

高レイノルズ数壁乱流における微粒子の加速度統計に関する研究： 大きな圧力変動に起因する乱流構造の抽出

課題責任者

辻 義之 名古屋大学 大学院工学研究科

著者

山本 義暢 山梨大学 工学部

恒吉 達矢 名古屋大学 大学院工学研究科

せん断乱流中の流体粒子加速度の統計的性質を調べるために、チャンネル乱流の直接数値計算（DNS）をおこなった。流体粒子加速度は、せん断乱流の壁近くでは、乱流渦構造の影響を大きく受ける。壁面圧力での条件付け平均の結果から、正の圧力変動は速度せん断層、負の圧力変動は微細渦構造に関連することが明らかになった。

キーワード： particle acceleration, turbulent eddy structures, wall pressure, shear layer, intermittency

1. はじめに

せん断乱流中の流体粒子加速度の統計的性質を調べるために、チャンネル乱流の直接数値計算（DNS）をおこなった。流体粒子加速度は、せん断乱流の壁近くでは、乱流渦構造の影響を大きく受けることが予想される。乱流渦構造は、内部で負の絶対値の大きな圧力（HAPPK: High Amplitude Pressure Peak）を示すため、壁面での圧力変動から渦構造を抽出できるかを考察する。また、乱流渦構造の Re 数に対する変化について、そのスケールを調べる。

壁面圧力での条件付平均より、乱流構造の特性を調査した。壁面での正の圧力が大きくなる場合には、速度せん断層が観測される。また、圧力のポアソン方程式（Navire-Stokes 方程式を介して導かれる）の rapid 項と slow 項は、各々が小スケール、大スケールの乱流構造に起因することが明らかとなった。負の壁面圧力は、Q 値（速度勾配テンソルの第二不変量）によって検出される微細渦構造と関連する。壁面近くでの非等方な場において、乱流渦構造は流体粒子加速度に大きく影響することが予測される。

2. 数値計算手法

解析対象は、一定の圧力勾配で駆動される 2 次元チャンネル乱流場である。図 1 に解析領域を示す。x を主流方向、y を壁垂直方向、z をスパン方向とする。基礎方程式は、非圧縮性流体のナビエ・ストークス方程式及び連続式とし、擬スペクトル法に基づき計算が行われている。離散化手法は、主流及びスパン方向にフーリエスペクトル法、壁垂直方向に 2 次精度の中心差分を使用し、主流及びスパン方向へのエイリアジング誤差は位相シフト法によりこれを除去してある。位相シフト法とはフーリエ空間上において位相を変化させた関数と本来の関数の和を取ることであり、エイリアジング誤差を除去する手法である。時間進行は、対流項に 3 次精度 Runge-Kutta 法、粘性項に Crank-Nicolson 法、圧力項に Euler 陰解法を使用し、境界

条件は、主流及びスパン方向に周期境界条件、壁面で no-slip 条件を課してある。計算格子には直交格子を用いており、主流方向、スパン方向には等間隔に格子を配置している。壁垂直方向には壁面近傍における粘性の影響を考慮するために、壁近くにかけてメッシュを細かくしている。計算条件は $Re_\tau=150, 600, 1000, 2000, 4000$ である。各レイノルズ数における解析対象の x、y、z 方向の計算領域 (L_x, L_y, L_z)、格子点数 (N_x, N_y, N_z) を表 1 に示す [1]。

DNS データベースには速度 3 成分（主流方向速度、壁垂直方向速度、スパン方向速度）と圧力のデータが保存されている。各々の成分について 3 次元の空間データを時系列方向に保存されており、時間方向データ数を n_t とすると、data_1 ~ data_ n_t というディレクトリが存在して

