

大規模乱流構造の制御による摩擦抵抗低減効果に関する検討

小林道央^{*1}, 深瀬康二^{*2}, 笠木伸英^{*3}

On the Friction Drag Reduction Effect by the Control of Large-Scale Turbulent Structures

Michio KOBAYASHI^{*4}, Koji FUKAGATA and Nobuhide KASAGI^{*4} Dept. of Mechanical Engineering, The University of Tokyo
Hongo 7-3-1, Bunkyo-ku, Tokyo, 113-8656 Japan

Direct numerical simulation (DNS) of a feedback-controlled turbulent channel flow at $Re_\tau = 640$ is carried out. In order to seek a possibility of employing fewer sensors and actuators of larger sizes for real applications, the control performance is assessed through either the small scale or large-scale components of wall-normal velocity fluctuation, of which threshold is defined to be the spanwise wavelength of 300 viscous wall units. The present numerical results reveal that the control of small scale fluctuations generally leads to larger drag reduction than that of large scale fluctuation. In the former case, the contribution of small scales to the friction drag is reduced, while that of large scales remains unchanged. In contrast, when only the large scale fluctuation is damped, the contribution of the small scale fluctuation to the friction drag is found drastically increased due to the reduced pressure strain correlation, which acts as a major destruction mechanism of the Reynolds shear stress.

Key Words : Turbulent flow, Flow control, Drag reduction, Large-scale structure, Numerical simulation

1. 緒 言

環境負荷低減や省エネルギーに対して、乱流現象の制御は有望な技術の一つである。特に、種々の産業機器において、壁乱流の摩擦抵抗は大きなエネルギー損失を生んでおり、従来これを低減するために様々な制御手法が提案されている⁽¹⁾。例えば、Choi *et al.*⁽²⁾は、壁面近傍の壁垂直方向速度を打ち消す局所的な吹出し・吸込み制御（以下 v-control）により 25%の抵抗低減が得られることを直接数値シミュレーション（DNS）によって示した。また、同様の制御を壁面上のセンサ情報のみを用いて行うフィードバック制御の DNS^(3,4)も報告されている。

このようなフィードバック乱流制御の実験的実証の試みとして、Yoshino *et al.*⁽⁵⁾は壁面センサ、アクチュエータ群を用いたフィードバック制御システムを構築し、風洞実験で抵抗低減の達成を確認した。このようなシ

ステムでは、壁近傍の粘性スケール構造を制御対象とするため、微小寸法のマイクロアクチュエータ（例えば、飛行機の翼周りでは $100 \mu\text{m}$ オーダ⁽¹⁾）を要する。しかし、そのような微小要素の製作、駆動には技術的な課題が多いため、実用化のためには可能な限りアクチュエータ寸法を大きくしたいという要請がある。

実用場面で制御対象となる高レイノルズ数乱流には、大規模構造が存在することが報告されている。例えば、Tomkins & Adrian⁽⁶⁾は $Re_\tau = 426$ および 2216 の乱流境界層の PIV 計測を行い、流れ方向速度変動のスペクトルに基づきスペクトル方向波長 0.8δ の大規模モードを、Abe *et al.*⁽⁷⁾は $Re_\tau = 640$ までのチャンネル乱流 DNS を行い、同様に 1.3δ - 1.6δ の大規模モードの存在を報告している。また、Iwamoto *et al.*⁽⁸⁾は $Re_\tau = 1160$ および 2320 のチャンネル乱流の DNS を行い、流れ方向速度変動のスペクトルに基づきスペクトル方向波長 1.2δ の大規模モードを報告している。

従来、壁乱流の摩擦抵抗低減制御に関する研究では、壁近傍の準秩序構造のみに注目し、その運動を抑制することに焦点が置かれてきた⁽¹⁻⁵⁾が、高レイノルズ数乱流では、上述の大規模構造が摩擦抵抗に大きく寄与している⁽⁸⁾。チャンネル乱流に関しては、高レイノルズ数

*原稿受付 2008 年 月 日

^{*1} 正員, 東京大学大学院工学系研究科 (〒113-8656 東京都文京区本郷 7-3-1)^{*2} 正員, 慶應義塾大学理工学部 (〒223-8522 神奈川県横浜市港北区日吉 3-14-1)^{*3} 正員, フェロー, 東京大学大学院工学系研究科
E-mail: kasagi@thtlab.t.u-tokyo.ac.jp

