

LES による壁乱流の大規模流れ構造に関する研究

LES study on the very large scale structures in a wall turbulence

坪倉 誠, 東工大総理, 横浜市緑区長津田 4259, E-mail: tsubo@depe.titech.ac.jp
 田村哲郎, 東工大総理, 横浜市緑区長津田 4259, E-mail: tamura@depe.titech.ac.jp
 Makoto Tsubokura, Tokyo Institute of Technology, 4259 Nagatsuta, Midoriku, Yokohama-shi
 Tetsuro Tamura, Tokyo Institute of Technology, 4259 Nagatsuta, Midoriku, Yokohama-shi

The objective of this study is to investigate the very large coherent structures observed in or above the logarithmic layer of a wall turbulence. LES is a very strong tool for this purpose because it can simulate turbulence at high Reynolds number with large analysis region. In this study we especially focus on the effect of the thermal stratification on the very large structures. So called open channel, in which upper wall is supposed to be free slip, was adopted in this study and the Reynolds number normalized by friction velocity and channel width was set to 10,000. We have found that the large scale structure was similar to the streak structures observed at the vicinity of the wall but its size was hundreds times larger than the small structures. The large structure was also strongly affected by the thermal stratification and the large structure was destroyed at a certain stably stratified condition, in which small organized structures at the vicinity of the wall was still exist.

1. 序論

空間発達境界層、円管内発達乱流、平板間発達乱流等に代表される境界が壁で仕切られる乱流は一般に壁乱流 (wall-bounded turbulence) と呼ばれる。工学的な乱流場や自然科学に見られる乱流場の多くがこの壁乱流に属すことから、この乱流場の重要性は言うまでもない。乱流場中存在する組織的渦構造の研究は、乱流場における輸送現象の理解とより工学的には乱流制御の観点から盛んに研究が行われている。特に壁乱流場における組織的渦構造の研究は、近年、主に DNS を用いた壁面極近傍領域のストリーク構造等の微細構造の解明を中心に盛んに行われている⁽¹⁾⁽²⁾。従って壁座標で 100 程度以下の壁面近傍領域についてはその知見は豊富である。一方、この壁面極近傍領域の上部において、壁乱流に共通の統計的性質として、主流方向流速が対数則分布を示す領域が壁座標でおおよそ 100 から境界層厚さの 1/5 程度の間で存在する事は周知の事実である。この対数則領域から外層にまたがる領域の流れ構造については、1950 年後半から主流方向に伸びる構造の存在が指摘されている⁽³⁾。この予想は主流方向速度変動成分の空間相関が、主流方向にゼロに減衰し難いという実験結果から予想された物で、特に空間発達境界層においては乱流バルジと呼ばれ⁽⁴⁾、境界層厚さと同程度のスケールを有する事から大規模流れ構造 (large-scale motions, or LSMs) と呼ばれている。この乱流バルジに対して近年、二次元 PIV 計測により空間発達境界層の対数則領域から上部にかけて、周囲流体に対して低速で主流方向に対して大規模な流体塊が存在する事が指摘されている。Zhou ら⁽⁵⁾は DNS 解析により壁面近傍に表れるヘアピン渦、もしくは縦渦が主流方向に連なりパケットを形成し、一様な低速流体塊を形成すると結論付けている。このような LSM の研究は主に空間発達境界層においてなされているが、特に主流方向速度成分の空間相関が主流方向に長く維持される傾向については、円管内発達乱流においても同様に古くから観察されており、空間発達境界層と同様の LSM が存在する事が予想される。この LSM に対して、円管内乱流の熱膜センサー計測し、得られた主流方向速度のパワースペクトルから円管半径の十数倍に達するさらに大規模な流れ構造 (very large-scale motions, or VLSMs) の存在が指摘されている⁽⁶⁾。これら LSM や VLSM は、壁乱流全体の乱流輸送において重要な役割を担っていると考えられ、その挙動の解明は特に高レイノルズ数壁乱流の摩擦抵抗低減の為に乱流制御や、壁乱

