平板境界層における孤立した乱流領域の流れ方向界面に関する研究*

寺島 修^{*1}, 伊澤 精一郎^{*2}, 稲澤 歩^{*3}, 福西 祐^{*4}

Streamwise Interface of an Isolated Turbulent Region in a Laminar Flat-Plate Boundary Layer

Osamu TERASHIMA^{*1}, Seiichiro IZAWA, Ayumu INASAWA and Yu FUKUNISHI^{*1} Department of Mechanical Science and Engineering, Nagoya University,
Furo-cho, Chikusa-ku, Nagoya-shi, Aichi, 464-8603, Japan

The streamwise interface of an isolated turbulent region in a laminar flat plate boundary layer is investigated by performing a wind tunnel experiment. In the experiment, bimorph-type piezoceramic actuators are used to generate a trapezoidal-shaped turbulent region that has a wide interface in the spanwise direction. With the use of the piezoceramic actuators, the interference of the spanwise interface with the streamwise interface of the turbulent region is eliminated. Therefore, the streamwise interface can be considered as an independent interface. The experimental results show that the rms value of the velocity fluctuation and the turbulent fluctuation rapidly changes at the leading edge of the turbulent region. On the other hand, the rms value of the velocity fluctuation remains high after the turbulent fluctuation disappears at the trailing edge of the turbulent region. It is also shown that the traveling speed of the trailing edge of the turbulent region is faster than the ensemble-averaged streamwise velocity at the trailing edge of the turbulent region near the wall ($\eta \leq 1.3$). In addition, the velocity profile at the trailing edge of the turbulent region indicates the existence of the acceleration of the turbulent fluid near the wall. From the above results, it is found that the inverse transition occurs at the trailing edge of the turbulent region near the wall due to the acceleration of the turbulent fluid.

Key Words : Turbulent Spot, Calmed Region, Streamwise Interface, Piezoceramic Actuator, Boundary Layer

1. 緒 言

平板境界層の遷移過程後期に観測される乱流斑点は乱流領域が拡大するメカニズムを知る手がかりを与えてくれる。乱流斑点に関する研究は、半世紀以上も前に Emmons⁽¹⁾によって初めてその存在が確認されて以来今日に至るまで、実験あるいは数値計算により様々な角度から調べられており、その基本的な性質はかなり明らかになっている。例えば、乱流斑点は通常流れ方向に向かって矢じり状の形状をとりその開き角は左右に約 11 度であることや乱流斑点の前縁部および後縁部の移動速度がそれぞれ主流速度の約 88%、55% であることなどである⁽²⁾⁽³⁾。また、乱流斑点の後縁部の背後には calmed/becalmed region とよばれる乱流から層流へと速度が緩やかに回復する領域があり、層流境界層中に乱流斑点が励起された場合、その両側に TS 波を伴うことも報告されている。このような乱流斑点の形状や特徴は Gad-el-Hak⁽⁴⁾の可視化写真にもよく現れている。

乱流斑点に関する研究はその後盛んに行われており、様々な環境下における乱流斑点の特性が調べられている。Katz ら⁽⁵⁾は圧力勾配のある境界層中での乱流斑点の振る舞いを調べ、好適な圧力勾配条件下ではその成長が抑制されることや斑点の形状が矢じり状ではなくやや丸みを帯びた三角形となることを明らかにし、Seifert ら⁽⁶⁾は逆圧力勾配条件下で乱流斑点の振る舞いを調べ、逆圧力勾配により特に横方向への乱流斑点の成長が促進されることを明らかにした。直近の研究では境界層外乱れ (Free Stream Turbulence, FST) が乱流斑点に及ぼす影響も調べ

* 原稿受付 2010 年 4 月 5 日

^{*1} 正員, 名古屋大学 大学院工学研究科 機械理工学専攻 (〒 464-8603 愛知県名古屋千種区不老町)^{*2} 正員, 東北大学 大学院工学研究科 機械システムデザイン工学専攻 (〒 980-8579 宮城県仙台市青葉区荒巻字青葉 6-6-01)^{*3} 正員, 首都大学東京 システムデザイン学部 (〒 191-0065 東京都日野市旭が丘 6-6)^{*4} 正員, フェロー, 東北大学 大学院工学研究科 機械システムデザイン工学専攻