において従来の壁近傍準秩序構造の抑制のみを行った場合でも、低レイノルズ数の場合とほぼ同程度の摩擦抵抗低減効果が得られることが理論的に予測されている⁹⁾が、これとは異なる新しい制御手法として、高レイノルズ数乱流特有の大規模構造に着目し、これに対して制御を行う方法も検討に値する。

そこで本研究では、大規模乱れを抑制することによって得られる摩擦抵抗低減効果を、DNS を用いた数値実験により評価し、今後の乱流制御の基本指針を得ることを目的とする。

2. 直接数値シミュレーション

断面平均流速 U_b およびチャンネル幅 2δ で定義されるレイノルズ数 $Re_b = 2.4 \times 10^4$ (チャンネル半幅 δ , および摩擦速度 u_τ で定義される非制御時の摩擦レイノルズ数は $Re_\tau = 640$) の、十分発達した平行平板間乱流を対象とする。数値計算手法は、Kim *et al.*¹⁰⁾ と同様の擬スペクトル法を用いた。時間離散化手法としては、対流項に 4 次精度 Runge-Kutta 法を、拡散項に Crank-Nicolson 法を、また空間離散化手法には流れ方向、およびスパン方向にフーリエ・スペクトル法を、壁垂直方向にチェビシェフ・タウ法を用いて、流量一定条件で時間積分した。境界条件としては、流れ方向、およびスパン方向に周期境界条件を、壁面上は滑りなし条件を適用した。

計算領域長 (波数) は、流れ方向 x , 壁垂直方向 y , スパン方向 z に、各々 $2.5\pi\delta(288) \times 2\delta(257) \times \pi\delta(384)$ である。格子サイズは、 $\Delta x^+ = 17.7$, $\Delta z^+ = 5.3$, y 方向には不等間隔格子で $\Delta y_{\min}^+ = 0.049$ である (上添字⁺は、非制御時の u_τ , および動粘性係数 ν による無次元化を示す)。

3. 制御手法

大規模構造の運動の理想的な抑制による抵抗低減効果を評価するために、壁垂直方向速度 v の特定波長成分を減衰させるようなフィードバック体積力 $-v/\tau$ を、チャンネルの全領域に加えた。即ち、壁垂直方向速度 v のうち、制御を加える波長成分の運動方程式は

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -(\bar{u} \cdot \nabla)v - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \nabla^2 v - \frac{v}{\tau} \quad (1)$$

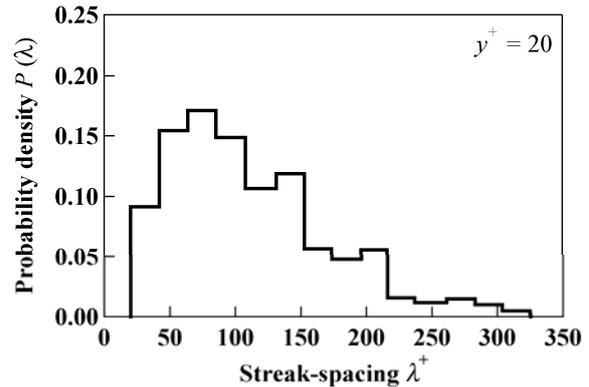


Fig. 1 Probability density histograms of spanwise streak spacing for $Re_0 = 2030$ (Smith & Metzler, 1983)

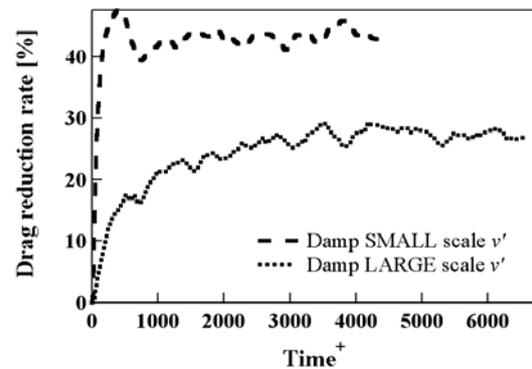


Fig. 2 Time trace of drag reduction rate

と表される。減衰強さを示す時定数 τ は $\tau = 10\nu u_\tau^2$ とした。この値は後述するように、比較的大きな減衰を与えることになる。

壁近くの代表的な構造であるストリーク構造のスパン方向間隔は、図 1 に示す実験値⁸⁾ などより $300\nu u_\tau$ 以下と考えられる。また、上述の研究結果より、大規模構造はスパン方向に δ のオーダを持つと考えられる。そこで本研究では、スパン方向長さ $300\nu u_\tau$ ($Re_\tau = 640$ では約 0.5δ) を境に、大規模構造と壁近くの小規模構造を便宜的に分け、以下では、スパン方向波長が $300\nu u_\tau$ より大きい乱れ成分を大規模乱れ、 $300\nu u_\tau$ 以下の乱れ成分を小規模乱れと定義する。ただし、流れ方向にはどちらの構造も長いので、境界を定めず、全波長成分を考える。非制御時の $Re_\tau = 640$ のチャンネル乱流では、全領域の乱れエネルギーの約 1/3 が小規模乱れ、約 2/3 が大規模乱れに担われている。

