壁近傍乱流における壁近傍層の乱流特性*

三宅 裕^{*1}, 辻 本 公 一^{*1}
佐 藤 範 和^{*2}, 鈴 木 雄 介^{*2}

Turbulence Property in the Near-Wall Layer

Yutaka MIYAKE^{*3}, Koichi TSUJIMOTO,
Norikazu SATO and Yusuke SUZUKI^{*3} Department of Mechano-physics, Graduate School of Osaka University,
2-1, Yamada-oka, Suita, Osaka, 565-0871 Japan

Model simulations to show autonomous property of near-wall layer below lower edge of logarithmic layer are conducted for a channel flow. A model to remove interaction between two layers top and below of a plane parallel to the wall, by assuming zero wall-normal velocity on it is employed for this purpose. It turned out that near-wall layer needs a definite minimum thickness to maintain turbulent regime if no interaction with upper layer is allowed and that the layer has universal turbulent structure if turbulent regime is allowed irrespective of any interaction with above layer. The universality holds for any wall condition such as to lower wall friction, with different structure depending on each wall condition. Simulations to trace time evolution of a small pair of quasi-streamwise vortices submerged in a laminar flow of mean turbulent velocity distribution were also conducted to see the basic structure of the universal near-wall turbulence. The energy budget of the grown-up structure which is composed of a couple of hairpin vortices and subsidiarily generated quasi-streamwise vortices is similar to that observed in natural turbulent channel flow.

Key Words: DNS, Near-wall Turbulence, Autonomous Property, Hairpin Vortex

1. ま え が き

溝乱流は流れを維持するためのエネルギーを外部から受け取り、その多くを平均流のひずみ速度による粘性消散によって失い、他は乱れエネルギーに供給する。乱れは受け取ったエネルギーを乱れの渦が作るひずみ速度による粘性消散によって消費し、全体のエネルギーの平衡が保たれる。壁乱流では壁近傍領域が乱れの活動のほとんどを占め、遠方領域の乱れは主として壁近傍領域から拡散によって供給されると理解されている。すなわち、乱流ではさまざまなスケールの渦が運動量の交換を行うのでより離れた層の間での干渉が生じ、層全体の乱れの維持に寄与していると考えられる。したがってこの連鎖を制御して乱れに落ちるエネルギー、すなわち乱れエネルギー生成を抑制すれば乱れは弱くなり、壁面抗力の低減などが実現される。

しかし、滑面壁の場合、壁近傍領域は摩擦速度 u_τ と動粘性係数 ν で決まる壁指標に対して相似性があり、遠方領域は流路幅を代表長さとする相似性がある。

著者らは先に粗面乱流の数値シミュレーションを行い⁽¹⁾、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に無関係に、壁面抗力の大きさのみによって決まる相似性を確認した。このことは瞬時の構造はともかく、少なくとも統計平均では壁遠方領域と壁近傍領域とは独立な乱れの機構をもつことを示唆している。最近 Jiménez ら⁽²⁾ はミニマル溝(Minimal Channel)乱流を用いて壁近傍層の自律性を確認し、その自律性の必要十分条件がストリークであることを指摘している。ここに自律性とは壁近傍層がその上方の層の乱れなしに乱流を維持することで、この結果はこれまで支持されてきた層間の干渉を必須とする考え方を覆すものである。壁乱流の制御のためにリプレットなど、壁面近傍を操作するさまざまな方法が試みられているが、この自律性に対する壁面性状の影響は制御機構の理解のうえで関心がもたれる。

本報告ではミニマル溝でなく周期性の影響の小さい計算領域で、独自の構造と乱れ生成の機構が存在する対数域以上の層と壁近傍層との干渉の数値実験を行い、単一渦の成長のシミュレーションと合せて壁近傍層の自律性とその自律的な乱れの特性を検討する。

* 原稿受付 2000年2月18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: miyake@mech.eng.osaka-u.ac.jp