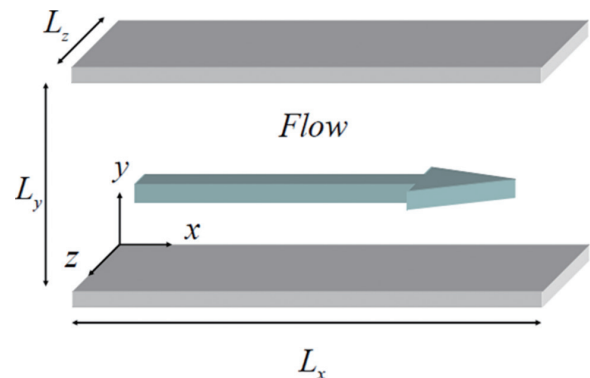


図 1 計算対象となるチャンネル乱流場

表 1 直接数値計算の計算条件

Re_τ	$\frac{L_x}{h}$	$\frac{L_z}{h}$	Δx^+	Δz^+	Δy_w^+	Δy_c^+	N_y	$\frac{T^+}{Re_\tau}$
180	12.8	6.4	12.0	7.2	0.3	3.8	192	12.4
400	12.8	6.4	13.3	6.7	0.17	4.3	384	10.4
1000	12.8	6.4	13.3	8.3	0.6	8.0	512	11.2
2000	16.0	6.4	16.0	8.3	0.6	8.0	1024	8
4000	16.0	6.4	15.6	8.3	0.6	8.0	2048	8

いる。また、時間番号を示すディレクトリ配下には壁垂直方向 (y) の 2 次元平面 (x, z) のデータが壁垂直方向の昇順に保存してある。

3. 結果および考察

3.1 正の壁面圧力による条件付け

壁面圧力の変動が正となる条件で平均された速度場と圧力場の結果を図 2 に示す ($Re_\tau=180$)。壁面での正の圧力変動は、バッファ層での速度せん断層と密接に関連している。外層からの高速流体の流れ込み (スweep) と壁近くから外層への低速流体の放出 (エジェクション) が確認される。これらの傾向は過去の研究とよく一致している (Johansson et al. [2,3] and Ghaemi and Scarano [4])。スweepの起源はバッファ層の外側、エジェクションは、壁近くに起因している。流れ方向速度の条件付き平均の結果を図 3 に示す。縦軸・横軸はチャンネル半幅で無次元化されており、正の速度変動を持つ領域が赤色で示されている。その領域の大きさは、レイノルズ数によらず、ほぼ一定であることがわかる。つまり、壁面圧力の正の変動には、外層からの高速な流体の流れ込みが影響し、そのスケールは外層スケールで規格化できる。

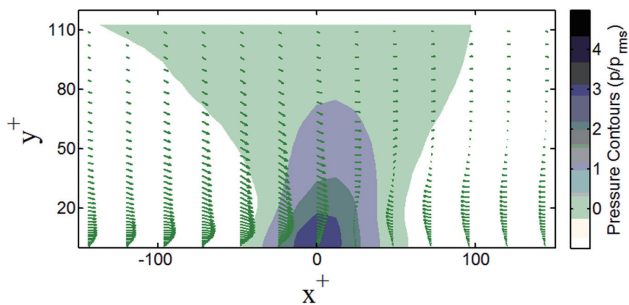


図 2 正の壁面圧力で条件づけられた速度場と圧力場。圧力は標準偏差で無次元化されている ($Re_\tau=180$)。

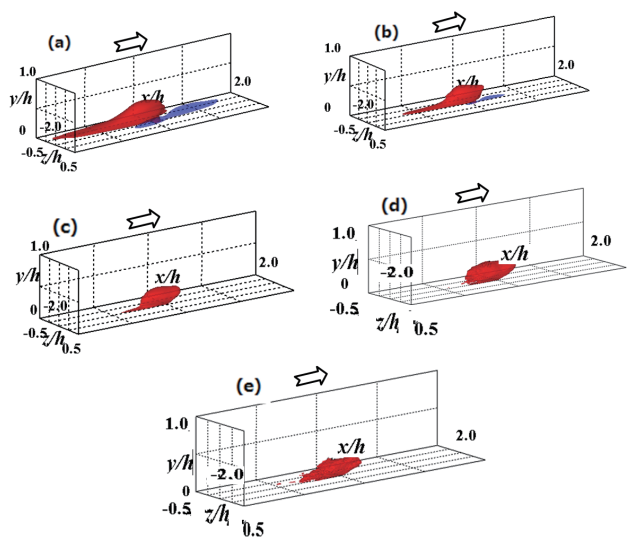


図 3 流れ方向速度の等値面を外層スケールで表示。 $u^+=1$ (red) と $u^+ = -1$ (blue) at (a) $Re_\tau=180$, (b) $Re_\tau=400$, (c) $Re_\tau=1000$, (d) $Re_\tau=2000$, (e) $Re_\tau=4000$ 。矢印は流れ方向をあらわす。

