周期的吹き出しによる円管助走部境界層の乱流遷移* (孤立乱流塊内部の乱れと乱流塊の成長機構)

一宮 昌司^{*1}, 松平 隼人^{*2}, 藤村 勇斗^{*2}

Laminar-Turbulent Transition of an Inlet Boundary Layer in a Circular Pipe Induced by Periodic Injection (Turbulence within Isolated Turbulent Patches and Its Growth Mechanism)

Masashi ICHIMIYA^{*1}, Hayato MATSUDAIRA and Hayato FUJIMURA

^{*1} The Univ. of Tokushima, Institute of Technology and Science
2-1 Minami-Josanjima-cho, Tokushima-shi, Tokushima 770-8506, Japan

The laminar-turbulent transition of a boundary layer induced by a jet injection in the inlet region of a circular pipe was experimentally investigated. The jet was periodically injected radially from a small hole in the inlet region into the pipe flow. Axial velocity was measured by a hot-wire anemometer. The turbulence induced by the jet within the boundary layer developed into turbulent patches which grew in the axial, circumferential and radial directions downstream. Turbulent fluctuations within the patch were maximum a little inside from the leading edge in the axial direction and a little inside from the peripheral interface in the circumferential direction. Non-turbulent fluid was entrained into the patch through the leading and trailing edges. This was the main reason for the axial growth of the patch downstream. If the entrainment is suppressed, the axial growth is inhibited. The axial distance between the leading edge and maximum fluctuation position varied little downstream. On the other hand, the distance between the maximum fluctuation position and the trailing edge increased downstream due to the increase in the entrainment of non-turbulent fluid across the trailing edge.

Key Words: Pipe Flow, Transition, Boundary Layer, Turbulence, Inlet Region, Isolated Turbulent Patch, Turbulent Spot

1. 結 論

円管内完全発達層流であるハーゲン・ポアズイユ (Hagen-Poiseuille, 以下 HP で示す) 流れは微小攪乱に対して安定であることが理論や数値計算によって示されている^{(1)~(4)}。しかしよく知られているように、レイノルズ数が臨界値 (1800~2300) を越えると、孤立乱流塊である乱流パフや乱流スラグが間欠的に発生して、これらが流れに垂直な横断面全体を覆い、下流ではその軸方向長さが伸びてついには常時乱流に遷移する。このような線形安定理論と実験の間の矛盾は有限振幅攪乱を考慮していないことと、有限レイノルズ数で不安定になることが示されている上流助走部を考慮していないためとされている。このため助走部が乱流遷移に果たす役割は大きく、この機構を解明することが望まれる。しかし助走部を対象とした研究は HP 流れのそれよりも少ないのが現状である。なおこのような流れは、血管狭窄部においても見られ、発生した乱れが下流に伝播することが報告されている⁽⁵⁾。

そこで著者らは、助走部層流に攪乱を導入した実験を行ない、これまでに壁面に設置した単一 3 次元突起下流に形成される定常な乱流領域を研究してその特性を明らかにした⁽⁶⁾。また壁面に明けた一つの孔から、流れに対して垂直に噴流を噴出させて孤立乱流塊を発生させた⁽⁷⁾⁽⁸⁾。そして乱流塊が発生する噴流流量の数値が HP 流れ

* 原稿受付 2012 年 11 月 21 日

^{*1} 正員, 徳島大学大学院ソシオテクノサイエンス研究部 (〒770-7506 徳島県徳島市南常三島町 2-1)

^{*2} 徳島大学大学院

E-mail: ichimiya@tokushima-u.ac.jp

とは異なることを明らかにした上で、噴流流量や噴流噴出周波数が乱流塊の長さや内部の変動速度に及ぼす影響を調べた⁽⁷⁾。また乱流塊形状、境界層との位置関係及び成長の様相を調べ、HP 流れの乱流パフ、スラグや平板境界層乱流斑点と比較した⁽⁸⁾。しかし乱流塊内部の乱れの様相や乱流塊の成長の機構までは明らかにされていなかった。

そこで本論文は集合平均した速度からの変動すなわち不規則変動速度を求め、孤立乱流塊内部の乱れの様相を調べた。また乱流塊の成長機構を調べるために、前縁や後縁界面に相対的な流線や、両界面において乱流または非乱流で条件を付けた条件付平均速度を求めて、両界面において非乱流流体が乱流塊内に取り込まれ乱流化する様相を調べた。これらによって、HP 流れの乱流パフやスラグとの差異、また平板境界層乱流斑点との差異を明らかにする。

お も な 記 号

a, D : 円管半径 30mm と直径 60mm

f_j : 円管内への噴流噴出と非噴出の組合せの周波数 $= 1/T_j$

I : 間欠関数. $I=1$ (乱流時), $I=0$ (非乱流時)

r : 半径方向距離 $= a-y$

Re : レイノルズ数 $= D U_a / \nu$ (ν は空気の動粘度)

t : ある噴流噴出時刻からの経過時間 ($0 \leq t < T_j$)

T : 無次元経過時間 $= U_a(t+nT_j)/D$ ($n=0, 1, 2, \dots$)

T_j : 円管内への噴流噴出と非噴出の組合せの周期 $= t_{j1} + t_{j2}$

t_{j1}, t_{j2} : 円管内への噴流噴出時間 (0.1s) と非噴出時間 (0.3s または 0.7s)

t_k : k 回目の噴流噴出時刻からの経過時間 t と同時刻の、1 回目の噴流噴出時刻からの経過時間 $= t + (k-1)T_j$

U, u : 軸方向時間平均速度とそれからの変動

U_a : 噴流噴出を行なわない場合の円管断面平均速度

U_e : 噴流噴出を行なう場合の時間平均した境界層外端速度

$\tilde{u}$: 瞬時速度

$\hat{u}$: 瞬時速度の集合平均値 $U + \langle u \rangle$ からの変動 (不規則変動速度) $= \tilde{u} - (U + \langle u \rangle)$

u' : $\hat{u}$ の 2 乗の集合平均値の平方根 (不規則変動速度 rms 値) $= \sqrt{\langle \hat{u}^2 \rangle}$

x, y : 座標系 (図 1)

x_j : 噴流噴出位置 $= 107\text{mm}$

θ : 噴流噴出孔から測った円周角 (図 1)

