溝乱流の遠方場の大規模構造について*

辻本 公一^{*1}, 佐藤 範和^{*2}, 三宅 裕^{*1}

On the Large-Scale Structure of Flow in Far Layer of Wall Turbulence

Koichi TSUJIMOTO^{*3}, Norikazu SATO and Yutaka MIYAKE^{*3} Department of Mechano-Physics, Graduate School of Osaka University,
2-1 Yamadaoka, Suita, Osaka, 565-0871 Japan

Comparatively high Reynolds number channel flows up to $Re_\tau=640$ are simulated by DNS. Noticeable property of the high Reynolds number flow is large-scale streaks which are larger not only in scale but also in their spanwise separation than those well-known in buffer layer. It is revealed that low speed streaks are the region of high turbulent activity and accordingly of high turbulent shear stress with densely populated elementary vortices. These properties are little influenced by wall condition, such as drag controlled or not. LSE (Linear Stochastic Estimation) technique is applied to extract elementary vortex pairs. Time evolution of these vortices submerged in a laminar flow but having velocity distribution of turbulent one reveals the process of generation of large-scale streaks and accompanying densely populated elementary vortices. The formation of large-scale streaks by the model simulation is also little influenced by wall condition and this modeled process is expected to mimic that taking place in the near-wall layer of practical channel flow. The existence of low speed streaks itself is the key for the formation of the structure, thus suggesting the self-sustenance of turbulence by large-scale streaks and vortices concentrated area.

Key Words: Near-Wall Turbulence, Vortical Structure, Streaks, LSE, DNS

1. 緒 言

高精度、高解像度数値シミュレーションは、平滑面の壁近傍乱流について微細渦構造の生成・維持機構の詳しい知見をもたらした。最近では、コルモゴロフスケールの数倍程度の渦径をもつ微細要素渦が乱流場中で普遍的性質をもつ最小単位の渦構造であることも店橋ら⁽¹⁾によって確かめられている。これら要素渦は乱流場中で一様に分布するのではなく、壁近傍場では局所的に渦が集中する縦渦群の領域が形成される⁽²⁾。この要素渦の空間的分布の粗密の生成は、渦群の寸法から考えると比較的大スケールの運動が寄与すると考えられるが、その分布のパターン、機構、発生条件などは明らかでない。壁乱流では壁近傍で生成される乱れ渦が上方に拡散し、遠方場での組織構造については境界層外縁に発生する大規模なバルジ構造は別として、壁近傍に発達したヘアピン渦構造が大きく壁遠方場まで発達するモデルが想定されている。しかし、壁遠方場に存在する要素渦とヘアピン渦のような大スケ

ール構造の間にはスケールの違いも大きく、遠方層での構造やその生成については明確な知見はない。壁近傍場に限れば遠方場との運動量の交換を遮断しても自立的に乱れが維持され、普遍的な構造をもつにいたることが示されている⁽³⁾⁽⁴⁾。しかし、上述のように遠方場の構造生成には壁近傍場との干渉が必要とも考えられる。DNSによる緩衝層以下の近傍場の確立した知見と比べ、対数域と上方の乱れの解析には、高レイノルズ数流れのDNSを必要とし、構造に関する十分な検討はされていない。

本報告では、要素渦の分布の空間的間欠性とその発生条件および近傍場と遠方場の干渉、特に対数域を中心とする遠方領域での渦構造生成の機構を明らかにすることを目的に、比較的高レイノルズ数の溝乱流のDNSを行い、モデルシミュレーションから遠方領域での大規模構造形成について考察した結果を示す。

2. 計 算 方 法

本研究のために著者らの溝乱流直接シミュレーション(DNS)コードを用いた。離散化は既報の文献(5)に詳しく述べているのでここでは省略する。幅 $2H$ 、流れ方向長さ L_x 、流れに直交方向の長さ L_z の直方体領域について座標系を平均流の向きに x 、壁垂直方向

* 原稿受付 2000年5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: tujimoto@mech.eng.osaka-u.ac.jp

Table 1 Data bases

No.	Volume (L_x, L_y, L_z)	Grid (N_x, N_y, N_z)	Re_τ
1	$2\pi H \times 2H \times \pi H$	$128 \times 257 \times 128$	395
2	$2\pi H \times 2H \times \pi H$	$256 \times 257 \times 256$	640

に y , スパン方向に z をとる. 境界条件として x, z 方向には周期条件を, 壁面では滑りなし条件を与え, スペクトル法を用いた⁽⁵⁾. 平均圧力こう配は一定とする. 各方向の速度成分を u, v, w とし, 時間平均量に上付きバーを, 変動成分にプライムを, また壁指標に上付きプラスを付して表す.