3.2 負の壁面圧力による条件付け

正の圧力変動に対して負の壁面圧力に関しては、幾つかの構造が影響することが予想される。図 4 には、 Q 値によって可視化された渦構造 (緑色の領域) と負の圧力場 (青色の領域) を示す。壁近くで微細な渦構造が多数形成されていることが観察される。渦構造の周りには、負の圧力場が隣接している。部分的に拡大した領域を図 5 に示す。

図 5 から観測されることは、負の圧力は異なる渦構造に関係していることである。(a) にはヘアピンタイプの渦構造、(b) にはスパン方向、(c) には流れ方向に横たわる渦構造が負の圧力領域と重なっていることがわかる。圧力は渦構造の中心部で極小値を持ち、従って、圧力勾配は大きな値を示す。Navier-Stokes 方程式を介すると、圧力勾配は流体粒子加速度と等価となるので、粒子加速度が時空間にわたり間欠的に大きな値を持つことは、これらの渦構造と関連していると考えられる。渦構造は内層変数 (+unit) で表記されている。そのため、 Re 数が大きくなると

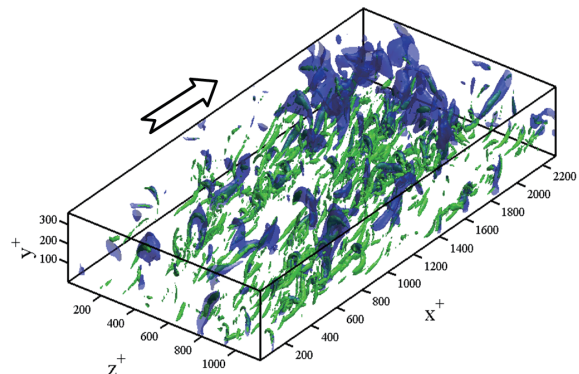


図 4 瞬時の圧力等値面 (青色 $p/p_{rms}=-2$) と渦構造等値面 (緑色 $Q^+=0.02$ $Re_\tau=180$)。矢印は流れ方向を表す。

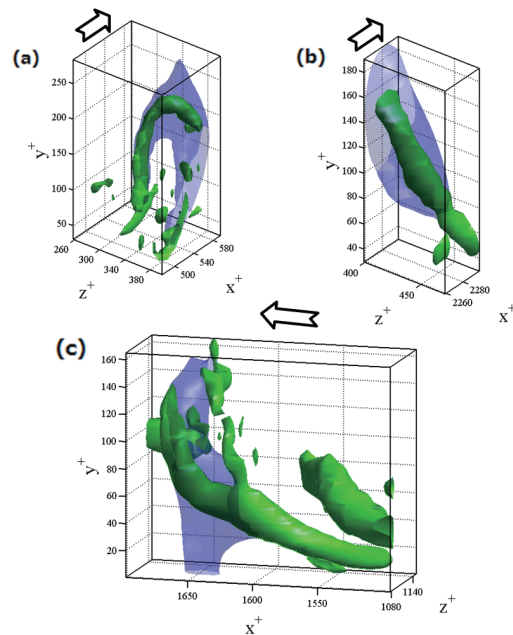


図 5 瞬時の圧力等値面 (青色 $p/p_{rms}=-2$) と渦構造等値面 (緑色 $Q^+=0.02$ $Re_\tau=180$)。 (a) ヘアピン渦 (緑色)、(b) スパン方向渦 (緑色)、(c) 流れ方向縦渦 (緑色)。矢印は流れ方向を表す。

これらの構造はチャンネル幅に比べて相対的に小さくなる。

ヘアピン渦構造は、壁乱流で広く受け入れられた概念であるが、それらはアンサンブル平均された平均の渦構造として理解するほうがよい。図4の中に見られる瞬時の渦構造の中には、ヘアピン型の渦構造を見出すことは難しい。壁面圧力が負となる場合の条件付き平均として、速度場の構造からヘアピン渦構造を見出す研究が Ghaemi and Scarano [4] により報告されている。

図6には、壁面での負の圧力で条件付きされた構造を異なる Re_τ 数で示した。壁面と同じように負圧の及ぶ領域を青色の等値面で、条件付きされた Q 値をグレーで示してある。縦軸・横軸は内層変数で無次元化されており、

