粗さ要素モデルによる粗面溝乱流の DNS*

三宅 裕^{*1}, 辻本公一^{*1}, 縣 康明^{*2}

A DNS of a Turbulent Flow in a Channel with a Rough Wall

Yutaka MIYAKE, Koichi TSUJIMOTO and Yasuaki AGATA

A Direct Numerical Simulation (DNS) is conducted for a turbulent flow in a channel having a rough wall and a smooth wall. Rough wall is modeled by roughness elements represented by zero-volume wall-normal lines projected from the wall surface to around 15~30 in wall unit which generate Stokes drag to the local flow. Global Reynolds number based on the mean friction velocities on two walls and channel half width is 400. It is intended here to demonstrate the validity of the roughness model, comparing the obtained flow with available experiments. It was confirmed that the model reproduces the experimentally obtained mean flow satisfactorily and that turbulence modification by roughness above the layer of roughness elements is qualitatively coincident with experiments.

Key Words: DNS, Turbulent Channel Flow, Rough-Wall Turbulence, Turbulence Structure

1. ま え が き

壁乱流はDNS(Direct Numerical Simulation)によって著しく理解が進み、特に滑面壁の場合の壁近傍の乱流構造⁽¹⁾や乱れの維持機構^{(2)~(6)}の理解が大幅に進展した。発達した滑面乱流では縦渦が壁近傍乱流の諸事象を支配し、その抑制により抵抗低減が可能になることも明らかにされた。しかし、粗面の乱れ構造と乱れの維持機構は明らかでなく、実用的な乱流制御のためにも粗面乱流の乱れの構造の理解が重要である。同時に粗さによる乱れの変化は壁近傍の乱流構造の理解に新たな視点を提供することが期待される。

粗面壁乱流は、最近のLES(Large Eddy Simulation)による粗面壁境界層⁽⁷⁾を除き大規模な数値シミュレーションの試みは見あたらず、研究はおもに実験により進められてきた。

実験での粗さ要素は、スパン方向に一定形状の二次元粗さ要素(d, k 形粗面)⁽⁸⁾⁽⁹⁾、面的にほぼ均等に分布する三次元粗さ要素(例えば、砂粒)⁽¹⁰⁾等が取扱われ

る。壁近傍ではこれら粗さの影響が粗さ要素の形状によって異なる。

一方、レイノルズ数が十分高ければ、壁から離れた領域では乱れ構造に対する粗さ要素の影響は現れないはずであり⁽¹¹⁾、粗さ要素の影響が壁垂直方向には限定的であることを確かめた実験結果⁽¹²⁾もある。また、粗面境界層では大規模なヘアピン渦が生成されることも観測されている⁽¹³⁾。しかし、粗面乱流境界層で粗さ高さが大きい場合、外層部の乱れが滑面境界層より強くなる実験結果もある⁽¹⁴⁾。

外層部を含む壁遠方領域の乱れの活動は壁近傍に比べて非常に弱く、両層の干渉は実験では現れにくい。また、壁近傍領域の乱れの変化や、乱れエネルギーの釣合いなどの計測もあるが⁽¹⁴⁾⁽¹⁵⁾乱れの低次統計量のほかは実験的に解像するのは困難である。したがって時空間の高い解像度をもつ数値シミュレーションが望まれる。

平滑壁の溝乱流は膨大な研究を経て、今日では信頼性のあるシミュレーション技術が確立されているが、上述のように、粗面壁乱流の数値シミュレーションの技法はまだ開発されていない。Linら⁽⁷⁾は地球大気境界層のLESにおいて、地表面の粗さを考慮するために摩擦応力を大きく与える方法を用いた。これはレイ

* 原稿受付 1998年9月21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。

ノルズ数が十分大きい場合は対数域外層を含む遠方領域は粗さ要素の影響を受けないと期待されることに基づいているが、壁近傍での粗さ要素が作る流れをモデル化したものではない。

本報告では粗さ要素の効果を力で置き換えるモデルを提案する。このモデルは粗さ要素の流れに対する基本的な作用が圧力抗力による力を与えることに基づいており、ここでは砂粒粗さ要素を模擬する。このモデルは複雑な面上のすべての点で粘着条件を満たすために生じる過大な計算負荷を避けることができる。本報はこのモデルの有効性と、粗さ要素による影響を壁近傍場と壁遠方場について乱流統計量により評価した結果について報告する。