Table 1 Calculation condition of data bases

No.	Volume(L_x, L_y, L_z)	Grid(N_x, N_y, N_z)	Re_τ
1	$4\pi H \times 2H \times \pi H$	$128 \times 129 \times 64$	150
2	$2\pi H \times 2H \times \pi H$	$128 \times 257 \times 256$	395

2. 計 算 方 法

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, 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, 圧力は平均壁面摩擦速度 $\bar{u}_\tau$ と密度 ρ を用いて無次元化する。また $\bar{u}_\tau$ ならびに動粘性係数 ν で無次元化した物理量に (+) を付す。

x, z 方向には周期条件を課し, 空間の離散化はスペクトル法により行った。計算コードの詳細は文献(3)による。摩擦抗力を低減する場合の計算も含むが, 流量を一定に保つのでなく, 圧力こう配をつねに一定に保った。本計算では2種類のレイノルズ数について検討する。それぞれの計算領域, 格子数ならびに $\bar{u}_\tau$ と H を用いたレイノルズ数 ($Re_\tau = \bar{u}_\tau H / \nu$) を表1に示す。

以下では壁から一定距離の壁に平行な面内において, そこでの内外層間の干渉を遮断するため, その位置での壁垂直方向速度のみを零とする。このような流路内部での境界条件の設定のために, Goldstein ら⁽⁴⁾の方法を採用した。これは流路内の指定する場所での速度条件を満足するように局所的な外力をフィードバックさせる方法で次式に示す外力を運動方程式に加える。

$$f_i(\mathbf{x}_s, t) = \alpha \int_0^t u_i(\mathbf{x}_s, \tau) d\tau + \beta u_i(\mathbf{x}_s, t) \quad \cdots (1)$$

ここで $\mathbf{x}_s$ は指定した位置を, α, β は指定した位置での粘着条件を満足するように負の定数値を与える。計算の詳細は文献(4)に記載されているので省略するが α, β は経験的に決められ, 本計算では壁垂直速度 v を零とするように $\alpha = -4 \times 10^5$, $\beta = -2 \times 10^2$ が選ばれた。計算では両壁面側で干渉遮断層を設ける。したがって溝の中央面を境に, 流れは平均的に対称となる。

3. 壁垂直速度を制御した壁乱流

3・1 平滑面溝乱流 壁近傍の縦渦を抑制すると壁面摩擦が低下する。縦渦抑制の方法はさまざまに可

Fig.1 Friction coefficient for the case of a channel flow having a manipulating layer

能で, 例えば壁近傍の層で非等方粘性を仮定すると摩擦抗力が低減できる⁽⁵⁾。

一方, 壁乱流では乱流拡散によって壁遠方から流れの運動エネルギーが運ばれるので垂直速度 v を抑制することによって層間のエネルギー交換を阻止すれば乱れを制御でき, 壁近傍の縦渦を抑制できると期待される。LEBU は実用性は小さいが, このことを目的としている。そこで本報では壁からある高さの壁に平行な面内で壁垂直速度 v を強制的に零にする方法による乱流制御の数値実験を行う。上述の Jiménez ら⁽²⁾の数値実験では, 壁からある高さ以上の乱れをすべて人工的に消して, 上方の層の乱れの影響を零にする方法をとっている。本報は層間の干渉効果を調べるための, 干渉を遮断する数値実験である。以下, この制御を干渉遮断制御と呼ぶことにする。