流から発生する流体音の制御等に重要な知見を与えると期待される。しかしながら、実験解析による高レイノルズ数乱流の三次元渦構造の把握は困難であり、三次元流れ空間計測が可能な PIV においてもレイノルズ数、計測領域が限定されてしまう。DNS は流れ場の三次元流れ構造を捕らえる上で有力なツールと成り得るが、扱えるレイノルズ数が限定される為、LSM や VLSM を議論する場合に低レイノルズ数効果を排除する事は困難である。このような背景から、LSM や VLSM を扱った壁乱流の解析のほとんどは、壁面摩擦速度と境界層厚さによるレイノルズ数で干程度までであり、壁乱流における普遍則である対数則域に固有の議論であるのか、境界条件の影響を多少なりとも受ける外部層 (outer layer) における議論なのかあいまいとなっている。この結果、LSM や VLSM が壁面極近傍のストリーク等の構造とどのような関係を有するのか？その全体的な挙動はどの程度のスケールに及ぶのか？その流れ挙動は三次元的にどのようなものか？どのような点が壁乱流として共通の性質となっているのか？等の疑問に対して十分な答えを得るに至ってはいない。そこで本研究では対数則領域が十分な大きさで存在するような高レイノルズ数の設定が可能で、しかも三次元流れ構造解析が可能な LES を解析手法として摘要し、壁乱流 LSM、VLSM の挙動解明を目指す。本研究では片面平板乱流を解析対象とし、特にこの LSM、VLSM に対する温度成層性の影響について調べる事を目的とする。温度成層性が流れ場に働いた場合、成層性に特有の大規模構造が発生する可能性があるが、このような成層性に伴う構造と中立場で観察されている LSM、VLSM との相互作用に関する知見は内外を通じてほとんど見られない。

2. 数値解析手法

流れ場は非圧縮性ニュートン流体とし、浮力項はブジネスク近似で表す。数値解析は LES を用いて行い、フィルタ操作された流れ場の運動方程式、温度の方程式は次のように表される。

$$\frac{\partial u_i^s}{\partial t} + \frac{\partial u_i^s u_j^s}{\partial x_j} = -\frac{\partial p^s}{\partial x_i} + \frac{1}{\text{Re}} \frac{\partial^2 u_i^s}{\partial x_j \partial x_j} + \text{Ri} \theta^s - \frac{\partial}{\partial x_j} \tau_{ij} \quad (1)$$

$$\frac{\partial \theta^s}{\partial t} + \frac{\partial \theta^s u_j^s}{\partial x_j} = \frac{1}{\text{Re Pr}} \frac{\partial^2 \theta^s}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} q_j \quad (2)$$

ここで右上肩添字の g はグリッドフィルタ操作を表す。Re、 Ri 、 Pr はそれぞれレイノルズ数、バルクリチャードソン数、分子プラントル数である（定義については口述する）。ここで各式最終項は SGS 応力、SGS 熱流束であり次のように表される。

$$\tau_{ij} = (u_i u_j)^g - u_i^g u_j^g \quad (3)$$

$$q_j = (\theta u_j)^g - \theta^g u_j^g \quad (4)$$

これら 2 式については次のような等方渦粘性、渦拡散モデルを用いてモデル化を行う。

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3} \tau_{kk} \delta_{ij} \approx -\frac{2}{3} C \tau_{kk} S_{ij}^g / \sqrt{2 S_{lm}^g S_{lm}^g} \quad (5)$$

$$q_j \approx -\frac{1}{3} C_\theta \tau_{kk} \frac{\partial \theta^g}{\partial x_j} / \sqrt{2 S_{lm}^g S_{lm}^g} \quad (6)$$

一般によく用いられるスマゴリンスキーと異なり、 τ_{kk} で表される SGS 乱流エネルギーが陽的に含まれる事に注意されたい。各式に含まれるモデル係数については Germano らにより提案され Lilly により修正されたダイナミックモデルの手法を用いる。この時、サブテストスケール(STS)応力 $T_{kk} = (u_k^g u_k^g)^{gT} - u_k^{gT} u_k^{gT}$ に対するモデル化が必要なり、次のようにモデル化を行う。

$$T_{ij} - \frac{1}{3} T_{kk} \delta_{ij} \approx -\frac{2}{3} C T_{kk} S_{ij}^{gT} / \sqrt{2 S_{lm}^{gT} S_{lm}^{gT}} \quad (7)$$