ψ : ストークスの流れの関数

$\langle * \rangle(t)$: $*$ の t における集合平均値

$\langle * \rangle_T(t)$: $*$ の t における乱流データのための集合平均値

$\langle * \rangle_N(t)$: $*$ の t における非乱流データのための集合平均値

その他の記号については、そのつど定義する。

2. 実験装置及び実験方法

実験装置は前報⁽⁷⁾⁽⁸⁾に示したものと同じで、直径 $D=60\text{mm}$ 、全長約 6.2 m (104D) のアクリル製円管であり、その下流の送風機によって空気が吸い込まれる。円管は長さ約 1m のもの 6 本をなめらかに接続した。円管の軸方向速度の軸対称性は良好である。読者の便宜のために図 1 に流れ場および座標系を再掲する。原点から $x_j=107\text{mm}$ 下流において管壁に垂直にあげた直径 2mm の一つの孔から、局所一点攪乱として空気噴流を管半径方向に周期的に噴出した。

本研究において噴流を周期的に噴出させるために、エアポンプから放出された空気を電磁弁に導き、フォトインタラプタから周期的に発生する矩形電圧を電磁弁の制御信号に用いた。円管内への噴流噴出時間 $t_{j1}=0.1\text{s}$ に対

Fig. 1 Coordinate system and air jet

して非噴出（停止）時間 t_2 は 0.3s または 0.7s とすることで、噴出と非噴出の一組の周期 T_j は 0.4s または 0.8s となる。前後に隣り合う乱流塊間の非乱流領域が十分長い $(x-x_j)/D \leq 19.2$ を測定するときは $t_2 = 0.3s$ とし、下流の $26.1 \leq (x-x_j)/D$ を測定するときは、前報⁽⁸⁾で述べたように孤立乱流塊が軸方向に長くなっているの、前後に隣り合う乱流塊が合併しないように $t_2 = 0.7s$ として噴出間隔を広げた。

実験も前報⁽⁸⁾と同様に、管直径 D と管断面平均速度 U_a に基づくレイノルズ数を 10000 ($U_a \doteq 2.5\text{m/s}$) として行なった。噴流流量 $Q_j = 6.3 \times 10^{-6} \text{m}^3/\text{s}$ （噴出速度 $v_j = 2.0 \text{m/s}$ ）であり、これは孤立乱流塊が発生する噴流の敷居流量⁽⁷⁾を十分に越える。なお噴流を噴出しないときは実験円管全長にわたって助走部である⁽⁷⁾。

測定には受感部直径 $5 \mu\text{m}$ 、長さ 1mm の I 型熱線プローブを用いた。I 型プローブは速度の軸方向成分のみならず半径方向成分をも感受するが、別途 X 型プローブを用いた予備実験では、半径方向成分は軸方向成分に比べて小さく、その影響は無視できるとみなせたので、I 型プローブを用いた従来の文献^{(9)~(12)}などと同様に、本実験は軸方向成分のみを測定しているとみなした。熱線風速計出力電圧はサンプリング周波数 $f_s = 10\text{kHz}$ 、データ個数を 524288 として約 52 秒間で A/D 変換され、噴流噴出開始時刻にフォトインタラプタから発生する矩形電圧をトリガーに用いた集合平均を行なった。この集合平均は、噴出時刻からの経過時間 t の関数となる。集合平均回数は、 $T_j = 0.4s$ である $(x-x_j)/D \leq 19.2$ では約 130 回であり、 $T_j = 0.8s$ である $26.1 \leq (x-x_j)/D$ では約 65 回である。

軸方向測定位置は助走部内の 9 断面 $(x-x_j)/D = 2.5, 3.5, 9.4, 14.9, 19.2, 26.1, 31.6, 35.8, 42.7$ である。噴流を噴出してもこれら 9 断面は助走部であった⁽⁸⁾。噴流噴出孔を含む長さ 150mm の管部は管中心軸まわりに回転できるようになっており、これによって噴出口に相対的な周方向の測定位置 θ を選ぶことができる。 $(x-x_j)/D = 9.4$ のみ $-180^\circ \leq \theta \leq 0^\circ$ 及び $0^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$ の両範囲を測定し、中心 $\theta = 0^\circ$ に関する対称性は良好であったので⁽⁸⁾、他の断面では $0^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$ のみを測定した。半径方向測定範囲は $0.2 \text{mm} \leq y \leq 30 \text{mm}$ （管中心軸）である。なお、半径方向位置 y は、乱流塊や境界層の特性に関する物理量で無次元化することもできるが、まず管内における相対位置を表示することが基本と考えて、管半径 a で無次元化した。

乱流／非乱流の識別は、前報⁽⁷⁾⁽⁸⁾と同様に、流れ方向時間変動速度の時間に対する 1 次微分係数の値を一定の敷居値 ($1.21 \times 10^{-3} f_s U_e [\text{m/s}^2]$) と大小比較することによって行なった。この敷居値の決定法は、最後に多数のデータに関して瞬時速度波形と識別結果を比較し、妥当と判断された⁽⁶⁾。

3. 実験結果及び考察

3・1 孤立乱流塊内部の乱れ

本節では、孤立乱流塊内部の乱れすなわち速度の不規則変動の様相について述べる。図 2 は子午面における不規則変動速度 rms 値のコンターである。この求め方についてまず説明する。時刻 $\tilde{t}$ における瞬時速度 $\tilde{u}(\tilde{t}) = U + u(\tilde{t})$ の、ある噴流噴出時刻からの経過時間 t における集合平均値は、第 1 集合目の時刻 t と位相が等しい（その集合の噴流噴出時刻からの経過時間が等しい）第 k 集合目の時刻 t_k は $t + (k-1)T_j$ であるので、

$$\langle \tilde{u} \rangle(t) = \langle U + u \rangle(t) = \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n [U + u(t + (k-1)T_j)] = \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n [U + u(t_k)] = U + \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n u(t_k) = U + \langle u \rangle(t) \quad (1)$$

Fig. 2 Contour maps of fluctuating velocity on diametrical plane. (a) $(x-x_j)/D = 2.5$; (b) $(x-x_j)/D = 3.5$; (c) $(x-x_j)/D = 9.4$; (d) $(x-x_j)/D = 14.9$; (e) $(x-x_j)/D = 19.2$; (f) $(x-x_j)/D = 26.1$; (g) $(x-x_j)/D = 31.6$; (h) $(x-x_j)/D = 35.8$; (i) $(x-x_j)/D = 42.7$. white line, $\langle I \rangle = 0.5$.

