

## $Re_\tau = 1020$ の平行平板間乱流における乱流構造の階層性

阿部 浩幸 (JAXA), 松尾 裕一, 河村 洋 (東理大理工),  
藤 定義 (京大理), 板野 智昭 (関大工)

Hiroyuki ABE (JAXA), Yuichi MATSUO, 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、近年の実験により、外層の大規模構造の重要性が指摘され、その力学的機構を解明するために数多くの研究が行われてきた。他方、レイノルズ数が高くなるにつれて内・外層がはっきりと分離され、中間層が顕著に現れ始める。この中間層は、平均流速に対数則が現われる部分に相当することから、乱流構造に対しても普遍的な挙動が現われることが期待され、渦構造や流れ方向速度変動  $u'$  に対して、長さスケールの増加に関する機構やその階層性に関する議論が行われてきた。その中でも、 $u'$  のスパン方向に対する長さスケールの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平均間隔が大きく異なることから、様々な議論が行われてきた。例えば、Nakagawa & Nezu[1] は、低レイノルズ数の open channel において実験を行い、 $u'$  のスパン方向の平均的な長さスケールは、対数領域で、概ね線形に増加することを指摘している。Tomkins & Adrian[2] は、高レイノルズ数の乱流境界層において PIV の計測を行い、 $u'$  のスパン方向の長さスケールは、対数領域で、統計的には自己相似的に線形に増加し、瞬時では階層的に増加することを指摘している。

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大規模構造の解析が行われてきた。del Alamo & Jiménez[3] は、壁面摩擦速度  $u_\tau$  とチャネル半幅  $\delta$  に基づくレイノルズ数  $Re_\tau = u_\tau \delta / \nu = 180, 550$  において、 $u'$  の大規模構造が、 $y/\delta = 0.5$  の位置に存在することを指摘している。Abe, Kawamura & Choi[4] は、 $Re_\tau = 180 \sim 640$  に対して、そのスパン方向の平均間隔を調べ、約  $1.3 \sim 1.6\delta$  と報告している。また、これらの DNS を通じて、外層の大規模構造の影響が内層まで確かに及んでいることが、統計的、瞬時的結果から報告されている。最近では、 $Re_\tau > 1000$  の DNS が実行され、DNS で扱えるレイノルズ数が既存の実験結果と比較できるレイノルズ数域に達しつつある。これらの  $Re_\tau > 1000$  の DNS の結果から、外層の大規模構造の間隔は低レイノルズ数時と変わらず約  $1.3 \sim 1.6\delta$  程度であることが報告されている [5, 6]。他方、高レイノルズ数の DNS の結果においては、低レイノルズ数では見られない階層的な構造が存在することが指摘されている [5, 6] が、この構造に関する DNS による知見は未だ少ない。

他方、最近、Toh & Itano[7]は、 $Re_\tau = 137, 349$ と比較的低レイノルズ数において、流れ方向の計算領域を乱流が維持できる最小の計算領域（ミニマル領域）へ縮めたDNSを実行した。このDNSでは、大規模構造の空間的な発展は抑えられ、時間的な発展のみを考慮したことになるが、大きな計算領域で見たような内・外層の乱流構造が再現され、彼らは、両者の構造に確かな相互作用が存在することを指摘している。そこで、本研究では、Toh & Itano[7]が行った流れ方向ミニマル領域のDNSを、Abe, Kawamura & Matsuo[8]の $Re_\tau = 1020$ のDNSへ適用し、大規模構造の時間発展のみを考慮した低自由度な系において、より高いレイノルズ数の大規模構造の挙動を調べた。本報では、 $Re_\tau = 1020$ の平行平板間乱流において、流れ方向ミニマルチャンネルのDNSの結果とAbeら[8]の大きな計算領域のDNSの結果を比較検討し、このレイノルズ数の乱流構造の階層性に関する結果について報告する。