式中 T_{kk} は STS 乱流エネルギーである。尚、ダイナミックモデルにおいて用いられるテストフィルタ操作については右上肩添字 T で表されている。これら(5)~(7)式に含まれる乱流エネルギーに対しては、ダイナミックモデルにおける差分誤差の整合性を考慮して次のようなモデル化を行う。

$$\tau_{kk} = (u_k^g u_k^g)^g - u_k^{gS} u_k^{gS} \quad (8)$$

$$T_{kk} = (u_k^g u_k^g)^{gT} - u_k^{gT} u_k^{gT} \quad (9)$$

このモデルの差分計算における有用性については文献を参照して頂きたい⁽⁷⁾⁽⁸⁾。

解析対象は上面に slip 条件を設定した上部開放チャンネル乱流とし、主流方向、スパン方向には周期境界条件を設定し、一定の圧力勾配を流れ場全体にかけ、流れを駆動した。レイノルズ数は対数則領域が明確に存在する条件として壁面摩擦速度 (u_τ) とチャンネル幅 (δ) で無次元化して $Re_\tau = u_\tau \delta / \nu = 10000$ に設定した。ただし ν は動粘性係数である。尚、壁面極近傍に見られるストリーク構造等と大規模構造との相互作用を観察する為に、下壁面では no-slip 条件を設定し、ストリーク構造を再現できる程度の解像度を設定した。この時、主流方向には $0.5\pi\delta$ 、スパン方向には $0.25\pi\delta$ を解析領域として設定し、格子数は主流方向、スパン方向、壁方向にそれぞれ 192、192、128 としている。この結果、格子解像度は $\Delta x^+ = 82$ 、 $\Delta z^+ = 41$ となる。以降、主流方向を x 、スパン方向を z 、壁垂直方向を y とする。DNS 等で観察されるストリーク構造はスパン方向に 100 程度、主流方向 1000 程度の間隔で存在する事が知られており、今回用いた解像度はこれらを忠実に再現するにはやや粗い解像度になっている。実際に本研究で再現されたストリーク構造については後に述べる。

熱成層効果として、中立条件の場合と、安定条件の 2 ケースについて解析を行った。この時、チャンネル下壁 (no-slip) と上壁 (slip) の温度差を ΔT 、体膨張係数を β 、重力加速度を g として安定条件時のリチャードソン数 $Ri_\tau = \beta g \Delta T \delta / u_\tau^2 = 100$ とした。尚、分子プラントル数は空気を想定して 0.7 とした。本研究で設定したレイノルズ数とリチャードソン数はチャンネル上壁 (slip wall) での速度で換算するとおおよそバルクレイノルズ数 300000、バルクリチャードソン数 0.1 程度となる。バルクリチャードソン数 0.1 はいわゆる弱安定条件に対応し、流れ場に間欠的な層流域が存在する程の強い安定条件ではない。離散化はスタッガード格子を用いて Morinishi et al.(9) により提案されている運動量・エネルギー同時保存差分スキームを用いて行った。この時の離散精度は四次である。時間進行については三次精度ルンゲクッタ法を用いた。ただし拡散項の壁面垂直方向微分のみクランクニコルソン法を適用している。圧力と速度のカップリングには MAC 法を用い、圧力ポアソン方程式の解法には主流方向とスパン方向に対して離散高速フーリエ変換を用いている。