で与えられる．ここで n はサンプリングした周期数すなわち集合平均数である．なお以下では和の記号として Σ のみを書いて、総和範囲の始点と終点の表示を適宜省略する．さて $\tilde{u}(\tilde{t})$ と $\langle \tilde{u} \rangle(t)$ の差すなわち不規則変動速度 $\hat{u}(\tilde{t})$ を 2 乗し、これを集合平均したものを $\langle \hat{u}^2 \rangle(t)$ の平方根を rms 値 u' と呼ぶ．すなわち、

$$u'^2(t) \equiv \langle \hat{u}^2 \rangle(t) = \langle [\tilde{u}(\tilde{t}) - \langle \tilde{u} \rangle(t)]^2 \rangle(t) = \langle [u(\tilde{t}) - \langle u \rangle(t)]^2 \rangle(t) = \langle u^2 \rangle(t) - \langle u \rangle^2(t) \quad (2)$$

である．よく用いられている rms 値とは、瞬時速度とその時間平均値 U の差 $u(\tilde{t})$ を 2 乗し、これを時間平均したものの平方根であるが、本論文では時間平均ではなく集合平均した方を rms 値と呼ぶ．これを境界層外端速度 U_e で無次元化して示す．図 2 は前報⁽⁸⁾にも示したように、噴流噴出孔 ($\theta = 0^\circ, y = 0$)、管中心軸及び $\theta = 180^\circ$ の壁面を通る子午面であり、縦軸数値は $\theta = 0^\circ$ の壁面 (噴出孔) から測った高さ y を管半径 a で無次元化している．横軸は噴流噴出からの経過時間 t を管断面平均速度と管直径で無次元化した $T = U_a(t + nT_j)/D$ (n は 0 以上の整数) であり、 T が小さい左側が乱流塊の下流側界面すなわち前縁側であり、 T が大きい右側が上流側界面すなわち後縁側である．図 2 中には、孤立乱流塊の輪郭として、間欠係数 $\langle I \rangle = 0.5$ の等値線も白線で記入してある．間欠係数を求める手順は前報⁽⁸⁾で述べた．輪郭に間欠係数以外の量が用いられている例や、本孤立乱流塊の輪郭に諸量を用いた結果の比較も前報⁽⁸⁾で述べた．この $\theta = 0^\circ$ と 180° を通る $\langle I \rangle = 0.5$ の等値線のうち下流に面した部分を前縁、上流に面した部分を後縁、前縁の中で最下流に位置するもの (最小の T) を最下流前縁、後縁の中で最上流に位置するもの (最大の T) を最上流後縁と、本論文では定義する．これら最下流前縁と最上流後縁を図 2 中に赤色*印で示す．

前報⁽⁸⁾で示した間欠係数の子午面コンターでも述べたように、孤立乱流塊は上流の $(x - x_j)/D \leq 19.2$ (図 2(a) ~ (e)) ではその高さが局所の境界層厚さにはほぼ等しく、孤立乱流塊が主流と接する平板境界層乱流斑点型であり、下流の $26.1 \leq (x - x_j)/D$ (図 2(f) ~ (i)) では孤立乱流塊が横断面全てを覆いつくす乱流スラグ型である．変動速度は前縁から約 $4T$ 乱流塊内部に入った位置での壁近傍において大きい．HP 流れの乱流スラグではスラグの十分内部よりも前縁付近、また後縁付近の変動が大きく⁽¹³⁾、また平板境界層乱流斑点では前縁から少し内部に入った領域の変動が大きい⁽¹⁴⁾⁽¹⁵⁾ことが示されている．すなわち本乱流塊は大部分が、変動は前縁から少し内部に入った領域で大きいので、この点は平板境界層乱流斑点の特徴に類似する．また $26.1 \leq (x - x_j)/D$ では乱流スラグの特徴に類似する．Wyganski らは、HP 流れの乱流スラグ内に取り込まれた流体が、スラグ内部に存在する流体よりも変動速度が大きいことを示し、この結果を補足する論拠に、層流が乱流へ崩壊する直前の変動速度の増加という過去の研究結果をあげている．変動速度が大きい直接の理由には、その位置の平均速度分布に変曲点が存在し変曲点不安定となっているためとしている⁽¹³⁾．本孤立乱流塊に非乱流流体が取り込まれていることは 3・2 節で示す．また図は示さないが、本孤立乱流塊でも前縁や後縁の前後では、集合平均速度 $U + \langle u \rangle$ の分布には変曲点が存在し不安定性を示唆している．このため本孤立乱流塊内の変動速度が大きい位置は、取り込まれた非乱流流体がこの不安定性のために活発に乱流化されているところと考えられる．すなわち速度変動が前縁や後縁の近くで大きいということは、乱流塊が軸方向に成長する際に、前縁や後縁で境界層内の非乱流流体 (壁近くで平均渦度 $\partial U / \partial y$ が大きい流体) を巻き込んで乱流化する作用が強いことを意味する．なお 3・2 節では、非乱流流体の取り込みと乱流塊の成長との関係も議論する．

図 2 に示した各 $(x - x_j)/D$ の子午面において、乱流塊の範囲と、乱流塊の中で変動が活発な領域との相対位置を

Fig. 3 Downstream variation of most downstream leading edge (▲), maximum fluctuating position (●) and most upstream trailing edge (▼)

調べるために、最下流前縁 (T_l)、全ての位置(T, y)の中で u' が最大となる T (T_m) 及び最上流後縁 (T_r) を図 3(a) に示す。図 3(a)中の 3 本の実線は T_r の $(x-x_j)/D \leq 6$ 以外を、いずれもべき関数で近似したものである。 $(x-x_j)/D \leq 6$ は前報でも示したように、噴流噴出直後のために後縁速度の傾向が他とは大きく異なる⁽⁸⁾。平板境界層乱流斑点状の範囲でも、下流の乱流スラグ状の範囲でも、本乱流塊の最下流前縁 T_l と変動最大位置 T_m の間隔はほぼ変わらず約 $4T$ である。これに対して変動最大位置 T_m と最上流後縁 T_r の間隔は下流に行くとき大きく増加する。これは平板境界層乱流斑点⁽¹⁴⁾と同じである。平板境界層乱流斑点では、変動最大位置と後縁間隔が増加する理由は、斑点背後（上流側）の波束が崩壊して乱流に遷移するためと説明されている⁽¹⁴⁾。本研究の集合平均した速度からこのような波束の崩壊については知見が得られなかった。本研究における孤立乱流塊の T_m と T_r 間隔の増加の原因は、後縁を通して乱流塊内に取り込まれる非乱流流体の流量が前縁のそれよりも多いからであり、このことは 3・2 節で考察する。この T_m と T_r の間隔は、指数関数 $T_r - T_m = 2.57 \exp[0.0580(x-x_j)/D]$ でもべき関数 $T_r - T_m = 0.197[(x-x_j)/D]^{1.29}$ でも近似可能であったが、べき関数の方がわずかに実験との一致が良かった。このことは $(x-x_j)/D = \xi$ とおくと、 $T_r - T_m$ の空間変化率 $d(T_r - T_m)/d\xi$ が、指数関数の $0.0580(T_r - T_m)$ よりも、べき関数の $1.29(T_r - T_m)/\xi$ で表される傾向がやや強いことを示し、いずれにせよ乱流塊自身の影響を受けることになる。なお $(x-x_j)/D = 26.1$ において赤●印と青○印が記されている。その付近（破線枠部）の拡大図を図 3(b)に示す。これは噴流噴出間隔 t_{j2} を 0.3s に狭くしたときの T_l と T_r であり、後縁から取り込まれる非乱流流体の流量減少によって乱流塊の全長がやや短くなっている。これについても 3・2 節で議論する。