## 2 計算手法及び計算パラメータ

流れ方向ミニマルチャンネルの流れ場は、Abeら[8]の $Re_\tau = 1020$ の平行平板間乱流のDNSデータベースを用い、流れ方向の計算領域を短くした後、十分長い時間計算を実行し、層流化しないことを確認して作成した。なお、本研究では、流れは平均圧力勾配を一定にして駆動した。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Abeら[8]の $Re_\tau = 1020$ のDNSと同様のパラメータを用いた。計算領域は、 $L_x \times L_y \times L_z = 0.4\delta \times 2\delta \times 6.4\delta$  ( $L_x^+ \times L_y^+ \times L_z^+ = 408 \times 2048 \times 6528$ )、所要格子数は、 $N_x \times N_y \times N_z = 64 \times 448 \times 1536$ 、空間解像度は、 $\Delta x^+ = 6.38$ ,  $\Delta y^+ = 0.15 \sim 7.32$ ,  $\Delta z^+ = 4.25$ に設定した。計算手法の詳細はAbe, Kawamura & Matsuo[9]に記した。なお、本報に用いた統計量の積分時間は、低波数の挙動を議論するために極力長く、流れ方向ミニマルチャンネルのDNSの結果は、 $tu_\tau/\delta = 320.0$  ( $tu_\tau^2/\nu = 326350$ )、Abeら[8]の大きな計算領域のDNSの結果は、阿部ら[6]の結果と同様に $tu_\tau/\delta = 13.7$  ( $tu_\tau^2/\nu = 13950$ )とした。

## 3 結果及び考察

図1に、 $Re_\tau = 1020$ の流れ方向ミニマル流のDNS (以降、Minimal channel) の平均流速分布を示す。図1には、Abeら[8]の $Re_\tau = 1020$ の大きな計算領域のDNS (以降、Full channel) の計算結果、Wei & Willmarth[10]の実験値も比較のためプロットした。結果として、Minimal

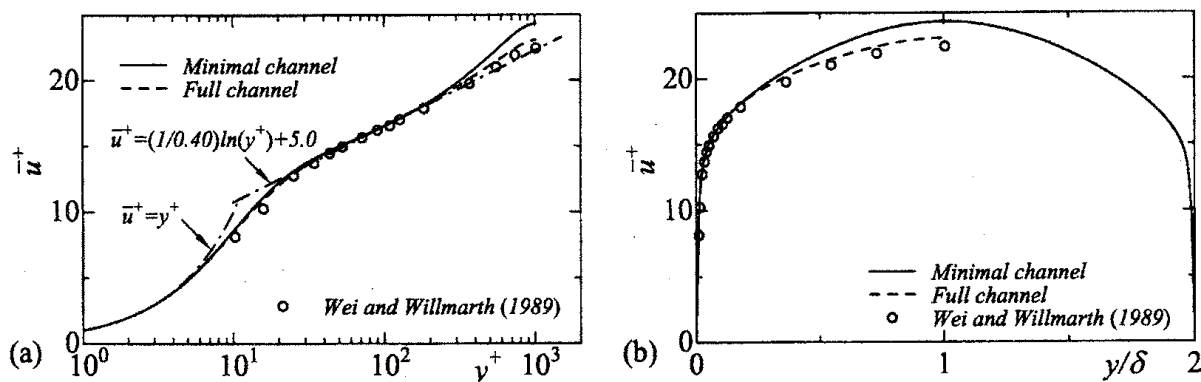


Fig 1: Mean velocity distribution at  $Re_\tau = 1020$ ; (a) Semi-logarithmic plot; (b) Linear plot.

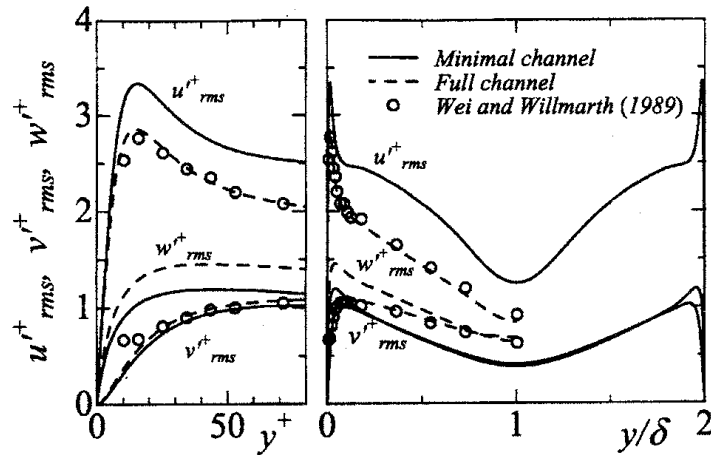


Fig 2: RMS of velocity fluctuations at  $Re_\tau = 1020$ .