Email: o-terashima@mech.nagoya-u.ac.jp

られており, Fransson ら⁽⁷⁾は FST を有する流れ場における乱流遷移過程を調べ, FST を有する流れ場での遷移過程においても Emmons 理論⁽¹⁾が成立することを明らかにしている. また, Levin ら⁽⁸⁾は平板上での連続的な流体の吸込みにより実現される境界層厚さが空間的に変化しない Asymptotic Suction Boundary Layer (ASBL) での乱流斑点の特性を DNS により調べ, 初期に導入する攪乱の強さ (振幅) や Re 数が乱流斑点に及ぼす影響について考察した. さらにこれに関連し, Fransson ら⁽⁹⁾は Levin らの DNS と同様の環境を実験室に再現し, ASBL 内に導入した乱流斑点について実験的に調べ, 乱流斑点の前縁/後縁の移動速度, 拡がり角度などが斑点導入時の初期条件や Re 数に強く依存することを明らかにしている.

このように, これまでの研究を通じて乱流斑点の特性 (幾何学的形状やその発達の度合い) やそれらの特性と流れ場との関係が明らかにされてきた. しかし, 乱流斑点などのような層流中に存在する局所乱流領域の拡大 (層流領域への侵食) や縮小 (層流領域からの侵食) が生じるプロセスについては未だに不明な点が多い. 例えば, 近年平行平板間クエット流⁽¹⁰⁾や円管ポアズイユ流⁽¹¹⁾, 平行平板間ポアズイユ流⁽¹²⁾などで流れ方向に周期性を仮定したミニマル流における乱流維持に不可欠な基本構造 (低速ストリークと流れ方向縦渦対) が見出されているが, このような乱流を構成する基本構造と流れ場の統計量 (流速分布等) との関連性については明らかにされていない. そこで本研究では層流境界層中に孤立した乱流領域を励起し, その流れ方向界面における乱流領域の拡大, 縮小プロセスを実験的に調べ, 特に乱流領域が層流領域から侵食されることを意味する再層流化と流れ場との関係について考察した.

主な記号

U_{∞}	:	主流速度
C_p	:	圧力係数
$\langle U \rangle$	:	流速のアンサンブル平均値
$\langle u \rangle$	:	速度変動のアンサンブル平均値
u_{rms}	:	速度変動の rms 値
$\langle u' \rangle$	:	不規則成分強度
t	:	アクチュエータ駆動開始からの時間
T	:	アクチュエータ駆動周期
ν	:	動粘性係数
δ^*	:	境界層排除厚さ
x, y, z	:	主流, 垂直, スパン方向座標
η	:	壁面からの無次元化距離
U_{int}	:	界面の移動速度
$\langle U \rangle_{\text{int}}$	:	界面通過時の流速のアンサンブル平均値

2. 実験装置および実験方法

実験は吹き出し型の低乱風洞を用いて行った. 測定部は密閉型となっており, 測定部の断面は 500mm の正方形で, 流れ方向の長さは 2,000mm である. 本研究では主流速度 U_{∞} を 5.0 m/s とした. また, その時の測定部の圧力係数 C_p の流れ方向の勾配は ± 0.01 以下, 乱れ強さ $u_{\text{rms}}/U_{\infty}$ は 0.25% 以下である.

図 1 に実験装置の概略を示す. 本研究では全長 1,800mm, 幅 490mm, 厚さ 10mm のアルミニウム合金製の平板を使用した. 平板の前縁部は長短軸比が 24:1 の楕円形状で, 前縁部と平板部の継ぎ目において主流乱れを受容しないように曲率変化が滑らかになるように工夫した. また, 平板後縁に長さ 190mm のフラップを設け, 平板前縁のよどみ点位置を調整し流れのはく離を防いだ. なお, 座標系は流れ方向に x , 平板鉛直方向に y , スパン方向右手系に z とし, 原点は平板前縁の中央とした. 層流境界層中への乱流領域の励起にはバイモルフ型のピエゾセラミックアクチュエータ⁽¹³⁾を用いた. アクチュエータの大きさは x 方向に 150mm, y 方向に 0.5mm, z 方向に 40mm である. このアクチュエータを 2 枚使用し, z 方向の隙間が 0.1mm となるように壁面上に平行に設置した. また, アクチュエータ下流端位置は $x=350\text{mm}$ で, アクチュエータのスパン方向端部での流れの剥離の防止や層流時 (アク

Fig. 1 Experimental apparatus. (unit:mm)

 Fig. 2 Mean velocity profile of the base flow ($z=0\text{mm}$).

