いた。これらの格子数、計算領域を表1に示す。

リブ高さ h は $h^+ = h \bar{u}_{\tau,r} / \nu = 20$ で、 $L_x = 2\pi H$ の間に等間隔に8本(case 1; sparse)と16本(case 2; dense)設ける。また、 $h^+ = 5$ の場合についても同じ配置密度の場合を計算する。ただし、この場合、高さのみ低くし、リブの幅は $h^+ = 20$ の場合と同じにする。

3. 平均流の分布

3.1 平均流速と流線 図2のそれぞれの場合の平均流速分布で、軸はともに $\bar{u}_{\tau,r}$ を代表値とする壁

Fig. 1 Channel with a rough wall of 2-dimensional ribs

関係 $\bar{u}^+ = \bar{u} / \bar{u}_{\tau,r}$ 、 $y^+ = y \bar{u}_{\tau,r} / \nu$ で示してある。ただし、壁からの距離 y は対数速度分布が $Re_{\tau} = 395$ の場合の平滑面溝乱流のそれと平行となるようにその原点を定めた。 $h^+ = 20$ の場合、粗さ高さ以下の乱れ構造の違いにより速度偏倚量 $\Delta \bar{u}^+$ に大きな差が生じる。

砂粒粗さの場合、粗さ高さが $h^+ \approx 5$ 程度以下では粗さの影響は平均流速分布には現れず、また完全粗面は $h^+ \approx 70$ 程度以上とされる⁽³⁾。しかし、二次元リブの場合は図2のように $h^+ = 5$ の場合(●, ○)でも $\Delta \bar{u}^+$ は消失せず、粗さ効果としての速度偏倚が現れる。Raupach ら⁽³⁾ が実験結果をまとめた h^+ と $\Delta \bar{u}^+$ の関係図でも、リブ粗さの場合、 $h^+ = 5$ では粗さの影響があることを示している。しかし、後に示すように、この高さでは粗さ要素の間隔の影響は粘性底層にのみ現れ、リブ上方の乱れに違いはない。

図3は壁近傍の平均流線で case 2、 $h^+ = 5$ の広いリブ間隔の場合について示す。case 2 の場合、リブ上面以下の層は死水域になり、リブの間の壁面では上流に向かう流れとなるので分子粘性摩擦抗力は平均壁面抗力と反対の向きになる。既報⁽²⁾ に示した case 1 の場合もリブ以下の流れは定性的に同じである。図3(b)ではリブ上流側面の角に死水域が現れ、ここには示さないが、 $h^+ = 5$ でリブ間隔が狭い場合は図3(a)と同様、リブの間の流れは死水域の循環流れとなる。この

Table 1 Data bases

Wall Condition	Re_{τ}	$L_x \times L_y \times L_z$ ($N_x \times N_y \times N_z$)
Rough	150	$2\pi H \times 2H \times \pi H$ (256 × 257 × 128)
Flat	150	$4\pi H \times 2H \times \pi H$ (128 × 129 × 64)
Flat	395	$2\pi H \times 2H \times \pi H$ (128 × 257 × 256)

Fig. 2 Distribution of mean velocity $\bar{u}^+$ scaled by mean friction velocity $\bar{u}_{\tau,r}$ and ν

Fig. 3 Mean streamlines in one pitch of ribs. (a) case 2 (b) sparsely distributed low ribs ($h^+ = 5$)

ように、平均流はほぼリブ上面以下とその上方に分離されるので、以下では壁垂直方向の距離を壁面からの距離 y の代わりに、リブ上面からの距離 $y_{rd} = y - h$ を用いる。

3.2 平均せん断応力分布 図4に $h^+ = 5$ で広いリブ間隔の場合の平均せん断応力分布を示す。溝両壁が同じでなく、他方が滑面であるため流れ場は対称にならず、壁面抗力も粗面と滑面で異なる。せん断応力の大きさは両壁面の平均抗力 $\bar{\tau}_w$ に対する比で表した。実線は全せん断応力で粗さ要素がなければ壁面まで直線になるが、粗面側には欠陥部分が生じ、これはリブの上、下流鉛直面の間の圧力差すなわち圧力抗力によって受け持たれる。ここには示さないが case 1, 2 とリブの数が少ない $h^+ = 5$ の場合、リブ以下での死水域のために壁上での分子粘性によるせん断応力が負となることを除いて、せん断応力分布の定性的性質は同じである。せん断応力が消失する面の粗面壁からの距離を H_r とすると、等価的レイノルズ数 $Re_{\tau,r} = H_r \bar{u}_{\tau,r} / \nu$ は $h^+ = 20$ の場合、258(sparse), 205(dense), $h^+ = 5$ の場合、176(sparse), 175(dense) となる。