本報告の解析のためにいくつかの溝乱流のデータベースを作った. それらの計算領域, 格子数および平均摩擦速度 $\bar{u}_\tau$ を代表速度とするレイノルズ数 $Re_\tau (= \bar{u}_\tau H/\nu)$ を表1にまとめる. これらの条件のもとに, 通常の静止壁の場合, 一方の壁を操作して抗力低減を行った場合の溝乱流を計算した. いずれの場合も平均圧力こう配 $(2H\Delta\bar{p}/L_x)^{1/2}$ を一定にしてあり, $\bar{u}_\tau$ はこの圧力こう配から定める.

壁面の摩擦抗力の変更によって生じる遠方場の乱れの変化を知るため壁面をスパン方向に振動させた抵抗削減のある溝乱流を計算した. 前者では一方の壁面 ($y=-1$) に粘着条件を課し, 他方の壁面 ($y=1$) 上で x, y 方向速度 $u, v=0$ とするが, 壁面上スパン方向速度 w_w を面内に一様で時間に周期的な

$$w_w = \bar{W}_0 \cos(2\pi t/T) \dots \dots \dots (1)$$

で与える. ここで $\bar{W}_0$ は振幅, T は周期である. 計算は表1の No.2 ($Re_\tau=640$) について行った. また, 振幅 $\bar{W}_0$ は Jung らの結果⁽⁶⁾ から最も抵抗削減が得られる $T^+=100$, $\bar{W}_0=14.5$ に設定した.

3. 壁遠方の大規模構造

3.1 壁遠方の乱れ 乱流強度 $u'^+_{i,rms}$ と渦度変動 $\omega'^+_{i,rms}$ ($i=x, y, z$) の流路幅方向分布を図1に示す. 実線は $Re_\tau=640$ の通常壁の場合で記号は上記の壁面スパン方向振動を与えた場合である. いずれも壁近傍では差が現れるが, 壁から遠ざかるにつれ分布が一致し, 壁面条件の遠いの影響が壁近傍に限定されることがわかる. スパン方向振動によって抗力を低減させた場合, 壁近傍では u', v' は低下するがスパン方向の乱れ強度 w' は強くなる. これは乱れの再分配効果, 特にスパン方向への再分配効果が促進されるためである.

壁遠方での渦度変動の分布も乱れ強度と同様, y^+ でなくせん断応力が零となる位置から求められる幅 H_τ と壁面摩擦速度 u_τ で無次元化した場合に対して

Fig.1 Wall normal distribution of (a) turbulence intensity and (b) vorticity in wall oscillating channel at $Re_\tau=640$

Fig.2 3D view of elementary vortices ($Q^+ > 0.01$) in wall oscillating case at $Re_\tau=640$

も壁面近傍場の違いの影響がほとんど現れない.

以上のように統計的には, 壁遠方では壁近傍の乱れの変化の影響は少なく, 独自の乱れが生じていることがわかる.

壁遠方での渦分布の様子を示すために図2に速度こう配テンソルの第2不変量 ($Q = -\nabla^2 p/\rho$) により可視化した結果を示す. 図2は壁面スパン方向振動を与えた場合の $Q^+ = Q/(\bar{u}_\tau^2/\nu)^2 \geq 0.01$ の等値面であるが, この場合, 壁近傍での縦渦の発生が抑制されはするが緩衝域上方では通常壁の場合と同様, 集中した縦渦群が形成される. またこの場合のストリーク ($|u^+| \geq 3$) は図3のようになり, 低レイノルズ数の可視化結果に比べ明らかに大間隔の粗大ストリークが緩衝層上方の場に観察される. これは高いレイノルズ数流れの特徴

Fig. 3 3D view of large-scale streaks ($|u'^+| > 3$) in wall oscillating channel at $Re_\tau = 640$

Fig. 4 3D view of minute coherent vortices ($Q^+/\epsilon^+ > 1$) in wall oscillating channel at $Re_\tau = 640$

的な構造で、その様子は変動流速 u' のスパン方向の相関係数 $R_{uu}(z)$ から確認される。このことについて Comte-Bellot⁽⁷⁾ は溝乱流の実験を行い、壁遠方で $R_{uu}(z)$ が大きな負の値をとることを確認している。

