

## $Re_\tau = 1020$ の平行平板間乱流における階層的乱流構造

阿部 浩幸 (JAXA), 河村 洋 (東理大理工),  
藤 定義 (京大理), 板野 智昭 (関大工)

Hiroyuki ABE (JAXA), Hiroshi KAWAMURA (Tokyo Univ. Science),  
Sadayoshi TOH (Kyoto Univ.), Tomoaki ITANO (Kansai Univ.)

### 1 はじめに

高レイノルズ数壁乱流においては、階層的な乱流構造が現れることが実験的に報告されている (例えば, Head & Bandyopadhyay [1], Adrian ら [2]). この階層構造の特性を把握することは、内・外層間の相互作用や対数領域 (中間層) の理解につながることから、実験・理論を通じて様々な研究が行われている (例えば, Townsend [3], Perry ら [4]). その中でも、 $u'$  のスパン方向のスケール増加の機構に関しては、壁面近傍のストリーク構造と外層の大規模構造のスケールが大きく異なることから、様々な議論が行われてきた. 近年の Walk & Nagib [5], Tomkins & Adrian [6] の実験的研究によれば、 $u'$  のスパン方向のスケールは、瞬時的には階層的に増加し、統計的には線形的に増加することが指摘されている. また、両研究においては、近隣の  $u'$  の構造がマージングして生じる階層的乱流構造のモデルが想定されている.

一方、本研究の対象となる平行平板間乱流の直接数値シミュレーション (DNS) においても、計算機の性能の発展とともに、高レイノルズ数の乱流現象の解析が行われるようになった. 現在までの所、壁面摩擦速度  $u_\tau$  及びチャンネル半幅  $\delta$  に基づくレイノルズ数で  $Re_\tau = u_\tau \delta / \nu = 2000$  程度までの範囲で DNS が行われている (例えば, 文献 [7-15]). これらの高レイノルズ数の DNS を通じ、中間層、外層における乱流構造の特性が徐々に明らかになりつつある. 外層の大規模構造については、流れ方向への平均長さ [7-10], スパン方向への平均間隔 [7, 8, 11-13], 内層との相互相関 [8, 11-13], 渦構造との関係 [14], レイノルズせん断応力との関係 [7-10, 13] などに関する知見が現在までに蓄積されている. 一方、中間層については、del Álamo ら [15] が、渦構造を、attached eddy, detached eddy の 2 種類のタイプの渦に分類し、 $u'$  の大規模構造との関連について議論を行っている. しかし、これらの 2 つの層に存在する  $u'$  の流れ方向に長い大規模構造の性質や役割その階層的な挙動については、未だ十分に理解されていない. そこで、本報では、流れ方向へ計算領域を短くした  $Re_\tau = 1020$  の平行平板間乱流の DNS を数ケース実行し、中間層、外層における  $u'$  の大規模構造の流れ方向への空間的な発展の重要性を調べるとともに、その階層構造との関連について調べることを目的とする.

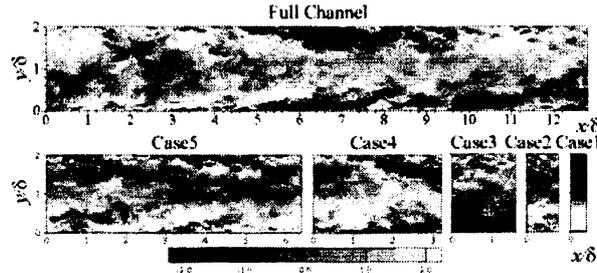


Fig 1: Contours of the instantaneous  $u'$  in the  $x - y$  plane at  $Re_\tau = 1020$ .