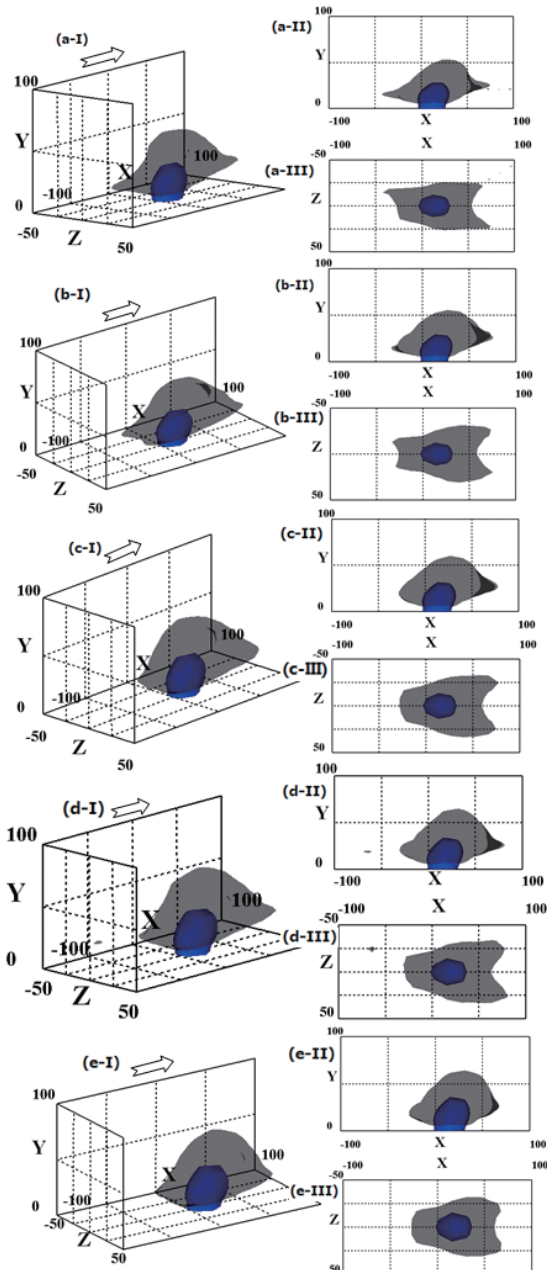


図6 負の壁面圧力で条件づけられた等値面 (青色 $p/p_{rms} = -3$) 並びに渦構造 (グレー領域 $Q^+ = 0.002$). (i) 三次元可視化, (ii) x - y 面可視化 (iii) x - z 面可視化 (a) $Re_\tau = 180$, (b) $Re_\tau = 400$, (c) $Re_\tau = 1000$, (d) $Re_\tau = 2000$, (e) $Re_\tau = 4000$. 矢印は流れ方向を表し、座標軸は $X=X^+$, $Y=Y^+$, and $Z=Z^+$ とする。

グレーの範囲で示された構造は、 Re 数依存性を持たないと考えられる。つまり、壁面での負圧で条件づけられた渦構造は、ヘアピン渦のような構造は示さないが、内層変数表示では Re 数に依存しないスケールを示す。明確な構造が確認できない背景には、壁面での圧力が乱流構造の抽出には適していないかもしれない。

4. まとめ

チャンネル乱流の直接数値計算データ ($Re_\tau = 180$ から $Re_\tau = 4000$) を解析することから、乱流中の渦構造の壁面圧力との関連を調べた。乱流渦構造は、その中心部で圧力が極小値をとることから、圧力勾配すなわち粒子加速度が大きな値を示す。乱流構造の時間空間的な間欠分布が、流体粒子加速度の間欠性と密接に関連していると考えられる。

乱流構造の抽出をおこなうために、壁面圧力の大きな変動に注目して、その符号 (正と負) で区別した場合の条件付き平均をおこなった。正の壁面圧力は、速度せん断層と密接に関連していること、また、外層からの高速流体の吹込みが寄与する割合が大きい。一方、負の圧力変動は微細な渦構造と関連しており、それらの構造は内層変数で無次元化した場合には、 Re 数の依存性は小さい。