既報⁽¹⁾⁽²⁾での砂粒粗さを模擬したシミュレーションと比べ、リブ上部では粘着条件による分子粘性による強いせん断応力(点線)の発生が、リブ要素の著しい特徴で、粗さ要素の違いによるせん断応力の受け持ちに、明りょうな違いがある。

図5はリブ上部の高さの面での全せん断応力で無次元化したせん断応力の分布である。リブの数の多い case 2(一点鎖線)ではリブ上面の総面積は壁に平行な

Fig. 4 Shear stress across channel scaled by friction velocity $\bar{u}_{\tau}$ in the case of sparsely distributed low ribs ($h^+ = 5$)

Fig. 5 Distribution of shear stress scaled by total shear at the ribs height

Fig. 6 Relation between the ratio of viscous shear stress to the total one at the ribs height ϕ and a rib separation, δl^+

全断面の 35% しかないが、リブ上面高さの面での全せん断応力に対する分子粘性応力の割合は約 80% になる。また、 $h^+ = 5$ の場合それぞれ、数%の乱流せん断応力割合でしかないが、有意な速度偏倚が生ずる。分子粘性応力の全せん断応力に対する割合 ϕ がリブ上部の総面積に比例すると仮定すると、リブの間隔 δl^+ と分子粘性応力の割合は $\phi = [-\overline{u'v'} / (\nu d\bar{u}/dy) \times 100] \sim 1/\delta l^+$ の近似式が得られ、図6のようになる。

Fig. 7 Distribution of turbulent eddy viscosity scaled by global scale, $\nu_T/(\bar{u}_{\tau,rd}H_{rd}) = \nu_T^+/Re_{\tau,r}$

同一高さの粗さ要素について、近似外挿すると、両者とも $\delta l^+ \approx 20$ 程度、すなわち全断面積に占めるリブ上面の総面積の割合がおおよそ 50% で滑面状態 ($\phi=100$) になる。したがって、面密度が高くなると、粗さ要素高さの影響は失われ、滑面状態になると推察される。リブの間の滑りの効果を期待し、抵抗削減の制御デバイスとして粗さ要素のもつ可能性が検討されているが⁽⁶⁾、乱流の場合、粗さ要素高さが粘性底層厚さ程度でも乱流せん断応力が発生し、抵抗増加が生じるため、リブ高さ以外にも面密度の配慮が重要であることを示唆している。

乱流せん断応力の変化を渦粘性係数 $\nu_T = -\overline{u'v'}/(d\bar{u}/dy)$ で示すと図 7 になる。ここでは巨視的変数 $\bar{u}_{\tau,rd}$, H_{rd} で無次元化した。リブ上での乱流せん断応力の割合が大きい case 1 (破線) では渦粘性係数が壁近傍で大きな値を示す。case 2 (一点鎖線) では速度分布の偏倚量は大きい $h^+=5$ と同程度で、かつレイノルズ数の変化の範囲内であることから、摩擦応力は強いが case 1 の場合程混合は活発に行われていないことを示す。壁遠方はいずれの場合もほぼ同じ値で、普遍性のあること、壁遠方場での長さや速度の代表値が壁での巨視的変数で整理されることを示している。

3.3 乱れの強さ 図 8 はリブ上面上方の変動速度の強さの壁垂直方向分布で、(a) $u_{rms}^+ = u'_{rms}/\bar{u}_{\tau,rd}$, (b), (c) はそれぞれ v_{rms}^+ , w_{rms}^+ である。 u_{rms}^+ の壁近傍でのピーク値は壁近傍の縦渦によって生じるストリークと関係し、滑面と $h^+=5$ の場合に強く、また case 2 (一点鎖線) では弱くはなるがピーク値は現れる。case 1 (点線) の場合、渦粘性係数の分布から、混合距離 $l = \sqrt{\nu_T/|d\bar{u}/dy|}$ が長く、スケールの大きな混合の結果、ピーク値の緩和が起こる。また、case 1 (点線)、