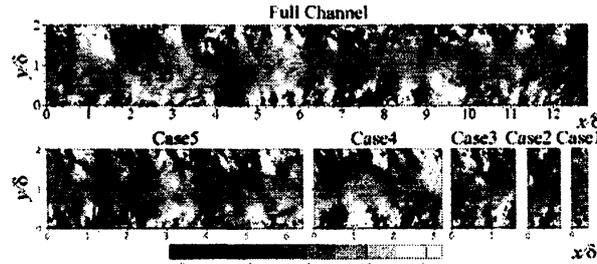


Fig 2: Contours of the instantaneous  $p'$  in the  $x - y$  plane at  $Re_\tau = 1020$ .

## 2 計算手法及び計算パラメータ

本研究では, Abeら [12] の  $Re_\tau = 1020$  の平行平板間乱流の DNS(以後, Full Channel) に対し, 流れ方向へ計算領域を短くした DNS を 5 ケース実行した. これらの DNS においては, Toh & Itano [16] が実行した低レイノルズ数の流れ方向ミニマルチャネルの計算に見るように, 計算領域が短いケースほど, 大規模構造の流れ方向への空間的な発展が抑えられることになる. 計算パラメータは, 流れ方向の計算領域, 計算格子数以外は Full Channel の DNS と全く同様に設定した. Full Channel の計算パラメータは, 計算領域は, 流れ方向 ( $x$ ), 壁垂直方向 ( $y$ ), スパン方向 ( $z$ ) に対し,  $L_x \times L_y \times L_z = 12.8\delta \times 2\delta \times 6.4\delta$ , 所要格子数は,  $N_x \times N_y \times N_z = 2048 \times 448 \times 1536$ , 空間解像度は,  $\Delta x^+ = 6.38$ ,  $\Delta y^+ = 0.15 \sim 7.32$ ,  $\Delta z^+ = 4.25$  である. なお, 上付き + は, 壁面量による無次元化を示している. 一方, 今回実行した DNS の流れ方向の計算領域は,  $L_x = 0.4\delta$  (Case1),  $0.8\delta$  (Case2),  $1.6\delta$  (Case3),  $3.2\delta$  (Case4),  $6.4\delta$  (Case5) ( $L_x^+ = 408$  (Case1),  $816$  (Case2),  $1632$  (Case3),  $3264$  (Case4),  $6528$  (Case5)), 流れ方向の所要格子数は,  $N_x = 64$  (Case1),  $128$  (Case2),  $256$  (Case3),  $512$  (Case4),  $1024$  (Case5) である. また, 全格子点数は, 最も計算規模の小さい Case1 では約 4400 万点, 一方, Full Channel では約 14 億点であり, 前者は後者の  $1/32$  の計算規模となる. 計算手法の詳細は Abeら [12, 17] に記した.

## 3 結果及び考察

$u'$  の流れ方向への空間分布の変化を調べる.  $u'$  の  $x - y$  平面の瞬時場の分布を, 圧力変動  $p'$  の瞬時場と比較して, それぞれ, 図 1, 2 に示す.  $u'$  の分布においては, 計算領域が大きい場合 (Full Channel, Case5) では, Adrianら [2] の乱流境界層, Christensen & Adrian [18] の平行平板間乱流の PIV の実験結果に見るように, 壁面に対して浅い角度をとった高速・低速の大規模構造が現れており, 大規模構造の流れ方向への空間的な発展が見てとれる. それらは,

