

縮小流路内加速乱流の非平衡特性

大阪大学大学院工学研究科 機械物理工学専攻 太田 貴士 (Takashi Ohta)
梶島 岳夫 (Takeo Kajishima)
三宅 裕 (Yutaka Miyake)
Dept. of Mechanical Engineering,
Osaka Univ.

1 はじめに

層流化とは、十分に発達した乱流が何らかの作用によって、乱れが減衰して、層流状態に近づく現象である。必ずしも乱れが完全に消滅することには限らず、減少しつつある過程を示すことが一般的である。層流化現象の全般を示す Relaminarization ではなく、乱れが減少しつつある過程を Laminarizing という [1]。一般的には、Relaminarization ということが多いが、その場合でも、ほとんどは層流状態になりつつあるということを示している。

再層流化の定義は、平均速度成分に対して、速度の変動成分が減少すること、あるいは、運動量の釣り合いの中で、レイノルズ応力成分の寄与が無視できるようになりつつある傾向、などが考えられる [2]。しかし、乱れの減少やレイノルズ応力成分の減退が、必ずしも層流状態に近づく予兆とは限らない。再層流化を定量的に定義することは容易ではない。

十分に発達した乱流が層流状態に近づくために、いくつかの要因が考えられる。1つは粘性による消散。乱流エネルギーは、放っておくと、粘性によっては熱に変わる。粘性がある限り多かれ少なかれ存在する。例えば、一様等方性乱流の減衰として研究されている。2つ目は、何らかの外的な作用によって、乱れを抑制する、あるいは、乱れの生成を抑制する乱流エネルギーの吸引 (Absorption) である。外的作用としては、一意ではなく、複数考えられる。最近では、インテリジェントに制御して、効率的に乱れを減少させる可能性が期待されている。

2 加速流れの再層流化

加速流れにおける再層流化は、粘性による消散より、吸引効果が大きくなると考えられる。ここでは、レイノルズ応力が存在する場合において、加速により負の生成が発生している。

加速流れに限って考えると、他にも、相対的な変動成分の減少がある。例えば、主流の増加に対して、その変動成分が遅延を伴って、追従しない場合に、主流速度に対して相対的に乱れが減少したとする。このとき、変動成分が固定したスケールで見たところ変化がなくても、主流が加速して大きくなった場合には、層流化したと考えられる。実は、加速再層流化の実験の多くは、この点に注目して再層流化を定義している。

絶対的な乱れの変化を見た場合、乱れの吸引はいかに積極的に変動成分を抑制するか。相対的層流化はいかに乱れが維持されるか。ということで、本質的に違う。ところが、こ

	Sink Flow		Boundary Layer
	Temporal Developing	Spatial Developing	Spatial Developing
Experiment	B.E.Launder & W.P.Jones (1969)	M.A.Badri Narayanan & V.Ramjee (1969)	R.Narasimha & K.R.Sreenivasan (1973)
Simulation	P.R.Spaltart (1986) DNS	PRESENT STUDY	U.Piomelli (2000) LES

図 1: 加速流れの主な研究

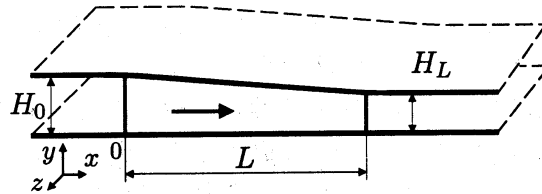


図 2: 計算領域の縮小区間

れまでの研究の多くは、両者を明示的に区別せず、また、主流で無次元化した変動成分を観察するのみで、吸引の効果を暗に含めたまま相対的な層流化の研究を行っている。ここでは、固定したスケールで整理して、絶対的な乱れの減少に注目する。加速流れにおいては、絶対的な乱れの減少があれば、相対的にも減少していることは明らかである。