channel の平均流速は,  $y^+ > 200$  では, Full channel と概ね良く一致した. 一方,  $y^+ > 200$  以上では, Minimal channel の平均流速は, Full channel よりも大きな値を示している. 図 1(b) を見ると, Minimal channel の分布は放物線に近づいており, チャンネル中央部で層流化しているような分布を示し, 流量が Full channel に比べて約 3 ~ 4% 程度増加している. このチャンネル中央の流速が増加する傾向は, Jiménez & Pinelli[11] の比較的高いレイノルズ数 ( $Re_\tau = 633$ ) のミニマルチャンネルの DNS の計算結果に良く一致している.

$Re_\tau = 1020$  の Minimal channel の乱流強度分布を Full channel の結果と比較して, 図 2 に示す. 壁面近傍では,  $v$  成分の乱流強度は, Minimal channel, Full channel とともに良く一致している. 一方, Minimal channel の  $u$  成分の乱流強度は Full channel に対して増大し, 逆に,  $w$  成分の乱流強度は減少している. 外層では, Minimal channel の  $u$  成分の乱流強度が Full channel に比べて増大し,  $v$ ,  $w$  成分が減少している. この Minimal channel の乱流強度の傾向は, Toh & Itano[7] の  $Re_\tau = 137, 349$  の流れ方向ミニマル流の DNS でも同様な傾向が現れている.

速度変動 ( $u'$ ,  $v'$ ,  $w'$ ) のエネルギースペクトルは, 次式のように定義される.

$$\begin{aligned} \int_0^\infty \phi(k_x) dk_x &= \int_0^\infty \phi(k_z) dk_z \\ &= u'^2_{rms}, v'^2_{rms} \text{ or } w'^2_{rms} \end{aligned} \quad (1)$$

ここで,  $k_x$ ,  $k_z$  は, それぞれ流れ方向, スパン方向の波数である.  $Re_\tau = 1020$  の Minimal channel の壁面近傍 ( $y^+ = 5$ ) のエネルギースペクトルを壁面量で無次元化し, Full channel の結果と比較して図 3 に示す. 流れ方向の分布においては, Minimal channel の結果は, Full channel の結果と 3 成分ともに有効波数内で概ね良く一致している. 一方, スパン方向の分布においては, Minimal channel の結果は, 中間波数, 高波数域では, Full channel の結果と良く一致しているが, 低波数域では,  $u$ ,  $w$  成分に顕著な差異が見受けられる. すなわち,  $u$  成分は低波数の値が増大し, 逆に,  $w$  成分は低波数の値が減少している. また,  $u$  成分のスパン方向のエネルギースペクトルにおいては, ストリークの平均間隔に相当する波数  $k_z^+ \approx 0.06$  のエネルギーよりも, さらに低い波数域のエネルギーが Minimal channel, Full channel とともに卓越している. この現象は, 以下で再度言及するが, 外層の大規模構造と密接な関係があるものと考えられる.

$Re_\tau = 1020$  の Minimal channel の大規模構造の挙動を,  $u'$  のスパン方向の pre-multiplied energy spectra,  $k_z \phi(k_z)$ , を用いて調べる. 図 4 に  $Re_\tau = 1020$  の各壁からの高さにおける  $u'$  の

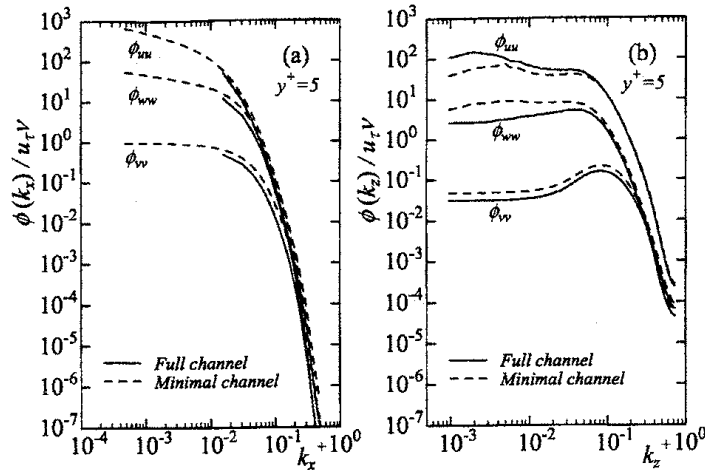


Fig 3: Streamwise and spanwise energy spectra of velocity fluctuations normalized by inner variables for  $Re_\tau = 1020$  at  $y^+ = 5$ : (a) Streamwise; (b) Spanwise.