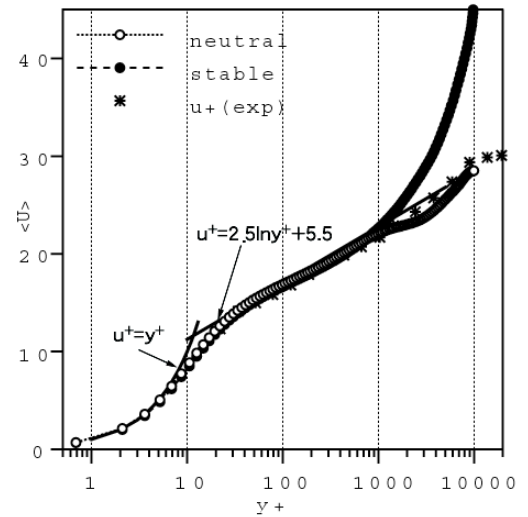


Fig.1 Mean velocity profiles

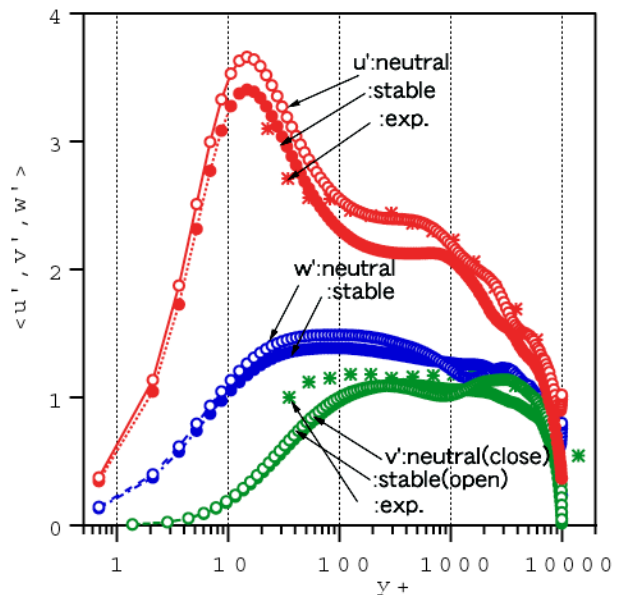


Fig.2 GS turbulent intensity profiles

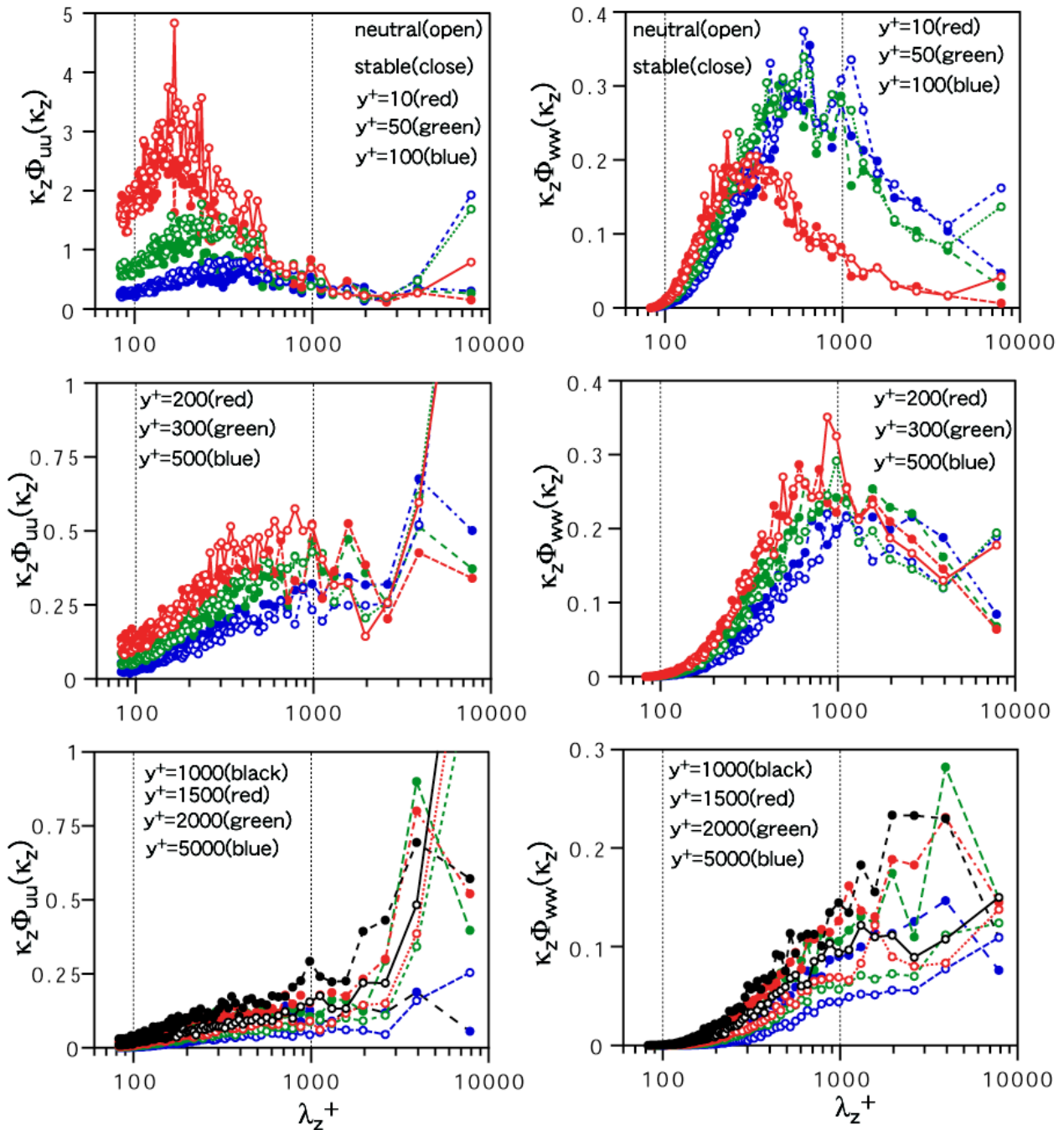


Fig.3 Pre-multiplied power spectrum of streamwise(left) and spanwise(right) velocity fluctuation for spanwise direction

本研究で用いた LES 解析手法の有用性を示す為、図 1 に中立時、安定成層時の平均流速、図 2 に乱流強度を示す。図中の実験値は DeGraaff らによる空間発達境界層の結果である⁽¹⁰⁾。実験値は $Re\tau=19400$ の物であることに注意されたい。平均流速については中立、安定時共に $y^+=60$ 程度から 1000 程度までの間で対数則領域が観察され、両者はほぼ一致しており、経験則との一致も良好である。後流域においては中立時の結果と実験値の一致は良好であり、安定時には対数則から大きく外れ、安定時特有の速度分布となっている。乱流強度についても、主流方向、壁垂直方向については中立時の解析結果と実験値の結果の対数則領域における一致は良好である。特に対数則領域から壁面にかけての分布に着目すると、安定時は中立時と比べて特に主流方向乱流強度がやや小さく現れているが、平均流速は両者で良く一致しており、今回