4. 計算結果

図 2 に抵抗低減率 (R_D)

$$R_D = 1 - \frac{\overline{(-dp/dx)}_{\text{control}}}{\overline{(-dp/dx)}_{\text{no control}}} \quad (2)$$

の時間変化を示す。大規模乱れ，小規模乱れを制御した場合，定常状態における平均値として，それぞれ27%，43%の抵抗低減率が得られた。

チャンネル乱流における摩擦抵抗係数 C_f は層流摩擦抵抗とレイノルズせん断応力 RSS ($-\overline{u'v'}$) の重み付き積分の和⁽⁴⁾，

$$C_f = \frac{12}{Re_b} + 12 \int_0^1 2(1-y) \overline{(-u'v')} dy \quad (3)$$

(十分発達した二次元チャンネル乱流に対する関係式で，物理量はバルク平均速度の2倍，およびチャンネル半幅を用いて無次元化) として表される。そこで，壁からの距離に依存する摩擦抵抗への寄与度を定量的に示すために，図3に重み付きRSS (式(3)右辺第2項の被積分項) の分布を示す。図中，実線は制御なしの場合の重み付きRSS (全波長成分の和) の分布であり，これを大規模成分と小規模成分に分解したものが，それぞれ白丸付き破線，白丸付き点線である。一方，破線は小規模乱れを制御した場合，点線は大規模乱れを制御した場合それぞれの重み付きRSS (全波長成分の和) の分布である。式(3)からわかるように，それぞれの曲線と横軸で囲まれた面積が摩擦係数の乱流寄与項を示している。どちらの制御の場合も，重み付きRSSがどの領域でも顕著に減少しているが，小規模乱れを制御した場合(破線)にはより大きく減少していることがわかる。

大規模乱れのみを減衰させた場合にはその重み付きRSS分布(図3の点線)と横軸とで囲まれた面積は制御なしの場合の小規模成分(白丸付き点線)のそれと等しく，同様に，小規模成分乱れのみを減衰させた場合(破線)の面積は制御なしの場合の大規模成分(白丸付き破線)のそれと等しくなることが予想される。

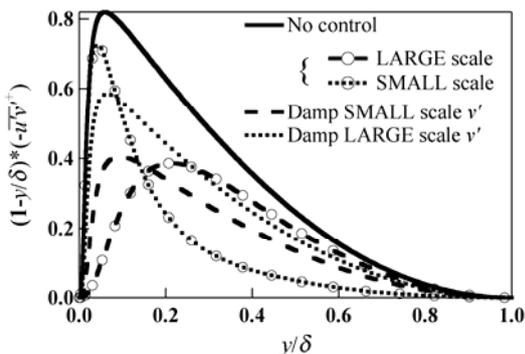


Fig. 3 Distribution of weighted Reynolds shear stress

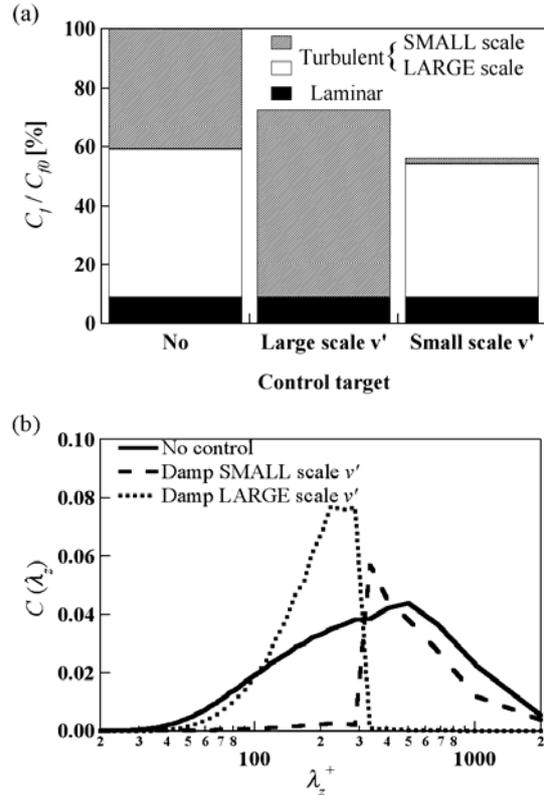


Fig. 4 (a) Contribution to friction drag; (b) Premultiplied co-spectra of turbulent friction term