図 1 に、過去の研究の中で主なものを示す。実験 [3][4][5][6] ではいずれも、相対的な乱れの減少、減少傾向を確認しているが、乱れ減少の機構に関して調べたものはない。最近では、Ichimiya[7] が実験によって種々の乱流統計量を測定している。種々の状況で起る加速流れを整理すると、概して 2 つ、あるいは 3 つに分類することができる (図 1)。Sink Flow は、流路幅を減少させて、流路形状によって決まる加速流れをつくっている。Boundary Layer は、主流速度を増加させている。各条件のもとで、再層流化を測定しているが、実験では、流れ場条件を明確に区別することはできない。ここでは、各論文の中で強調している流れ場条件に基づいて敢えて分類している。

これに対して計算では、計算の設定条件によって流れ場を明確に分類することができる。Spalart[8] は、Sink Flow の相似性を用いて主流方向を Homogeneous として、加速流れの時間発展のシミュレーションを行った。ただし、設定条件を変更したときの時間的な変化を見ることが出来るものの、乱れ減少の機構を空間的に捕らえるには向いていない。Piomelli[9] は境界層流れで加速流れを再現している。境界層であることから乱れが壁近くにのみ存在していることが前提になっている。また、計算は LES によって行われている。

乱流の組織構造に含まれる要素は、加速中には、速度の平均成分や圧力勾配の影響による継続的な作用を受け、その乱流特性は変化し続けると考えられる。本研究では、流れ加速の影響が、壁近くだけでなく流れ場全体にどのように作用して、層流化が発生するかを見る。壁に囲まれた十分に発達した乱流を、流路幅を減少させて流れを加速させた場合に、どのように乱れを減少させるかを調べるための直接数値シミュレーションを実施した。この結果により、主流によって対流する乱流の組織構造を構成する要素の時間的、空間的な非平衡特性を観察する。また、そのときのストリーク構造、渦構造の変化の様子を調べる。さらに、今後は、このような流れ場における再層流化を、統計量の変化と瞬時構造、要素渦を対応させて考察する。

3 数値計算と結果の検証

計算領域は、縮小前の流路幅 H_0 を基準にして、主流方向に $26.88H_0$ 、横断方向に $1.92H_0$ として、主流方向、横断方向に周期条件を設定した。一方の壁は平板で、他方の壁を変形

させて、流路幅を変化させた。その結果、主流方向に進むにつれて、流路幅縮小区間と拡大区間がある。

これ以降では、図2に示すように、特に流路縮小区間に注目して、加速を伴う流れの様子を観察する。はじめの流路幅 H_0 を途中から縮小させて、その後、流路幅が一定の区間に繋がっている。流路形状を特徴づけるパラメータは、縮小区間の長さ L と縮小開始前の流路幅に対する縮小後の流路幅の比である。縮小区間の長さ L は $6H_0$ に、また、縮小後の流路幅 H_L は、 $2/3H_0$ に設定した。縮小開始、終了部分の壁は、流れに極端な淀みや剥離が生じないように、滑らかに変形させた。流路幅縮小開始位置での流路幅と壁面摩擦応力に基づくレイノルズ数 $Re_{\tau I}$ は 300 に設定し、主流方向の平均圧力勾配を固定して、流れを維持した。

レイノルズ数の違いから、ここで得られた計算結果を既存の実験結果 [7] と直接比較することはできなかったが、加速に伴う各種パラメータの変化傾向はよく一致していたことを確認した。具体的には、(1) 主流速度は、流路幅縮小区間の前から加速し始めている。(2) 壁面近くでの速度はいったん増加して、その後減速し、層流の分布に近づく。(3) 各位置での壁面摩擦速度によって整理された速度分布は、はじめ減少して、その後増加する。(4) 速度の変動強度は加速にともない減少するが、途中で最大値が増加する。

計算スキームは、空間微分に一般曲線座標系に対応した 4 次精度の中心差分、時間積分に 2 次精度の Adams-Bashforth 法と Backward Euler 法を用いた。また、エネルギー保存性を保証するために、対流項には整合性を考慮した差分スキームを適応した。圧力の Poisson 方程式は、残差切除法により高精度に解くことができた。計算スキームとその精度に関する詳細は文献 [10] で示した通りである。