チュータ非稼働時)の流れ場の二次元性の確保を目的にアクチュエータと同じ厚さのダミーフィルムでアクチュエータのスパン方向の周囲を覆い、アクチュエータの上流側 30mm は両面テープで壁面と固定した。このアクチュエータに PC 上で作成した 1Hz の矩形波信号をパワーアンプで $V_{\text{rms}}=80\text{V}$ まで増幅したのち印加してアクチュエータの下流端を上下させ、その下流に孤立した乱流領域を励起した。この時、アクチュエータ下流端の壁面(平板)からの y 方向への浮上量は最大 2mm で(図 1(b) 参照)、アクチュエータが最大高さに位置する時間は 0.2sec 程度である。アクチュエータ下流端の最大高さは、この位置における境界層厚さ δ_{99} の 39%、排除厚さ δ^* の 113% に相当する。

流速の測定には熱線流速計を用い、トラバースシステムに接続されたシングルプローブ (I-Probe) と 6 本のシングルプローブ列からなる櫛形プローブをそれぞれ定温度回路に接続して行った。櫛形プローブのそれぞれのプローブの高さは $y = 1.0\text{mm}$, 2.5mm , 4.0mm , 5.5mm , 7.0mm , 8.5mm で、受感部は線径 $5.0\text{ }\mu\text{m}$ 、線長 1.0mm のタングステン線である。熱線流速計からの信号は Linux を OS とするパーソナルコンピュータに 16bit の A/D 変換ボードを搭載して取り込んだ。A/D 変換のサンプリング周波数は 5kHz とし、エイリアジングエラーを防止するため 2.5kHz のローパスフィルターを用いた。 piezoアクチュエータの制御は 12bit の D/A 変換ボードを搭載したコンピュータで上述のとおり周期的な矩形波信号を発生させて行った。なお、トラバースシステムをパソコンで制御可能とすることで、詳細かつ多点に渡る計測を自動で行うことができるようにした。

アクチュエータを駆動させない場合の、 $x=400\text{mm}\sim 900\text{mm}$ における平均流速分布を図 2 に示す。図 2 の縦軸は各測定位置の無次元化流速 (U/U_∞)、横軸は壁面からの無次元距離 $\eta(=y\sqrt{U_\infty/(\nu x)})$ 、実線は Blasius 分布である。

Fig. 3 u_{rms} profile of the base flow ($z=0\text{mm}$).

アクチュエータを駆動させず下ろした状態におけるアクチュエータ下流の流速分布はいずれの流れ方向位置においても Blasius 分布と良く一致しており、アクチュエータを駆動させない状態ではその下流の境界層は層流を維持している。これに対し、アクチュエータに一定の電圧をかけてその下流端を持ち上げると境界層は下流で乱流に遷移する⁽¹⁴⁾。したがって、アクチュエータを一定の周期で繰り返し上下させることでアクチュエータの下流に層流領域と乱流領域を間欠的に励起することが可能となる。図 3 にアクチュエータを駆動させない場合の $x=650\text{mm}$ 、 750mm 、 900mm における速度変動の rms 値 u_{rms} を示す。図 3 の縦軸は速度変動の rms 値 u_{rms} を主流速度 U_{∞} で無次元化した値（パーセント表記になっている点に注意されたい）、横軸は壁面からの無次元化距離である。図 3 より、アクチュエータを駆動させない状態では測定領域における乱れ強さは境界層の中央部付近で最大となり、その値は 0.6% 程度である。後述するが、この値は乱流領域と層流領域との判別に用いる不規則成分強度の閾値（主流速度に対して 2%）よりも十分小さいため、層流境界層中に存在する乱れ強さが解析結果に影響を及ぼすことは無いと考えられる。