そこで以下ではさらに，制御した場合のRSSを各スケールに分解し，それを空間的に重み付き積分した量(即ち，摩擦抵抗への寄与)について議論する。

乱流寄与分については二つのスケールに分解し，小規模乱れの寄与はRSSのうち $\lambda_z^+ < 300$ の成分のみを，大規模乱れの寄与にはRSSのうち $\lambda_z^+ > 300$ の成分のみを用いて計算する。これらの寄与を制御なしの場合の摩擦抵抗で除したものを寄与度と定義し，その寄与度を図4(a)に示す。まず，非制御時においては摩擦抵抗の約91%を乱流寄与項が占めており，その乱流寄与項の約55%が乱れエネルギーの2/3を占める大規模乱れ，残り約45%が乱れエネルギーの1/3を占める小規模乱れに起因していることが分かる。

小規模乱れを制御した場合には，大規模乱れの寄与は変化せずに小規模乱れの寄与が減少する。これに対し，大規模乱れを制御した場合には，大規模乱れの寄与はほぼゼロになる代わりに，小規模乱れの寄与が劇的に増大する。このことが本数値実験において大規模乱れの制御よりも小規模乱れの制御のほうが大きな抵抗低減効果が得られる理由である。

図4(b)には，この乱流寄与項をスペクトル成分に分解した premultiplied co-spectrum (式(4)) を示す。

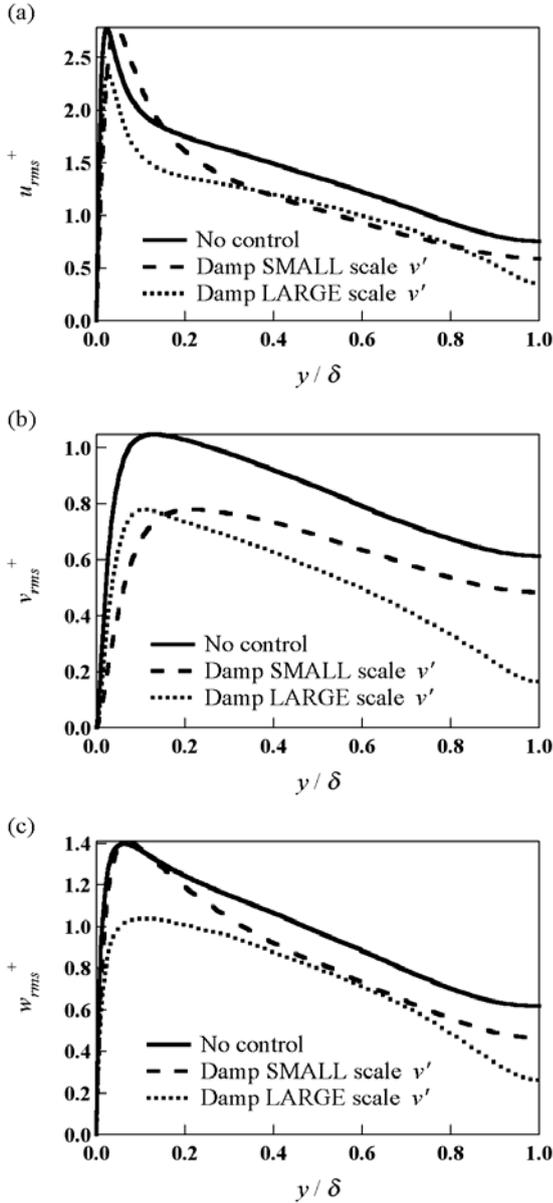


Fig. 5 Rms velocity fluctuations. (a) u_{rms}^+ ; (b) v_{rms}^+ ; (c) w_{rms}^+

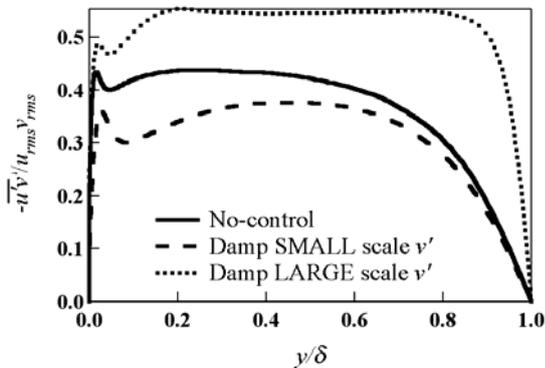


Fig. 6 Correlation coefficient of $-u'v'$

$$C(\lambda_z) \equiv \left(\frac{\delta}{\lambda_z}\right) \int_0^1 \left(1 - \frac{y}{\delta}\right) (-\overline{u'v'}) d\left(\frac{y}{\delta}\right) \quad (4)$$