2. 計 算 方 法

2.1 計算条件 直接シミュレーションのために、粗さ要素モデル以外に乱流モデルは導入しない。計算は幅 $2H$ 、流れ方向長さ L_x 、流れに直交方向の長さ L_z の直方体領域を考える。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。 $L_x/H, L_z/H$ をそれぞれ $2\pi, \pi$ とした。したがって、 $\bar{u}_\tau$ ($\bar{u}_\tau$: 全平均摩擦速度) を用いた壁指標での計算領域は $2512(x) \times 800(y) \times 1256(z)$ である。また格子数は $128(x) \times 257(y) \times 128(z)$ とした。外層構造の評価にはレイノルズ数ができるだけ高いことが望まれるので、シミュレーションでは平均レイノルズ数 $Re_\tau = \bar{u}_\tau H / \nu$ (H : 流路半幅, ν : 動粘性係数) を 400 とする溝乱流を考える。ただし、 $\bar{u}_\tau = [H(d\bar{p}/dx)/\rho]^{1/2}$ で、 $d\bar{p}/dx$ は平均圧力こう配である。また、片面は滑面とした。

2.2 粗さのモデル 本計算で与える粗さモデルでは壁近傍に発生する微細渦構造スケール以下の壁近傍の粗さによるじょう乱発生を目的とする。じょう乱は任意に定められるが、図 1(a) に示すように、壁面が z 方向の格子点間隔の直径の底面をもつ直立円すい状の粗さ要素を考える。完全粗面は粗さ要素の高さ h_s が壁指標 $h_s^+ = h_s \bar{u}_\tau / \nu$ ($\bar{u}_\tau$: 粗面上の平均摩擦速度) が 70 程度以上の場合であるが、DNS で計算可能なレイノルズ数は十分大きくはとれないから粗さ要素の平均高さは $\bar{u}_\tau$ を用いた無次元高さ $\bar{h}_s^+ = \bar{u}_\tau h_s / \nu$ が 25、標準偏差が 5 の正規分布をするように定めた。高さの面内の分布は乱数によって定めた。図 1(a) の要素内には壁垂直方向に数個の格子点が含まれるが、それら格子点で、流れに対して局所合速度ベクトル $\mathbf{u}$ と

Fig. 1 Roughness element model. (a) Computational grid (b) 3D view of virtual minute roughness elements

反対の方向に

$$\mathbf{f} = C_D \frac{1}{2} \rho \mathbf{u}^2 \frac{\mathbf{u}}{|\mathbf{u}|} \frac{A}{V} \quad \dots\dots\dots (1)$$

の抗力が生じるものとした。

乱流場でのこれら微少粗さ要素を正確に表現する抗力表現はまだないが、比較的粗大な半球あるいは円すい状の粗さを離散的に配置した実験結果を整理した結果⁽²⁰⁾ において要素にかかる C_D 値として 0.2~1.2 の範囲のばらつきがあり、これを参考に代表する係数として、 $C_D=0.5$ を採用した。 A はその格子点が代表する粗さ要素の y - z 面への投影面積、 V は格子点を含む体積、 ρ は流体の密度である。図 1(b) は粗面の模式図である。

ただし、流れの計算では粗さ要素による排除効果は無視する。

このときの運動方程式は

$$\frac{Du_i}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \nabla^2 u_i - \frac{f_i}{\rho} \quad \dots\dots\dots (2)$$

となる。おのおのの時間ステップごとに式(1)の抗力を求め、これらの分布集中力を受ける壁乱流を計算した。計算には擬スペクトル法コード⁽¹⁶⁾ を用いた。

粗さ要素の配置密度は、全格子点に粗さ要素を配置したもの ($\Delta_x^+ = 20, \Delta_z^+ = 10$: Case 1), x, z 方向ともにそれぞれ、1, 3 格子おき ($\Delta_x^+ = 40, \Delta_z^+ = 40$: Case 2) に配置したものの 2 ケースについて行った。

3. 計算結果

後述のように平均流の偏りで滑面側では等価的レイノルズ数が下がるため、滑面側のデータに加え別のデータベース ($Re_\tau=640$ の滑面溝乱流)⁽¹⁷⁾ を比較のために用いる。