3. 乱流領域の定義

乱流領域と層流領域の界面を詳細に調べるにあたり、乱流領域と層流領域を区別する手法や指標の導入が必要となるが、これまで乱流斑点の研究において様々なものが提案されてきた。例えば、Gostelow ら⁽¹⁵⁾は速度変動が主流速度の 2% を超えたときを乱流領域の前縁とみなし、速度変動の rms 値（実効値）が 4% 程度になったときを後縁と定義した。また、その他にも Chong ら⁽¹⁶⁾による熱線と熱膜流速計の信号から流速の時間微分をとって関数を定義し、この関数が乱流中でゼロになるように平滑化した上で適当なしきい値を与えて界面を検出する方法や、Wynanski ら⁽¹⁷⁾による、乱流領域の流速分布と層流境界層の流速分布との変化量の大きさに着目するものなどがある。しかし、これらの手法はいずれも研究者が任意に設定しなければならない閾値が多数存在する上、calmed region などの、乱れが無く、流速分布が緩やかに変化する領域を乱流領域と判断してしまう危険性があり、問題があると我々は考えた。

このような背景から、本研究では速度変動の大きさではなく、速度変動の不規則性が強い領域を乱流領域と定義した。すなわち、(1) 式に示すように、ある位置における速度 $U(t)$ を、ピエゾアクチュエータを動作させない場合（層流時）の平均流速 U_{mean} と変動成分 $u(t)$ にレイノルズ分解し、不規則成分を速度変動 $u(t)$ のアンサンブル平均 $\langle u \rangle$ からのずれとして定義して不規則成分強度 $\langle u' \rangle$ を (2) 式により算出した⁽¹⁸⁾。

$$U(t) = U_{\text{mean}} + u(t) \quad (1)$$

$$\langle u' \rangle = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (u_i(t) - \langle u \rangle)^2} \quad (2)$$

ここで、 N はアンサンブル平均するデータ数であり、本研究では 96~120 とした。また、この不規則成分強度が主流速度 U_{∞} の 2% 以上であれば乱流領域と見なすこととした。この判定基準は、たとえ速度変動が大きくても不規則成分強度が低ければ乱流領域とは見なさないのが特徴である。

Fig. 4 Contour maps of $\langle u' \rangle / U_\infty$ in the $x-z$ plane at $y = 2\text{ mm}$ and (a) $t/T = 0.13$, (b) $t/T = 0.26$.

4. 結果と考察

4.1 乱流領域および界面の様子

図4にアクチュエータの駆動開始からの時刻 t を、アクチュエータの駆動周期 T で無次元化した値で定義した無次元化時刻 (t/T) が 0.13, 0.26 の $y = 2\text{ mm}$ における不規則成分強度を示す。図4の縦軸は z 、図4(a) ($t/T = 0.13$) は乱流領域の前縁部、図4(b) ($t/T = 0.26$) は乱流領域の後縁部を示している。なお、励起した乱流領域は $z=0\text{ mm}$ に関して対称であったため図4では $0 \leq z$ の領域のみを示している。図4より、乱流領域の前縁部と後縁部は $z = 0\text{ mm}$ を中心に $0 \leq z \leq 60$ の範囲に渡ってスパン方向にほぼ一様となっており、乱流領域の前縁部と後縁部の二次元性が確認できる。これより、以降では $z=0\text{ mm}$ における計測結果を用いて考察を進めることとする。なお、図4より、乱流領域のスパン方向への広がり角は $10 \sim 12$ 度程度となっており、これは乱流斑点の広がり角とほぼ一致していた。

図5に $z=0\text{ mm}$ の各無次元化時刻における不規則成分強度の分布を示す。図5の縦軸は壁面からの無次元化高さ η 、横軸は x で、図中の点線は速度変動の rms 値が主流速度 U_∞ の2%以上となっている領域を乱流領域とみなした場合の界面を示している。測定領域 ($650\text{ mm} \leq x \leq 920\text{ mm}$) における境界層厚さは、層流時 $7 \sim 9\text{ mm}$ 、乱流時 $10 \sim 18\text{ mm}$ である。図5より、乱流領域の前縁は $\eta=2 \sim 3$ 付近にあり、層流領域にせり出すように流下していく様子がわかる。不規則成分強度の大きさは乱流斑点と同様に乱流領域の前縁近傍の壁面近くで最大となり、その値 (0.12 程度) は乱流斑点のそれとほぼ同程度であった⁽¹⁸⁾。また、点線で示した速度変動の rms 値で判定した乱流領域と不規則成分強度で判定した乱流領域はその大きさが異なり、それは領域の後縁側で特に顕著で、両者には 100 mm 以上もの差がある。これは、乱流領域の前縁部近傍では速度変動と不規則成分強度が呼応して変化するが、いわゆる calmed region とよばれる後縁部近傍の領域では速度変動が大きい値を保ったまま不規則性だけが消失してしまっていることを示している。