図2に用いた Q^+ 値は、壁近傍から急激に減衰するため壁遠方場での渦構造の可視化のためには適当なスケールで正規化する必要がある。そこでコルモゴロフスケールで正規化した $Q^+/\epsilon^+ = 1$ の等値面分布を図4に示す。 Q^+/ϵ^+ を用いた等値面では壁遠方場でも渦管密度が高くなるが、これは壁遠方場では消散を担う渦に比べてスケールの大きい渦が多いことを示し、局所レイノルズ数が大きいことに対応している。また渦管の向きは壁近傍の要素渦に比べランダムで、一様等方性乱流で可視化された構造と類似している。

図5にこの時刻のいくつかの y - z 断面内の主流方向変動速度の等値面(濃:低速, 淡:高速)と $Q^+/\epsilon^+ =$

Fig. 5 Iso-contour of streamwise velocity fluctuation and minute coherent vortices ($Q^+/\epsilon^+ > 1$) at some cross section in wall oscillating channel at $Re_\tau = 640$. White closed curves denote $Q^+/\epsilon^+ = 1$

Fig. 6 Wall normal distribution of turbulence property in high and low speed flow region respectively, at $Re_\tau = 395$, (a) mean velocity (b) Reynolds stress and (c) Q^+_{rms}

0.01 の等値線(図中閉曲線)を示す。図5より低速ストリークの境界および内部に渦管が集中している様子を確認することができる。このことは壁遠方場での要素渦の著しい特徴である。

3・2 高・低速ストリーク内の特性 レイノルズ

数 $Re_\tau=395$ の抵抗低減を行っていない通常の溝乱流を用いて高レイノルズ数流れのストリークの特徴を調べる。そのために、場を u' によって低速ストリークの領域と高速ストリークの領域に分ける。すなわち、 $u'>0$ の領域を高速領域、 $u'<0$ の領域を低速領域とし、それぞれの領域ごとに流れの量の平均をとる。ここでは無次元時間で $\delta T=2$ ごとの 18 個の瞬時場データから統計平均を行った。図 6(a) は主流方向平均速度分布であるが、それぞれの領域での流速の差の平均値は $\Delta \bar{u}^+=3\sim 5$ で、その差は壁から遠ざかるほど小さくなる。図 6(b) は流路幅方向のレイノルズ応力 $-\overline{u'v'^+}$ の分布である。これより低速領域のほうがレイノルズ応力が強いことがわかる。すなわち、低速領域は高速領域に比べ渦運動が活発であることを表している。また図 6(c) は Q_{rms}^+ の流路幅方向分布を示すがこれより定量的にも低速ストリークの内部に渦が集中していることがわかる。

以上のように壁遠方場の大スケールの高、低速ストリークは異なる乱れ特性があり、後者内部とその境界には要素渦が集中し独自の乱れ生成に寄与していると考えられる。

4. 大規模構造形成に関するシミュレーション

4・1 注入するじょう乱 遠方場での大規模構造の形成について調べるために、単純化した流れを用いてストリーク形成過程のシミュレーションを行った。すなわち、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、これに一つの小さな渦対を埋め込み、その後の渦対の成長過程を追跡する。

初めに埋め込む渦対は任意ではなく、与えた渦対が成長するためには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。そこで Zhou ら⁽⁸⁾ が示したように、発達した溝乱流から抽出した渦対を用いる。具体的には、線形統計評価法(LSE: Linear Stochastic Estimation)⁽⁹⁾を用いて指定する場所における相関情報を DNS により得られた溝乱流の流れ場から計算し、さらにその場所でのイベント $\mathbf{V}=\mathbf{V}_j$ を規定すると、イベントと相関のある全領域の流れ場が求められる。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 Adrian ら⁽⁸⁾ と同様、吹上げの最も高い頻度の速度ベクトル $\mathbf{V}=\mathbf{V}_j$ を指定する。ただし、Zhou ら⁽¹⁰⁾ が述べているように埋め込んだ渦対のその後の成長の速さは $\mathbf{V}=\mathbf{V}_j$ 強さによって大きく変わる。ここでは上記の $\mathbf{V}=\mathbf{V}_j$ を 3 倍の強さにした速度ベクトルを与えて縦渦対を得た。

Fig. 7 Time evolution of low-speed streaks and elementary vortices in the case introducing an initial vortex pair at $y^+=50$. Gray; $u'^+<-2$, black; $Q'^+>0.001$