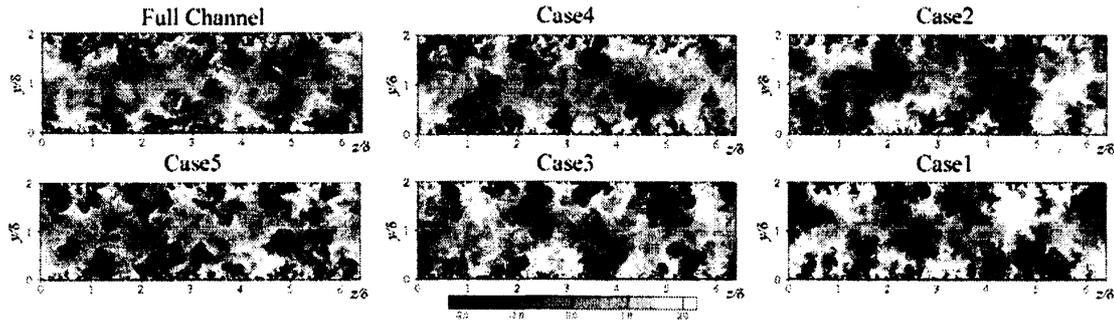


Fig 3: Contours of the instantaneous  $u'$  in the  $y-z$  plane at  $Re_\tau = 1020$ .

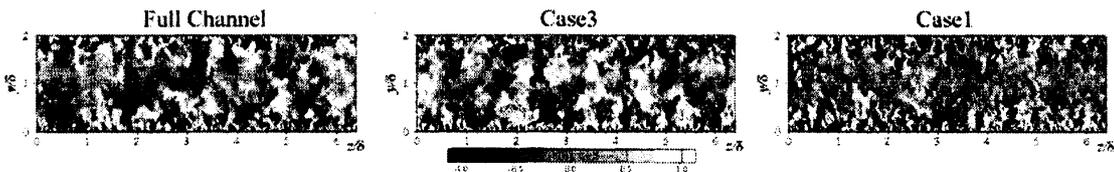


Fig 4: Contours of the instantaneous  $v'$  in the  $y-z$  plane at  $Re_\tau = 1020$ .

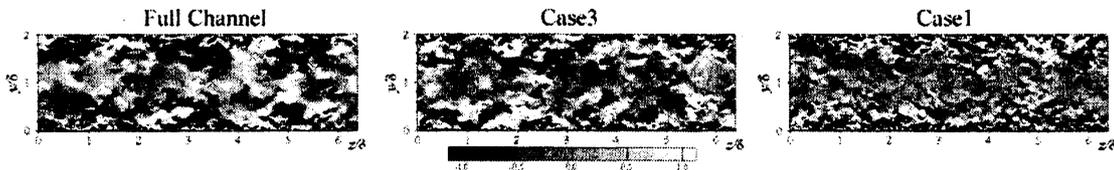


Fig 5: Contours of the instantaneous  $w'$  in the  $y-z$  plane at  $Re_\tau = 1020$ .

流れ方向に約  $2 \sim 3\delta$  の長さで、幾つかは、 $5\delta$  を超える長さの非常に長い大規模構造を呈している。また、そこでは、高速が低速に衝突して大規模せん断層 (backs [19]) を形成すると同時に、大規模な高圧領域が生じている。この  $p'$  の大規模構造に関しては、 $u'$  のようではなく、流れ方向に約  $2 \sim 3\delta$  の間隔で存在することが指摘されている [20] が、図 2 でもこの傾向が確認でき、大規模せん断層と大規模圧力変動の密接な関係が分かる。一方、計算領域を縮めていくと、Case4 までは、大規模せん断層が再現されて大規模な圧力変動が生じているが、それ以下の計算領域のケースでは、計算領域が短くなるにつれて大規模構造の流れ方向への空間的な発展が抑制されている。同時に、大規模なスケールの圧力変動が徐々になくなる傾向が見受けられる。Case1 と計算領域が最も短いケースでは、大規模構造の傾きがほぼ検知できなくなり、概ね 2 次元的な挙動を呈している。なお、Case4, 5, Full Channel の場合は、上下壁面からそれぞれ立ち上がった大規模構造がチャンネル中央部において干渉している。すなわち、大規模構造の流れ方向への空間的な発展は、運動量を輸送する上で重要な役割を果たしている。