(a)

(b)

(c)

Fig. 8 Distribution of turbulent intensity scaled by $\bar{u}_{\tau,rd}$. (a) $u_{rms}^+ = u'_{rms}/\bar{u}_{\tau,rd}$, (b) v_{rms}^+ , (c) w_{rms}^+

case 2 (一点鎖線) の場合の乱れ強度の低下はモデルを用いた砂粒粗さの場合⁽¹⁾の結果と共通する特性で、乱れが弱められたのではなく、全摩擦速度が大きくなるほどには乱れが強くないことを示している。壁垂直、スパン方向の乱流強度は $h^+=5$ の場合、リブ上部で case 2 と同程度の強度を示すが、強い乱流せん断応力は発生しない。これは $h^+=5$ の場合、リブ以下で乱流せん断応力を作る構造化した渦の存在を許さないためである。一方、case 2 (一点鎖線) の場合、リブ高

Fig. 9 Distribution of vorticity intensity scaled by eq. (1). (a) streamwise (b) wall-normal, (c) span-wise

さが $h^+=20$ と十分に高く、かき混ぜの影響がリブ高さ以下に及ぶため、リブ上では v'_{rms} , w'_{rms} とともに乱流せん断応力の発生も強い。

Antonia らは境界層の場合について外層が局所平衡状態で、乱れエネルギー消散の壁垂直方向分布が境界層厚さに関し相似性があり、かつその場で乱れの等方性を仮定して、外層の渦度のスケリング式を導出した⁽⁴⁾。壁乱流場に適用すると次式になる。

$$\omega'_{i,rms} = \frac{\omega'_{i,rms} H}{u_{\tau} Re_{\tau}^{0.5}} = \frac{\omega'_{i,rms} H_{rd}}{u_{\tau,rd} Re_{\tau,rd}^{0.5}} \dots\dots\dots (1)$$

各場合について式(1)で渦度強度を整理すると図9になる。レイノルズ数の違いや壁条件にかかわらず遠方では一律にスケリングされる。 $h^+=5$ (●, ○)の場合、壁近傍ではすべての渦度成分の強度が増加する。これは次のように考えることができる。滑面の場合、壁近傍で支配的な縦渦構造はスパン方向の強い渦層から渦度供給を受け、粘性底層の上部に発達する。粘性底層内では、壁の粘着条件のため、縦渦が壁との間にそれ自身とは逆向きの強い渦層をつくる。粗面ではリブ上部に縦渦が形成されるが、リブの間の死水域では粘着条件が緩和されるため、周囲への拡散が弱まり、その結果、縦渦自身の回転が強く維持される。case 1(破線)については後で示すように、通常の縦渦形成の機構とは異なるため他の場合と違った特性を示すが、case 1, 2での渦度強度の低下は乱流強度の結果と同じで、全摩擦速度が大きくなるほどには乱れが強くないためである。

3・4 エネルギーバランス 粗面のもつ基本的な特性について、エネルギー授受の観点から理解するため、ここでは平均エネルギーの収支について評価した結果を示す。平均流エネルギーに関する収支式は、平均流が圧力こう配によって外部から受け取るエネルギー、 $\Pi = -(\bar{u}/\rho)(d\bar{p}/dx)$ 、平均流の粘性消散 $\epsilon_m = -\nu(d\bar{u}/dy)^2$ 、乱れ生成に費されるエネルギー、 $P_k = \overline{u'v'}(d\bar{u}/dy)$ 、ならびにその他の拡散項からなるが、ここでは系全体のエネルギー収支について評価するので、3項の分布のみ図10に示す。図10は各場合の Π , ϵ_m , P_k の分布で、 H_{rd} と $\bar{u}_{\tau,rd}$ で無次元化してある。エネルギー供給 Π は断面内で一様に行われ、単位摩擦あたりのエネルギー供給量は case 1 が最も小さく、粗面では単位時間、単位質量あたりのエネルギー受取り量が小さくなる。これは摩擦応力が少ないエネルギーで効果的に作られていることを示し、平均流によるエネルギー消散 ϵ_m は摩擦応力の増加に比例して減る。また、モデルを用いた砂流粗さの場合⁽¹⁾の傾向とも一致する。これは壁近傍での混合が強化されるため平均流が一様化し、平均速度こう配が小さくなるためで、消散の小さな壁遠方場の特性が粗さによってなお壁近傍に近づけられる。一方、リブ上面上方の乱れ生成量は、平均流とは異なり、小さくはない。渦粘性係数は式変形すると $\nu_t^+ = P_k/\epsilon_m$ となり、乱れが受けとるエネルギーと平均流の消散比を表す。すなわち、渦粘性係数の増大は乱れによるエネルギー消費が活性化されることを示し、渦粘性係数の増加からも