設定した安定条件では中立時と比較して、二次までの乱流統計量に与える成層性の影響は大きくないことが解る。

3. パワースペクトル

スパン方向の流れ構造を評価する為、図 3 に主流方向速度変動とスパン方向速度変動のスパン方向パワースペクトルを示す。尚、横軸は波長となっている事、パワースペクトルは波数 $\kappa_z = 1/\lambda_z$ を乗じている事に注意されたい。壁面極近傍の $y^+=10$ においては中立時、安定時共に主流、スパン両スペクトルに $\lambda_z^+=200$ 程度の所にピークが観察される。これは壁面極近傍における壁乱流組織構造として有名なストリーク構造に対応しているものと考えられる。ただし、一般に DNS で観察されている値と比較するとおおよそ二倍の値となっている。これは等方型渦粘性を用いた LES 解析によく見ら

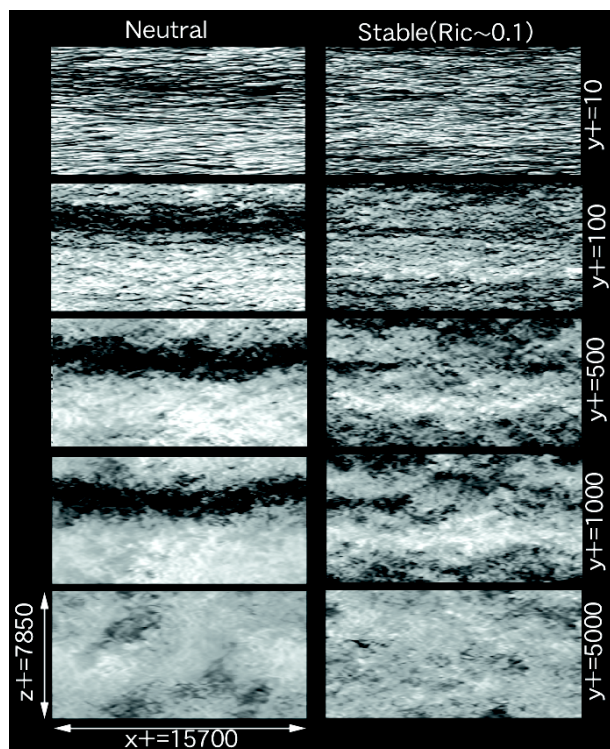


Fig.4 Snapshot of streamwise velocity fluctuation on x-z plane parallel to the wall (white: $u'/u\tau=6.0$; black: $u'/u\tau=-6.0$, left: neutral condition; right: stable condition, flow from right to left)