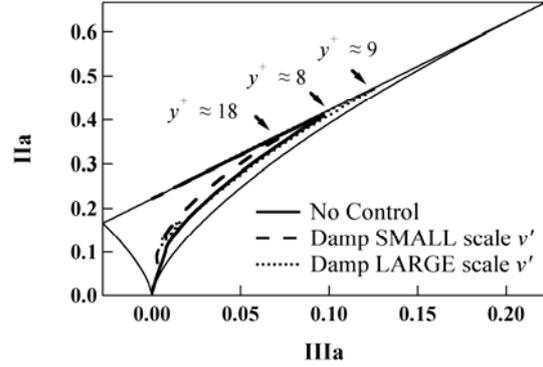


Fig. 7 Anisotropy invariant map

ここで、 $\hat{\cdot}$ はスパン方向の一次元フーリエ変換を表し、また、 $(\delta\lambda_z)$ 倍しているのは、対数グラフで示される面積が図 4(a) に示した摩擦係数の乱流寄与項を表すようにするためである。小規模乱れを制御した場合には、残る大規模乱れによる摩擦抵抗への寄与のスペクトルは非制御時に比べて大きく変化していないのに対し、大規模乱れを制御した場合には小規模乱れの特長長波長側において摩擦抵抗への寄与が増加していることが分かる。また、どちらの場合にも直接制御対象となっている波長成分の値がほぼゼロであることから、ここで用いた制御の時定数 $\tau = 10\nu u_\tau^2$ で十分強い減衰力が与えられていることが確認できる。

図 5 に大規模乱れ、小規模乱れをそれぞれ制御した場合における、各速度成分の RMS 値を示す。上述のように、大規模乱れを制御した場合よりも小規模乱れを制御した場合のほうが RSS はより小さくなったが、各速度成分の RMS に関しては、概して大規模乱れを制御した場合の方が小さく、RSS の変化とは逆の傾向が見られる。この理由は、図 6 に示すように、大規模乱れの制御下では $u'v'$ の負の相関が強まっていることであると分かる。

図 7 に非等方テンソル

$$a_{ij} = \frac{\overline{u_i' u_j'}}{\overline{u_k' u_k'}} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \quad (5)$$

の第 2 不変量 II_a と第 3 不変量 III_a の関係を示す。ここで II_a, III_a はそれぞれ、

$$II_a = a_{ij} a_{ji} \quad (6)$$

$$III_a = a_{ij} a_{jk} a_{ki} \quad (7)$$

と定義される。Frohnappfel らによる最近の研究⁽¹³⁾では、ポリマーや界面活性剤による抵抗低減の場合には、共通して壁面近傍の乱れは一成分乱れ（右上の極限）に近づくことが報告されているが、本ケースではそのような共通の傾向は見られなかった。図に示すように、