3・1 レイノルズ応力, 平均流速の分布 乱流せん断応力の流路幅方向の分布は図2のようになる。壁面摩擦応力 τ_w の値は、滑面壁側では壁上の平均速度こう配から求め、次に圧力こう配と全摩擦応力の釣合いが満足されるように粗面壁側での値を決めた。図2で+は乱流せん断応力 $-\overline{u'v'}/\bar{u}_\tau^2$ 、●は分子粘性によるせん断応力 $(d\bar{u}/dy)/\bar{u}_\tau^2$ 、破線はこれらの和、実線は総せん断応力である。

粗面側の実線と破線の差は粗さ要素が受けもつせん断応力である。最大速度の位置と乱流せん断応力が零となる位置は同じでないがここでは後者を粗面壁側と滑面壁側の境界として扱う。このとき、乱流せん断応力が零となる位置までの距離 H_r 、 H_s は Case 1 ではそれぞれ $1.274H$ 、 $0.726H$ 、Case 2 では $1.105H$ 、 $0.895H$ となる。また、粗・滑面の平均摩擦速度 $\bar{u}_{tr}$ 、 $\bar{u}_{ts}$ の全平均摩擦速度 $\bar{u}_\tau$ に対する割合は Case 1 ではそれぞれ 1.13 、 0.85 、Case 2 では 1.05 、 0.94 となった。粗面側の摩擦応力の全平均摩擦応力 $\bar{\tau}$ に対する比は $\tau_r/\bar{\tau}=1.28$ (Case 1)、 1.11 (Case 2) となる。

図3(a)は両壁面での平均流速 $\bar{u}$ の分布で、速度と壁からの距離 y はそれぞれの壁面の平均摩擦速度で無次元化した。直線は $\bar{u}^+=2.5\log_e y^++5.1$ で、二つのケースとも滑面壁側はこの直線にのるが、粗面壁側では対数域部分は下方にずれる。通常、粗面では対数速度分布が滑面の場合とほぼ平行になるように壁垂直方向の距離の原点位置を修正するが、図3(a)のよう

Fig. 2 Wall normal distribution of shear stress. ●, viscous shear stress; +, turbulent shear stress; dotted line, sum of viscous and turbulent shear stress; solid line, total shear stress

に修正の必要がないので計算上の壁面をそのまま $y=0$ として扱った。対数速度分布の下方への‘ずれ’ $\Delta\bar{u}/\bar{u}_{tr}$ の大きさは $\Delta\bar{u}/\bar{u}_{tr}=7.5$ (Case 1)、 3.5 (Case 2) となる。また、各ケースの粗さ要素の無次元高さ h^+ は粗面上の平均摩擦速度を用いると、 $h^+=28.3$ (Case 1)、 26.3 (Case 2) となる。Raupach ら⁽¹¹⁾ が $\Delta\bar{u}^+$ と粗さ高さ h^+ の関係について実験結果をとりまとめているが粗さ要素の種類によって同一の h^+ に対し $\Delta\bar{u}^+$ はある幅をもつ。本計算での h^+ では $\Delta\bar{u}^+=4\sim 11$ が示され、計算結果は実験結果のばらつきの範囲にある。これらの粗さ高さは完全粗面の場合より低く、遷移粗さ⁽¹⁴⁾ である。

図3(b)は幅比位置 $y/2H$ で計った流路幅方向の速度分布であるが、粗面壁側の摩擦が滑面壁側より大きいいため流れが滑面側に偏る。最大速度の位置 $y|_{\bar{u}=\max}$ は粗面側から $y|_{\bar{u}=\max}/H=1.24$ (Case 1)、 $=1.06$ (Case 2) となる。 $Re_{\tau r}=\bar{u}_{tr}H_r/\nu=576.9$ (Case 1)、 465.0 (Case 2) で、粗面側では速度分布の偏りと壁面摩擦速度の増大により壁指標で示すレイノルズ数は増大する。

3・2 エネルギーの収支式 平均流のエネルギーの収支式は次式で与えられる。

$$0 = -\frac{\bar{u}}{\rho} \frac{dP}{dx} - \frac{d}{dy}(\overline{u'v'u}) + \overline{u'v'} \frac{d\bar{u}}{dy} - \nu \left(\frac{d\bar{u}}{dy} \right)^2$$

Fig. 3 Profiles of mean streamwise velocity in (a) wall coordinate and (b) global coordinate

$$+\nu \frac{d^2}{dy^2} \left(\frac{\bar{u}^2}{2} \right) - \frac{\bar{f}\bar{u}}{\rho} = \Pi + T + P + \varepsilon_m + D + F \quad \dots\dots\dots (3)$$