今後は、流体粒子加速度の間欠性が渦構造と関連することをより定量的に調べ、壁近くの非等方な流れ場での特徴を明らかにしたい。

文献

- [1] Yoshinobu Yamamoto and Yoshiyuki Tsuji, Numerical evidence of logarithmic regions in channel flow at $Re_\tau = 8000$, *Phys. Rev. Fluids* 3, 012602(R), 2018.
- [2] Johansson, A. V., Her, J. Y., and Haritonidis, J. H., 1987, "On The Generation of high-amplitude Wall-Pressure Peaks in Turbulent Boundary Layers and Spots", *J. Fluid Mech.*, Vol. 175, pp. 119-142.
- [3] Johansson, A. V., Alfredsson, P. H., and Kim, J., 1991, "Evolution and Dynamics of Shear-Layer Structures in Near-Wall Turbulence", *J. Fluid Mech.*, Vol. 224, pp. 579-599.
- [4] Ghaemi, S., and Scarano, F., 2013, "Turbulent Structures of High-Amplitude Pressure Peaks within The Turbulent Boundary Layer", *J. Fluid Mech.*, Vol. 735, pp. 381-426.

Lagrange Acceleration of Small Particles in Wall Bounded Flow; High-amplitude Wall Pressure Events and Their Relation to Turbulent Structures in Channel Flow

Project Representative

Yoshiyuki Tsuji

Department of Energy Engineering and Science, Nagoya University

Authors

Yoshinobu Yamamoto

Department of Mechanical Systems Engineering, University of Yamanashi

Tatsuya Tsuneyoshi

Department of Energy Engineering and Science, Nagoya University

Direct Numerical simulation Data (DNS) set of fully developed turbulent channel flow is utilized to study the Lagrange acceleration of fluid particle in shear flow. Fluid particles may be strongly affected by the turbulent structures near the wall, and their structures indicate the negative high-amplitude pressure in the core region. Positive wall pressure is associated to the velocity shear layers.

Keywords: particle acceleration, turbulent eddy structures, wall pressure, shear layer, intermittency

1. INTRODUCTION

Direct Numerical simulation Data (DNS) set of fully developed turbulent channel flow is utilized to study the Lagrange acceleration of fluid particle in shear flow [1]. Fluid particles are strongly affected by the turbulent structures near the wall, and their structures indicate the negative high-amplitude pressure in the core region. In this report, the turbulent structures associated with positive and negative High Amplitude Pressure Peaks (HAPPKs) at different Reynolds number are studied.

Conditional average is conducted based on the wall pressure extrema that exceed a certain threshold value. The results indicate near-wall shear layer in the buffer zone, and the large-scale streamwise velocity upstream the detection point together contribute to average positive pressure. Upon splitting the total pressure to its slow and rapid parts, the contribution from the rapid part, that represents the effect of large-scale motion) is dominant throughout the channel except close to the wall which its comparable with slow part. Hence, positive HAPPKs result from both small- and large- scale structures. Negative peaks are found to be associated with the core of the vortex structure. The conditional averaged Q-value introduced an organized vortex structure that scale with wall units with negative peak coincides with its core, and hence negative peaks are generated from the small-scale motion. The effect of Reynolds number appears only in the positive peaks.

These small scale structures play an important role for the statistics of fluid particle motions near the wall.

2. NUMERICAL SIMULATION

The simulations reported in this study are DNSs of incompressible turbulent flow between two parallel planes. The

coordinate system is taken to be (x, y, z) that are representing the streamwise, wall-normal, and spanwise coordinates, respectively with $u_i=(u_1, u_2, u_3)=(u, v, w)$, $i=1, 2, 3$ are the three components of velocity in the same directions. For the pressure, p is used to denote the total pressure. In streamwise (x) and spanwise (z) directions, periodic boundary conditions are applied, and no-slip/no-penetration boundary conditions are applied at the wall. The mass flux through the channel remains constant by a uniform streamwise pressure gradient that drives the flow field.

DNSs of the incompressible Navier–Stokes equation are conducted by a hybrid Fourier spectral (x, z) and the second-order central difference method (y) in direction, where aliasing error in the streamwise and spanwise directions is removed by the phase shift method. For time progress, third-order accuracy Runge-Kutta method is applied to the convection term, Crank-Nicolson method is applied to the viscosity term, and the Euler implicit method is applied to the pressure term. The present DNS conditions are shown in Table 1. The domain size is relatively large to detect the large-scale structures exist around the center of the channel. The time taken for a hypothesized turbulent eddy to perform one complete 360° rotation and, known as eddy turn over time T^+ , is given also in Table 1.