不規則変動速度の大きさを定量的に調べる。図 4 は各 $(x-x_j)/D$ における孤立乱流塊内の、 $\theta = 0^\circ$ におけるすべての位置(T, y)の中で、 u' が最大になる位置の y を固定して、その y における u' の T に対する変化を黒線で描いたものである。また各 T において、乱流または非乱流である周期のみのデータから、乱流または非乱流で条件を付けた乱流平均または非乱流平均からの変動の rms 値である乱流変動速度 rms 値 u'_r 及び非乱流変動速度 rms 値 u'_N もそれぞれ緑線と青線で描く。これらは以下のように与えられる。

条件付集合平均は、各 t において、乱流時または非乱流時のデータのみを集合平均するものである。乱流集合平均 $\langle \tilde{u} \rangle_T(t)$ と非乱流集合平均 $\langle \tilde{u} \rangle_N(t)$ はそれぞれ以下で与えられる。ここで乱流の集合数 $\Sigma I(t_k)$ を I_Σ とおく。

$$\langle \tilde{u} \rangle_T(t) = \frac{\Sigma I(t_k) \tilde{u}(t_k)}{I_\Sigma} = \frac{\Sigma I(t_k) U}{I_\Sigma} + \frac{\Sigma I(t_k) u(t_k)}{I_\Sigma} = U + \langle u \rangle_T(t) \equiv U + u_{ET}(t) \quad (3)$$

$$\langle \tilde{u} \rangle_N(t) = \frac{\Sigma [1 - I(t_k)] \tilde{u}(t_k)}{n - I_\Sigma} = \frac{\Sigma [1 - I(t_k)] U}{n - I_\Sigma} + \frac{\Sigma [1 - I(t_k)] u(t_k)}{n - I_\Sigma} = U + \langle u \rangle_N(t) \equiv U + u_{EN}(t) \quad (4)$$

両者と、条件を付けない集合平均 $\langle \tilde{u} \rangle(t)$ のうち、位相によって変化する部分 $u_{ET}(t)$, $u_{EN}(t)$, $\langle u \rangle(t)$ 間には次式の関係がある。

$$\langle u \rangle(t) = \langle I \rangle(t) u_{ET}(t) + [1 - \langle I \rangle(t)] u_{EN}(t) \quad (5)$$

乱流、非乱流集合平均値からの変動分（乱流時は $\tilde{u}(\tilde{t}) - [U + u_{ET}(t)] = u(\tilde{t}) - u_{ET}(t)$ 、非乱流時は $\tilde{u}(\tilde{t}) - [U + u_{EN}(t)] = u(\tilde{t}) - u_{EN}(t)$ ）を 2 乗し、それぞれ乱流時または非乱流時のみに関して集合平均すると、それぞれ次式となる。

$$u_r'^2(t) = \langle [u(\tilde{t}) - u_{ET}(t)]^2 \rangle_T(t) = \frac{\Sigma I(t_k) [u(t_k) - u_{ET}(t)]^2}{I_\Sigma} = \frac{\Sigma I(t_k) u(t_k)^2}{I_\Sigma} - u_{ET}^2(t) \quad (6)$$

$$u_N'^2(t) = \langle [u(\tilde{t}) - u_{EN}(t)]^2 \rangle_N(t) = \frac{\Sigma [1 - I(t_k)] [u(t_k) - u_{EN}(t)]^2}{n - I_\Sigma} = \frac{\Sigma [1 - I(t_k)] u(t_k)^2}{n - I_\Sigma} - u_{EN}^2(t) \quad (7)$$

両者と、条件を付けないもの $u'^2(t)$ の間には次式の関係がある。

$$u'^2(t) = \langle I \rangle(t) u_r'^2(t) + [1 - \langle I \rangle(t)] u_N'^2(t) + \langle I \rangle(t) [1 - \langle I \rangle(t)] [u_{ET}(t) - u_{EN}(t)]^2 \quad (8)$$

これら 3 つの量は t の関数であるが、これを $T = U_a(t + nT_j)/D$ に対する変化として図 4 に示す。なお u_r' は $0.05 \leq \langle I \rangle$, u_N' は $\langle I \rangle \leq 0.95$ の範囲でそれぞれ描いた。

図 4 中には間欠係数 $\langle I \rangle$ も赤実線で示した。またそれが 0.5 となる T はその y における前縁、後縁であるが、これを赤破線で示す。なお各 $(x-x_j)/D$ における最下流前縁 T_l と最上流後縁 T_r は赤破線位置 T よりもさらに下流側、

下流側にそれぞれ位置する. $31.6 \leq (x-x_j)/D$ (図 4(g)~(i)) では乱流塊の中央部は省略して示す. 変動 rms 値 u' は前縁から約 $1T$ だけ乱流塊内で最大になる. このため前縁付近での変動の増加は急激で, 後縁付近での変動の減少はゆるやかである. このことは上流でも下流でも変わらない. すなわち孤立乱流塊形状が乱流スラグ状に変化しても, 変動速度の変化は平板境界層乱流斑点と同様に, 前縁の方が明瞭で後縁では不明瞭である. なお $(x-x_j)/D = 42.7$ (図 4(i)) において後縁では u' があまり減少していないが, これは図 2(i) にも示されているように乱

Fig. 4 Ensemble-averaged fluctuating velocities (left axis and black, green and blue lines) and intermittency factor (right axis and red solid line). $\theta = 0^\circ$. (a) $(x-x_j)/D = 2.5, y/a = 0.07$; (b) $(x-x_j)/D = 3.5, y/a = 0.05$; (c) $(x-x_j)/D = 9.4, y/a = 0.03$; (d) $(x-x_j)/D = 14.9, y/a = 0.03$; (e) $(x-x_j)/D = 19.2, y/a = 0.05$; (f) $(x-x_j)/D = 26.1, y/a = 0.04$; (g) $(x-x_j)/D = 31.6, y/a = 0.04$; (h) $(x-x_j)/D = 35.8, y/a = 0.05$; (i) $(x-x_j)/D = 42.7, y/a = 0.03$.