流路縮小区間に入る流れが、十分に発達した溝乱流として妥当な場になっていることを確認した。乱流統計量は流路中央付近で平行平板間流れの計算結果と違いがみられ、完全な準定常な流れ場に達した流入条件になっていないが、乱流での特徴的な分布の傾向は現れている。変動強度のスペクトル分布は、低波数領域に若干の差異はあるものの、高波数成分は平行平板間流れと良い一致がみられ、乱流の特性としては問題ないと言える（図は省略）。また、縮小区間の上流で、変化がほとんどないことから、これ以上助走区間を伸ばしても、大きく改善することは期待できない。また、ここでは特に壁近くでの流れの様子に注目することから、流路中央での十分に準定常になっていることが、結果に対して本質的に影響しないと判断した。

主流方向変動速度の横断方向 2 点相関分布に関しては、極小値は異なるが、極小点の位置は平行平板間の場合と一致していることから、ストリーク構造は十分発達した流れ場になっていることがわかる（図は省略）。

4 考察

流線と流路形状を比較すると、壁が曲がっている付近で多少のずれがあるが、両者はほぼ一致している（図は省略）。空間発展流れではあるが、平均速度に関しては、Sink Flow としての仮定がよく成り立つ計算結果になっていることがわかる。これ以降は、流路幅方向をその位置での流路幅 H で整理して示すことにする。流線に沿って u 、それに垂直に v を定義し直す。

流路幅に渡って乱流エネルギーの総量の変化を、他の流路形状と併せて、図3に示す。これ以降で示している結果は、全て縮小開始位置を基準にして、絶対的な変化である。乱流エネルギー総量の減少は、縮小区間の長さには依存せず、縮小比に比例している。

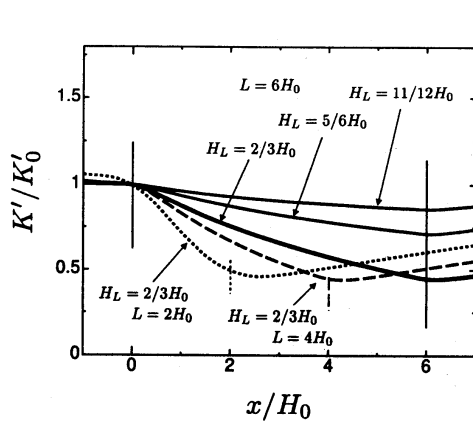


図 3: 総乱流エネルギー K' の主流方向変化

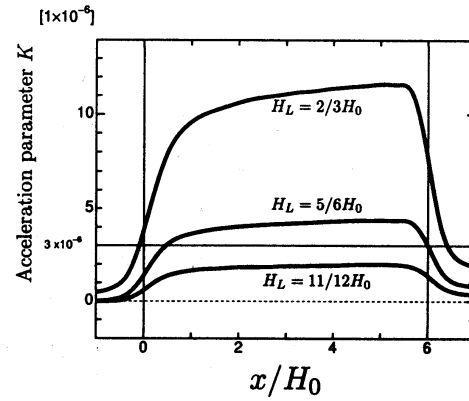


図 4: 加速パラメータ $K = (\nu/U_e^2)(dU_e/dx)$ の主流方向変化

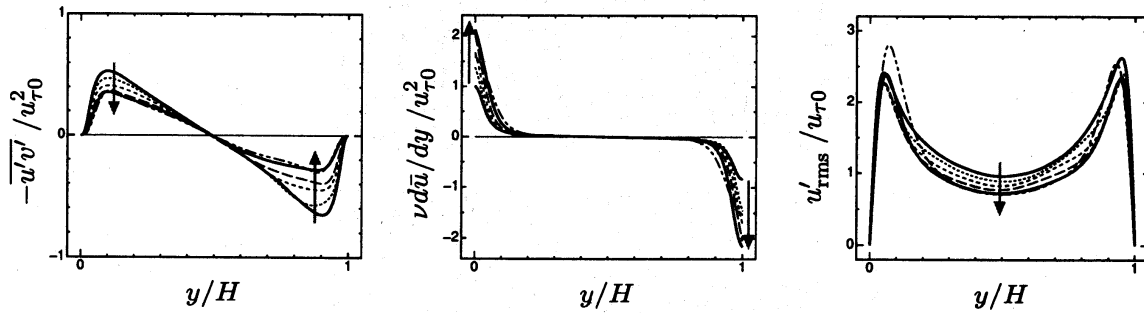


図 5: 流路幅縮小開始点と終了点, およびその間の乱流統計量の分布 ($L = 6H_0$, $H_L = 2/3H_0$)