Fig. 10 Distribution of mean energy budget, (a) $\Pi = -(\bar{u}/\rho)(d\bar{p}/dx)$, $\epsilon_m = -\nu(d\bar{u}/dy)^2$, (b) $P_k = \bar{u}'v'(d\bar{u}/dy)$

P_k の増加の傾向が説明できる。

しかし、これとは反対に砂粒粗さの計算の結果⁽¹⁾では乱れが受けとるエネルギーも小さい。砂粒粗さの場合、仮定した粗さ要素の圧力抵抗とリブと比べてぬれぶち長さが増加することにより、層流摩擦抵抗が増大する。その結果、前述した粗さ近傍では平均流の速度こう配の低下が起こる。さらに縦渦のような壁近傍の乱れ生成を活発にする組織構造の形成が阻害され⁽¹⁾、乱れによる消散が落ちる。

既報⁽²⁾で示したように伝熱面積の増加を無視した砂粒粗さの結果は滑面よりは Nu 数の増加は起こるがリブに比べて劣ることからも乱流混合が活発には行われない結果を得たが、これは上述の理由のためである。

4. 乱流構造

構造変調の大きい case 1, 2 の場合について、壁近傍構造の特性について評価した結果を示す。

4.1 渦スケール 乱流応力を支える乱れの渦は滑面の場合と異なると考えられるが、図 11 は乱流せん断応力 $-\bar{u}'v'$ のスパン方向の一次元スペクトルの各スケールに対する寄与を調べたものである。変動速度 u', v' を $u' = \sum \tilde{u}_{k_z} \exp(ik_z z)$ (i は虚数記号) のよ

Fig. 11 Fourier spectrum of turbulent shear stress

Fig. 12 Side view of coherent vortices ($Q^+ > 0.05$) (a) Flat wall ($Re_\tau=150$), (b) Sparse ($h^+=20$), (c) Dense ($h^+=20$)

うに表し、 $E(k_z) = \tilde{u}_{k_z} \tilde{v}_{k_z}^* \sqrt{\bar{u}'v'}$ で求めた。ただし、 $\tilde{v}^*$ は $\tilde{v}$ の共役複素数である。横軸を波数 $k_z^+ = k_z \nu / \bar{u}_{\tau,rd}$ で示す。いずれの場合も壁から遠ざかるにつれて、スペクトルの極値の寸法で代表される渦寸法が大きくなる。混合距離の概念では渦の代表寸法が次第に大きくなるが図 11 はこのことに対応する。壁近傍の $y_{rd}^+ = 5, 35$ の面では case 1 の粗面の場合、滑面と比べてこの代表寸法は大きくなり、粗面では遠方の乱流構造の特性が壁近傍で生じるという既報の結果⁽²⁾とも一貫する。case 2 の場合、 $y_{rd}^+ = 35$ では滑面と変わらず、case 1 に比べ変調される層の厚さは薄い。しかしながら、リブ近傍の乱流せん断応力を受け持つ渦のスケールは case 1 と同様、滑面よりは大きい。また、いずれの場合も壁遠方の $y_{rd}^+ = 100$ では差がない