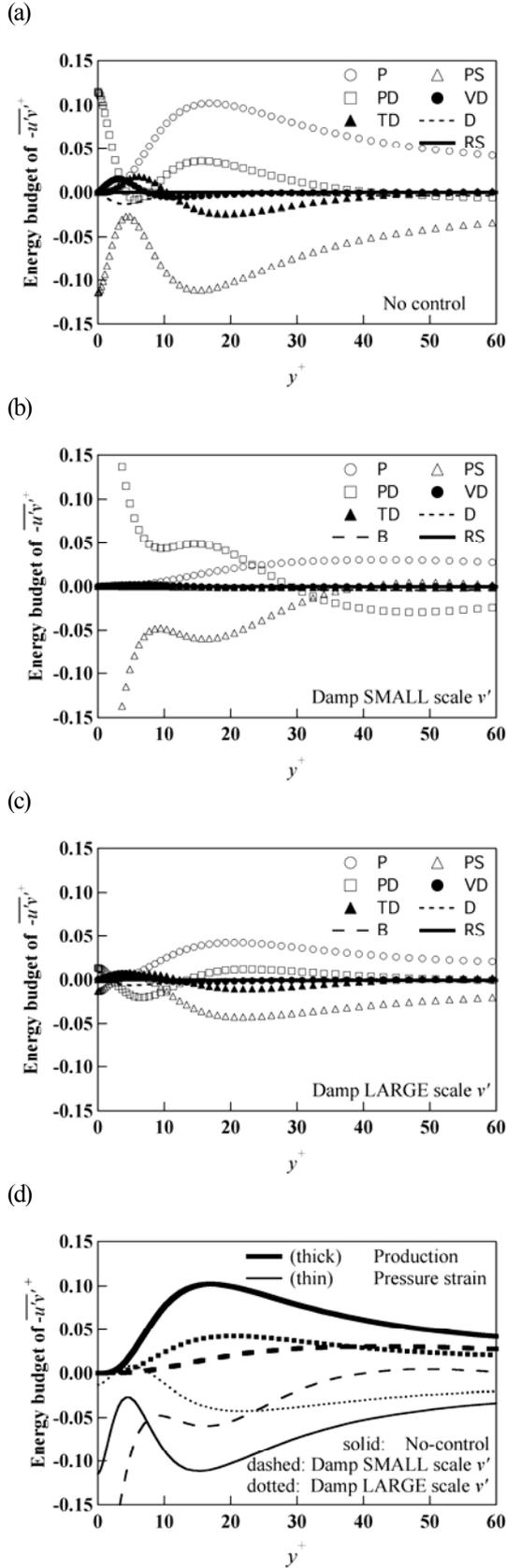


Fig. 8 Budgets of Reynolds shear stress, $-\overline{u'v'}$: (a) no control; (b) damping of small scale fluctuations; (c) damping of large scale fluctuations; (d) comparison of production and pressure strain terms in different cases.

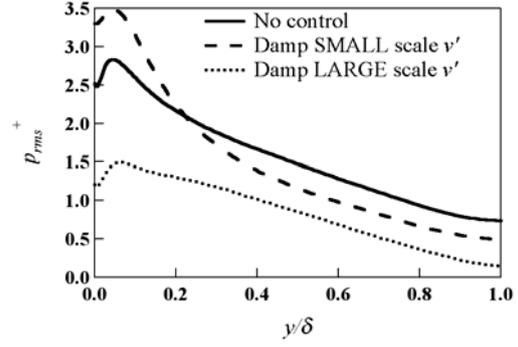


Fig. 9 Rms pressure fluctuations

大規模乱れの制御の場合には一成分乱れに近づいているが、小規模乱れの制御の場合には逆に一成分乱れから遠ざかっていることが分かる。その理由を明らかにするため、 I_a が最大となる y (以下 y_{1c}) (図7), および各速度成分の RMS 値 (図5) に注目する。非制御時と比べて、小規模乱れの制御では、各速度成分の中で最も乱れが強い u_{rms} が最大となる y が壁から遠ざかるため y_{1c} が壁から遠ざかること、その結果、 y_{1c} における w_{rms} が相対的に大きくなり、一成分乱れから遠ざかることがわかる。

大規模乱れの制御下における小規模スケールの RSS 増加の原因を調べるために、次式で表される RSS の収支式に注目する。

$$\begin{aligned}
 \frac{D}{Dt} \langle -u'_1 u'_2 \rangle &= \overline{u_1'^2} \frac{\partial \overline{u_1}}{\partial x_2} - \frac{1}{\rho} \left(\overline{p' \frac{\partial u_1'}{\partial x_2}} + \overline{p' \frac{\partial u_2'}{\partial x_1}} \right) \\
 &\quad \langle P \rangle \quad \langle PS \rangle \\
 &+ \frac{1}{\rho} \left\{ \frac{\partial}{\partial x_2} \langle \overline{u_1' p'} \rangle + \frac{\partial}{\partial x_1} \langle \overline{u_2' p'} \rangle \right\} \\
 &\quad \langle PD \rangle \\
 &- \nu \frac{\partial^2}{\partial x_k \partial x_k} \langle \overline{u_1' u_2'} \rangle + \frac{\partial}{\partial x_k} \langle \overline{u_1' u_2' u_k'} \rangle \\
 &\quad \langle VD \rangle \quad \langle TD \rangle \\
 &- 2\nu \frac{\partial u_1'}{\partial x_k} \frac{\partial u_2'}{\partial x_k} + u_1' \frac{u_2'}{\tau} \\
 &\quad \langle D \rangle \quad \langle B \rangle
 \end{aligned}
 \tag{8}$$