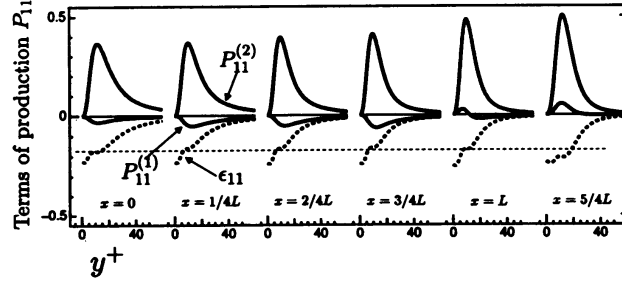
図 4 に, 縮小比を変えた場合の加速パラメータ K の分布を示している. 過去の研究では, 加速パラメータ K がおよそ 3×10^{-6} を越えると層流化現象が起るといわれている [1]. この計算では, 縮小比が小さい場合にも乱流エネルギーは減少しているが, 減少量は少ない. 実験との不一致は, そもそも層流化の定義が異なることにもよる.

4.1 ストリークの挙動

レイノルズせん断応力 $-\overline{u'v'}$ は流路幅全体に渡って一様に減少している (図 5). ところが, 平均速度のせん断応力が壁近くで増加している. 流路中央付近はほとんど増加していない. 流れは流路中央が大きな変形を伴わず剛体的に加速して, 結果的に, 壁近くのせん断が大きくなっている. 加速の様子から, 流れ場を, 主に加速のみの流路中央付近と加速とせん断の増加を伴う壁近くに分けることができる. 平均速度が壁近くを除いて非粘性的な特性を示すことは, 加減速を伴う波状流路内流れ [11] と一致して, 壁面間乱流に共通する傾向である.

速度の主流方向成分の変動強度 u'_{rms} は, 流路中央で減少している. ただし, 最大値がある壁近くでは減少することがなく, ほとんど変化していない. さらに, 縮小終了位置の下流では, 増加する傾向が見られる.

主流方向レイノルズ応力 $\overline{u'u'}$ の収支の中から生成率と消散率の分布を図 6 に示している. 平均速度の増加とともに生成率第 1 項 $P_{11}^{(1)}$ が負になり, 乱れを減少させている. しか



$$P_{11} = P_{11}^{(1)} + P_{11}^{(2)} = -2\overline{u'u'}\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} - 2\overline{u'v'}\frac{\partial \bar{u}}{\partial y}$$

図 6: レイノルズ応力 $\overline{u'u'}$ の生成率の第 1 項 $P_{11}^{(1)}$ および第 2 項 $P_{11}^{(2)}$ の分布の変化 ($L = 6H_0, H_L = 2/3H_0$)