第1項は平均圧力こう配が与えるエネルギー生成 Π で、残りの各項によって分配、消費される。第2項は乱流せん断応力によるエネルギーの生成 T 、第3項は乱流渦による生成 P 、第4項は粘性消散 ε_m 、第5項は粘性拡散 D を表す。本計算ではこのほかに粗面側で粗さ要素を置き換えた力がなす消散(第6項, F)が現れる。この項は粗さ要素の体積を無視して粘着条件を課さない近似から生じるもので、粗さ要素が作る時間平均速度ひずみによる消散量である。Case 1 の場合の壁垂直方向の分布は図4のようになる。縦、横軸はそれぞれの壁面摩擦速度を用いて無次元化してある。各項の大きさは全平均摩擦応力 $\bar{u}_\tau$ で無次元化すると粗面側のほうが大きくなる。これは壁近傍では同じエネルギー消散量に対して発生する抗力が粗面のほうが大きいことを表しており、粗さ要素が形状抗力として作用するため摩擦抗力より大きな抗力を発生することに対応する。エネルギー生成は壁近傍では乱れによるエネルギーの生成が支配的で、粗面壁側の壁近傍

では粗さ要素の効果による消散が大部分を占め、乱れ自身の単位全抗力あたりの消散や生成は弱められる。すなわち、壁近傍では粗さが作る乱れの消散が主役となって滑面の場合とは異なる。

一方、乱れエネルギー $k(=\overline{u'_i u'_i}/2)$ の収支式はよく知られるように

$$\begin{aligned} \frac{Dk}{Dt} = & -\overline{u'_i v'} \frac{d\bar{u}}{dy} - \frac{d\overline{kv'}}{dy} + \frac{d^2 k}{dy^2} - \overline{u'_i \frac{\partial p}{\partial x_i}} \\ & - \nu \overline{\left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_i} \right)^2} - \frac{\overline{f'_i u'_i}}{\rho} = P_k + T_k + D_k + \Pi_k - \varepsilon'_k \\ & + F_k \quad \dots\dots\dots (4) \end{aligned}$$

となる。右辺各項は順に生成 P_k 、乱流拡散 T_k 、粘性拡散 D_k 、圧力拡散 Π_k 、消散 ε'_k を表す。粗面側ではこのほかに粗さ要素が消費する仕事量を表す第6項の F_k が加わる。図5(a), (b)に各項の壁垂直方向の分布を示す。図5中の●は全収支の残差を示し、計算結果は十分な精度を有することがわかる。 F_k は流れに逆らう力が成す仕事になるので乱れエネルギーを減少させるが、その物理的意味は粗さ要素が作る微小スケールの渦流れのエネルギーの消散である。この近似の精度は明らかではないが、流れに力を加えることによ

Fig. 4 Energy budget of mean flow in near wall region for case 1. (a) Smooth wall side (b) Rough wall side

Fig. 5 Energy budget of turbulent kinetic energy in near wall region for case 1. (a) Smooth wall side (b) Rough wall side

って非粘性流でも渦が生じ、その渦形は要素の遠方場ではほぼ正しいと考えてよいことから消散量は高い近似で表されているものと期待できる。乱れエネルギーの総消散量は F_k と ε_k の和であるが粗さ要素内では前者が主である。

なお、ここには図示しないが、レイノルズ応力の収支式ならびに散逸収支式においても残差は十分に小さく、かつ周期方向へのランダム外力がもたらす不連続性に伴う非物理的振動解は統計量ならびに瞬時の渦度の可視化された結果においてその発生は確認されていない。したがって、本計算は十分な解析精度を有しているものと考えられる。

3.3 壁遠方場での乱流特性 壁遠方場では、上述のように、乱流せん断応力 $-\overline{u'v'}/\bar{u}^2$ は溝乱流の緩衝層の外側ではほぼ両壁面上の摩擦応力の値を結ぶ直線になるので壁垂直方向の分布は y^+ でなく y/H に対して整理される。したがって本項では壁からの距離は乱流せん断応力が零となる位置までの幅 H_r で無次元化し、巨視的な座標を用いた結果を示す。乱流せん断応力 $-\overline{u'v'}$ の乱れの強さ $k = (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})/2$ に対する比 $a = -\overline{u'v'}/k$ は乱れ構造の一つの指標であるが、その流路幅方向の分布は図6のようになる。 a の値は緩衝層上方ではほぼ一定で、境界層の実験では a