れる現象であり、壁面極近傍の乱流強度の DNS 等の不一致を引き起こすことが知られている。このような現象は十分な格子解像度を与えてやる等の方法で改善されるが、本研究ではこの程度の不一致でも渦構造の定性的な議論は可能であるとする。壁面極近傍の $y^+ < 100$ の領域における中立場と安定場の本質的な違いは、中立場において最長波長域で主流、スパン両方向のパワースペクトルにピークが観察される点である。最長波長域のピークは解析領域が十分でないことを示唆している物であり、定量的な評価については疑問があるが、少なくとも解析領域に渡る大規模な流れ構造が存在する事を示唆する物である。この傾向は $y^+ < 100$ から 1000 までの対数則領域にかけてより顕著に現れる。この領域の主流方向速度変動スペクトルは、短波長側と最長波長の二ヶ所にピークを有しており、壁面近傍のストリーク構造が壁面からの距離に従って成長した渦構造とは異なる、別の大規模構造が存在する事が予想できる。尚、安定条件においても主流方向速度変動に対しては、対数則領域において長波長領域に類似のピークが観察されるが、スパン方向速度変動にはこのような長波長領域のピークは見られない。

4. 瞬時流れ構造

図 4 に中立時、安定成層時の壁に平行な面での、主流方向速度変動の瞬時値の分布を示す。図は解析領域全体を表している。壁面極近傍の $y^+ = 10$ において観察される微小な筋状の構造は、よく知られているストリーク構造であり、中立場と安定場において本質的な違いは見受けられない。対数則領域が現れる $y^+ = 100 \sim 1000$ において、中立状態の場合、ストリーク構造と類似の主流方向に長く延びたような低速領域(図中黒色)が観察される。主流方向パワースペクトルに見られた最長波長領域のピークはこの構造に対応していると考えられ、その主流方向スケールは解析領域全体に及んでいる。特に

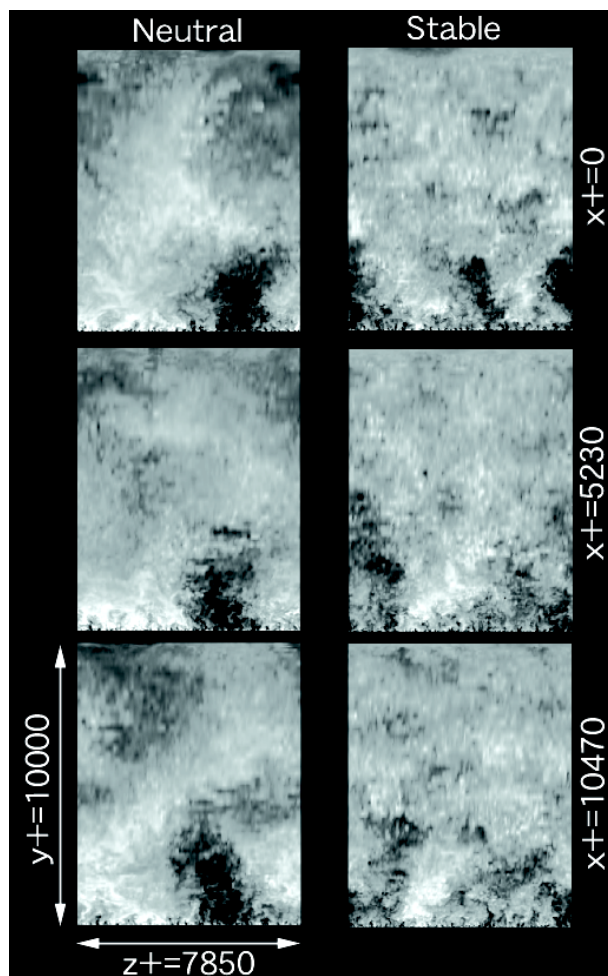


Fig.5 Snapshot of streamwise velocity fluctuation on y-z plane normal to the main flow direction. (white: $u'/u\tau=6.0$; black: $u'/u\tau=-6.0$, left: neutral condition; right: stable condition, flow from right to left)