図1は壁面摩擦抵抗係数 $c_f = 2\bar{u}_\tau^2 / \bar{u}_m^2$ ($\bar{u}_m$: 溝間平均流速) のレイノルズ数 $Re_m = (2\bar{u}_m H / \nu)$ に対する変化である。 $c_f = 0.073 Re_m^{-0.25}$ の直線は平滑面の溝乱流の場合, $c_f = 12 / Re_m$ のそれは層流の場合である。○, ◐, ◑, ◒印は $Re_\tau = 150$ で $y_h^+ = 20, 50, 100$ (y_h : 干渉遮断位置) で, $v = 0$ とおいた場合で, ●印はこの操作をしない場合である。緩衝層の $y_h^+ = 20$ で v を消した場合は摩擦係数 c_f は乱流と層流の中間にあり, 低減率 $R_t = [(c_{fn} - c_f) / c_{fn} \times 100(\%)]$, c_{fn} : 遮断制御された場合の Re_m に相当する平滑面溝乱流の壁面摩擦抵抗係数] は66%となる。 $y_h^+ = 50$ の場合, c_f は層流の値になり, 流れが完全に層流化することがわかる。完全な層流化は $y_h^+ = 60$ でも同様に生じる。制御の面をさらに高くして $y_h^+ = 100$ とすると c_f は再び増加し, 摩擦

Fig. 2 Velocity distribution across a channel in (a) wall coordinate and (b) global coordinate

抗力の低減率は小さくなる ($R_t=28\%$).

$Re_\tau=395$ の場合も同様で制御面を $y_h^+=100$ とすると c_f の値は層流と乱流の間 (Δ) になり、完全な層流にはならない。

このときの流れの状態を調べるために断面内平均速度分布 $\bar{u}_m$ を調べると図2のようになる。図2(a), (b)はそれぞれ横軸を $y^+=y\bar{u}_\tau/\nu$, y/H として $\bar{u}_m=\bar{u}_m/\bar{u}_\tau$ の分布を表している。図2中一点鎖線は層流の場合の速度分布で、 $y_h^+=50, 60$ で遮断制御した場合と一致する。 $Re_\tau=150$ の $y_h^+=20$ で干渉遮断制御した場合、 $y^+\leq 20$ の層は完全に層流化され、その層までは速度分布は層流のそれになる。しかし、その上方に緩衝層が現れ、再び発達した乱流になる。制御面を $y_h^+=50, 60$ にするとほぼ全領域が完全に層流の速度分布になる。また、 $y_h^+=100$ のときは制御面近傍を除いて壁面側は発達した乱流を維持するが、その上方は層流になる。このことは乱流せん断応力がほぼ零となることから確かめられる(図省略)。 $Re_\tau=395$ で制御面を $y_h^+=100$ とした場合、後述の図4に示すように、

$Re_\tau=150$ で $y_h^+=100$ の場合と同様、制御面の壁側は乱流が維持される。

干渉を遮断した場合に壁側が乱流を維持するならば、その速度分布は遮断制御がない場合と同じである。以上の結果から、遮断面以下の壁近傍層は遮断面の高さがある高さ以下では乱流を維持できず、逆に遮断面以下の層が乱流を維持する場合、その層内の流れの速度分布は普遍的である。

壁近傍層の平均流はその上方の流れから乱流せん断応力の拡散効果によりエネルギーを受け取り、その一部を乱れの生成に消費する。制御面が $y^+=50\sim 60$ 以下のときその内側で乱れが完全に消えるのは、壁側の平均流が乱れ生成のために消費するエネルギーの不足によるためである。壁にごく近い層が乱れを維持するためには、 $y^+=50\sim 60$ 以上の厚さがあればよい。Jiménez ら⁽²⁾ はミニマル寸法に近い溝乱流において、人工的に壁面からある高さ以上の乱れを消去した場合の数値実験を行い、壁面から $y^+=50\sim 60$ までの層はその上方の乱れには無関係な自律性があることを示した。上述の結果はこの結果を確認するものである。しかし、Jiménez らは自律的な壁近傍層の乱れの特性が制御のない場合とは詳細には一致しない結果を示している。