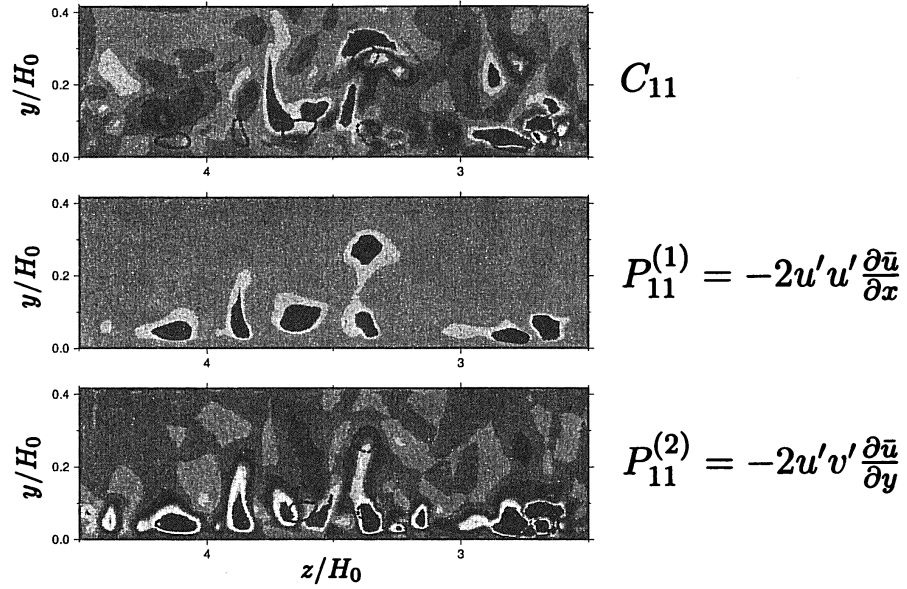


図 7: ある瞬間のレイノルズ応力 $\overline{u'u'}$ の輸送方程式の対流項および生成率第 1 項, 第 2 項の分布 ($L = 6H_0, H_L = 2/3H_0$)

し、流れの加速は、壁近くのせん断の増加により、生成率第 2 項 $P_{11}^{(2)}$ を大きくしている。それらがバランスして、結果として、壁近くでは、速度の変動強度 $\overline{u'u'}$ がほとんど変化していない。その後、加速が終ると、大きな生成率第 2 項 $P_{11}^{(2)}$ によって、変動強度は増加する。加速中には、消散率 ϵ_{11} の変化はみられない。変動がおおきくなる下流で、増加する。

図 7 は、縮小区間の真ん中における主流方向レイノルズ応力 $\overline{u'u'}$ の収支の中から対流項と生成率第 1 項 $P_{11}^{(1)}$, 第 2 項 $P_{11}^{(2)}$ の瞬時の分布である。線が低速、高速ストリークである。対流項が下流に向かってのレイノルズ応力の変化を示している。生成率第 1 項 $P_{11}^{(1)}$ によると、低速、高速ストリークが存在して、レイノルズ応力が大きい位置で負の生成が起っている。ストリークを消滅させようとしている。これは、流路全体に渡って同じ傾向になっている。それに対して、生成率第 2 項 $P_{11}^{(2)}$ によると、せん断の大きくなった壁近くで、負の生成を打ち消すように乱れを生成を発生している。ただし、壁から離れた位置では、その効果は少ない。

主流以外の方向の変動強度分布の変化の様子を図 8 に示す。壁に垂直方向と横断方向の

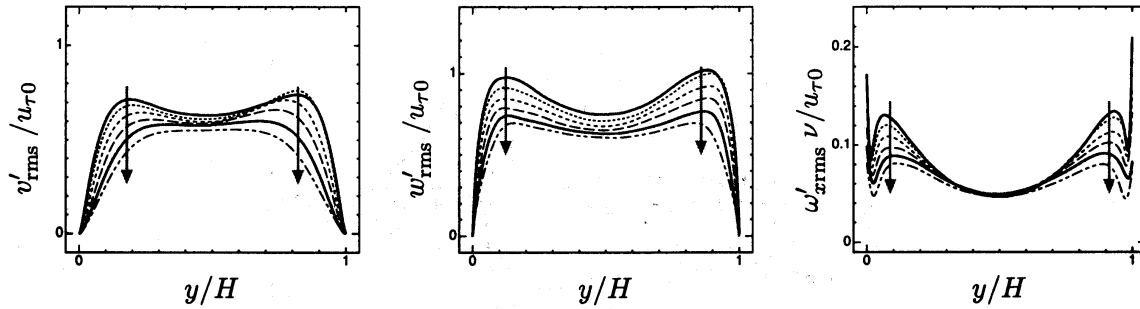


図 8: 流路幅縮小開始点と終了点, およびその間の乱流統計量の分布 ($L = 6H_0$, $H_L = 2/3H_0$)

