

壁面乱流の加速による再層流化に関する研究

Study on Relaminarization of the Near-Wall Turbulence by the Acceleration.

- 太田 貴士, 阪大工, 〒 565-0871 吹田市山田丘 2-1, E-mail : ota@mech.eng.osaka-u.ac.jp
三宅 裕, 阪大工, 〒 565-0871 吹田市山田丘 2-1, E-mail : miyake@mech.eng.osaka-u.ac.jp
梶島 岳夫, 阪大工, 〒 565-0871 吹田市山田丘 2-1, E-mail : kajisima@mech.eng.osaka-u.ac.jp

Takashi OHTA, Dept. of Mech. Eng., Osaka Univ., 2-1 Yamadaoka, Suita, Osaka, 565-0871 JAPAN

Yutaka MIYAKE, Dept. of Mech. Eng., Osaka Univ., 2-1 Yamadaoka, Suita, Osaka, 565-0871 JAPAN

Takeo KAJISHIMA, Dept. of Mech. Eng., Osaka Univ., 2-1 Yamadaoka, Suita, Osaka, 565-0871 JAPAN

We investigated the reverse transition of highly accelerated turbulent flow using the DNS. The characteristic properties and their variations are obtained, which qualitatively coincide with the tendency of the results obtained by the previous experimental studies. The following have been proven. The turbulence intensities are reduced drastically because of the termination of the energy production in the accelerated flow field, and the criterion of their reductions depends on the acceleration parameter. The streamwise component of turbulence intensity near the wall is maintained, which is because the mean velocity shear is growing due to the flow acceleration. The other components of turbulence intensities are, however, reduced in the whole region of the accelerated flow field. Additionally, the simulation under the condition that the slip-velocity is applied on the flat wall, which restrains of the growth of the mean velocity shear, shown the possibility of the suppression of the streamwise component of turbulence intensity near the wall.

1. はじめに

再層流化現象は、例えば、流れの加速、吸い込み、吹き出し、磁場、成層、回転、曲がり、加熱などの影響によって発生する。これら各種流れ場は、昔から注目された対象であり、経験的な傾向は示されているが、体系的に行われた実験が少なく、基本原理の基づいた理論によって考察された例は多くない。再層流化の研究には、乱流制御と乱流モデルの構築、検証の指針を得ることができることから、非常に有用であり、その機構について詳しく調べることが重要であると考えられる。

一般的に、再層流化を起こす要因は、粘性による消散（内的作用）と外的な作用に大別することができる⁽¹⁾。粘性消散に比べて、外的作用による場合は、乱れの応答が早く、変化は急であることが多い。

圧力勾配を与えて流れを加速させると、乱れが減少して、層流の特徴が現れることが、過去の実験によって観測されている。これまでに行われた加速流れの実験は、境界層流れが多く、また、それらのほとんどは相対的な乱れ強さの変化について着目している。すなわち、主流が加速するのに対して、しばらく乱れ成分の変化が追従せずに、遅延を伴う。加速とともに主流速度に対して、局所の主流平均速度で無次元化した乱れ強さは見目の上で減少することになる。この場合、主流の変化に対して、変動成分がいかに追従しないかが重要であって、絶対的な乱れ強さの変化とは、本質的に異なる機構に基づく現象である。

Piomelli ら⁽²⁾は加速する境界層を LES によりシミュレーションして、壁面近傍で必ずしも絶対的な乱れが減少しないことを報告している。著者らは、乱流モデルを用いることなく、加速する溝乱流をシミュレーションによって再現して、過去の実験と対応する結果を得た⁽³⁾。さらに、乱れが減少する流路中央付近と、減少しない壁近傍をそれぞれ外層領域、内層領域として区別し、その違いを、乱れの生成率の働きから説明した。また、 v'_{rms} , w'_{rms} , ω'_{rms} の減少率は、縮小区間の長さ依存することなどの乱れの減少傾向を示した。

ここでは、十分発達した乱流に対して、流路幅の縮小率を数種類に設定して、流れを加速させたときの、乱れの変化の様子を調べる。特に、主流方向速度の乱れ強さ u'_{rms} が壁近傍のみで減少しない要因、および、他方向へ