図6に櫛形プローブによる計測結果を示す。計測位置は $x = 750\text{ mm}$, $z = 0\text{ mm}$ である。図6(a)の縦軸は $\langle U \rangle / U_\infty$ 、(b)の縦軸は $\langle u \rangle / U_\infty$ で、いずれも横軸は無次元化時刻を表している。図6より、乱流領域の前縁の通過に伴い、 $\eta = 3.6, 4.6, 5.6$ の高さの速度が急激に減少し、約 $0.01t/T$ 遅れて壁面付近 ($\eta = 0.7, 1.6$) の領域でも乱流領域における特徴的な信号である高周波数の変動成分が確認され、その後全ての高さ位置において流速が増加に転じていることがわかる。このような壁面からの高さの違いによる流速の増減は、層流境界層と乱流境界層の流速分布の違いに起因している。特に、 $\eta = 2.6$ の高さでは流速が一旦増加してから急激に減少し再び増加するといった特徴的な変化を示す。これは、 $\eta=2 \sim 3$ 付近に層流領域にせり出すような格好で存在する乱流領域の前縁部の影響であると考えられ (図5参照)、境界層が層流から乱流へと変化する乱流領域の前縁部の界面ではわずかな時間の間にこのような流速分布の変化が生じる。一方、乱流領域の後縁では、前縁部のようにある時刻を境に速度変動と不規則成分強度が急激にステップ状に変化することはなく、速度変動が大きくても乱れがないままの状態を保ちつつゆるやかに層流の流速分布に回復していく。図5では速度変動の大きい領域と不規則性が強い領域が一致しないことが確認されたが、これは図6でも確認でき、 $0.20 \leq t/T$ の領域では乱流領域における特徴的な信号である高

Fig. 5 Contour maps of $\langle u' \rangle / U_\infty$ in the $x-y$ plane at $z = 0$ mm and $t/T = 0.122, 0.140, 0.178, 0.210$. The dashed line indicates $u_{rms}/U_\infty = 2.0\% (0.02)$.

Fig. 6 Ensemble-averaged signals of the rake of hotwire probes, (a) $\langle U \rangle / U_\infty$ and (b) $\langle u \rangle / U_\infty$, at $x = 750$ mm and $z = 0$ mm for the different distances from the wall.

周波数の変動成分が確認できなくなった後も依然として速度変動が大きい状態となっている。これより、乱流領域を定義する際は速度変動の大きさよりも不規則性の強さにより判断する方が合理的であると考えられる。

Fig. 7 Comparison between the traveling speed of the interface U_{int} and the ensemble averaged streamwise velocity at the trailing edge $\langle U \rangle_{int}$ at $x = 750\text{mm}$.

4.2 界面の移動速度

乱流領域の界面の移動速度は界面で乱流領域が層流領域を侵食するメカニズムなどを調べる上で多くの有用な知見を与えてくれる．そこで，本研究では境界層中に励起した乱流領域に関し，その前縁および後縁の下流方向への移動速度を算出した．移動速度は Wygnanski ら⁽¹⁷⁾の手法と同様に，図 5 に示した乱流領域のアンサンブル平均像を元に各高さにおける単位時間当たりの界面の移動距離から算出した．なお，界面の移動速度は $650\text{mm} \leq x \leq 920\text{mm}$ ， $y = 1.0\text{mm} \sim 7.4\text{mm}$ ， $z = 0.0\text{mm}$ での計測結果を用いて算出した．