この LSE によりモデル渦を配置し時間発展させる方法は Adrian らは低レイノルズ数で計算を行っている。しかしながら低レイノルズ数では場に対する個々の渦の寸法割合が大きすぎるため壁遠方での構造形成評価を行うことができない。そこで、ここでは比較的高いレイノルズ数 ($Re_\tau=395$) の流れ場(表 1 の No. 1)で計算を行った。

4・2 壁近傍に埋め込んだ渦対による大規模構造形成 壁近傍 ($y^+=50$) で LSE により渦対抽出を行い、それを初期値として時間発展させた。図 7 に渦対の時間発展の経過を示し、上から順に渦対埋め込み後の時間が $T^+=T\bar{u}_\tau^2/\nu=0, 268, 537, 806$ の瞬時の流れである。図 7 で渦管は変動速度で定義した $Q'^+=0.001$ の等値面で、灰色部分は低速ストリーク ($u'^+\leq -2$) を示す。初期に与えたじょう乱には低速部分も含むが、その後、縦渦対はヘアピン渦に成長し、壁遠方に向けてさらに成長する。壁遠方場ではヘアピン渦の成

長に伴い、ヘッド部を中心として後流域が形成され、それが大規模な低速ストリークを形成し、その後低速ストリーク内で活発な要素渦の生成が起こる。十分に発達した状態ではストリーク中に要素渦群が形成されるが、元の整然としたストリークではなく外形は凹凸の多い形になり、その外縁付近の渦は方向がランダムで、 Q^+/e^+ で表した一様等方乱流場に類似した分布、姿勢となる。

次に低速ストリークの成長と渦の成長の相互関係を明確にするため、各時刻での Q^+ 値と低速部の、壁に平行な面内の空間平均値の壁垂直方向分布を示す。図 8(a) は $Q^+ \geq 0.001$ の渦管、(b) は $u'^+ \leq -2$ の低速ストリークの時間変化である。

図 8(b) からストリークの発達は壁近傍から遠方に向け時間とともに成長を続けるが、図 8(a) が示すように、ある程度ストリークの発達が進むまでは渦の発生は緩やかで、ある時点を境に急激に渦の発生が起こる。要素渦の発達はストリークの発達に遅れて追従し、 $T^+ = 537$ で $y^+ \approx 200$ 以下のストリークはほぼ飽和するが要素渦はこの時刻以後に急速に発達する。図 9 にそれぞれの時刻で、いくつかの y - z 断面内の主流方向変動速度の等値面と $Q^+ = 0.001$ の等値線(図中閉曲線)を示す。壁遠方では、低速流体の吹上げによってストリークが形成され、その発達段階ではストリークの外縁境界を中心に微細要素渦が形成される。このことは壁遠方の要素渦の生成はストリーク自身の周囲のせん断層の不安定が寄与するものと考えられる。発達後はストリーク中で要素渦群が集中して発生する。

Fig. 8 Wall-normal distribution of mean value of (a) $Q^+ > 0.001$ and (b) $u'^+ < -2$ in the case introducing an initial vortex pair at $y^+ = 50$

このように、低速ストリークの周辺と内部にのみ要素渦が観察されることは図 5 に示した要素渦群の分布の特徴と一致する。このような単純化した場でのシミュレーションは実際の場合とは条件が異なるが、ミナモト溝⁽³⁾ の場合のように、要素現象の本質的な特徴はとらえ得るものと考えられる。以上の結果は、壁近傍で与えたじょう乱が遠方場を特徴づける大規模ストリークの形成の起点となり、かつ遠方では独自に渦群形成が行われることを示唆している。

4.3 壁遠方でのイベントによる大規模造形成

次に、与える初期じょう乱の壁からの距離の影響を見るため、同様の渦対の時間発展シミュレーションを壁遠方 ($y^+ = 200$) で LSE により抽出された渦対に対して行う。図 10 に結果を示す。4.2 節と同様に、与えた初期の縦渦対は速やかにヘアピン渦に成長するが、その leg 部が遠方から壁近傍に向かって成長する。その際、壁近傍側では前節の遠方場と同じ機構で大規模

Fig. 9 Iso-contour of streamwise velocity fluctuation and elementary vortices ($Q^+ > 0.001$) in several cross sections in the case of introducing an initial vortex pair at $y^+ = 50$. White closed curves denote $Q^+ > 0.001$