次に、 $u'$  のスパン方向への階層的空間分布の変化を調べる。 $u'$  の  $y-z$  平面の瞬時場の分布を図 3 に示す。図 4, 5 には、壁垂直方向の速度変動  $v'$ 、スパン方向の速度変動  $w'$  の瞬時場の分布を比較のために示した。 $u'$  の  $y-z$  平面の瞬時場の分布 (図 3) は、 $x-y$  平面の分布 (図 1) とは違い、各ケースで概ね同様な階層的空間分布を示している。すなわち、壁面近傍のストリーク構造、中間層、外層の大規模構造が、計算領域の大きさに依存せずに見られている。一方、 $v'$ 、 $w'$  の瞬時場は、計算領域が短くなるにつれて大きなスケールの挙動が消え、Case1 では大部分が小さなスケールの挙動で構成されている。この結果は、計算領域が短くなるにつれて、

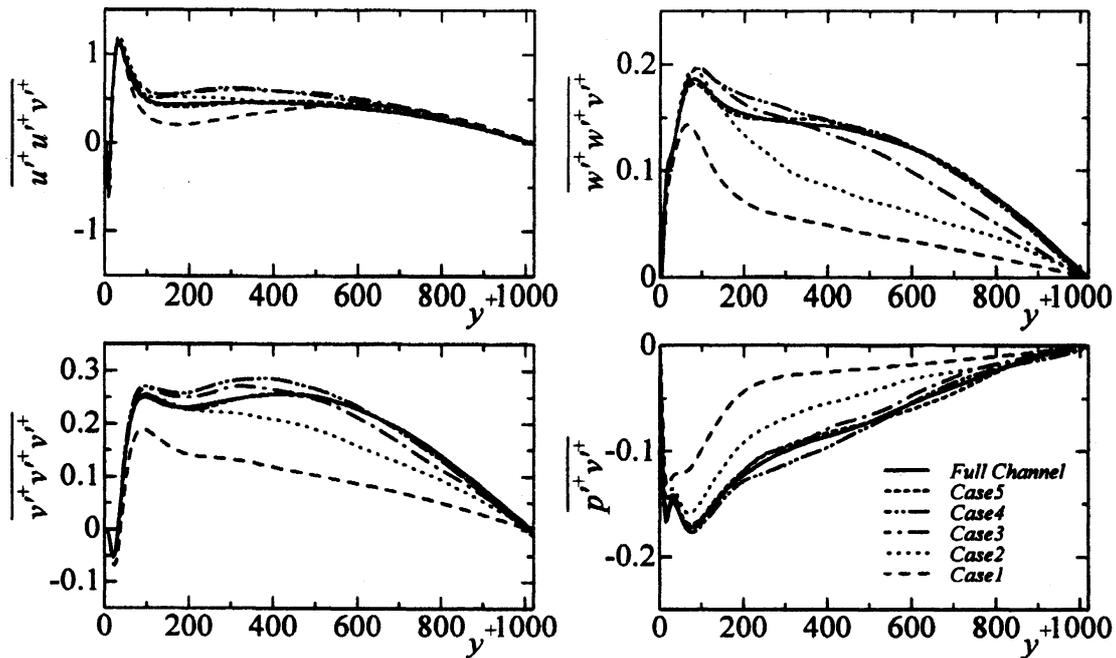


Fig 6: Distributions of the lateral energy flux at  $Re_\tau = 1020$ .

$u'$  の大規模構造の壁垂直方向 ( $y$ ), スパン方向 ( $z$ ) への動きが小さくなることを示唆している。それにもかかわらず, 図3に見るように,  $u'$  の瞬時場が各ケースで階層的分布を示すことが興味深い。この結果は,  $u'$  が階層的な空間分布を形成するためには,  $v'$ ,  $w'$  は必ずしも大きなスケールを呈する必要がないことを示唆している。