$y^+ = 100$ と $y^+ = 500$ の図から、スペクトルに見られた短波長と長波長の二つのピークに対応して、この大規模構造が、壁面極近傍のストリーク構造に対応した流れ構造とは異なる事が解る。この大規模構造は $y^+ = 5000$ の場所では存在しておらず、対数則領域に見られる特殊な流れ構造である事が解る。一方、本研究で設定した弱安定条件の場合、中立条件と同様の主流方向に延びた大規模な低速領域の存在が、図中の $y^+ = 500$ と $y^+ = 1000$ に現れている。ただし、その主流、スパン両方向のスケールは解析領域内に納まっており、その周囲流体との速度差も中立場と比較して小さいようである。

図 5 に中立時、安定成層時の主流方向に垂直な断面上での、主流方向速度変動の瞬時値の分布を示す。断面は解析領域を主流方向に対して等間隔に三分の一分割した領域のそれぞれの前面を示している。中立状態における主流方向に延びたような大規模低速領域の存在はこの図からも明らかであり、この構造が壁面の高さに対するスケールリングとは無関係に、壁面極近傍でもかなり大きなスケールを有しているのが解る。一方安定条件においても類似の大規模低速領域の存在は確認されるが、安定条件の場合明確ではなく、また主流方向に対する相関も弱い。本研究で用いた解析領域に対しては、中立条件の場合はこの大規模低速領域はスパン方向に一つ存在するが、安定条件の場合は二から三つ程度確認でき、温度成層性が中立状態で存在する大規模低速領域のスケールを主流方向、スパン方向ともに小さくする効果がある事が解る。

図 6 に圧力変動の低圧領域、及び速度勾配テンソルの対称成分 S と非対称成分 W により構成される対称テンソル S^2+W^2 の第二固有値の負値の領域の等値面図を示す。第二固有値は壁面極近傍の、ストリーク構造等の乱流微細渦構造を可視化している（図中ピンク）。一方、圧力変動の低圧領域は流れ場における比較的大きな渦運動を可視化していると考えられる。特に低圧領域に着目すると、中立状態、安定状態共に、対数則領域から後流域にかけて、境界層厚さと同スケールの低圧領域が主流方向に対して配置されており、安定条件ではより顕著にその状態が確認できる。また特に中立状態におけるこの低圧領域には、スパン方向に軸を持つ大規模な渦運動を思わせる低圧領域が、図の解析領域中央に確認できる。反面、主流方向速度変動の可視化により確認された対数則領域に見られる大規模低速領域の存在と関連すると思われるような、主流方向に強い相関を持つ低圧領域は確認されず、本研究で確認した大規模低速領域が一連の大規模渦運動の結果、生じたものかどうかは疑問である。

5. 結論

対数則領域が十分な長さで存在する高レイノルズ数条件を設定し、LES を用いて片面平板発達乱流を解析する事で、対数則領域に現れる大規模流れ構造の解析を行った。得られた流れ場の瞬時速度に対するスペクトル解析、及び可視化画像から、対数則領域から上部にかけて、主流方向に強い相関を持つ大規模で一様な低速領域の存在を確認した。この大規模流れ構造は、空間発達乱流境界層の二次元 PIV 計測や、円管内発達乱流の熱膜センサーによるパワースペクトルで確認されている大規模構造と類似の物であると考えられる。また温度成層性がこれらの大規模構造に与える影響を調べる為に、弱安定条件を想定した解析も行った。この結果、温度成層性がこの大規模低速領域を主流方向、スパン方向共に、小さくする効果があることが解った。

Kim ら⁽⁶⁾は壁乱流における物理モデルとして、ヘアピン渦が集合して境界層厚さに相当するパケット構造(LSM)を構成し、この一連のパケット構造が主流方向に並ぶことで、超大規模構造(VLSM)が構成されるという物理モデルを提案している。しかし、本研究で得られた圧力分布等の可視化画像からは、パケットに相当すると思われる境界層厚さと同程度のスケールを有する低圧領域は確認された物の、解析領域全体に及ぶ大規模低速領域を誘発するような渦構造については確認されず、Kim らの物理モデルの妥当性を示すに至ってはいない。ただし本研究では、壁面極近傍の渦構造の再現を考慮した為、解析領域が流れ方向、スパン方向共に境界層厚さと同程度の解析領域しか確保できなかった。この結果、この大規模渦構造の全貌を捕らえる事は本質的に不可能であり、また小さな解析領域を用いた場合の大規模渦構造への影響も無視できないと思われる。ただし本研究結果から、確認された大規模低速領域は、壁面極近傍のストリーク構造が、壁面からの距離に応じて成長する渦構造とは異なる別の流れ構造である事が確認された為、今後は壁面極近傍の構造の解析を諦め、LES 解析に適当な人工壁面境界条件を用いて、境界層厚さの十倍以上の解析領域を主流方向、スパン方向に設定した解析を行う予定である。