Fig. 10 Time evolution of low-speed streaks and elementary vortices in the case of introducing an initial vortex pair at $y^+ = 200$. Gray; $u'^+ < -2$, black; $Q'^+ > 0.001$

ストリークが形成される。その後は壁近傍側での発達したストリークを中心に、微細要素渦群の集中的な発生が始まる。壁遠方場でも、遅れて要素渦が出現する。図 11 に図 8 に対応する Q'^+ , u'^+ の発達の時間変化を示す。 $y^+ = 50$ の場合と比べて壁近傍の低速ストリークの成長が速く、特に壁近傍のストリークが強くなる。十分発達した $T^+ = 806$ において、ストリーク、要素渦はともに強い。これは壁近傍に向かう leg の発達が強いことで、壁近傍の要素渦が壁近傍のストリークの発達に強く依存することを示している。また、4・2 節と同様、渦はストリークが十分に発達した後、集中して発生する。

4・4 壁近傍を抑制した場合の大規模構造形成

壁遠方での大規模ストリークの生成に対して壁近傍の乱れの影響を見るため、同じ埋込み渦を与えた後、壁近傍で発生する要素渦を抑制する場合を考える。このために、ここでは壁近傍 ($y^+ < 70$) においてスパン

Fig. 11 Wall-normal distribution of mean value of (a) $Q'^+ > 0.001$ and (b) $u'^+ < -2$ in the case of introducing an initial vortex pair at $y^+ = 200$

方向の粘性のみが大きい非等方粘性を考え、壁近傍で縦渦の成長を抑制した。すなわち、力の釣り合い式を式 (2) に示すように、非等長粘性による付加外力の項を加える。ここで定数 α は壁からの距離が $y^+ < 70$ で 5、それ以外では零とした。この計算法は壁近傍での縦渦の生成が抑制され有意な抵抗削減が生じることが確認されている⁽¹¹⁾。

$$\rho \frac{Du_i}{Dt} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 u_i}{\partial u_j \partial u_j} + \alpha \mu \frac{\partial^2 u_i}{\partial z^2} \quad \dots\dots (2)$$

要素渦群とストリークの時間発展は抑制しない場合と定性的には同様であるが、抑制の効果により壁近傍での縦渦の形成が妨げられる。しかし、壁遠方では独自の崩壊が進み壁近傍の抑制に関係なく要素渦群が集中して発生する。抑制の効果を示すために図 12 にこの場合の Q'^+ と u'^+ の分布を図 11 の場合と比較して示す。記号は前者、線は後者の場合である。ストリークについてはこれがほぼ最大値をとる面の上方は両者に違いがなく抑制の効果は壁近傍側のみ現れる。これに対応して要素渦の分布も上方は違いが小さい。3・1 節に述べたように、 $y^+ \geq 100$ 程度の壁遠方の乱れは壁の条件によらないが、図 12 の結果は要素渦の上部構造が壁の条件に影響されないことと、その部分の低速ストリークによって生成された要素渦群の流れが壁近傍側とは独立な自立的な流れであることを示唆している。一方、壁近傍側は抗力の低減によって要素渦の生成が著しく抑制され、その影響は時間とともに壁遠方に緩やかに広がる。すなわち、壁近傍では縦渦の形

Fig. 12 Wall-normal distribution of mean value of (a) $Q^+ > 0.001$ and (b) $u^+ < -2$ in the case of introducing an initial vortex pair at $y^+ = 200$, with drag reducing control in near-wall region ($y^+ < 70$)

Fig. 13 Time evolution of low-speed streaks and elementary vortices developing from a parctical channel flow in which small scale vortices are discarded. Gray: $u^+ < -2$, black; $Q^+/\epsilon^+ > 0.5$

をとる要素渦は壁近傍で多く生成され、図9に示されるように、低速ストリークが作る吹上げ流で上方に運ばれることがわかる。

4・5 大スケールじょう乱からの微細渦群形成

以上のモデルシミュレーションでは壁からの距離を変えて渦対によるじょう乱を起点とした大規模構造の形成について示したが、実際の流れ場の中での条件により近い場合を調べるために、瞬時の流れ場から抽出された大スケール部分をじょう乱として与え、大規模構造が形成される様子を示す。そこで、通常の溝乱流の瞬時の速度場にフィルタリングを施し、流れ場を大スケールと小スケールに分離する。分離するスケールの選択には任意性があるがここでは著者らの以前の結果⁽²⁾や minimal flow unit を参考に小スケール構造が自立し得る最小スケールを $l_x = 413$, $l_z = 155$ と考えて、 x - z 方向にスケール分離した。分離は波数空間で