流塊がかなり長いので、本実験条件では下流に行くとき前後の乱流塊との間隔が狭くなって、ある乱流塊が熱線位置を通過し変動速度が減少している途中に次の乱流塊が流入するためである。

条件を付けない変動 rms 値 u' と条件付変動 rms 値 u_T' , u_N' の関係が $(x-x_j)/D = 19.2$ (図 4(e)) を例として説明する。孤立乱流塊外の $T < 21$ では間欠関数 $\langle I \rangle = 0$ であるため、 u' と非乱流変動 rms 値 u_N' は一致する。 T が増加して乱流塊前縁が近づくと $\langle I \rangle$ は増加を始め、これに伴って u' は u_N' から離れ始め、乱流変動 rms 値 u_T' に近づく。 u_T' は u_N' よりも大きい。乱流塊内では $\langle I \rangle \simeq 1$ であるため、 u' は u_T' にほぼ完全に一致する。後縁では前縁と反対に、 u' は u_T' から離れ u_N' に近づく。乱流塊外の $33 < T$ では u' は u_N' に一致する。

なお本研究では、集合平均を噴流噴出開始時刻からの経過時間 t に基づいて行なっているため、前縁や後縁の通過時刻をそろえていない。この場合、乱流と非乱流間の速度差が大きな壁近くでは、界面が明瞭な（乱流塊流入時の瞬時速度の時間変化が大きい）前縁において、この大きな速度差が集合平均速度からの変動に寄与してしまう。すなわち式(8)において、 $u_{ET}(t)$ と $u_{EN}(t)$ の差が大きいと、乱流時のみの rms 値 $u_T'(t)$ よりも、条件を付けない rms 値 $u'(t)$ の方が大きくなってしまう。このことが生じていないか検証するため、図 4 において両者を比較すると、前縁や後縁付近ではほとんど $u_T'(t) > u'(t)$ なので、前縁直後の変動 u' の増大には、乱流と非乱流間の速度差 $u_{ET} - u_{EN}$ の寄与よりも速度の不規則変動 u_T' , u_N' の寄与の方が大きいことがわかった。なお、後縁は前縁ほどには瞬時速度の時間変化が明瞭ではないので⁽⁷⁾、後縁界面位置が集合ごとに変化してもそれによる速度差 $u_{ET} - u_{EN}$ は小さい。このことは実際に $\langle u \rangle(t)$, $u_{ET}(t)$ 及び $u_{EN}(t)$ の T による変化を求めて確かめた。

以上のように界面での瞬時速度の変化を考察したが、このような非乱流流体との界面厚さは、自由せん断流においても境界層においても、コルモゴロフ長さからテイラー微小長さまでの範囲に及ぶことが報告されている^{(16)~(23)}。なお本乱流塊の中では、テイラーの評価 $\varepsilon \sim u_0^3/l_0$ から乱れエネルギー散逸率 ε を求めると、コルモゴロフ長さのオーダーは約 0.1mm と見積もられた。本乱流塊の前縁や後縁もこの程度の厚さと思われる。なお大渦速度 u_0 と大渦長さ l_0 の評価に当たっては、集合平均した $0.95 \leq \langle I \rangle$ となる T の範囲に対応する各乱流塊の領域を対象とした。その領域内で、瞬時速度 $\tilde{u}$ と、その時間平均値との差すなわち変動速度を求め、さらにその時間 rms 値を u_0 に用いた。また変動速度の自己相関係数に基づく積分時間に、時間平均速度をかけたものを l_0 とした。なお本乱流塊の前縁や後縁の界面厚さは軸方向に及んでいるので、本研究のような一本の I 型熱線プローブでも、界面厚さまたは界面の継続時間は実際に評価可能だが、複数の熱線プローブを用いて同時計測や条件付き平均処理を行なうと、より詳細な考察が可能であろう。

不規則変動速度の下流への変化を定量的に示す。図 5 は各 $(x-x_j)/D$ におけるすべての位置 (T, y, θ) 中での u' の最大値を赤●印で記したものである。また各 $(x-x_j)/D$ において、 $\theta = 0^\circ$ における u' の最大値を○印で示す。またそれら最大値を $(x-x_j)/D$ の 2 次関数で最小 2 乗近似した曲線を、図 5 中に赤実線と黒実線でそれぞれ描く。いずれも下流に行くときわずかに増加する。

図 6 は各 $(x-x_j)/D$ におけるすべての位置 (T, y, θ) の中で u' が最大になる (T, y, θ) の T において、管中心軸に垂直な横断面 ($r-\theta$ 面) において u' のコンターを描いたものである。前述のように $(x-x_j)/D = 9.4$ (図 6(c)) のみ、周方向範囲は $-180^\circ \leq \theta \leq 0^\circ$ 及び $0^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$ を測定した。それ以外は周方向範囲は $0^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$ (各図の右半分) のみ測定したが、折り返して左半分も対称に描いている。図 6 中には $\langle I \rangle = 0.5$ の等値線も白線で示す。 $26.1 \leq (x$

Fig. 5 Streamwise variation of maximum fluctuating velocity. ○, maximum value in $\theta = 0^\circ$; ●, maximum value within whole θ .

Fig. 6 Contour maps of fluctuating velocity on cross sections. (a) $(x-x_j)/D = 2.5$, $T = 4.8$; (b) $(x-x_j)/D = 3.5$, $T = 5.6$; (c) $(x-x_j)/D = 9.4$, $T = 13.8$; (d) $(x-x_j)/D = 14.9$, $T = 19.0$; (e) $(x-x_j)/D = 19.2$, $T = 24.8$; (f) $(x-x_j)/D = 26.1$, $T = 29.1$; (g) $(x-x_j)/D = 31.6$, $T = 34.1$; (h) $(x-x_j)/D = 35.8$, $T = 37.5$; (i) $(x-x_j)/D = 42.7$, $T = 43.1$. white line, $\langle I \rangle = 0.5$.