Fig. 6 Wall normal distribution of structure parameter

Fig. 7 Wall normal distribution of turbulent intensity in global coordinate

$=0.25 \sim 0.31$ である⁽¹⁴⁾。粗面乱流を含むさまざまな溝乱流の数値計算がこの値に収まる。溝乱流では中央部で $-\overline{u'v'}$ が消失するので壁から $0.6H$ 以上の領域で a は減少する。一定値をとる幅はレイノルズ数が大きいほど広い。粗面はこの領域を壁に向けて拡大することが知られているが⁸⁽¹⁴⁾、本計算はこの実験結果と合致する。

また、粗面壁近傍での乱れ場が対数域の特性に近いことを示唆している。滑面側では中央部の a の減少域で他の場合と異なった分布を示し、流れが中央部で

Fig. 8 Wall normal distribution of vorticity intensity in global coordinate. (a) Each vorticity intensity in global coordinate, (b) normalized mean square spanwise vorticity by global scale in Ref. 18

Fig. 9 Wall normal distribution of eddy viscosity

粗面側の影響をより強く受けることを示している。

図7は粗面側の乱れの強さの分布で、○、□、実線はそれぞれ Case 1, 2, 滑面乱流 ($Re_\tau=640$) の結果である。壁遠方場では各ケースとも溝幅でスケーリングされる。

図8(a)から壁遠方の渦度分布は壁面の性状の影響が小さくなり、十分高いレイノルズ数では影響は消失すると期待される。遠方場では $\omega^2(H/\bar{u}_\tau)^2/Re_\tau^{(18)(19)}$ で正規化したとき渦度分布は y/H に対して相似になるとされるが、本計算でも図8(b)に示すように外層部では粗、滑面の渦度分布がほぼ重なる。

3.4 壁近傍場での乱流特性 壁からの距離を壁面摩擦速度により定義される壁指標で整理した結果を示す。図9は粗面側、滑面側と両滑面壁溝乱流 ($Re_\tau=640$) の渦動粘性係数 ν_t/ν の壁垂直方向の分布で、 $-\bar{u}'v'/(d\bar{u}^+/dy^+)$ で求めた。平均流が完全に対数則分布であるとし、乱流せん断応力 $-\bar{u}'v'/\bar{u}_\tau^2$ がほぼ両壁面上の摩擦応力の値を結ぶ直線 $[u'v'] \approx (1 - y^+/Re_\tau)$ とすると、次の近似式が導かれる。

$$\frac{\nu_t}{\nu} = \kappa y^+ \left(1 - \frac{y^+}{Re_\tau}\right) \quad (5)$$

ただし、 κ はカルマン定数、 Re_τ はそれぞれの面での値を用いる。図9の細線は上式で得られる曲線であるが、すべての流れで壁側はほぼ同じ変化をし、レイノルズ数が高いほど、シミュレーションから得られる値との違いが大きくなる。 ν_t/ν のこのような変化は対数域でのこの配が適当な一定値を保てば成り立つが、 κ の値は壁垂直方向にかなり変化し、対数速度分布が厳密に成立する領域は比較的狭い。遷移粗さ高さ程度の要素が壁近傍に与えた効果は粗さ上部の渦動粘性係数の特性に影響を与えない。

図10は粗面側の幅方向の乱れの強さの分布で、○、□、実線はそれぞれ Case 1, 2, $Re_\tau=640$ の場合の滑

Fig. 10 Wall normal distribution of turbulent intensity in wall coordinate

面溝乱流の場合である。粗さ高さが大きいほど u'^2_{rms} の最大値が小さくなること、 u'^2_{rms} の最大値の位置が y^+ では粗さレイノルズ数 Re_k とともに大きくなることは粗面境界層の場合⁽¹⁴⁾の傾向と一致する。 u'^2_{rms} はストリークの強さを表しているが、粗面壁近傍では後

Fig. 11 Skewness factors of (a) u' and (b) v'

Fig. 12 Ratio of each quadrant of Reynolds stress to total one in near wall region

述のように縦渦の生成が抑制され、ストリークが弱くなる。

変動速度 u' と v' のひずみ度 $S_i = \overline{(u'_i)^3} / (u'_{i,rms})^3$, ($i = x, y$) は図 11 のように分布する。 Re_h が大きいほど S_u は大きくなり、 S_v の負の大きさが大きくなる。これらは境界層の実験結果⁽¹²⁾ の傾向に一致する。一方、 S_v は粗さ要素内で特に大きくなるが低速ストリークが作られる壁遠方領域では滑面の場合とほとんど変わらずストリークの生成には影響しない。