Table 1 Calculation conditions for DNS data set

Re_τ	$\frac{L_x}{h}$	$\frac{L_z}{h}$	Δx^+	Δz^+	Δy_w^+	Δy_c^+	N_y	$\frac{T^+}{Re_\tau}$
180	12.8	6.4	12.0	7.2	0.3	3.8	192	12.4
400	12.8	6.4	13.3	6.7	0.17	4.3	384	10.4
1000	12.8	6.4	13.3	8.3	0.6	8.0	512	11.2
2000	16.0	6.4	16.0	8.3	0.6	8.0	1024	8
4000	16.0	6.4	15.6	8.3	0.6	8.0	2048	8

Table 1 illustrates the computational domain size in streamwise and spanwise directions (L_x , L_z), in addition to the grid resolutions in the three directions (Δx^+ , Δy^+ , Δz^+), where Δy_w^+ represents the grid resolution at the wall, and Δy_c^+ is at the center of the channel. Table 1 gives the number of grid points in N_y , the wall-normal direction.

3. RESULTS AND DISCUSSION

3.1 Positive HAPPKs

Starting with the conditional averaging results of the positive HAPPKs, Fig. 1 illustrates the averaged velocity field in the conditional domain around the positive point at $Re_\tau=180$. The velocity patterns indicate the positive pressure is related to strong shear layers in the buffer layer, as it is clearly noted in the average field in x - y plane at $y^+=15$. Both the high streamwise velocity region accompanied with downward flow to the vicinity of the wall in the upstream side (sweep events), and the negative- u in conjunction with positive- v (ejection events) downstream the detection point, give rise to the formation of the shear layer inclined with around 45° with respect to x . A near-wall shear layer is formed due to the re-direction of the high-speed fluid impacting the upstream face of the low-speed fluid. This creates a quasi-stagnation zone which results in a positive HAPPK. This agrees with results of Johansson et al. (1987)[2], Johansson et al. (1991)[3] and Ghaemi and Scarano (2013)[4].

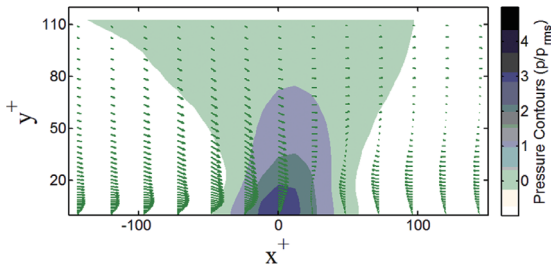


Fig. 1 Velocity field in the mid x - y plane with the pressure contours normalized with their local r.m.s value at $Re_\tau=180$

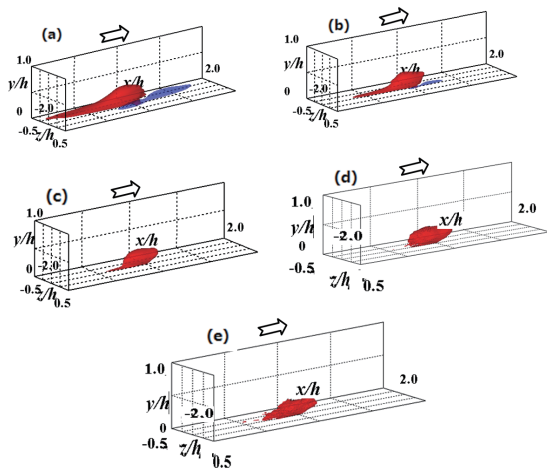


Fig. 2 Iso-surfaces streamwise velocity (outer scaling), $u^+=1$ (red) and $u^+=-1$ (blue) at (a) $Re_\tau=180$, (b) $Re_\tau=400$, (c) $Re_\tau=1000$, (d) $Re_\tau=2000$, (e) $Re_\tau=4000$. The arrow indicates the direction of the flow.

The origin of the sweep events seems to be beyond the inner layer as they exceed $y^+=100$, while the ejection events appear to be induced close to the wall for the contour field in x - y plane. Unlike the streamwise velocity, wall-normal velocity contours show slice decrease with Reynolds number in outer scaling. Also, the iso-surface of the streamwise velocity around the detection point shown in Fig. 2 illustrates this structure.