 Fig. 13 Wall normal distribution of Q^+_{rms}

ので、壁遠方では壁面の性状によらない独自のスケールをもつことがわかる。

4.2 渦管 壁面近傍の乱れは縦渦が支配的で、乱流せん断応力は滑面では強い縦渦によって維持されている。縦渦は Kolmogorov スケールの 10 倍程度であるから最小渦の寸法に近く、渦の周りの誘起速度はその場の乱れ強さに比例する⁽⁵⁾ことが知られている。そのような渦は変動速度の速度こう配テンソルの第 2 普遍量 Q の正值によって適切にとらえられる。図 12 はそれぞれの Q の等値面をスパン方向から眺めた図である。可視化のしきい値を段階的に変えたが、図 12 は比較的高いしきい値の場合 ($Q^+ > 0.05$) である。case 1 の場合、リブ角部に起因する強い要素渦が形成されリブから放出されているようすや case 2 の場合、壁に平行な滑面の場合の縦渦近い姿勢をとるものが多く観察される。滑面の場合、このしきい値での強い構造は存在せず、しきい値を下げていくと縦渦が多く観察される。一方、滑面の場合と比べ、case 1, 2 の場合、しきい値を変化させても構造の数は急増しない。このことは滑面の場合と比べて粗面は強い構造がまばらに分布していることを示している。

$Q > 0$ のみの rms 値のリブ上方の分布を求めた結果が図 13 である。リブ上部 ($y_{rd}^+ = 0$) の高い値は可視化で観察されるリブ上流側角部の死水域に発生するスパン方向渦によるものである。壁上部では二つの粗面で Q^+_{rms} の分布に定性的な違いが現れ、case 2 (一点鎖線) ではピーク値のある滑面の分布を残し、また滑面との強度の違いがないことから、強い構造がまばらに分布していることを改めて示している。渦管の生成はせん断層が必要であるが、リブ上面密度の小さい case 1 (破線) ではピーク値をもたないことは、次に示すリブから放出される高せん断層が壁から離れた位置まで広がっていることのためと考えられる。

リブ間隔の広い場合のせん断層の瞬時分布は図 14

 Fig. 14 3D view of spanwise vorticity fluctuation ($\omega_z^+ = \omega_z / (\bar{u}_{z,r}^2 / \nu) \geq 0.4$)

のようになる。図 14 はスパン方向変動渦度 $\omega_z^+ = \omega_z / (\bar{u}_{z,r}^2 / \nu) \geq 0.4$ の領域の等値面の図で、リブ間隔が広い case 1 の場合である。図 14 の上流から見て左側下流端にはせん断層の左右の両端が巻き上がって渦管が生成しようとするようすやせん断層からヘアピン渦に成長しようとするようすが観察される。図 14 は、滑面の場合と異なり、縦渦は主としてリブ上流側角から生じるせん断層が渦管生成に寄与することを示している。

5. 渦の成長のシミュレーション

壁近傍で生成される縦渦は選択的にヘアピン渦に成長するので壁遠方場ではヘアピン渦のヘッドなど、その上部構造が多く観察される。滑面の壁乱流では一連のヘアピン渦が時間的にほぼ一定間隔で成長し、したがって壁遠方場は流れ方向に並ぶ一連のヘアピン渦で特徴付けられるとするモデルがあり、Adrian ら⁽⁷⁾はこれをパケットと名づけている⁽⁸⁾。図 14 に示したように、粗面の場合には壁近傍での縦渦の生成機構が滑面の場合とは異なる。Adrian らも粗面の場合の壁遠方での渦構造に違いが出ることを予想している。そこで本節ではその性質を調べるため、粗面上に埋め込んだ単一の渦対の成長をシミュレートする。このために平均速度分布は乱流のそれであるが乱れはない層流を考えこれに渦対の種を注入する⁽⁷⁾⁽⁹⁾。注入する渦対の種は Adrian らと同様、DNS によって得られた溝乱流の流れ場から線形統計評価法 (LSE)⁽¹⁰⁾を用いて抽出する。注入する渦は両場合ともリブ上部 $y_{rd}^+ = 35$ の面内での乱流せん断応力の最大値を与えるイベントから決定した。

図 15 は case 1, 2 の渦の成長で、上から順に渦対の

Fig. 15 Growth of a vortex pair and low-speed streak at $T^+ = 0, 120, 240$ (Left column: case 2, right column: case 1, $Q^+ > 0.001$, $u^+ < -2$)