の再分配の特徴を調べる。また、主流方向速度の乱れ強さを、流路幅全体にわたって減少させるために壁面上で操作した場合のシミュレーション結果を示す。

2. 計算条件

計算領域は、縮小前の流路幅 H_I を基準にして、主流方向に $26.88H_I$ 、横断方向に $1.92H_I$ 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 1 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_I 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。縮小区間の長さ L は $6H_I$ に、また、縮小後の流路幅 H_C は、(a) $11/12H_I$, (b) $5/6H_I$, (c) $2/3H_I$ の 3 種類に設定した。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。レイノルズ数 Re_{τ} は 300 に設定して、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) 壁面近くの流れは、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) 乱れ強さ分布は加速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-

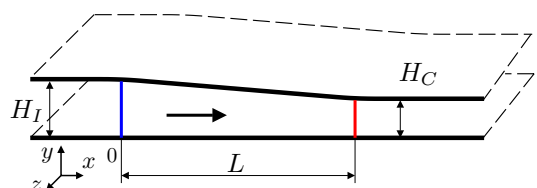


Fig. 1: Geometry of the contracting part of computational domain.

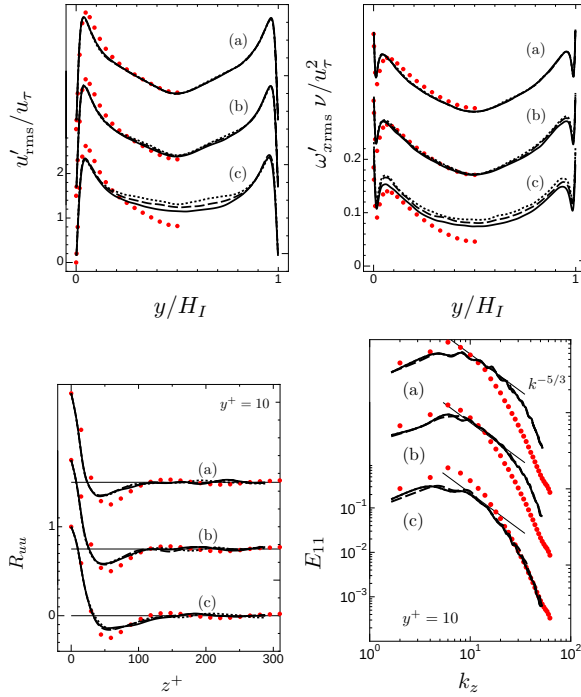


Fig. 2: Turbulence statistics of inflow to the contracting part of the flow fields. Root-mean-square velocity fluctuations u'_{rms} and vorticity fluctuations $\omega'_{x rms}$, which are normalized by the local friction velocity u_τ . Red symbols indicate the profile from Kasagi's database.

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用した。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 (4) で示した通りである。

3. 流入条件

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かを調べる。

図 2 は、流路幅縮小部分の上流での乱流統計量、および主流方向変動速度の横断方向 2 点相関分布とスペクトル分布の様子を示している。縮小開始点 $x = 0$ から上流 3 点で、それぞれ $x = -3H_I, -2H_I, -H_I$ の位置での分布を重ねて示している。

乱流統計量は、いずれも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るとは言えない。しかし、乱流での特徴的な分布の傾向は現れている。また、上流 3 箇所の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が、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。

スペクトル分布についても同様に、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。また、上流 3 点での変化がほとんどないことから、この時点で、ほぼ準定常な状態になっていると判断した。

4. 結果

これ以降では、流路幅縮小開始位置での分布を青色で、縮小終了位置での分布を赤色で示す。さらに、その間を等間隔に 3ヶ所と縮小終了位置から下流に 1ヶ所を合わせて示す。いずれの結果においても、分布の変化は一様で

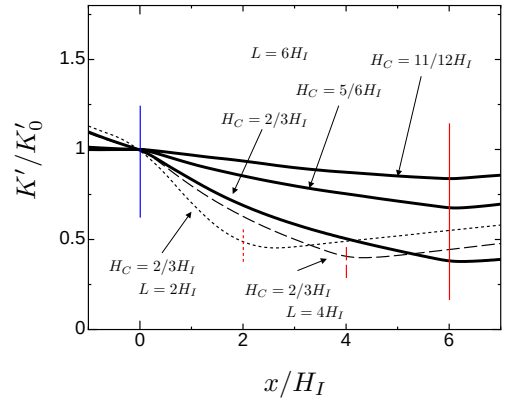


Fig. 3: Variation of the total kinetic turbulence energy K in the flow field along the streamwise direction.