3.2 Negative HAPPKs

The positive pressure is found to be associated with the shear layer with sweep events originate from the outer layer in addition to the direct contribution from the outer layer. As stated previously, negative HAPPKs were subjected to many conjectures throughout the literature. Contrary to the positive pressure peaks which observed to be surrounded with the vortex field (not shown here), negative pressure shows loopy structures that is overlapping the vortex structure. This is indicated in the snapshot realization in Fig. 3 for the iso-surfaces of the vortex structures computed by Q-criterion. Accordingly, it is suggested that there is a correlation between the negative pressure fluctuations and the vortex field highly populated in the vicinity of the wall.

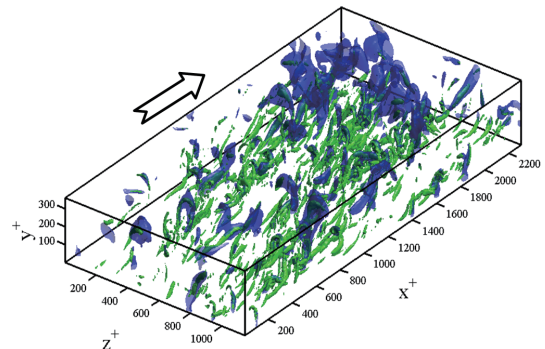


Fig. 3 Instantaneous iso-surfaces of pressure (transparent blue) at $p/p_{rms}=-2$ and vortex structure (solid green) at $Q^+=0.02$ at $Re_\tau=180$. The arrow indicates the direction of the flow.

From the instantaneous realization, it can be inferred that negative pressure is associated with different types of the vortical structures. Figure 4 illustrates three different vortical shapes that inhabit vicinity to the wall. Negative pressure is clearly overlaps the head and the neck of the hairpin vortex in Fig. (4-a), and the cores of the spanwise and the quasi-streamwise vortices in Fig. (4-b) and (4-c), respectively. The negative pressure is found to be connected to their cores. Figure 5 indicates the iso-surfaces, normalized in wall units, for the averaged vortex field around the negative HAPPKs and visualized in inner scaling coordinates. The negative HAPPKs was found to be consistent with the core of the resultant vortex structure that result from conditionally averaging over different shapes of the vortex structures. The resultant vortex structure is scaled with the wall units and doesn't show Reynolds number dependence. It is to be thought that negative pressure regions are generated by the small scale vortex structure scaled with wall

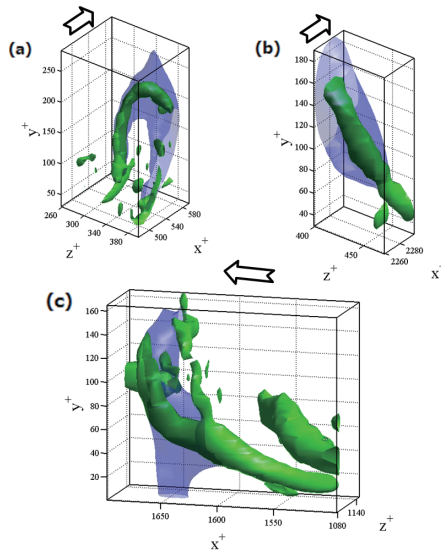


Fig. 4 Instantaneous iso-surfaces of pressure (transparent blue) $p/p_{rms}=-2$ at and (a) hairpin vortex (solid green), (b) spanwise vortex (solid green), and (c) quasi-streamwise vortex (solid green) at $Q^+=0.02$ at $Re_\tau=180$. The arrow indicates the direction of the flow.

units. Accordingly, they may not be influenced by the large scale structure appears at higher Reynolds number.

Unlike the results of Ghaemi and Scarano (2013) [4] who obtained a clear hairpin vortex structure with a negative pressure point within its head, the current study doesn't introduce such organized structure, alternatively an ellipsoid structures is extracted. This may be attributed to the different vortical structures exist within the turbulent boundary layer, with quasi-streamwise vortices are the most inhabitants in the near-wall layer. In addition, as the Reynolds number increases the frequency of occurrence of the hairpin vortex decreases. Ghaemi and Scarano (2013) [4] may separate the different structures and then conducted the conditional average, but their study doesn't refer to such separation.