$-x_j)/D$ では断面すべてが乱流塊で覆われるので、図 6(f)～(i)中に $\langle I \rangle = 0.5$ の等値線は描かれない。 $(x-x_j)/D = 2.5$ と 3.5 (図 6(a), (b)) では u' は対称位置 $\theta = 0^\circ$ で最大だが、 $(x-x_j)/D = 9.4, 14.9, 19.2$ (図 6(c), (d), (e)) では u' は $\theta \neq 0^\circ$ において大きい。 この図 6(c)～(e)の間に乱れの大きい位置は円管壁に沿って $\theta = 180^\circ$ に向かって移動している。 このように軸方向と同様に周方向においても界面近くで変動速度が大きいということは、乱流塊が円筒面に沿って境界層内を周方向に広がって行く際に、周方向の界面で境界層内の非乱流流体を巻き込んで乱流化する作用が強いことを意味する。 界面における非乱流流体の取り込みと乱流塊の成長との関係については、軸方向のみに関してであるが、3・2 節で議論する。 $26.1 \leq (x-x_j)/D$ (図 6(f)～(i)) では u' の周方向変化は小さい。

Fig. 7 Contour maps of fluctuating velocity on concentric cylindrical plane. (a) $(x-x_j)/D = 2.5$, $y/a = 0.07$; (b) $(x-x_j)/D = 9.4$, $y/a = 0.05$; (c) $(x-x_j)/D = 19.2$, $y/a = 0.07$; (d) $(x-x_j)/D = 26.1$, $y/a = 0.04$; (e) $(x-x_j)/D = 42.7$, $y/a = 0.07$. white line, $\langle I \rangle = 0.5$.

Fig. 8 Circumferential variation of maximum fluctuating velocity. $\circ$, $(x-x_j)/D = 2.5$; $\bullet$, 3.5; $\circ$, 9.4; $\bullet$, 9.4, negative θ ; $\circ$, 14.9; $\bullet$, 19.2; $\circ$, 26.1; $\bullet$, 31.6; $\circ$, 35.8; $\bullet$, 42.7; vertical lines, circumferential interface.

図7は各 $(x-x_j)/D$ におけるすべての位置 (T, y, θ) の中で u' が最大になる (T, y, θ) の y において、半径一定の同心円を平面上に展開した面 $(T-\theta)$ 面における u' のコンターを、代表的な5断面で示したものである。図7中には $\langle I \rangle = 0.5$ の等値線も白線で示す。19.2 $\leq (x-x_j)/D$ (図7(c), (d), (e))では u' は前縁直後で大きいことがここからもわかる。さらに $(x-x_j)/D = 19.2$ (図7(c))では u' が大きい周方向位置は、対称軸 $\theta = 0^\circ$ 付近ではなく周方向界面付近であることがここからもわかる。なお、平板境界層乱流斑点でも中心線上よりも横方向端面近くで変動速度は大きい⁽¹⁴⁾。また斑点の横方向成長の理由は、横方向端面近くで発生する波が崩壊するためと説明されている⁽¹⁴⁾。本乱流塊において周方向界面外での波の存在を検討するのは今後の課題である。

不規則変動速度の周方向への変化を定量的に示す。図8は各 $(x-x_j)/D$ における u' の最大値をとる T (T の値は図6の見出し内に記載)において、各 θ における u' の最大値を示す。図8中には、その T における乱流塊の周方向界面として、図6の横断面における $\langle I \rangle = 0.5$ の線が最も周方向外側に突き出した θ の値を $(x-x_j)/D \leq 14.9$ に

において太い鉛直線で示す．図 6, 7 と同様に $(x-x_j)/D = 9.4, 14.9, 19.2$ では u' は対称軸 ($\theta = 0^\circ$) 以外において最大になる． $(x-x_j)/D = 19.2$ では反対側と接する $\theta = 180^\circ$ の近くにおいて最大になる．

以上より，不規則変動速度は軸方向では最下流前縁から $4T$ 内部に入った位置で，また周方向では対称軸以外で最も大きい．これら変動速度最大位置の特徴は平板境界層乱流斑点に類似する．この界面近くでの変動増大すなわち非乱流流体の取り込みによる乱流化と，乱流塊の成長の関係を 3・2 節で議論する．

3・2 孤立乱流塊の成長機構

本節では非乱流流体の取り込みと孤立乱流塊の成長機構を，前縁や後縁界面における軸方向の流体の取り込みを観察して議論する．まず Wignanski らが HP 流れの乱流スラグ⁽¹³⁾や平板境界層乱流斑点⁽²⁴⁾に対して行なったように，前縁，後縁界面に相対的な流線を描いて，各界面を通した流体の出入りを考える．ここで求めるのは， $\theta = 0^\circ$ における子午面断面内のストークスの流れの関数 ψ であり，例えば前縁に相対的な ψ_l は次式で与えられる⁽¹³⁾．

$$\begin{aligned}\psi_l(T, r) &= \int_0^r r' \left\{ [U(r') + \langle u \rangle(T, r')] - [U(r') + \langle u \rangle(r')]_l \right\} dr' = \int_0^r r' [\langle u \rangle(T, r') - \langle u \rangle(r')]_l dr' \\ &= \int_y^a (a - y') [\langle u \rangle(T, y') - \langle u \rangle(y')]_l dy'\end{aligned}\quad (9)$$

すなわち積分は管中心からの半径距離 r を，壁面からの高さ $y = a - r$ に変換して行なった．また前縁における速度 $[U(r) + \langle u \rangle(r)]_l$ は，前縁の各 (T, r) における集合平均速度である．前縁位置では r を与えれば T は決定するので，前縁速度は r または y のみの関数である．後縁に相対的な ψ_r も同様に求められる．なおストークスの流れの関数は軸対称流において存在するものであり，図 9 に示す 2 断面のうち $(x-x_j)/D = 9.4$ では，図 6(c) に見られるように孤立乱流塊がまだ全周に広がっていないため軸対称流とは言えないが，参考までに求めた．なお $(x-x_j)/D = 26.1$ は図 6(f) に見られるように十分に軸対称流とみなせる．

図 9 に，平板境界層乱流斑点形状の代表として $(x-x_j)/D = 9.4$ 及び円管 HP 流れ乱流スラグ形状の代表として $(x-x_j)/D = 26.1$ における，前縁及び後縁に相対的な流線を示す． $(x-x_j)/D = 9.4$ (図 9(a),(b)) では $\langle I \rangle = 0.5$ の高さが管中心軸に達していないので， $0 \leq y/a \leq 0.5$ の範囲で相対流線を描いた． $(x-x_j)/D = 26.1$ (図 9(c),(d)) では管壁から管中心軸までの範囲で描いた．図 9 中には ψ_l (図 9(a),(c)) や ψ_r (図 9(b),(d)) を $U_e a^2$ で無次元化した等値線を 0.002 おきに引いた．その値を青字で示す．また流れの向きを矢印で示した． $\langle I \rangle = 0.5$ を赤実線で，また各 T で集合平均した速度から求めた境界層厚さを緑線で示す．いずれも，前縁では下流の乱流塊外から乱流塊内に流体が流れこみ，後縁では上流の乱流塊外から乱流塊内に流体が流れこむ．このように両界面を通して乱流塊外の流体が流入することは，HP 流れ乱流スラグ⁽¹³⁾や，平板境界層乱流斑点⁽²⁴⁾にも見られる．乱流スラグでは，前縁でも後縁でも相対流線は壁面に平行であることが示されている⁽¹³⁾．また平板境界層乱流斑点では，前縁では壁から遠ざかるように上がったオーバーハング部が存在し，この上面からは相対流線が壁に向かって，また下面では相対流線が壁に平行に流入する．後縁では相対流線は壁に平行に流入することが示されている⁽²⁴⁾．