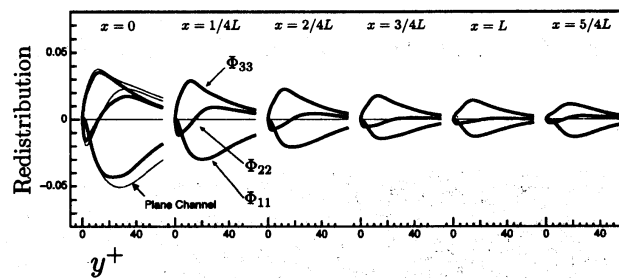


図 9: 再分配率 Φ_{11} , Φ_{22} , Φ_{33} の分布の変化 ($L = 6H_0$, $H_L = 2/3H_0$)

いずれも流路全体に渡って減少している。壁近くでは、主流方向成分が維持されているにも関わらず、減少している。

主流方向成分から他方向成分へのエネルギー再分配の変化の様子は、図 9 のようになる。主流方向成分が維持されるにも関わらず加速とともに再分配が減少して、再分配以外の主なエネルギー供給源を持たない他方向成分が減少していることがわかる。

4.2 縦渦の挙動

主流方向渦度の分布の変化を図 8 に示す。流路中央付近は変化しないが、壁近くの縦渦が減少している。加速開始位置と加速中の渦度の収支分布は、図 10 のようになる。加速中に渦度を減少させる主な要因は、Twisting の強化であることがわかる。引き延ばしの効果よりも渦度自身の減少から、Stretching は機能していない。渦度が小さくなることから、粘性消散も減少している。壁近くのストリークが維持されるにも関わらず、縦渦の強度は減少する。むしろ、渦度の変化は主流方向変動強度の他方向への再分配の変化と対応している。

図 11 に示すように、加速領域のストリーク構造は維持されるが、縦渦構造は消滅しつつある様子がみられる。必ずしも、ストリークと縦渦が直接的に対応して乱流場を形成しているのではない。速度の変動成分の再分配と縦渦の分布は対応することが示されているが [12], 加えて、今回の結果から、ストリークが不変にであるにも関わらず、縦渦と再分配の変化も対応していることがわかる。すなわち、縦渦は、乱れの維持よりも、再分配に寄与すると考えられる。

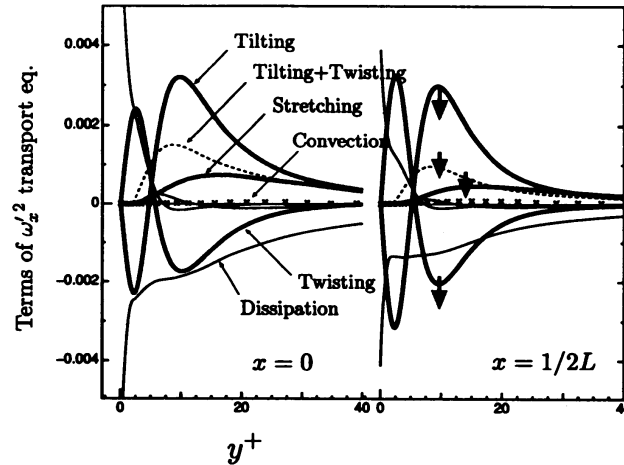


図 10: 渦度強度 $\omega_x'^2$ の各項の分布 ($L = 6H_0, H_L = 2/3H_0$)