次に遮断制御した場合の壁近傍層の乱れの特性を述べる。図3は $Re_\tau=150$ で、制御面が $y_h^+=100$ の場合の(a)乱れ強さ分布、(b)渦度分布、(c)平均流のエネルギーの釣合い分布、(d)乱れエネルギーの釣合い分布である。いずれも実線は通常の溝乱流の場合、記号は制御した溝乱流の場合である。平均流のエネルギーは圧力こう配がなす仕事の項($\bullet$)、乱流渦による仕事の項(Δ)、粘性消散項($\diamond$)、粘性拡散項($\square$)、乱流拡散項($\blacktriangle$)からなる。また乱れエネルギーの釣合いは k の輸送方程式の Dk/Dt の右辺で、生成項($\bullet$)、消散項($\diamond$)、乱流拡散項($\blacktriangle$)、粘性拡散項($\square$)、圧力拡散項(Δ)からなる。 $y^+=100$ の面で壁垂直速度が零となるために壁垂直方向変動速度 v' が $y^+=60\sim 100$ で弱くなり、乱流せん断応力が低下して遮断位置近傍は層流化する。また、流れ方向の速度変動 u' はこの領域で乱れ渦が弱くなって乱流混合が弱まり、乱れの再配分が抑制されるためストリークが強くなる。このシミュレーションでは流れ方向速度には制御を行っていないので制御面の上方は v' , w' がほぼ消えて層流化するにもかかわらず、ストリークが残り u' が消えない。しかし、 $y^+\sim 60$ 以下では制御のない溝乱流の場合とほぼ一致する。渦度強度についても同様の挙動を示す。すなわち $y^+\sim 60$ 以下では流れはその上方の乱れとの

Fig. 3 Mean turbulence properties in a channel having the manipulating layer in the case of $y_h^+=100$ at $Re_\tau=150$, (a) turbulent intensity, (b) vorticity intensity, (c) mean energy budget and (d) turbulent energy budget

干渉を遮断しても、その平均ならびに乱れエネルギーの壁垂直方向の釣合い分布は通常乱流と変わらない。平均流のエネルギー釣合いに変化がないことは、平均流速分布が変わらないことと併せて、 $y^+ \sim 60$ 以下の壁近傍層の乱れは生成、消散を含めた細かい構造に至るまで、その領域の乱れを維持する普遍性のある自律構造が存在することを示している。

図4は $Re_\tau=395$ の場合の乱れエネルギーの釣合い分布である。壁近く $y^+ \sim 60$ 以下について、上述の結論はレイノルズ数の変化によらず成立する。制御面上方では乱流が回復し、制御面近傍では壁近傍に近い分布が生じる。

図1に示したように壁垂直方向速度の制御による c_f の低下には制御面の位置とレイノルズ数によってその割合に違いが現れる。 $\bar{u}_m$ は図2(b)の速度分布の積分値になるから、 c_f は図2(b)のそれぞれの場合の線の下側の面積の二乗に逆比例する。したがって乱流域が形成されるとその速度分布は平たんになり c_f

が大きくなる。

一般にリブレットなど壁面上での制御のみの場合の抵抗削減率は高分子のトムス効果の場合に比べて非常に小さい。抵抗削減率を上げるには壁遠方をできるだけ層流化することが必要で、トムス効果はこれを実現している。

$Re_\tau=150$ の場合についてみると、 $y_h^+=20$ の場合は $y^+ \sim 50$ 以上で乱流が維持され、速度分布が平たんにはなるが抵抗削減率は50%を超える。壁近傍では速度こう配が大きく層流化する層の厚さが小さくともその上方に生じる等価的な滑り層が $\bar{u}_m$ を増大させるので c_f への低下の寄与は大きい。また、 $y_h^+=100$ の場合は、制御面の上方が層流化するが壁面側が乱流を維持するので $\bar{u}_m$ が小さく c_f の低下も少ない。