これらの寸法以下の渦を除去する方法で行った。4・4節までのシミュレーションと同様に、この分離された大スケール成分のみを流れの初期値として時間発展させた。結果を図13に示す。大規模ストリークの形成と同時に、ストリークの境界領域では微細渦が主流方向に食違いに並んだジグザグ構造が観察される。このストリークの境界領域からの渦の発生の様子は、Schoppa ら⁽¹²⁾の示したストリークから縦渦が発生する様子を説明したモデルと類似する。さらにストリークの成長と同時にその内部では微細要素渦群が形成される。図14から壁近傍の自立領域 ($y^+ < 100$) 内では急速にストリークが成長する。このとき特に壁近傍ではストリークの成長にわずかに遅れて微細要素渦が発生する。一方、遠方場では比較的早い段階で、ストリークの形成は進み、微細要素渦の集中化が起こる。これらの結果は4・4節までに述べた単独渦対からの発達過程の結論と符合し、実際の流れ場での壁近傍自立遠

Fig. 14 Wall-normal distribution of mean value of (a) $Q^+/\epsilon^+ > 0.5$ and (b) $u^+ < -2$ in the case of Fig. 13

方を含めた領域の渦構造の生成機構を定性的に説明する。

5. 結 論

比較的高いレイノルズ数の溝乱流場で大規模構造の特徴を調べその形成に関するモデルシミュレーションを行い、以下の結論を得た。

(1) 壁近傍ではストリークや要素渦の形状、空間密度は壁面の条件に影響されるが、この層の厚さは限定的でその上方は壁の影響が消失する。この壁遠方場では大スケールのストリーク構造が形成され、それに関連して微細要素渦が集中した領域が形成される。

(2) 壁遠方場での微細要素渦は、群化した状態で維持されるが、これらは低速ストリークの内部あるいはストリークの境界に集中して生成される。

(3) 大規模低速ストリークは渦管が多く、乱れの活動が活発で、乱流応力が大きく、したがって速度こう配が小さい領域である。

(4) LSEによって通常の溝乱流から抽出した渦対を、層流ではあるが、平均速度分布は乱流のそれとなるような場に埋め込んで時間発展させると大規模低速ストリークが形成され、その内部の特徴は通常の壁乱流に見られる大規模低速ストリークのそれと同じで

ある。

(5) 埋め込むじょう乱の位置を変えた場合において大規模低速ストリークの生成過程には違いが現れるものの、十分発達したストリークは定性的に変わらない。要素渦群は低速ストリークがある規模まで発達した後に急速に生成し、低速ストリークの存在が主要な原因である。

(6) 通常の溝乱流の流れから小スケール渦を除去した流れ場からも同様な渦群と大規模ストリークが生成され、低速ストリークと渦群生成の相互補完が大規模構造生成の基本機構と考えられる。

文 献

- (1) 店橋 譲・Das, S. K.・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.
- (2) 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.
- (3) Jiménez, J. and Pinelli, A., The Autonomous Cycle of Near-Wall Turbulence, *J. Fluid Mech.*, **389**(1999), 335-359.
- (4) 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.
- (5) 三宅 裕・辻本公一, 周期的圧力勾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.
- (6) Jung, W. J., Mangiavacchi, N. and Akhavan, R., Suppression of Turbulence Wall-Bounded Flows by High-Frequency Spanwise Oscillation, *Phys. Fluids*, **A4** (1992), 1605-1608.
- (7) Comte-Bellot, G., Contribution à l'étude de la turbulence de conduite, Thèse présentée à la faculté des sciences de l'Université de Grenoble, (1963).
- (8) Zhou, J., Adrian, R. J. and Balachandar, S., Auto-Generation of Near-Wall Vortical Structures in Channel Flow, *Phys. Fluids*, **8**-1(1996), 288-290.
- (9) Adrian, R. J. and Moin, P., Stochastic Estimation of Organized Turbulent Structure: Homogeneous Shear Flow, *J. Fluid Mech.*, **190**(1988), 531-559.
- (10) 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.
- (11) 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.
- (12) Schoppa, W. and Hussein, F. (Panton, R., ed), Genesis and Dynamics of Coherent Structures in Near-Wall Turbulence, *Self-sustaining Mechanisms of Wall Turbulence*, (1997), 385-422, Computational Mechanics Publications.