スパン方向の pre-multiplied energy spectra の分布を, Minimal channel, Full channel, 両者の結果を比較して示す. なお, 図 4 において,  $\lambda_z (= 2\pi/k_z)$  はスパン方向の波長を示す. 図 4(a), (b) を比較すると, Minimal channel のスペクトルには, チャンネル中央を除き, Full channel と概ね同様なスペクトルのピークが現れている. すなわち, 内層, 対数領域, 外層に階層構造に対応するスペクトルのピークが Minimal channel でも現れている. この結果は, Full channel に見た階層的な乱流構造 [6] が, Minimal channel の計算にも存在することを示唆している.

ここで, 図 4 に見た対数領域の約  $0.9\delta$  の波長のスペクトルのピークに関しては, 低レイノルズ数の DNS の結果においては有意なピークとして現われていない [4]. 一方, このレイノルズ数では, 内層のストリーク構造に対応するピーク値に匹敵するほど顕著に現われており, レイノルズ数依存性のあるピークと思われる. なお, スペクトルのピークの統計時間依存性に関しては, Abe ら [4] の  $Re_\tau = 640$  までのレイノルズ数の DNS で検討しているが, 今回の結果についても同様に, 統計量に対して長時間積分を施してもピークが消えないことから, 約  $0.9\delta$  の波長のピークは有意なピークと考えている.

$Re_\tau = 1020$  の Minimal channel の瞬時場の挙動を調べる. 図 5 に Minimal channel の瞬時の  $u'$  の分布 ( $y-z$  断面) を, Full channel の瞬時場と比較して示す. 図 5 において, Minimal

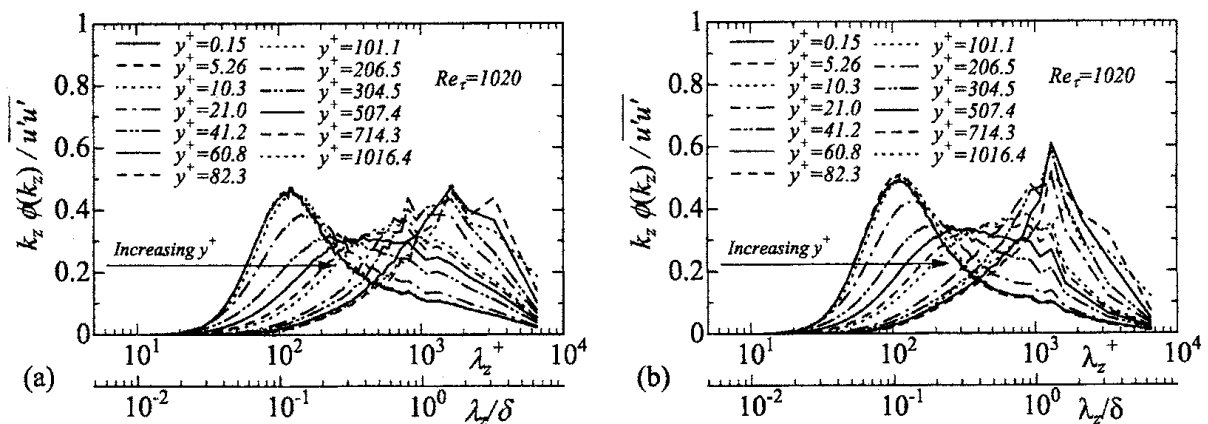


Fig 4: Spanwise pre-multiplied energy spectra of the streamwise velocity fluctuations  $k_z\phi(k_z)/u'u'$  at  $Re_\tau = 1020$ : (a) Minimal channel; (b) Full channel.