$Re_\tau=395$ で $y_h^+=100$ の場合は制御面の上方は完全には層流にはならず流路中央部付近では乱流が維持される。

この数値実験の場合、レイノルズ数は十分大きく

Fig. 4 Budget of kinetic energy of fluctuating velocity for the case of $y^+_h=100$ at $Re_\tau=395$

Fig. 6 Velocity distribution for the case of the channel having the manipulating wall and manipulating layer at $Re_\tau=150$

Fig. 5 Friction coefficient for the case of channel flow having a manipulating layer and manipulating wall

いので、制御面の上方が層流になるか乱流を維持するかは制御面上方の流路中央部の幅が乱れの渦を許容しうに十分広く、かつその部分のレイノルズ数が流れの層流不安定を誘起するか否かによっている。制御面が $y^+_h=100$ のときの c_f の削減率は $Re_\tau=395$ の場合 ($R_t=64\%$) のほうが $Re_\tau=150$ の場合 ($R_t=28\%$) より大きくなる。前者では制御面上方で乱流が維持されるものの、制御面近傍で部分的に層流化し、流れの滑りが生じてその上方の流速が増大するからである。

3・2 壁面制御した場合の溝乱流 乱れの壁近傍構造の普遍性は壁の条件に依存すると考えられる。壁面で摩擦抗力が低減された場合、壁近傍層での乱れエネルギーも低下するので乱れエネルギーの釣り合い分布にも変化が現れると考えられる。3・1節の結果が壁面の条

件によってどのように変化するかを調べるために壁面摩擦抗力を低減させた場合について3・1節と同様の数値実験を行った。壁面摩擦抗力の低減には縦渦を抑制すればよく、そのためにいくつかの方法があるが、ここでは壁面近傍でスパン方向にのみ動粘性係数が他の方向より大きくなるような非等方粘性を仮定した。この仮定は等価的にストリークの速度こう配 $\partial u'/\partial z$ を緩和することになる。

以下に示す計算結果は、 $Re_\tau=150$ で、非等方粘性による付加的応力項として運動方程式の粘性項に $\alpha_n \partial^2 v / \partial z^2$ を加え、 $\alpha_n=5$ とおき、 $y^+=0\sim 35$ の幅の層にこの付加応力を適用した場合である。ただし、 v は流速ベクトルである。図5は摩擦抗力低減を行った場合の摩擦抗力係数 c_f で、図1と同じ量である。○印は低減操作のない通常の溝乱流の場合、◇印は上述の非等方粘性を仮定した遮断制御のない場合 ($R_t=39\%$)、□印はさらに $y^+=100$ の面で $v=0$ の制御を加えた場合 ($R_t=47\%$) である。また、参考のため $Re_\tau=640$ の通常溝乱流(●)、これに $y^+=0\sim 35$ の幅の非等方粘性を加えるが遮断制御のない場合(△)、($R_t=44\%$) も併せて示した。レイノルズ数変化しても非等方粘性による壁近傍の抑制の効果は同程度に有意な抵抗削減効果が現れる。

遮断制御した場合、遮断面の高さと壁近傍が層流化する特性の関係は3・1節までの場合と同じで、ここに示す $y^+_h=100$ の場合も遮断面以下は乱流が維持される。

図6は断面内流速分布で実線は通常の溝乱流、●印は $y^+=100$ で干渉遮断制御のみを行った場合、□、◇

Fig. 7 Budget of kinetic energy of fluctuating velocity for the case of $y^+ = 100$ at $Re_\tau = 150$