図 11 に対応して、レイノルズ応力 $-\overline{u'v'}$ の生成に寄与するスウィープとイゼクションの役割も変化する。図 12 はイゼクション(○, 実線)とスウィープ(□, 破線)の寄与率を示すもので、記号は粗面(Case 1), 線は $Re_\tau = 640$ の滑面溝乱流である。イゼクションは粗さ要素の上方まで弱く、スウィープは粗さ要素内で強くなり、いずれも上述の S_u , S_v の挙動に対応している。

以上から、壁近傍の縦渦が弱められることで壁上部の大規模構造によるスウィープなどの壁向きのイベント現象が比較的壁近傍に及ぶ様子がわかる。一方、壁から離れたイゼクションに代表される吹上げ流れは強い縦渦などの組織構造の活動により形成される壁近傍の強いせん断層の巻上げが寄与することから壁近傍の渦の抑制は結果的に壁近傍域のイベントを抑える。

渦度 ω の変動の強さ ω_{rms} は u_τ^2/ν で除した値 ω^+ で比較すると壁のごく近傍では粗面では滑面の場合より小さくなる。図 13 は変動渦度 $\omega^+ = \omega\nu/u_\tau^2$ の分布であるが、粗さ要素が影響する高さまでは滑面に比べて大幅に弱くなり、流れ方向の x 方向成分よりは y, z 方向成分がより強く影響される。これは配置した要素が壁近傍の渦構造を積極的に破壊し、強い組織構造の生成を抑制した結果、滑面の場合と比べ渦の等方化が壁近傍ですむ。このことは先の構造パラメータの対数特性が壁近傍に接近することを説明する。

Fig. 13 Wall normal distribution of vorticity intensity in wall coordinate

Fig. 14 Plan view of quasi-streamwise vortices above $y^+ = 30$. (a) Smooth wall side (b) Rough wall side

Fig. 15 The distribution of production rate of vorticity in near wall region. (a) streamwise vorticity (b) wall-normal vorticity

滑面壁では強い縦渦がストリーク構造を作り、そのような縦渦が $y^+ \leq 50$ での図 13 の渦度分布のおもな成分になっている。

粗面壁では縦渦が主要な役割を果たす壁近傍領域がなく、ストリーク構造は弱い。しかし、粗さ要素がつくる独自の渦のために縦渦は消失はしない。

図 13 の渦度分布に対応して、強い縦渦 ($|\omega_z| \geq 0.2$) は図 14 に示すような分布になる。図 14 は $y^+ > 30$ の壁近傍の層の瞬時の分布であるが、粗面側は疎に分布する。ただし、粗面側は粗さ要素内部も一部含み、粗さ要素に体積を与えた場合とは異なっている。

渦度の輸送方程式は次式で与えられる。

$$\frac{D\omega}{Dt} = \mathbf{f}_e + \mathbf{f}_t + \frac{1}{Re_\tau} \nabla^2 \omega - \frac{\nabla \times \mathbf{f}}{\rho} \dots\dots\dots (6)$$

$$\mathbf{f}_e = [(\omega \cdot \nabla) \mathbf{u} \cdot \mathbf{e}_\omega] \cdot \mathbf{e}_\omega, \mathbf{f}_t = (\omega \cdot \nabla) \mathbf{u} - \mathbf{f}_e, \mathbf{e}_\omega = \frac{\omega}{|\omega|} \dots\dots\dots (7)$$

$\mathbf{f}_e$, $\mathbf{f}_t$ はそれぞれ渦線の伸びと他成分からの転向による生成率を表す⁽²¹⁾。

図 15 に渦度の (a) 流れ方向成分 ω_x と (b) 壁垂直方向成分 ω_y の生成率の壁垂直方向分布を示す。粗面では主流方向渦度の生成は少なく、図 14 の可視化結果の様子と対応する。特に壁垂直方向渦度の転向による生成率が極めて抑制されることが特徴である。これは粗さ要素が縦渦の誘起する渦運動による壁垂直方向の渦度成分の生成を抑え、これが主流方向に向きを変えて流れ方向の渦度が生成される機構⁽²¹⁾を壊す。一方、主流方向渦度の転向による効果は抑制されるものの、ある程度の強度を維持する。これは要素による抵抗力が壁に平行な面内でスパン方向のせん断層を主流方向に直接変換することにより主流方向渦度の維持に寄与しているものと考えられる。