一方, 図3に見るように, Case3 ( $L_x = 1.6\delta$ ) 以上の  $v'$ ,  $w'$  の瞬時場が大きなスケールの挙動を呈するケースでは,  $u'$  の大規模構造のスパン方向への規則性が顕著に現れている。そのスパン方向への平均間隔は, 外層では約  $1.3\delta$ , 中間層は約  $0.9\delta$  程度である。前者の外層の大規模構造については,  $Re_\tau = 640$  までの DNS [11] で検知されたが, 後者の中間層の大規模構造は, 内・外層が分離されたこのレイノルズ数において初めて顕著に現れた。この中間層の大規模構造のスパン方向の平均間隔については, 最近の乱流境界層の実験において, Tomkins & Adrian [21] は  $0.8\delta$ , Hutchins ら [22] は  $0.7\delta$  と報告しているが, 本計算結果は約  $0.9\delta$  と非常に近い値を示している。

ここで, 壁垂直方向のエネルギーフラックス [3] の分布を調べる。図6に, エネルギーフラックス各項 ( $\overline{u'+u'+v'+}$ ,  $\overline{v'+v'+v'+}$ ,  $\overline{w'+w'+v'+}$ ,  $\overline{p'+v'+}$ ) の分布を示す。 $\overline{u'+u'+v'+}$  の分布は, 各ケースで変化が小さいが,  $\overline{v'+v'+v'+}$ ,  $\overline{w'+w'+v'+}$ ,  $\overline{p'+v'+}$  の分布は, Case3 以下の計算領域のケースで, 計算領域の減少とともにチャンネル全域で値が顕著に減少している。すなわち, 壁垂直方向へのエネルギー輸送は,  $u'$  に関しては各ケースで概ね同様であるが,  $v'$ ,  $w'$ ,  $p'$  に関しては Case3 以下の計算領域のケースで計算領域の減少とともに減少している。一方, 各ケースの  $\overline{u'+u'+}$  の生成項の分布は, チャンネル全域で変化が非常に小さい (図省略)。従って,  $u'$  に関しては, 流れ方向の計算領域の大きさによらず, チャンネル全域にわたって概ね同じ量のエネルギーが生成・輸送されていることになる。この結果は, 図3に見た  $u'$  の階層的な乱流構造の形成と密接に関係しているものと考えられる。

内・外層の相互作用に関しては、Case3以下の計算領域では計算領域の減少とともに $v'$ 、 $w'$ の挙動が抑制され、図1に見たように、内・外層間の運動量輸送が減少している。特に、Case1の $u'$ の瞬時場は $y-z$ 平面で決定される2次元的な挙動を示しており、その内層における外層の影響はFull Channelのケースに比べ減少していることが見てとれる。一方、図3に見たように、Case1でも壁面近傍に $u'$ の大規模構造が形成されている。この結果は、Jiménezら[23]の外層の乱れを除去したケースの計算結果とよく一致している。彼らは、外層の影響がない状態でも、バッファ層に $u'$ の大規模構造が自立的に現れることを指摘している。

## 4 まとめ

$Re_\tau = 1020$ の平行平板間乱流において、流れ方向へ計算領域を短くしたDNSを5ケース実行し、中間層、外層における $u'$ の大規模構造の流れ方向への空間的な発展の重要性を調べるとともに、その階層構造との関連について調べ、以下の結論を得た。

- 1)  $u'$ の流れ方向の空間分布は、計算領域がCase3( $L_x = 1.6\delta$ )以下では、流れ方向の計算領域が減少するにつれて、大規模せん断層、大規模圧力変動がともに徐々に再現されなくなる。同時に、大規模構造による運動量の輸送機構が変化する。内・外層間の運動量の輸送が正確に行われるためには、Case4以上の計算領域が必要である。
- 2)  $u'$ のспан方向の空間分布は、各ケースで概ね同様な階層的分布を示す。流れ方向への空間的な発展の影響は、 $u'$ の大規模構造の壁垂直方向( $y$ )、спан方向( $z$ )への動きに現われる。特に、計算領域が一番短いCase1では、 $v'$ 、 $w'$ の大部分が小さなスケールで構成され、 $u'$ の大規模構造の $y$ 、 $z$ 方向への動きは非常に小さくなる。
- 3) 中間層、外層では、Case3( $L_x = 1.6\delta$ )以上の $v'$ 、 $w'$ が大きなスケールを呈するケースにおいて、спан方向に規則的な間隔で並ぶ大規模構造が現れる。それらの間隔は、中間層、外層で、それぞれ、約 $0.9\delta$ 、 $1.3\delta$ 程度である。