印は図5の□、◇印の場合である。非等方粘性のために緩衝層の厚さが増し、また、 $y^+ > 100$ に干渉遮断制御による層流化を示す増速域が現れる。

図7は乱れエネルギーの釣合い分布で線は制御をまったく行わない $Re_\tau = 150$ の通常溝乱流の場合、記号は非等方粘性制御に $y^+ = 100$ で干渉遮断制御を加えた場合である。壁近くの $y^+ \leq 35$ では粘性の非等方部分が消散率(◇)、粘性拡散率(□)に付加的な成分を生成するが図には含めていない。 $y^+ \leq 35$ の乱れ抑制層のために記号で表される分布は線に比べてそれぞれ右に移動する。しかし、乱れエネルギーの生成率(●)にみられるように、最も生成率が高い緩衝層は壁からの距離を移すだけでほぼ同じ強さ、同じ幅で存在する。つまり、壁近傍の薄い層の乱れを抑制すれば図6のように「滑り」が大きくなって流量が増すがその滑り層の外側に改めて緩衝層が生成される。一般にマイクロジェットなど、壁面を操作して壁面摩擦抗力を低減する場合は操作の影響が到達する距離は壁から壁指標にして数十程度までであるから、乱れの構造の変化も図7に示す程度と考えられる。図7には示していないが非等方粘性による制御のみの場合の壁近傍での様子は干渉制御も同時に行った場合とほぼ変わらず、通常の溝乱流の場合と同様、壁近傍層の乱れの自律性は壁面条件にはよらず成り立っている。

4. 渦の成長のシミュレーション

4.1 注入するじょう乱 以上のように $y^+ = 50$ ~ 60 以下の壁近傍層の乱れ構造は普遍的であることがわかった。本節ではその普遍構造の基本的な性質を調べるために単一の渦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の種を注入する。注入する渦の種は層流中にじょう乱を加えることになるが、加えるじょう乱は任意ではなく、与えたじょう乱は生成する乱れエネルギーが粘性による消散量以上であるような条件を満たすものでなければならない。このためにZhou ら⁽⁶⁾ のシミュレーションの方法を適用する。この方法は、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)⁽⁷⁾ を用いて渦を抽出する。点 $\mathbf{x}$ でのイベントを代表する変動速度が $\mathbf{V} = V_j$ であるとき、その近傍の点 $\mathbf{x} + \mathbf{r}$ の速度 $\mathbf{u}(\mathbf{x} + \mathbf{r})$ は近似的に

$$u_i = u_i(\mathbf{x} + \mathbf{r}) \simeq L_{ij}(\mathbf{x}; \mathbf{r}) V_j(\mathbf{x}) \quad \cdots \cdots \cdots (2)$$

と表すことができるものとし、最小二乗法によって誤差を最小にするなら L_{ij} は次式を解いて得られる。

$$R_{ji}(\mathbf{x}) L_{ij}(\mathbf{x}; \mathbf{r}) = Q_{ji}(\mathbf{x}; \mathbf{r}) \quad \cdots \cdots \cdots (3)$$

ただし、 $R_{ij}(\mathbf{x}) = \langle u_i(\mathbf{x}) u_j(\mathbf{x}) \rangle$ 、 $Q_{ij}(\mathbf{x}; \mathbf{r}) = \langle u_i(\mathbf{x}) u_j(\mathbf{x} + \mathbf{r}) \rangle$ はそれぞれ変動速度 u_i の自己相関と二点相関で、 $\langle \cdot \rangle$ は統計平均である。

種として注入する渦は縦渦対で、流れ場の重要なイベントに対応し、それを代表する速度ベクトル $\mathbf{V} = V_j$ を指定して得られる。壁近傍乱流を特徴づけるイベントは吹上げとそれによって生成される低速ストリークであるから Zhou ら⁽⁶⁾ と同様、吹上げの最も高い頻度の速度ベクトルを指定する。

本研究では $Re_\tau = 150$ の溝乱流の $y^+ = 50$ の面内での変動速度 $u'-v'$ 平面の $-\int u'v' du' dv'$ の等値線から、その最大値を与える変動速度ベクトル $u' = -1.83$ 、 $v' = 1.02$ をイベントとして選んだ。ただし、Zhou ら⁽⁸⁾ が述べているように埋め込んだ種のその後の成長は $\mathbf{V} = V_j$ の強さによって大きく変わる。ここでは上記の $\mathbf{V}$ を3倍の強さにした速度ベクトルを与えて式(2)から周囲の速度場を含む縦渦対を得た。