4. 結 論

粗さモデルを用いた DNS によって粗面乱流を計算し、流れの構造を考察した。結論は以下のとおりである。

(1) 抗力のみをもつ体積のない線素で置き換える粗さ要素モデルにより妥当な粗面乱流の流れ場が得られることがわかった。

(2) 粗さ要素の抗力は形状抗力で、粗さ要素が消散するエネルギーは平均流、乱れともに粘性消散量より大幅に大きい。また、単位壁面抗力あたりの乱れ生成量は粗面では大幅に小さくなる。

(3) 平均流速分布の粘性底層の消失と、乱流せん

断応力と乱れエネルギーの比で表される構造パラメータは粗さ要素はその直ぐ上方を対数域にする。粗さ要素から遠い領域では面の性状の影響は消失していき、等価的にレイノルズ数増加の効果のみが残る。

(4) 渦度は粗さ要素によって粗さ要素近傍の領域でその強さ、生成率ともに大幅に減少する。しかし、渦度の流れ方向成分は他の成分に比べて強さの減少が小さく、粗さ要素内での縦渦の生成は滑面の場合と異なる。壁遠方では渦度の分布は壁面の性状には影響されない。

(5) 粗さ要素内では壁垂直速度変動のひずみ度ならびに流れ方向速度変動のひずみ度が大きく、スウィープが強くなるが粗さ要素の外側では急速に滑面の場合に近づき、イゼクションは弱くなる。また、乱流せん断応力の生成に対するイゼクションとスウィープの寄与率もこの変化に対応する。

文 献

- (1) Robinson, S. K., *Annu. Rev. Fluid Mech.*, **23** (1991), 601-639.
- (2) Jimenez, J., Kim, J., *J. Fluid Mech.*, **225** (1991), 213-240.
- (3) Jeong, J., Hussain, F., Schoppa, W. and Kim, J., *J. Fluid Mech.*, **332** (1997), 185-214.
- (4) Schoppa, W., Hussain, F., Panton, R., *Self-sustaining Mechanisms of Wall Turbulence*, (1997), 385-422, Computational Mechanics Publications.
- (5) Miyake, Y., Ushiro, R. and Morikawa, T., *JSME Int. J., Ser. B.*, **40-2** (1997), 257-264.
- (6) 三宅裕・辻本公一・森川健士, 機論, **62-598**, B (1996), 2172-2179.
- (7) Lin, C. -L., Moeng, C. -H., Sullivan, P. P. and McWilliams, J. C., *Phys. Fluids*, **9** (1997), 3235-3249.
- (8) Hanjalic, Launder, B., *J. Fluid Mech.*, **51-2** (1972), 301-335.
- (9) 大坂英雄, 機論, **52-478**, B (1986), 2360-2367.
- (10) Acharya, A., Bornstein, J. and Escudier, M. P., *Exp. Fluids*, **4** (1986), 33-47.
- (11) Raupach, R. A., Antonia, R. A. and Rajagopalan, S., *Appl. Mech. Rev.*, **44-1** (1991), 1-25.
- (12) Raupach, R. A., *J. Fluid Mech.*, **108** (1981), 363-382.
- (13) Grass, A. J., Stuart, R. J. and Mansour-Tehrani, M., *AIAA J.*, **31-5** (1993), 837-847.
- (14) Ligrani, P. M. and Moffat, R. J., *J. Fluid Mech.*, **162** (1986), 69-98.
- (15) Antonia, R. A. and Luxton, R. E., *Phys. Fluids*, **14-5** (1971), 1027-1029.
- (16) 三宅裕・辻本公一, 機論, **61-587**, B (1995), 2401-2407.
- (17) 鈴木雄介・三宅裕, 辻本公一, 機構論, No. 98-7 (1998-11), A-243.
- (18) Antonia, R. A., Rajagopalan, S. and Zhu, Y., *Exp. Fluids*, **20** (1996), 393-394.
- (19) Shafi, H. S. and Antonia, R. A., *J. Fluid Mech.*, **342** (1997), 263-293.
- (20) Tarada, F., *Int. J. Heat Fluid Flow*, **11-4** (1991), 331-345.
- (21) 辻本公一・三宅裕, 機論, **64-623**, B (1998), 1989-1996.