図 7 に界面の移動速度 U_{int} と $x=750\text{mm}$ を界面が通過する際の流速のアンサンブル平均値 $\langle U \rangle_{int}$ を示す．縦軸は壁面からの無次元化距離 η ，横軸は主流速度で無次元化した界面の移動速度 (U_{int}/U_{∞}) および界面通過時の流速のアンサンブル平均値 ($\langle U \rangle_{int}/U_{\infty}$) である．図 7(a) より，乱流領域の前縁の移動速度は主流速度の 0.8 倍から 0.9 倍で，Wygnanski ら⁽¹⁷⁾により算出された乱流斑点の前縁の移動速度とほぼ等しいことがわかる．一方，図 7(b) より，乱流領域の後縁の移動速度は乱流斑点のそれよりも小さく，主流速度の 0.3 倍から 0.4 倍であった．これは，乱流領域の前縁では層流から乱流へ瞬時に切り替わるため界面の検出方法による差異が現れにくいのに対し，後縁部では速度がゆるやかに回復する calmed region の存在により，界面の検出方法やしきい値の違いが大きく影響したためであると考えられる．界面の移動速度 U_{int} と界面通過時の流速のアンサンブル平均値 $\langle U \rangle_{int}$ の関係については， U_{int} は乱流領域前縁の $\eta = 4.0$ 以下の領域で $\langle U \rangle_{int}$ よりも速くなっており，その差は壁面に近づくほど大きくなっている．一方，乱流領域の後縁では， $\eta \approx 1.3$ を境に，界面の移動速度 U_{int} と界面通過時の流速のアンサンブル平均値 $\langle U \rangle_{int}$ の大きさが逆転している．ここで，乱流領域の後縁における界面の移動速度 U_{int} と界面通過時の流速のアンサンブル平均値 $\langle U \rangle_{int}$ の関係を図 8 を用いて説明する．図 8 中の実線の矢印は界面の移動速度 U_{int} ，破線の矢印は界面通過時の流速のアンサンブル平均値 $\langle U \rangle_{int}$ を表している．図 8 中の層流領域と乱流領域の界面を通じた流体の移動に着目すると，乱流領域の後縁 (図 7(b) 参照) の壁面から離れた位置 ($1.3 < \eta$) では界面の移動速度 U_{int} が界面通過時の流速のアンサンブル平均値 $\langle U \rangle_{int}$ に比べ遅いため，界面を基準とした座標系で考えると，層流領域から乱流領域へ流体が界面を通して移動している．この層流領域から乱流領域への流体の通過は層流状態にあった流体の乱流化を表しており，乱流領域から層流領域への侵食を意味する．一方，乱流領域の後縁の壁面近傍 ($\eta \leq 1.3$) では逆に界面の移動速度 U_{int} が界面通過時の流速のアンサンブル平均値 $\langle U \rangle_{int}$ に比べ速いため，同様に界面を基準とした座標系で考えると，乱流領域から層流領域へ流体が界面を通して移動している．この乱流領域から層流領域への流体の通過は，乱流状態にあった流体の層流化を表しており，層流領域から乱流領域への侵食を意味する．なお，乱流領域の前縁 (図 7(a) 参照) では常に界面の移動速度 U_{int} が界面通過時の流速のアンサンブル平均値 $\langle U \rangle_{int}$ に比べて速いため，界面を基準とした座標系で考えると常に層流領域から乱流領域へ流体が界面を通して移動している．これより，乱流領域の後縁の壁面から離れた位置 ($1.3 < \eta$) と同様に，乱流領域の前縁では乱流領域から層流領域への侵食が生じていることがわかる．このように，乱流領域

Fig. 8 Schematic view of the traveling speed of the interface U_{int} and the ensemble averaged streamwise velocity at the trailing edge $\langle U \rangle_{int}$.

と層流領域の流れ方向界面では，界面の位置（前縁もしくは後縁）や壁面からの高さにより流体の乱流化と層流化の両方が生じていることが明らかとなった．なお，乱流領域の後縁の壁面近傍において界面の移動速度 U_{int} が界面通過時の流速のアンサンブル平均値 $\langle U \rangle_{int}$ に比べ速くなり，乱流状態にあった流体の層流化が生じる高さを異なる流れ方向位置で調べた結果， $x=790\text{mm}$ ， 850mm ， 910mm における無次元化高さ η はそれぞれ 1.30，1.38，1.30 であった．これより，乱流状態にあった流体の層流化が生じる無次元化高さは流れ方向位置によらずほぼ一定であることがわかった．