4. SUMMARY

In this report, we analyzed coherent structures associated with positive and negative HAPPKs from DNS data set covers a wide range of Reynolds number from $Re_\tau=180$ to $Re_\tau=4000$. The main points are summarized as following. Positive HAPPKs are found to result from both the near-wall shear layer in the buffer zone, and from large-scale structures that are normalized with the outer scaling. Also, these large scale-structures contribute to the formation of the shear-layer via sweep events upstream the positive detection point. Negative HAPPKs result from the small-scale vortex structures in the near-wall region. The averaged results introduce organized structures from different vortex structures with the negative pressure peaks coincide with the core of the vortex. These structures may play an important role for fluid particle acceleration. They are intermittent in space and time, and the statistical feature of acceleration will be analyzed in the next step.

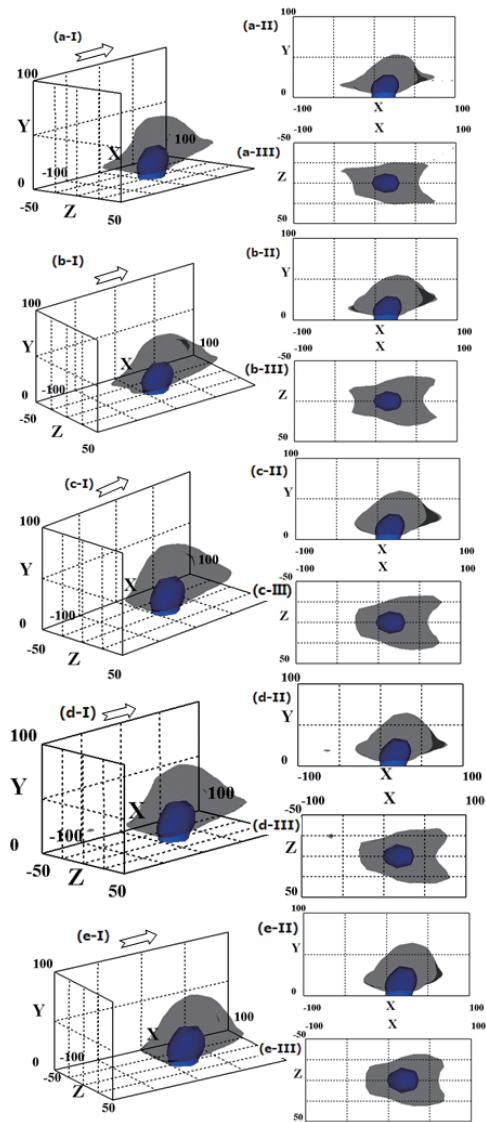


Fig. 5 Isosurface of conditionally average pressure fluctuations $p/p_{rms}=-3$ (solid blue) and vortex organization $Q^+=0.002$ (transparent black). (i) Three-dimensional view, (ii) $x-y$ plane, and (iii) $x-z$ at (a) $Re_\tau=180$, (b) $Re_\tau=400$, (c) $Re_\tau=1000$, (d) $Re_\tau=2000$, (e) $Re_\tau=4000$. The arrow indicates the direction of the flow. In this figure $X=X^+$, $Y=Y^+$, and $Z=Z^+$.

References

- [1] Yoshinobu Yamamoto and Yoshiyuki Tsuji, Numerical evidence of logarithmic regions in channel flow at $Re_\tau=8000$, *Phys. Rev. Fluids* 3, 012602(R), 2018.
- [2] Johansson, A. V., Her, J. Y., and Haritonidis, J. H., 1987, "On The Generation of high-amplitude Wall-Pressure Peaks in Turbulent Boundary Layers and Spots", *J. Fluid Mech.*, Vol. 175, pp. 119-142.
- [3] Johansson, A. V., Alfredsson, P. H., and Kim, J., 1991, "Evolution and Dynamics of Shear-Layer Structures in Near-Wall Turbulence", *J. Fluid Mech.*, Vol. 224, pp. 579-599.
- [4] Ghaemi, S., and Scarano, F., 2013, "Turbulent Structures of High-Amplitude Pressure Peaks within The Turbulent Boundary Layer", *J. Fluid Mech.*, Vol. 735, pp. 381-426.