本研究の計算は、宇宙航空研究開発機構の数値シミュレータIIIを用いて行った。

## 参考文献

- [1] Head, M. R. & Bandyopadhyay, P., J. Fluid Mech., **107** (1981) 297.
- [2] Adrian, R. J., Meinhart, C. D. & Tomkins, C. D., J. Fluid Mech., **422** (2000) 1.
- [3] Townsend, A. A., The Structure of Turbulent Shear Flows, 2nd edn. Cambridge University Press, 1976.
- [4] Perry, A. E., Henbest, S. & Chong, M. S., J. Fluid Mech., **119** (1986) 163.
- [5] Wark, C. E. & Nagib, H. M., Proc. of the 2nd IUTAM Symp. on Structure of Turbulence and Drag Reduction, Zurich, Switzerland, Springer (ed. A. Gyr), 1989, pp. 467-474.
- [6] Tomkins, C. D. & Adrian, R. J., J. Fluid Mech., **490** (2003) 37.
- [7] Jiménez, J., Center for turbulence Research Annual Research Briefs, 1998, pp. 137-154.
- [8] del Álamo, J. C. & Jiménez, J., Phys. Fluids, **15** (2003) L41.

- [9] del Álamo, J. C., Jiménez, J., Zandonade, P. & Moser, R.D., *J. Fluid Mech.*, **500** (2004) 135.
- [10] Hoyas, S. & Jiménez, J., *Phys. Fluids*, **18** (2006) 11702.
- [11] Abe, H., Kawamura, H. & Choi, H., *ASME J. Fluids Eng.*, **126** (2004) 835.
- [12] Abe, H., Kawamura, H. & Matsuo, Y., *Int. J. Heat and Fluid Flow*, **25** (2004) 404.
- [13] Iwamoto, K., Kasagi, N. & Suzuki, Y., *Proc. of the 6th Symp. on Smart Control of Turbulence*, Tokyo, March 6-9, 2005, pp. 327-333.
- [14] Tanahashi, M., Kang, S.-J., Miyamoto, T., Shiokawa, S. & Miyauchi, T., *Int. J. Heat and Fluid Flow*, **25** (2004) 331.
- [15] del Álamo, J. C., Jiménez, J., Zandonade, P. & Moser, R.D., *J. Fluid Mech.*, **561** (2006) 329.
- [16] Toh, S. & Itano, T., *J. Fluid Mech.*, **524** (2005) 249.
- [17] Abe, H., Kawamura, H. & Matsuo, Y., *ASME J. Fluids Eng.*, **123** (2001) 382.
- [18] Christensen, K. T. & Adrian, R. J., *J. Fluid Mech.*, **431** (2001) 433.
- [19] Robinson, S. K., *Annu. Rev. Fluid Mech.*, **23** (1991) 601.
- [20] Abe, H., Matsuo, Y. & Kawamura, H., *Proc. of Turbulence and Shear Flow Phenomena 4*, Vol. 1, 2005, pp. 189-194.
- [21] Tomkins, C. D. & Adrian, R. J., A., *Proc. of Turbulent Shear Flow Phenomena 1*, 1999, pp. 31-36.
- [22] Hutchins, N., Ganapathisubramani, B. & Marusic, I., *Proc. of Turbulent Shear Flow Phenomena 4*, Vol. 1, 2005, pp. 39-44.
- [23] Jiménez, J., del Álamo, J. C., & Flores, O., *J. Fluid Mech.*, **505** (2004) 179.