あり、区別は容易であると判断して、各図上では、縮小開始、終了位置以外の分布の位置の表示は省略している。

すべての統計量は、縮小前の流路幅 H_I および縮小開始位置の上流 $x/H_I = -2 \sim -1$ での壁面摩擦応力の平均 $u_{\tau I}$ の一定値で無次元化している。すなわち、示している結果は、絶対的な変化である。

流路内の総乱れエネルギー K' の主流方向の変化を図 3 に示す。流路幅縮小開始位置での値 K'_0 を基準にして整理している。流れの加速が始まるとすぐに減少傾向が見られる。最終的には、縮小率 (a) $H_C = 11/12H_I$ の場合で乱れエネルギーの 16%, (b) $5/6H_I$ で 32%, (c) $2/3H_I$ で 62% が減少している。乱れ減少の応答は非常に速く、それに対して、平行区間に入って以降での乱れ強さの回復は比較的、緩やかである。図では、縮小区間の短い場合の結果も合わせて示している。乱れエネルギーの減少傾向は、縮小区間長さよりむしろ縮小率によって決まることがわかる。

加速によって主流速度が増加している流れ場で、絶対的な値が減少していることから、過去の実験で示されているように、各位置の速度で無次元化した相対的な乱れ強さの変化も減少している。ここでは、絶対的な乱れの減少について注目して考察する。

計算結果から、各流路断面での乱れ強さの分布を図 4 に示す。レイノルズせん断応力 $\overline{u'v'}$ 、乱れ強さの各成分 $u'_{rms}, v'_{rms}, w'_{rms}$ および主流方向渦度 $\omega'_{x rms}$ は、(a) の場合では、ほとんど変化していないが、(b)(c) では減少している。しかも、流路幅の縮小率が大きいほど乱れの減少は顕著になる。

加速パラメータ K の値が、およそ 3.6×10^{-6} を越えると、乱れが減少し、再層流化の傾向が見られることが、過去の実験結果で報告されている。図 5 で、各縮小率における縮小区間付近での加速パラメータ K の変化を示している。各条件での加速パラメータ K の最大値は、それぞれ $2.02 \times 10^{-6}, 4.29 \times 10^{-6}, 1.29 \times 10^{-5}$ となっている。この分布と図 3 および図 4 の乱れ強さの減少の様子から見ても、本計算でも加速パラメータ K を乱れ強さ減少、再層流化の指標とすること、実験で示された値が妥当であることがわかる。

ただし、必ずしも流路断面全体で減少しているわけではなく、縮小率に関わらず、主流方向速度の乱れ強さ u'_{rms} は、壁面近くから最大値で変化していない。ここでは示していないが、異なる長さの縮小区間を設定した場合でも、ほぼ同様の結果になっている。他の方向成分は断面全体で減少しているが、主流方向成分の割合が大きいことから、無視し得ない現象である。

壁面近傍では、絶対的な乱れの減少することではなく、乱れ強さの変化が加速に伴う主流速度増加に対して凍結して、相対的な大きさが減少していることを示した。過去の境界層での実験は、この点に対応していると考えられる。主流方向成分は変化しないが、他方向成分は流路断面全体で減少している。