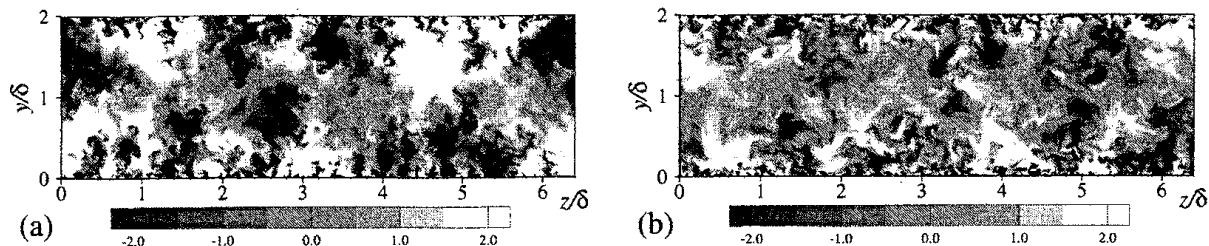


Fig 5: Contours of the instantaneous  $u'$  in the  $y-z$  plane at  $Re_\tau = 1020$  normalized by  $u_\tau$ : (a) Minimal channel; (b) Full channel.

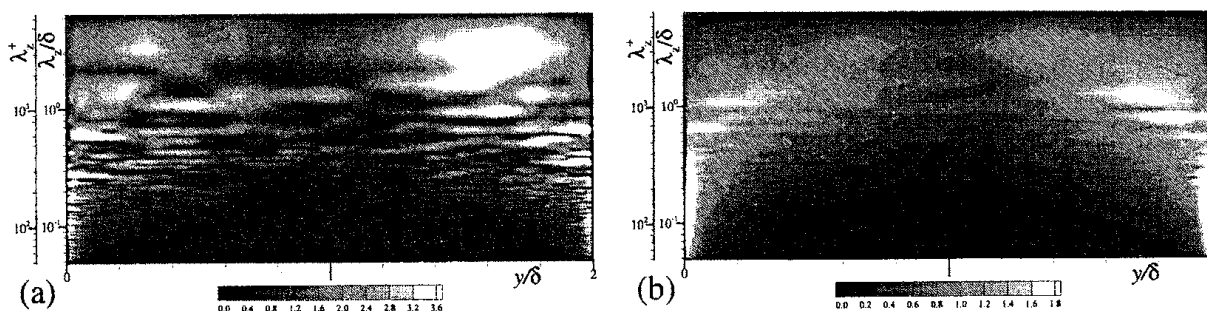


Fig 6: Contours of the spanwise pre-multiplied spectra of  $u'$  at  $Re_\tau = 1020$  normalized by  $u_\tau^2$ ,  $k_z \phi(k_z) / u_\tau^2$ , which are obtained from one instantaneous realization: (a) Minimal channel; (b) Full channel.

channel の瞬時場には、チャンネル中央を除き、Full channel の瞬時場と概ね同じスケールを有した階層的な乱流構造が現れている。また、図4に見たスペクトルのピークに対応して、図5の瞬時場では、対数領域 ( $y/\delta = 0.2$ ) では、スパン方向に約  $0.8 \sim 1.0\delta$  程度の間隔の大規模構造、外層 ( $y/\delta = 0.5, 1.5$ ) では、スパン方向に約  $1.3 \sim 1.6\delta$  の間隔の大規模構造が現れている。この対数領域における大規模構造のスパン方向の間隔については、最近の乱流境界層の実験において、Tomkins & Adrian[12] は  $0.8\delta$ 、Hutchinsら [13] は  $0.7\delta$  と報告しているが、阿部ら [6] の Full channel の結果、今回の Minimal channel の結果は非常に近い値を示している。一方、 $y/\delta = 0.7, 1.3$  付近の Minimal channel の瞬時場には、Full channel には見られない大規模な構造が現れており、この大規模構造が図4(a)の  $u'$  のスパン方向の pre-multiplied energy spectra において  $\lambda_z/\delta \approx 3.2$  の波長にスペクトルのピークとして現れているものと考えられる。