まず図8(a)-(c)より、いずれのケースにおいても生成項 (P)、圧力歪み相関項 (PS)、圧力拡散項 (PD) の三者が卓越していることが分かる。また、外力による生成項 (B) がほぼゼロであるのは、制御開始から十分時間が経過した統計的定常状態において制御対象の v' が十分減衰しているためである。図8(d)には生成項 (P) と圧力歪み相関項 (PS) の異なるケース間での

比較を示す. 大規模乱れの制御では小規模乱れの制御よりも壁近傍における生成項が強く, 圧力歪み相関項が弱いことがわかる. 大規模乱れの制御で圧力歪み相関項が弱くなる原因として, 図9に示すように圧力変動が小さくなっていることが指摘できる. 非制御時のスパン方向パワースペクトルにおいて, 速度変動に比べて圧力変動の方が, 低波数(大規模成分)側に分布している(図省略)ことを考えると, 圧力変動への寄与が大きい大規模成分を制御した結果, 圧力変動が小さくなり, RSSの消滅が弱まる⁽¹⁴⁾ため, 小規模乱れの摩擦抵抗への寄与が大きくなったものと考えられる.

図10にそれぞれの制御下における瞬時の流れ場を示す. 等値面は, 変形速度勾配テンソルの第二不変量 II の負値(渦核)である. 大規模乱れの制御では, 縦渦(流れ方向渦)が数多く現れている. 一方, 小規模乱れの制御では縦渦はほとんど見られず, 代わりにスパン方向渦が生成されている. なお, 壁近傍における v の流れ方向速度二点相関からも, このスパン方向渦に対応する負の相関(流れ方向間隔約 $80-200v/u_\tau$)が確認された(図省略).

5. 結 論

壁乱流の摩擦抵抗低減を目的とした優れたフィードバック制御法が提案されてきたが, 求められる微小なセンサ・アクチュエータ群の製作や使用上の困難, あるいは経済性が実用化の障壁となっている. そこで, 本研究では, 制御則から原理的に求められるスケールに比較して, より大きなアクチュエータの導入の可能性を検討することを目的とした. すなわち, 発達したチャンネル乱流を対象として一連の数値シミュレーションを行い, 大規模あるいは小規模乱れのみを選択的に制御対象とするフィードバック制御の有効性を評価し, 以下の結論を得た.

チャンネル全領域に体積力による壁垂直方向乱れの減衰効果を加えた結果, 小規模乱れの減衰は, 大規模乱れの減衰に比べ, より大きな抵抗低減効果が得られることが明らかとなった.

これは, 前者の場合には大規模乱れの摩擦抵抗への寄与が非制御時と同程度に留まるのに対し, 後者の場合には小規模乱れの摩擦抵抗への寄与が増加するためである. さらに, この小規模乱れの寄与の増加は, 制御による圧力変動の抑制に伴い, レイノルズせん断応力の消滅機構が弱まるためである. 高レイノルズ数壁乱流において大規模構造が摩擦抵抗に