投入後 $T^+ = T\bar{u}_{\tau,r}^2/\nu = 0, 120, 240$ の時刻における渦管(淡色, $Q^+ \geq 0.001$)と低速域(濃色, $u^+ \leq -2$)を示す。いずれの場合も $T^+ = 120$ ではヘアピンが形成され、球状の低速域の上端部にヘッドが生成される。球状の低速域はこのヘッドとネックの二つの渦流れによって形成される。また、ヘッド下流側には滑面の場合と同様に伸びた低速域が形成される。case 1 ではリブが作るじょう乱が大きいと渦の形状がひずむが、いずれの場合も形成過程に滑面の場合との基本的な差異は生じない。壁近傍では case 1 では前述のごとくリブ角部からの渦放出や case 2 はリブと干渉しない構造が形成されている。滑面の場合、大規模なヘアピン渦の周囲に多数の縦渦が発生する⁽⁷⁾⁽⁹⁾ のと比べ、粗面ではその形成が抑制されている。これは前述までの理由と同じで、平均速度こう配の低下により、渦構造の形成が抑制はされているものと考えられる。

6. 結 論

(1) リブ粗さでは、粗さ高さや面密度により対数速度分布の下方への偏倚に違いが生じるが、粗さ高さが粘性底層厚さ程度の十分小さい場合にも壁上ではわずかな乱流せん断応力の発生で速度偏倚が生じる。

(2) 壁遠方場は粗面上の全抗力から得られる平均摩擦速度と流路幅が時間と長さの代表値となり、乱流統計量は普遍的に表現できる。このことは、遠方の特

徴づける溝幅スケール構造はスケールが大きく、壁上でのせん断応力状態の質には鈍感で、その量の影響のみを受ける。しかし、壁近傍では構造のスケールが小さく、壁条件の変更が構造形成の質を変え、構造的違いにより壁上での乱流せん断応力形成に差が生じること、また壁近傍での乱流混合の違いが大きく、壁近傍の乱流量を一律に整理することは困難である。

(3) リブ粗面の場合、リブの間における滑り領域のために、壁近傍での粘着条件が緩和される結果、渦自身の周囲への拡散が弱まり、滑面の場合と比べて強い渦が形成される。一方、乱流混合が強められ、過度供給源である壁近傍の平均せん断応力が小さくなり、発生が抑えられたため、滑面に比べて組織構造渦はまばらな分布をとる。

(4) 単独の渦対を時間発展させた結果から、壁近傍では粗さ要素を反映した要素渦の構造形成が行われる。壁遠方は壁面の性状に関係しない独自の乱れ構造をもつが、ヘアピン渦の生成も機構は壁面の粗滑に係らず、同じ過程を経る。

文 献

- (1) 三宅裕・辻本公一・縣康明, 粗さ要素モデルによる粗面溝乱流の DNS, 機論, 65-633, B(1999), 1613-1620.
- (2) Miyake, Y., Tujimoto, K. and Nakaji, M. Direct Numerical Simulation of Rough-Wall Heat Transfer in a Turbulent Channel Flow, *Int. J. Heat Fluid Flows*, 22 (2001), 237-244.
- (3) Raupach, M. R., Antonia, R. A. and Rajagopalan, S., Rough-Wall Boundary Layers, *Appl. Mech. Rev.*, 44-1 (1991), 1-25.
- (4) Antonia, R. A., Rajagopalan, S. and Zhu, Y., Scaling of Mean Square Vorticity in Turbulent Flows, *Exp. Fluids*, 20 (1996), 339-394.
- (5) 店橋護・S. K. Das・小路健太郎・宮内敏雄, チャネル乱流のコヒーレント微細構造, 機論, 65-638, B(1999), 8-15.
- (6) Choi, H., Haha, S. and Choi, J., Large Eddy Simulation of Turbulent Flow over an Open Cavity, *Adv. Turbulence*, VIII (2001), 105-108.
- (7) Zhou, J., Adrian, R. J. and Balachandar, S., Auto-generation of Near-Wall Vortical Structure in Channel Flow, *Phys. Fluids*, 8-1 (1996), 288-290.
- (8) Zhou, J., Adrian, R. J., Balachandar, S. and Kendall, T. M., Mechanism for Generating Coherent Packets of Hairpin Vortices in Channel Flow, *J. Fluid Mech.*, 387 (1999), 353-396.
- (9) 三宅裕・辻本公一・佐藤範和・鈴木雄介, 壁近傍乱流における壁近傍層の乱流特性, 機論, 66-650, B(2000), 2585-2592.
- (10) Adrian, R. J. and Moin, P., Stochastic Estimation of Organized Turbulent Structure: Homogeneous Shear Flow, *J. Fluid Mech.*, 190 (1988), 531-559.