4.2 渦の発達 図8は上述のように与えた渦の種のその後の時間的发展を示す。図8(a)~(d)は順に初期渦埋込み後、 $T^+ = 24, 96, 168, 240$ の時刻における渦構造で渦は $Q^+ = 0.01$ の等値面で表してある。なお、Zhou ら⁽⁸⁾ は Q でなく速度こう配テンソルの固有値の虚部の大きさを渦の表示に用いているが抽出される渦形状はほぼ同じになる。 $T^+ = 24$ でレッグが伸び、続いて二つのレッグがアーチ状のヘッドでつながり、 $T^+ = 96$ ではヘッドが大きく成長してヘアピン渦の形になる。同時に下流側に縦渦が生成し、上流側には第2のヘアピンのヘッドが現れる。 $T^+ = 168$ ではこの二次ヘアピン渦のヘッドがより成長し二次的な縦渦が数

Fig. 8 Growth of a hairpin vortex in a laminar flow, (a) $T^+ = 24$, (b) $T^+ = 96$, (c) $T^+ = 168$ and (d) $T^+ = 240$

Fig. 9 Turbulent kinetic energy budget during the growth of a hairpin vortex. (a) $T^+ = 24$, (b) $T^+ = 240$

を増す。 $T^+ = 240$ ではほぼ成熟し、最初のヘッドは溝中心面を越えて他の半幅域に入る。実際の流れ場ではこのような組織構造は周囲の乱れ渦との干涉の結果、消散が早まり溝中心面を越えて発達する大規模構造はほとんどない。したがってこの時点で計算を終えた。

これらの結果はすでに Zhou ら⁽⁶⁾⁽⁸⁾が報告した結果を複製するものであるが、このような理想化した渦が強い不規則性のある乱流場の中でどの程度に重要な役割を果たすか検討するため、乱れエネルギーの壁方向の釣合いを調べる。図9は図8の二つの時刻に対するもので、瞬時の空間平均を示す。図9(a)は $T^+ = 24$ 、(b)は $T^+ = 240$ の場合である。図9(a)はネック、ヘッドの上部構造が生成され始める時刻、図9(b)はほぼ成熟した時刻である。図9(a)では乱れエネルギーの拡散項 T_k によって下方から上部構造にエネルギーが持ち込まれ、これが上部構造の成長に消費されていることを示している。下方の乱れエネルギーは長く伸びたレ

ッグによって生成されるものであるからヘアピン渦の成長にはそれに先立つ長い縦渦の成長が必要であることがわかる。一方、図8(b)の分布の著しい特徴は、一般の十分発達した溝乱流の場合のそれとほぼ相似であることである。このことは図8(d)に示したヘアピン渦とその周辺に分布する縦渦群が不規則に変動する場合の中の基本構造であることを示している。そして、 y^+ が数十以下の壁近傍層にはヘッド、ネックの上部構造がないから壁近傍層は縦渦で占められることになる。したがって、十分発達した壁乱流の緩衝層以下の壁近傍層では渦は縦渦としてのみ観察され、上方の構造には影響されない。

上部構造は乱れエネルギーを吸収して成長するが構造的でない場から成長するとは考えにくく、したがって下方の縦渦が不可欠である。ただし、壁から遠い層に縦渦が生成しう程度に強いせん断層が存在する場合は壁近傍の縦渦群とは無関係にそこにも同様のヘアピン渦は成長しうと考えられる。

壁近傍乱流が自律的であるのは壁近傍の乱れの主要な要素である縦渦がストリークの不安定により⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾形成されることが幅広く受け入れつつあるので、Jiménezら⁽²⁾はストリークを人為的に除去する数値実験を行ってその役割を確認している。著者らは先に壁近傍乱流の著しい特徴の一つとして、渦の群化を取り上げた⁽¹¹⁾。その中で大スケール渦を除去するフィルタを用いて強い縦渦群のみを抽出し、その時間発展を調べると、渦群は急速に減衰して消滅することを示した。このフィルタリングはストリークを除去したことに相当するのでストリークの役割を大規模な場で確かめたものといえる。