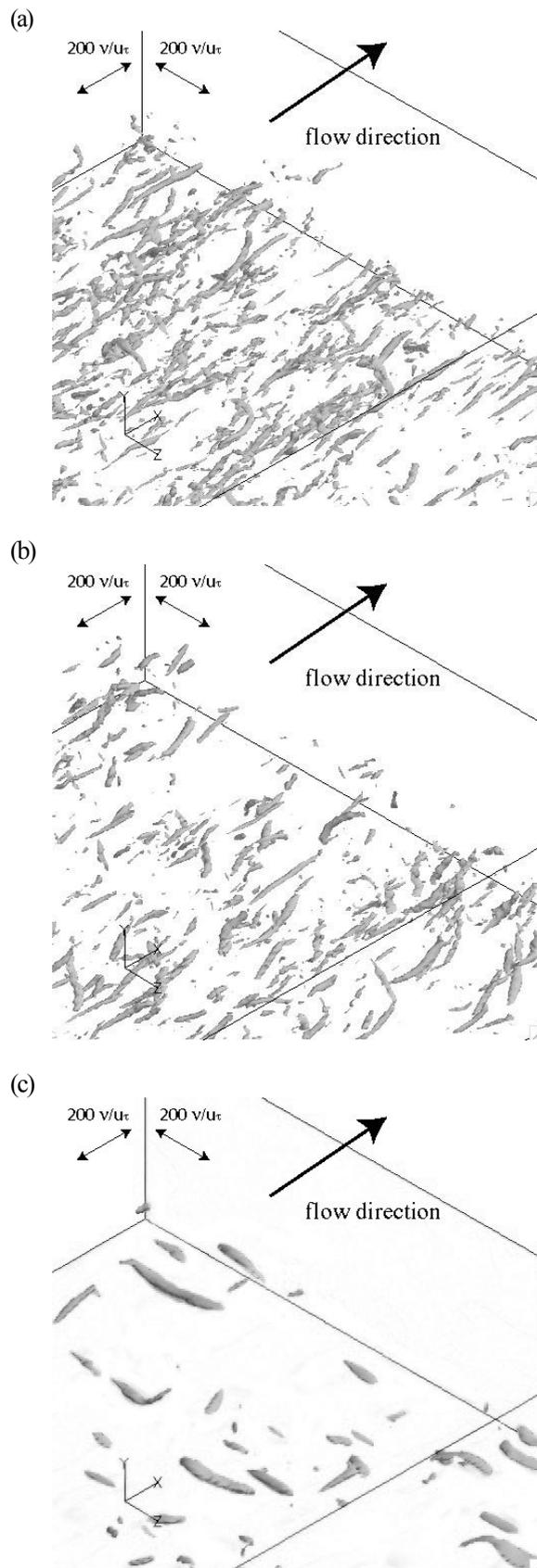


Fig. 10 Instantaneous flow field. (a) No control ($II^+ = -0.05$); (b) Damp large scale v' ($II^+ = -0.03$); (c) Damp small scale v' ($II^+ = -0.015$). Bottom plane: wall, Upper plane: channel center.

対して大きな寄与があることから、当初はこの大規模制御による摩擦抵抗低減の可能性が考えられた。しかし、本数値シミュレーション結果の示唆するところによれば、大規模構造の制御による摩擦抵抗低減が、既存の壁面近傍構造の制御を凌駕する制御効果を達成する可能性は低いと考えられる。

謝 辞

数値計算手法について東京農工大学岩本薫特任准教授の協力を得た。また、東京大学大学院工学系研究科鈴木雄二准教授に有益な助言を頂いた。ここに感謝の意を表す。

文 献

- (1) Kasagi, N., Suzuki, Y. and Fukagata, K., *Annu. Rev. Fluid Mech.*, Vol. 41 (2009), pp. 231-251.
- (2) Choi, H., Moin, P. and Kim, J., *J. Fluid Mech.*, Vol. 262 (1994), pp. 75-110.
- (3) Morimoto, K., Iwamoto, K., Suzuki, Y. and Kasagi, N., Proc. 3rd Symp. Smart Control of Turbulence (2002), pp. 107-113.
- (4) Fukagata, K. and Kasagi, N., *Int. J. Heat Fluid Flow*, Vol. 25 (2004), pp. 341-350.
- (5) Yoshino, T., Suzuki, Y. and Kasagi, N., *J. Fluid Sci. Technol.*, Vol. 3 (2008), pp. 137-148.
- (6) Tomkins, C. D. and Adrian, R. J., *J. Fluid Mech.*, Vol. 545 (2005), pp. 141-162.
- (7) Abe, H., Kawamura, H. and Choi, H., 2004, *Trans. ASME J. Fluids Eng.*, Vol. 126 (2004), pp. 835-843.
- (8) Iwamoto, K., Kasagi, N. and Suzuki, Y., Proc. 2005 Annual Meeting of Japan Society of Fluid Mechanics, AM05-02-003 (2005), 6 pp.
- (9) Iwamoto, K., Fukagata, K., Kasagi, N. and Suzuki, Y., *Phys. Fluids*, Vol. 17 (2005), Art. 011702.
- (10) Kim, J., Moin, P. and Moser, R. D., *J. Fluid Mech.*, Vol. 177 (1987), pp. 133-166.
- (11) Smith, C. R. and Metzler, S. P., *J. Fluid Mech.*, Vol. 129 (1983), pp. 27-54.
- (12) Fukagata, K., Iwamoto, K. and Kasagi, N., *Phys. Fluids*, Vol. 14 (2002), pp. L73-L76.
- (13) Frohnapfel, B., Lammers, P., Jovanović, J., and Durst, F., *J. Fluid Mech.*, Vol. 577 (2007), pp. 457-466.
- (14) Kasagi, N., Suzuki, Y. and Iida, O., *Int. J. Heat Fluid Flow*, Vol. 16 (1995), pp. 2-10.