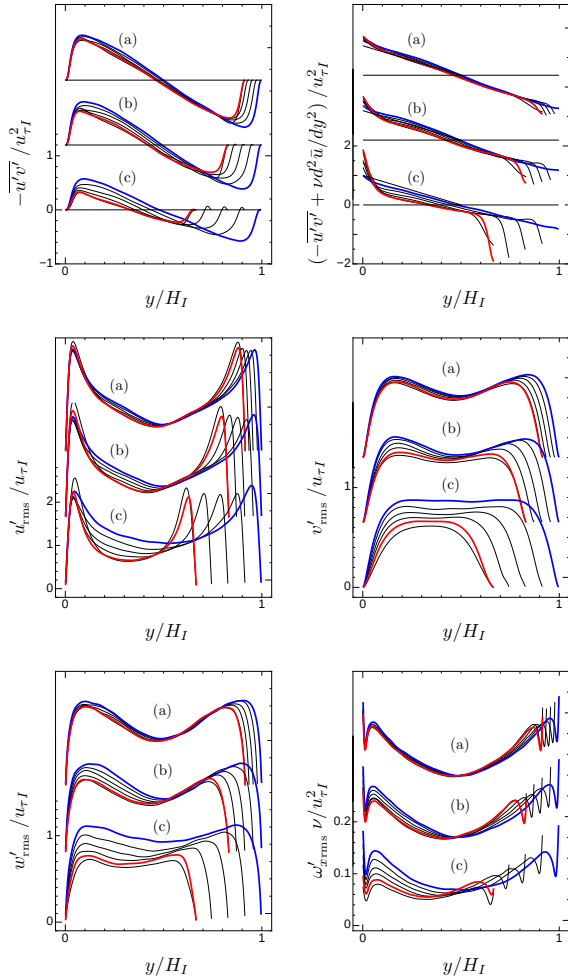


Fig. 4: Turbulence statistics profiles at the beginning(blue) and the end(red) of the contracting section, some locations between them and one downstream location. (a) $H_C = 11/12 H_I$, (b) $H_C = 5/6 H_I$ and (c) $H_C = 2/3 H_I$.

5. 考察

5.1 エネルギー収支

主流方向速度の乱れ強さは、平均速度の加速とともに、ほとんどの領域で減少している。流路断面での乱れ強さの総量が変化していることから、乱れを減少させる要因は、拡散以外の乱れの生成、消散が大きいと考えられる。

主流方向レイノルズ応力 $\overline{u'u'}$ の生成率 P_{11} は、

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

と表すことができる。平行平板間流れのように、主流方向に加速を伴わない場合には、第2項のみで、第1項の影響はない。しかし、流れが x 方向に進むにつれて加速する場合には、第1項は常に負になり、乱れの生成を減少させる効果がはたらく。

主流方向の乱流応力 $\overline{u'u'}$ の輸送方程式に現れる生成率を表す項の第1項 $P_{11}^{(1)}$ と第2項 $P_{11}^{(2)}$ および消散率 ϵ_{11} 、さらに生成率の各項の分布の変化を図6に示している。生成率の第1項は、流れの加速により主流方向に高速、低速ストリークが伸縮する効果を表して、ここでは伸長により、負の生成に寄与する。

流路幅縮小領域の前半で、第1項が負に作用しており、例えば $x = 1/4L$ では、外層の全領域にかけて、消散率とほぼ同じかあるいはそれ以上で、エネルギーの減少に

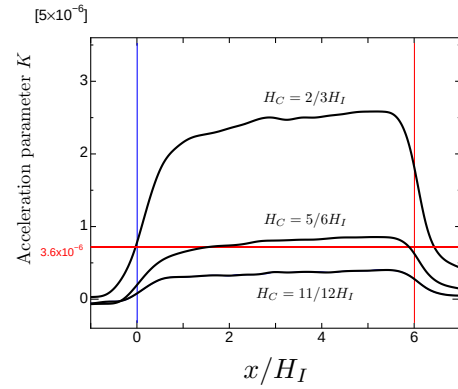


Fig. 5: Variation of acceleration parameter $K = (\nu/U_e^2)(dU_e/dx)$. (a) $L = 2H_I$. (b) $L = 4H_I$, (c) $L = 6H_I$

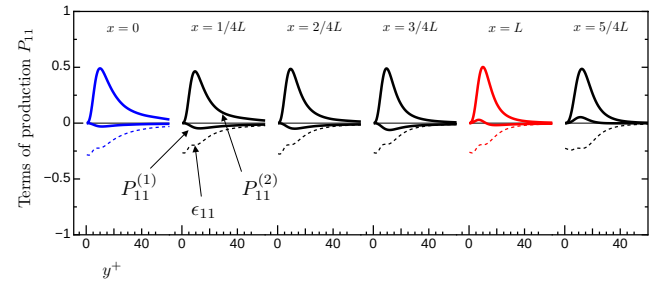


Fig. 6: Variation of distributions of the 1st term $P_{11}^{(1)} = -2\overline{u'u'} \partial \bar{u} / \partial x$ and the 2nd term $P_{11}^{(2)} = -2\overline{u'v'} \partial \bar{u} / \partial y$ in the production for Reynolds stress $\overline{u'u'}$ in the case of $L = 6H_I$, $H_C = 2/3H_I$, which are normalized by ν and the constant wall friction velocity $u_{\tau I}$.