参考文献

- (1)J. Kline, W. C. Reynolds, F. A. Schraub, and P. W. Runstadler, "The structure of turbulent boundary layers", J. Fluid Mech. 30, 741(1967)
- (2)J. Kim, P. Moin, and R. D. Moser, "Turbulence statistics in fully developed channel flow at low Reynolds number", J. Fluid Mech. 177, 133(1987)

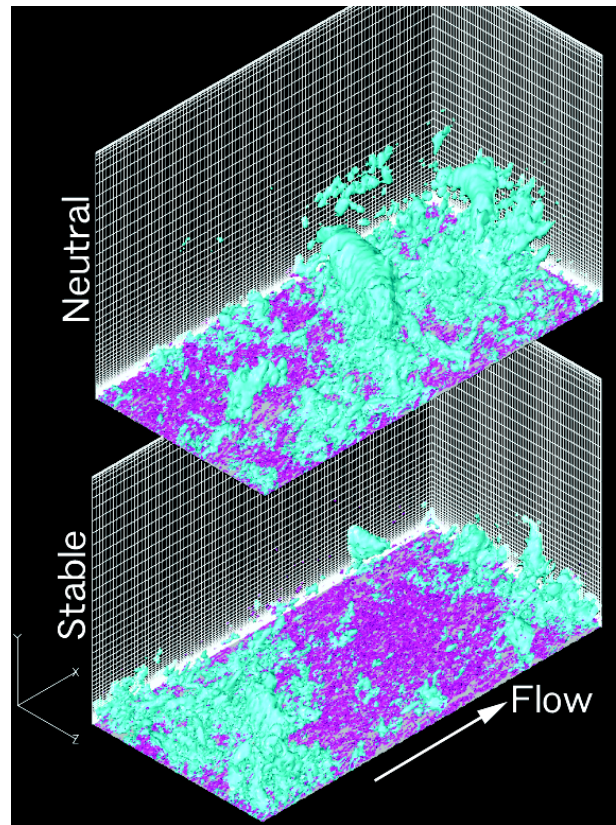


Fig. 6 Low pressure region (blue, $p'=-3$) and the second eigenvalue of S^2+W^2)

- (3)H. L. Grant, "The large eddies of turbulent motion", J. Fluid Mech. 4, 149 (1958)
- (4)L. S. G. Kovasznay, V. Kibbens, and R. F. Blackwelder, "Large-scale motion in the intermittent region of a turbulent boundary layer", J. Fluid Mech. 41, 283(1970)
- (5)J. Zhou, R. J. Adrian, S. Balachandar, and T. M. Kendall, "Mechanisms for generating coherent packets of hairpin vortices in channel flow", J. Fluid Mech. 387, 353(1999)
- (6)K. C. Kim, and R. J. Adrian, "Very large-scale motion in the outer layer", Phys. of Fluids 11, 417(1999)
- (7)M. Tsubokura, T. Kobayashi and N. Taniguchi, Development of the Isotropic eddy viscosity type SGS models for the dynamic procedure using finite difference method and its assessment on a plane turbulent channel flow, JSME Int. J., Ser. B 44, 487(2001)
- (8)M. Tsubokura, Proper representation of the subgrid-scale eddy viscosity for the dynamic procedure in large eddy simulation using finite difference method, Phys. Fluids 13, 500(2001)
- (9)Y. Morinishi, T. S. Lund, O. V. Vasilyev, Fully conservative higher order finite difference schemes for incompressible flow, J. Comput. Phys. 143, 90 (1998)
- (10)D. B. DeGraaff and J. K. Eaton, "Reynolds-number scaling of the flat-plate turbulent boundary layer", J. Fluid Mech. 422, 319(2000)