4.3 層流化の要因

前節では界面の移動速度と界面通過時の流速のアンサンブル平均値の比較により，層流領域と乱流領域の界面を通じた流体の出入りが存在し，その量や方向が界面の位置（前縁または後縁）や壁面からの高さにより異なることが明らかとなった．ここでは乱流領域の流体が乱流領域の後縁の壁面近傍の界面を通過して層流状態になる再層流化（逆遷移）が生じている領域（ $\eta \leq 1.3$ ）に注目し，さらに詳細に考察を進める．

図 9 に $x = 750\text{mm}$ での各無次元化時刻における流速分布を示す．図 9 の縦軸は壁面からの無次元化距離 η ，横軸は流速のアンサンブル平均値を主流速度で無次元化した値（ $\langle U \rangle / U_\infty$ ）であり，図中の実線は Blasius 分布である．ここでは特に計測位置が以下の 5 つの状態にある時刻に注目して考察した．各時刻の乱流領域の様子は図 5 を参照されたい．

- (a) : 完全に層流領域となる時刻 ($t/T = 0.080$)
- (b) : 乱流領域の前縁近傍となる時刻 ($t/T = 0.122$)
- (c) : 完全に乱流領域となる時刻 ($t/T = 0.140$)
- (d) : 乱流領域の後縁近傍となる時刻 ($t/T = 0.178$)
- (e) : calmed region となる時刻 ($t/T = 0.210$)

図 9 より，乱流領域の前縁近傍（ $t/T = 0.122$ ）では図 5(a) に示した乱流領域のアンサンブル平均像からも明らかに，乱流領域の層流領域へのせり出しにより $\eta = 2.0 \sim 4.0$ 付近の流速分布が大きく変形し，乱流領域の内部（ $t/T = 0.140$ ）では乱流境界層の流速分布に近いものとなる．一方，乱流領域の後縁近傍（ $t/T = 0.178$ ）では，図 5(c) に示したように，壁面から離れた位置で先に層流となり，流速分布が Blasius 分布となる一方，壁面近傍では層流時（ $t/T = 0.080$ ）や乱流時（ $t/T = 0.140$ ）よりも流速が遅くなった後，calmed region（ $t/T = 0.210$ ）において壁面近傍から徐々に Blasius 分布に近づいていく．このような結果は，蒔田ら⁽¹⁸⁾の乱流斑点の計測や Johnson⁽¹⁹⁾の数値シミュレーションに基づく報告とも一致している．乱流領域の後縁近傍の壁面付近に見られる加速は，壁面から離れた所から層流化が始まり速度勾配が小さくなるため，境界層外の一様流から壁面に向かっての速度勾配の積分値が小さくなり，結果的に壁面付近で速度が大きくなるためと考えることができる．この加速が生じている壁面近傍の位置では，前節で述べた通り乱流中にあった流体が乱流塊に取り残される形で再層流化しており，再層流化の原因はこの局所的な加速にあると考えられる．

Fig. 9 Variation of streamwise velocity caused by the passing of a turbulent region at $x=750\text{mm}$, $z=0\text{mm}$, and $t/T = 0.080, 0.122, 0.140, 0.178, 0.210$. The solid line indicates Blasius profile.

5. 結 言

ピエゾアクチュエータを用いてスパン方向に十分な大きさをもった台形状の乱流領域を層流境界層中に間欠的に励起し、層流領域と乱流領域の流れ方向界面について考察した。乱流領域と層流領域の界面における流体の移動に着目して考察した結果、乱流領域の前縁および後縁の壁面から離れた位置では層流領域の流体の乱流化が生じていた。一方、乱流領域の後縁の壁面近傍では乱流領域の流体の再層流化が生じていた。この再層流化が生じる無次元化高さは流れ方向位置によらずほぼ一定 ($\eta \approx 1.3$) で、この高さ位置で局所的な加速が生じることで再層流化がもたらされていることが示された。また、層流境界層中に励起した乱流領域と乱流斑点の特性を比較した結果、乱流領域を台形状とすることで差異が見られる可能性が期待された乱流領域の前縁に関しては界面の移動速度や乱流領域の前縁における速度変動、乱流強度の変化の様子に乱流斑点との明確な差異は見られなかった。一方、乱流領域の後縁の移動速度は乱流斑点の後縁の移動速度に比べて遅く、乱流斑点と同様の Calmed Region の存在が確認された。