相対流線の流入方向を詳しく見ていく． $(x-x_j)/D = 9.4$ の前縁 (図 9(a)) ではオーバーハング部の $y/a \leq 0.2$ で壁近くから管中心向きに相対流線が流入している．すなわち境界層内に存在する平均渦度 $\partial(U + \langle u \rangle)/\partial y$ を持った流体が流入する．オーバーハング部の上面からは相対流線が流入しておらず，ここは平板境界層乱流斑点とは異なる．これは圧力勾配や曲率効果のような，円管と平板の差異が反映している可能性があるが，詳しい議論は円筒座標における方程式などを考察して行なう必要がある．本論文では本研究の孤立乱流塊と，乱流スラグや平板境界層乱流斑点との類似点や相違点をあげるにとどめる．後縁 (図 9(b)) では $0.05 \leq y/a$ の傾斜面から相対流線が壁に平行に上流から流入しており，これは乱流スラグや平板境界層乱流斑点と同じである． $y/a \leq 0.25$ では前縁と同様に境界層内の平均渦度を持った流体が流入しているが， $0.25 < y/a$ では境界層外の平均渦度を持たない流体が流入しており，平板境界層乱流斑点と同じである．

$(x-x_j)/D = 26.1$ の前縁 (図 9(c)) ではオーバーハング部の下部 $y/a < 0.2$ のみに下流から境界層内の平均渦度を持った流体が流入しており，これは乱流スラグや平板境界層乱流斑点と同じである．後縁 (図 9(d)) 近くまで

Fig. 9 Streamline relative to interfaces. (a) $(x-x_j)/D = 9.4$, leading edge; (b) $(x-x_j)/D = 9.4$, trailing edge; (c) $(x-x_j)/D = 26.1$, leading edge; (d) $(x-x_j)/D = 26.1$, trailing edge; red line, $\langle I \rangle = 0.5$; green line, boundary layer thickness.

は、壁に平行に上流から、境界層内の平均渦度を持った流体が近づく。これは $(x-x_j)/D = 9.4$ の後縁 (図 9(b)) と同様であるが、ここでは $0.1 \leq y/a$ の傾斜面に管中心近くから壁向きに流入する。このことは相対流線が壁に平行な乱流スラグや平板境界層乱流斑点とは異なる。さらに管中心近くでは境界層外の平均渦度を持たない流体が流入することは $(x-x_j)/D = 9.4$ の後縁 (図 9(b)) と同じであるが、こちらも壁向きに流入する。前縁と後縁に流入する $\psi/(U_e a^2)$ の値の分布範囲は後縁の方が広いので、同じ半径範囲に流入する流量は前縁よりも後縁の方が多い。このことが、図 3 で示されたような、孤立乱流塊の変動最大位置と後縁間隔が下流で増加する原因である。

このような前縁や後縁へ乱流塊外から取り込まれる流体が乱流であるか非乱流であるかを検討する。そのため両界面における乱流/非乱流で条件を付けた集合平均速度分布を描く。式(3), (4)の乱流及び非乱流の条件付集合平均速度から無条件集合平均速度 $U + \langle u \rangle(t)$ を差し引いたもの、 $u_{ET}(t) - \langle u \rangle(t)$, $u_{EN}(t) - \langle u \rangle(t)$ を図 10 に代表 5 断面の前縁及び後縁において示し、乱流及び非乱流流体が乱流塊に対して持つ相対速度を調べる。前縁及び後縁では $\langle I \rangle = 0.5$ であるから、これらの間には、式(5)より、次式の関係があることがわかる。

$$u_{ET}(t) - \langle u \rangle(t) = -[u_{EN}(t) - \langle u \rangle(t)] \quad (10)$$

式(10)の左辺を赤色の印と線で、右辺の $[-]$ 内を青色の印と線で図 10 にそれぞれ示す。 $(x-x_j)/D = 2.5$ (図 10(a)) では、前縁、後縁共に赤印と青印が正負対称になっているので、式(10)が成立することがよくわかる。図 9 の相対流線から、前縁では乱流塊外から乱流塊内に流体が上流向きに流入し、一方後縁では乱流塊外から乱流塊内に流体が下流向きに流入することが示されているので、図 10(b) 以後の前縁では負の値すなわち上流向き相対速度のみを、また後縁では正の値すなわち下流向き相対速度のみを示す。

図 9(a),(b) に相対流線を示した $(x-x_j)/D = 9.4$ (図 10(b)) では、前縁では $y/a < 0.15$ では非乱流流体が負の値となり、オーバーハング下方を通過して前縁に乱流塊外から流入することを裏付ける。後縁では $0.05 \leq y/a$ では非乱流流体が正の値となり、後縁の傾斜面を通過して乱流塊外から流入することを裏付ける。このように非乱流流体の相対速度の符号は相対流線の向きに適合するので、この非乱流流体の運動を議論する。図 9(b) において境界層外の平均渦度のない流体が流入していた $0.25 < y/a$ では相対速度は小さいが非乱流流体が流入している。またこれも図 9(c),(d) に相対流線を示した $(x-x_j)/D = 26.1$ (図 10(d)) では、前縁の $y/a < 0.2$ では非乱流流体が流入しており、オーバーハング下方を通過して乱流塊外から流入することを裏付ける。後縁の $0.1 \leq y/a$ では非乱流流体が流入しており、傾斜した上面を通過して乱流塊外から流入することを裏付ける。さらに管中心近くの、図 9(d) において境界層外の平均渦度のない流体が流入していた範囲でも、相対速度は小さいが非乱流流体が流入している。その他の $(x-x_j)/D$ でも前縁の壁近くは乱流塊外の非乱流流体が流入し、後縁では壁から少し離れると乱流塊外

Fig. 10 Radial distribution of conditionally-averaged relative velocity on leading (left) and trailing (right) edges. (a) $(x-x_j)/D = 2.5$; (b) $(x-x_j)/D = 9.4$; (c) $(x-x_j)/D = 19.2$; (d) $(x-x_j)/D = 26.1$; (e) $(x-x_j)/D = 42.7$; closed symbols, leading edge; open symbols, trailing edge; red, $u_{ET} - \langle u \rangle$; blue, $u_{EN} - \langle u \rangle$.