しかし、図8に示した成長後の渦群の上、下流および側面には強いストリークはない。一般にストリークは流れ方向の速度の変動成分が $|\Delta u^+| \geq 3.0$ 程度の領域をいうが、図9にはこの定義によるストリークはほとんど現れない。したがって、縦渦はストリークがない場合も成長しう。

5. 結 論

(1) 緩衝層外縁である $y^+ = 50 \sim 60$ 以下の層は上方層とのエネルギー交換を遮断すると乱れを維持しない。しかし、それ以上の厚さになればその厚さ内で独自に乱れを生成し維持する。このとき、緩衝層内の乱れの構造は普遍的で上方層のじょう乱の影響を受けない。

(2) 緩衝層が完全に層流化されても、その上方に十分強いせん断層と十分な厚さがあれば乱れが生成され壁面摩擦抗力低減率は低下する。したがって、乱流制御の効率を上げるには緩衝層上方の乱れの制御が必要である。

(3) 壁面上の摩擦抵抗を低減するために、壁面上の一定の幅の層($y^+ < 35$)の乱れの発生を抑制した場合も、それに対応する自律的な乱れ構造が現れる。

(4) 乱流速度分布の層流内に一对の縦渦を埋め込み、時間発展させると複数のヘアピン渦とその周囲に縦渦が形成される。このときレッグ部分が作る乱れエネルギーはヘアピン渦のヘッド部を成長させ、またそのレッグ部周囲では複数の縦渦を再生する。壁近傍にある複数のレッグ部および縦渦からなる乱れエネルギーの釣合い分布は発達した溝乱流のそれにほぼ相似で、壁乱流の基本構造となっている。

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) Jiménez, J. and Pinelli, A., The Autonomous cycle of Near-Wall Turbulence, *J. Fluid Mech.*, **389**(1999), 335-359.
- (3) 三宅裕・辻本公一, 周期的圧力こう配を有する溝乱流の直接シミュレーション, 機論, **61**-587 B(1995), 2401-2407.
- (4) Goldstein, D., Handler, R. and Sirovich, L., Modeling a No-Slip Flow Boundary with an External Force Field, *J. Fluid Mech.*, **105**(1993), 354-366.
- (5) 鈴木雄介・三宅裕・辻本公一, 制御された壁上の組織構造の解析, 機構論, No. 98-7(1998), A-243.
- (6) Zhou, J., Adrian, R. J. and Balachandar, S., Autogeneration of Near-Wall Vortical Structures in Channel Flow, *Phys. Fluids*, **8**-1(1996), 288-290.
- (7) Adrian, R. J. and Moin, P., Stochastic Estimation of Organized Turbulent Structure: Homogeneous Shear Flow, *J. Fluid Mech.*, **190**(1988), 531-559.
- (8) Zhou, J., Adrian, R. L., 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) Schoppa, W. and Hussain, F. (Panfoni, R., ed), Genesis and Dynamics of Coherent Structures in Near-Wall Turbulence, *Self-Sustaining Mechanisms of Wall Turbulence*, (1997), 385-422, Computational Mechanics Publications.
- (10) Schoppa, W. and Hussain, F., A large-Scale Control Strategy for Drag Reduction in Turbulent Boundary Layers, *Phys. Fluids*, **10**-5(1998), 1049-1051.
- (11) Tsujimoto K., Miyake, Y., Yoshikawa, T. and Morikawa, T., Analysis of Clusterization of quasi-streamwise Vortices in Near-Wall Turbulence, *JSME Int.*, **42**-2(1999), 162-170.