謝 辞

実験を遂行するにあたり三木佑介氏と小林勝男氏にご協力頂いた。ここに記して感謝の意を表する。

文 献

- (1) Emmons, H.W., The Laminar-Turbulent Transition in a Boundary Layer, *Journal of Aeronautical Sciences*, Vol.18, No.7 (1951), pp.490-498.
- (2) Schubauer, G.B., Klebanoff, P.S., Contributions on the Mechanics of Boundary-Layer Transition, *NACA Technical Note*, No.3489 (1955), pp.1-31.
- (3) Riley, J.J., Gad-el-Hak, M., Some Insights into Transitional and Turbulent Boundary Layers, *Frontiers in Fluid Mechanics*, Springer-Verlag (1985), pp.123-155.
- (4) Gad-el-Hak, M., Blackwelder, R.F., Riley, J.J., On the Growth of Turbulent Regions in Laminar Boundary Layers, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.110 (1981), pp.73-95.
- (5) Katz, Y., Seifert, A., Wignanski, I., On the Evolution of the Turbulent Spot in a Laminar Boundary Layer with a Favourable Pressure Gradient, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.221 (1990), pp.1-22.
- (6) Seifert, A., Wignanski, I., On Turbulent Spots in a Laminar Boundary Layer Subjected to a Self-Similar Adverse Pressure Gradient, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.296 (1995), pp.185-209.
- (7) Fransson, J.H.M., Matsubara, M., Alfredsson, P.H., Transition Induced by Free-Stream Turbulence, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.527 (2005), pp.1-25.

- (8) Levin, O., Henningson, D.S., Turbulent Spots in the Asymptotic Suction Boundary Layer, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.584 (2007), pp.397-413.
- (9) Fransson, J.H.M., Turbulent Spot Evolution in Spatially Invariant Boundary Layers, *Physical Review E*, Vol.81, 035301 (2010), pp.1-4.
- (10) Jimenez, J., Kawahara, G., Simens, M.P., Nagata, M., Shiba, M., Characterization of Near-Wall Turbulence in terms of Equilibrium and "Bursting" Solutions, *Physics of Fluids*, Vol.17, 015105 (2005), pp.1-16.
- (11) Wedin, H., Kerswell, R.R., Exact Coherent Structures in Pipe Flow: Travelling Wave Solutions, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.508 (2004), pp. 333-371.
- (12) Waleffe, F., Exact Coherent Structures in Channel Flow, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.435 (2001), pp.93-102.
- (13) 横川譲, 福西祐, 菊池聡, " 薄型セラミックアクチュエータによるキャビティ上の流れと発生音の動的制御 ", 日本機械学会論文集 B 編, Vol.67, No.661 (2001), pp.2218-2225.
- (14) Inasawa, A., Izawa, S., Xiong, A.K., Fukunishi, Y., Study on the Flow Structure at the Spanwise Edge of Spreading Turbulent Region and its Control, *Fluid Dynamics Research*, Vol.39, No.6 (2007), pp.475-492.
- (15) Gostelow, J.P., Walker, G.J., Solomon, W.J., Hong, G., Melwani, N., Investigation of the Calmed Region Behind a Turbulent Spot, *Journal of Turbomachinery*, Vol.119 (1997), pp.802-809.
- (16) Chong, T.P., Zhong, S., On the Three-Dimensional Structure of Turbulent Spots, *Journal of Turbomachinery*, Vol.127 (2005), pp.545-551.
- (17) Wygnanski, I., Zilberman, M., Haritonidis, J.H., On the Spreading of a Turbulent Spot in the Absence of a Pressure Gradient, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.123 (1982), pp.69-90.
- (18) 蒔田秀治, 西沢啓, " 乱流斑点間の相互干渉による内部構造の変化 ", 日本機械学会論文集 B 編, Vol.65, No.632 (1999), pp.1283-1290.
- (19) Johnson, M.W., On the Flow Structure within a Turbulent Spot, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, Vol.22, No.4 (2001), pp.409-416.