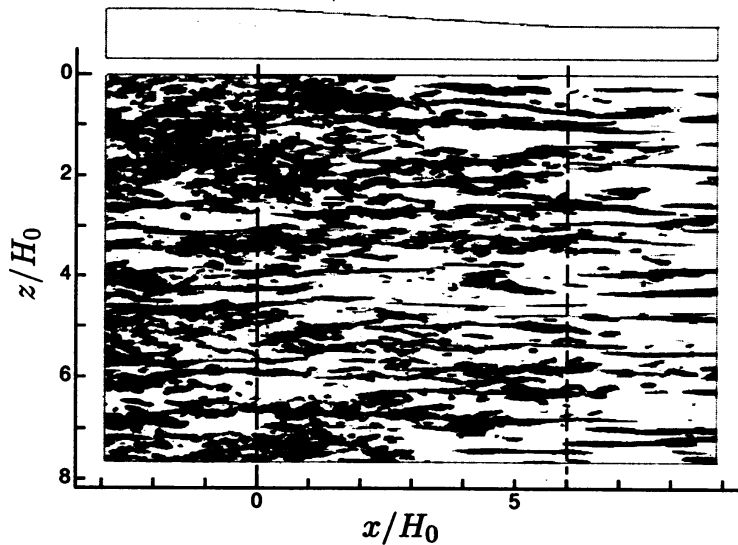


図 11: ある瞬間の流路幅縮小区間の低速ストリーク ($u'/u_{\tau 0} = -3$) および縦渦 ($|\omega_x' \nu / u_{\tau 0}| = 0.2$) の分布 (淡: ストリーク, 濃: 縦渦, $L = 6H_0, H_L = 2/3H_0$)

5 まとめ

流路幅を縮小させて流路における乱流の直接数値シミュレーションを実行して、主流方向に向かって加速させた乱流の再層流化現象を再現した。

流路中央で、主流方向速度の変動強度が減少して、再層流化の傾向が見られる。それに対して、壁近くにおいて、乱れの抑制と生成が打ち消し合い、ストリーク構造は維持していた。主流方向の速度変動成分は変化しないにも関わらず、主流方向から他方向への再分配がほぼ停止して、主流方向以外の変動成分および縦渦強度は減少した。したがって、加速流れにおけるストリークと縦渦の非平衡特性は異なることがわかる。

主流の加速が存在する壁乱流では、主流方向速度の変動成分の他方向への再分配の抑制と、Twisting の強化による縦渦の減少が、空間的に対応して、非平衡な乱流構造の中で支配的になっている。

参考文献

- [1] K. R. Sreenivasan. Review article: Laminarescent, relaminarizing and retransitional flows. *Acta Mechanica*, Vol. 44, pp. 1–48, 1982.
- [2] R. Narasimha and K. R. Sreenivasan. Relaminarization of fluid flows. *Advances in Applied Mechanics*, Vol. 19, pp. 221–309, 1979.
- [3] B. E. Launder and W. P. Jones. Sink flow turbulent boundary layers. *J. Fluid Mech.*, Vol. 38, No. 4, pp. 817–831, 1969.
- [4] W. P. Jones and B. E. Launder. Some properties of sink-flow turbulent boundary layers. *J. Fluid Mech.*, Vol. 56, No. 2, pp. 337–351, 1972.
- [5] M. A. Badri Narayanan and V. Ramjee. On the criteria for reverse transition in a two-dimensional boundary layer flow. *J. Fluid Mech.*, Vol. 35, No. 2, pp. 225–241, 1969.
- [6] R. Narasimha and K. R. Sreenivasan. Relaminarization in highly accelerated turbulent boundary layers. *J. Fluid Mech.*, Vol. 61, No. 3, pp. 417–447, 1973.
- [7] Masashi Ichimiya, Ikuo Nakamura, and Shintaro Yamashita. Properties of a relaminarizing turbulent boundary layer under a favorable pressure gradient. *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol. 17, pp. 37–48, 1998.
- [8] Philippe R. Spalart. Numerical study of sink-flow boundary layers. *J. Fluid Mech.*, Vol. 172, pp. 307–328, 1986.
- [9] Ugo Piomelli, Elias Balaras, and Andrea Pascarelli. Turbulent structures in accelerating boundary layers. *Journal of Turbulence*, Vol. 1, No. 001, pp. 1–16, 2000.
- [10] T. Kajishima, T. Ohta, K. Okazaki, and Y. Miyake. High-order finite-difference method for incompressible flows using collocated grid system. *JSME Int. Ser. B*, Vol. 41, No. 4, pp. 830–839, 1998.
- [11] T. Ohta, Y. Miyake, and T. Kajishima. Direct numerical simulation of turbulent flow in a wavy channel. *JSME Int. Ser. B*, Vol. 41, No. 2, pp. 447–453, 1998.
- [12] N. Kasagi, Y. Sumitani, Y. Suzuki, and O. Iida. On the kinematics of the quasi-coherent vortical structure in near-wall turbulence. *Exp. Heat Transfer, Fluid Mech. and Thermodynamics*, pp. 235–242, 1993.