また、図5において、外層の大規模構造と壁面近傍のストリーク構造の関係を調べると、Abeら [4] の  $Re_\tau = 640$  までの DNS や Toh & Itano[7] の低レイノルズ数の流れ方向ミニマルチャンネルの DNS の結果に見たように、 $Re_\tau = 1020$  の場合でも、Minimal channel, Full channel とともに、外層の低速の大規模構造の下側には、内層の低速ストリーク構造、同様に、外層の高速の大規模構造の下には内層の高速ストリーク構造があることが分かる。この関係は、図4(a)におけるスペクトルの結果に対しても反映されており、前述した  $\lambda_z/\delta \approx 0.9, 1.6$  の波長における局所的なピークが、これに相当する。なお、図5において、Minimal channel, Full channel の両者を比較すると、Minimal channel の方が、内・外層の構造の相互相関が強い傾向が見受けられる。この内・外層の相関が強くなる傾向は、Toh & Itano[7] の  $Re_\tau = 137, 349$  の流れ方向のミニマル流の DNS にも現れている。

図5の  $u'$  の瞬時場に対して、スパン方向の pre-multiplied spectra を壁からの全ての高さ位置で求め、コンター図として図6に示す。なお、図6に示したスペクトルは、流れ方向に対して平

均化を施している。結果として、図6には、Minimal channel, Full channelともに、図5に見た階層的な乱流構造に対応する離散的なピークが現れている。特に、壁面近傍のストリーク構造、対数領域の大規模構造、外層の大規模構造に対応するスペクトルのピークがはっきりと現れている。なお、Minimal channel, Full channelの両者の結果を比較すると、Minimal channelの方が、離散的でチャンネル中心に対して非対称な分布になっているが、これは、Full channelでは、空間的な発展の影響が流れ方向へ平均化することにより取り込まれるが、Minimal channelでは、空間的な発展は考慮していないので、流れ方向へ平均化を施しても、時間的な発展の影響のみが結果に反映されるためと考えられる。

## 4 まとめ

$Re_\tau = 1020$ の平行平板間乱流において、流れ方向ミニマル領域と大きな計算領域のDNSの結果を比較し、このレイノルズ数の乱流構造の階層性について下記の結論を得た。

1)  $u'$ の乱流構造のスパン方向のスケール分布については、Minimal channelの計算は、チャンネル中央を除けば、Full channelと同様な傾向を示し、Minimal channelの計算でも、大規模構造のスパン方向の挙動を調べることができることを示した。

2)  $u'$ の乱流構造に関しては、このレイノルズ数では、内層では、スパン方向に約 $100\nu/u_\tau$ の平均間隔を有したストリーク構造、中間層(対数領域)、外層では、それぞれ、スパン方向に $0.8 \sim 1.0\delta$ ,  $1.3 \sim 1.6\delta$ の間隔を有した大規模構造が階層的に存在していることを示した。

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] Nakagawa, H. & Nezu, I., J. Fluid Mech., **104** (1981) 1.
- [2] Tomkins, C. D. & Adrian, R. J., J. Fluid Mech., **490** (2003) 37.
- [3] del Álamo, J. C. and Jiménez, J., Phys. Fluids, **15** (2003) L41.
- [4] Abe, H., Kawamura, H. and Choi, H., ASME J. Fluids Eng., **126** (2004) 835.
- [5] 岩本, 鈴木, 笠木: 日本流体力学会 2003 講演論文集 (2003) 46.
- [6] 阿部, 松尾, 河村: 日本流体力学会 2004 講演論文集 (2004) 398.
- [7] Toh, S. and Itano, T.: J. Fluid Mech., **524** (2005) 249.
- [8] Abe, H., Kawamura, H. and Matsuo, Y., Int. J. Heat and Fluid Flow, **25** (2004) 404.
- [9] Abe, H., Kawamura, H. and Matsuo, Y., ASME J. Fluids Eng., **123** (2001) 382.
- [10] Wei, T. and Willmarth, W. W., J. Fluid Mech., **204** (1989) 57.
- [11] Jiménez, J. and Pinelli, A., J. Fluid Mech., **389** (1999) 335.
- [12] Tomkins, C. D. & Adrian, R. J., A., Proc. of Turbulent Shear Flow Phenomena 1, (1999) 31.
- [13] Hutchins, N., Ganapathisubramani, B. & Marusic, I., Proc. of Turbulent Shear Flow Phenomena 4, Vol. 1, (2005) 39.