寄与しており、その結果、流路中央付近では、生成率はほぼゼロになっている。加速領域の後半では、生成率の第1項は負には働かず、壁面近傍（内層領域）では、むしろ正に働くところもある。流路中央付近（外層領域）では、第1項の効果は見られないが、生成率はほぼゼロのままである。

内層領域で乱れは減少しないことは、Piomelli らの LES による計算結果⁽²⁾ などと対応している。乱れが維持されているのは、流れの加速に伴う平均速度せん断の増加により、乱れが新たに生成されていることによる。乱れは減少しないが、加速による抑制とせん断による生成が同時に作用しているため、単純に乱れが維持されているだけではなく、乱流の構造は変化していると考えられる。図7に示すように、流路幅全体（内、外層領域）で主流方向からの再分配が弱まり、その結果、他方向成分は一樣に減少している。

壁面近傍に限ってみると、生成率の第1項 $P_{11}^{(1)}$ は加速する過程において、第2項は $P_{11}^{(2)}$ は加速して平均速度せん断が大きくなった結果として、それぞれが乱れの増減に寄与する。加速が終る平行区間では、第2項の効果によって、生成率 P_{11} は乱れを増加させることになる。

計算結果から、流路幅の縮小率、流れの加速率に関わらず、縮小区間においては、両方の項の増減はバランスして、その結果として、乱れ強さ維持されていると考えられる。

図7は、乱流応力の各方向成分間での再分配項の分布である。十分に発達した平行平板間乱流の場合と比較して、主流方向成分から他方向成分への乱れエネルギー再分配が停滞している。しかも、乱れ強さの主流方向成分が減少していない領域があるにも関わらず、その他方向成分への再分配は、流路幅全体にわたって減少している。乱れ強さの主流方向成分の大きさに関わらず、流れの加

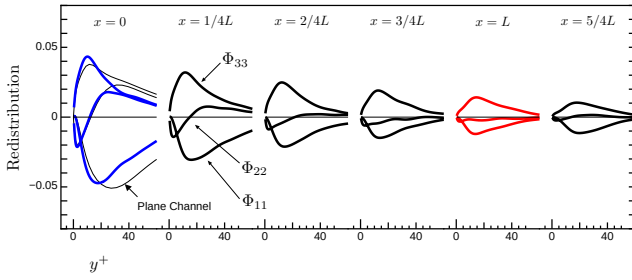


Fig. 7: Variation of distributions of the redistribution $\Phi_{11}, \Phi_{22}, \Phi_{33}$ in the case of $L = 6H_I, H_C = 2/3H_I$, which are normalized by ν and the constant wall friction velocity $u_{\tau I}$.

速（順圧力勾配）は、主流方向以外の成分への再配分によるエネルギー供給を制御する効果があることがわかる。その結果、主流方向成分の様子に関わらず、主流方向以外の乱れ強さは流路幅全体で減少している。

5.2 壁面速度の設定

流れの加速時において、あえて生成率の第1項 $P_{11}^{(1)}$ と第2項 $P_{11}^{(2)}$ のバランスを崩すための操作を考える。ここでは、平板上で主流方向の速度を与えて、滑り壁とする。これによって、壁近傍の平均速度のせん断の増加を制限して、乱れの生成効果を抑制することができ、加速する乱流の乱れ強さが全域にわたって減少すると期待できる。

流路幅縮小率 $H_C = 2/3H_I$ の場合の流れ場において、図8に示すような速度分布を平板上に設定して、これまでと同様のシミュレーションを実施した。その結果、図9のように、平板上の壁面摩擦速度は、固定壁に比べて減少している。ただ、設定した滑り速度が小さいこともあり、減少率は大きくない。

滑り速度を設定した場合の結果を、固定壁の場合と比較して、図10に示している。これまでのシミュレーションでは加速区間において、変化することのなかった壁面近傍から乱れ強さの最大値が減少している。この程度のスリップ速度では、流れ場の劇的な変化は現れなかったが、乱れ生成と抑制のバランスを崩して、乱れを減少させる効果を作りうることを示した。

6. まとめ

流路幅の縮小率を数種類に設定し、乱流の加速流れの直接数値シミュレーションを実行することにより、再層流化、逆遷移過程を再現した。その結果、以下のことがわかった。

- レイノルズせん断応力 $\overline{u'v'}$ 、乱れ強さの各成分 u'_{rms} 、 v'_{rms} 、 w'_{rms} および主流方向渦度 $\omega'_{x,rms}$ は、流路幅の縮小率が大きいほど乱れの減少は顕著になった。
- 本計算でも加速パラメータ K を乱れ強さ減少、再層流化の指標とすること、および実験で示された値 3.6×10^{-6} が妥当であった。
- 壁面近傍に限っては、流路幅の縮小率、流れの加速率に関わらず、縮小区間においては、両方の項の増減はバランスして、その結果として、乱れ強さ維持されていると考えられる。
- 流れの加速（順圧力勾配）は、主流方向以外の成分への再配分によるエネルギー供給を制御する効果があり、その結果、主流方向成分の様子に関わらず、主流方向以外の乱れ強さは流路幅全体で減少した。
- 滑り速度を設定した場合、固定壁の場合には、加速区間において、変化することのなかった壁面近傍から乱れ強さの最大値が減少した。乱れ生成と抑制のバランスを崩して、乱れを減少させる効果を作りうることを示した。

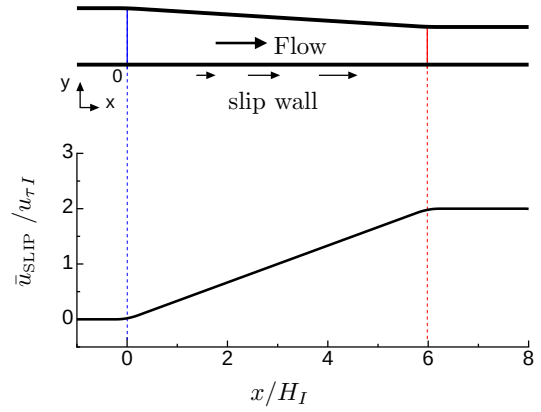


Fig. 8: Configuration of flow field with the slip velocity on the flat wall.

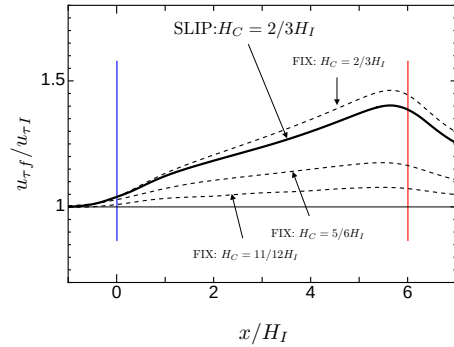


Fig. 9: Variation of friction velocity $u_{\tau f}$ on the flat wall with slip-velocity.

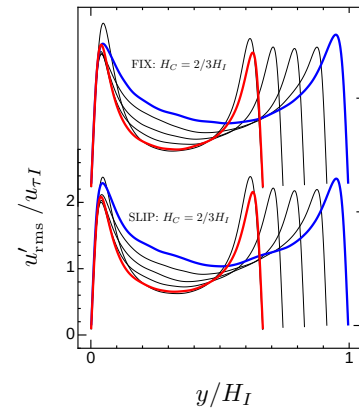


Fig. 10: Comparison of the turbulence intensity $u'_{rms}/u_{\tau I}$ between accelerated flow with the fixed and the slip-wall in the case of $L = 6H_I, H_C = 2/3H_I$, which are normalized by ν and the constant wall friction velocity $u_{\tau I}$.

参考文献

- R. Narasimha and K. R. Sreenivasan, *Adv. Appl. Mech.* **19**(1979), pp. 221-309.
- U. Piomelli, E. Balaras and A. Pascarelli, *J. Turbulence*, **1**(2000), pp. 1-16.
- 太田, 三宅, 梶島, 第78期流体工学部門講演論文集.
- T. Kajishima, T. Ohta, K. Okazaki and Y. Miyake, *JSME Int.J.*, B, **41**-4(1998), pp. 830-839.