Fig. 11 Streamline relative to leading (a) and trailing (b) edges. $(x-x_j)/D = 26.1$, $t_{j2} = 0.3$ s. red line, $\langle I \rangle = 0.5$; green line, boundary layer thickness.

の非乱流流体が流入する。このように前縁では壁近くの、そして後縁では壁から少し離れた非乱流流体をそれぞれ取り込み乱流化することが、乱流塊の成長に寄与すると言える。なお $\theta = 0^\circ$ や 180° の壁近くでは値の散らばりが大きい、ここでは 3・1 節で述べたように集合平均速度分布には変曲点が存在する。この変曲点による分布形状のゆがみは乱流平均 $U + u_{ET}$ において最大で非乱流平均 $U + u_{EN}$ において最小である。このようにゆがみの強さが異なる u_{ET} と $\langle u \rangle$ の差、また u_{EN} と $\langle u \rangle$ の差を示しているので壁近くでは値の散らばりが大きい。

非乱流流体の取り込みと乱流化が乱流塊の成長に寄与することを検証するため、乱流塊外の非乱流流体の乱流塊への取り込みを少なくしてみる。後縁と次の前縁との間隔を狭くすると、両乱流塊間の狭い範囲内の非乱流流体は両側乱流塊へ強制的に配分され、その結果それぞれの乱流塊へ取り込まれる流量が減少することが予想される。前述のように噴流非噴出時間 t_{j2} は、 $(x-x_j)/D \leq 19.2$ では 0.3s、 $26.1 \leq (x-x_j)/D$ では 0.7s としているが、後者においても $t_{j2} = 0.3$ s とした。すると $(x-x_j)/D = 26.1$ では、まだごく近くで隣り合う 2 つの乱流塊どうしは合体していなかったが、 $31.6 \leq (x-x_j)/D$ では合体していたので、 $(x-x_j)/D = 26.1$, $t_{j2} = 0.3$ s の結果を主に述べる。

Fig. 12 Contour maps of fluctuating velocity on diametrical plane. (a) $(x-x_j)/D = 26.1$, $t_{j2} = 0.7$ s; (b) $(x-x_j)/D = 26.1$, $t_{j2} = 0.3$ s; (c) $(x-x_j)/D = 31.6$, $t_{j2} = 0.7$ s; (d) $(x-x_j)/D = 31.6$, $t_{j2} = 0.3$ s. white line, $\langle u \rangle = 0.5$.

図 11 は相対流線である。間隔 $t_{j2} = 0.7$ s の流線（図 9(c), (d)）に比べると、前縁からはまったく相対流線が乱流塊内に流入せず、後縁でも傾斜面から流入する相対流線の数がかなり少なくなり、予想された通り乱流塊内に取り込まれる流量は減少した。

この流量減少のために、取り込まれた非乱流流体は十分に乱流化されないことが予想される。これを確認するために図 12 に $(x-x_j)/D = 26.1$ と 31.6 での子午面における不規則変動速度 rms 値のコンターを示す。 $t_{j2} = 0.7$ s のコンター（図 12(a), (c)）は図 2(f), (g)にも示しているが、 $t_{j2} = 0.3$ s との比較のために縦横比などを変えて再掲する。両断面とも $t_{j2} = 0.3$ s（図 12(b), (d)）の方が乱流塊内部の変動速度 rms 値は全体的に小さくなっており、取り込まれた非乱流流体の量が少ないために乱流化も進んでいないことがわかる。

流量減少が乱流塊の軸方向成長へ及ぼす影響を調べる。図 13 に $(x-x_j)/D = 26.1$ と 31.6 での子午面における間欠係数のコンターを示す。 $t_{j2} = 0.3$ s（図 13(b), (d)）の方が、一つの乱流塊の前縁と後縁間の長さは短い。 $(x-x_j)/D = 26.1$ （図 13(a), (b)）における乱流塊の長さの指標として、最下流前縁 T_b 、管中心線上 ($y/a = 1$) における前縁 T_1 、後縁の中で最も下流寄りの位置 T_2 、最上流後縁 T_i を調べると、 (T_b, T_1, T_2, T_i) が $t_{j2} = 0.7$ s（図 13(a)）では (25.5, 26.3, 32.4, 42.6)、 $t_{j2} = 0.3$ s（図 13(b)）では (26.2, 26.6, 32.2, 40.6) であり、 T_2 と T_i 間の距離が $t_{j2} = 0.3$ s では短い。これは前述のように $t_{j2} = 0.3$ s では特に後縁において傾斜面からの非乱流流体の取り込みが減少しているためである。このことから前縁と後縁、特に後縁での非乱流流体の取り込みが乱流塊の軸方向成長の要因であることがわかる。下流の $(x-x_j)/D = 31.6$ の $t_{j2} = 0.3$ s（図 13(d)）では隣り合う乱流塊が合体しかけているが、やはり乱流塊長さが抑制されている。すなわち 2 つの乱流塊の間隔を狭くすることによって非乱流流体の乱流塊内への取り込みが減少し、このため乱流塊の軸方向への成長が抑制され、また乱流塊内部の変動速度も減少する。

4. 結 論

円管助走部内で噴流を、流れに垂直に周期的に吹き出して、孤立乱流塊を発生させた。発生した乱流塊内部の不規則変動速度を助走部で測定し、以下の結論を得た。

Fig. 13 Intermittency contour maps on diametrical plane. (a) $(x-x_j)/D = 26.1$, $t_{j2} = 0.7$ s; (b) $(x-x_j)/D = 26.1$, $t_{j2} = 0.3$ s; (c) $(x-x_j)/D = 31.6$, $t_{j2} = 0.7$ s; (d) $(x-x_j)/D = 31.6$, $t_{j2} = 0.3$ s.

- (1) 孤立乱流塊内部の集合平均速度からの不規則変動は、軸方向では断面平均速度と直径で無次元化した時間で約4だけ最下流前縁から内部に入った位置において、また周方向では乱流塊対称軸以外の位置においてそれぞれ最大となる。これらの特徴は平板境界層乱流斑点と同じである。これは乱流塊外の非乱流流体を取り込んで乱流化する作用が強いことを意味する。
- (2) 孤立乱流塊の軸方向成長の原因は、前後の非乱流流体を前縁や後縁を通して取り込んで乱流化することであり、この非乱流流体の取り込みが少ないと、乱流塊内の変動速度は小さくまた軸方向成長は弱い。取り込まれる非乱流流体の流量は前縁よりも後縁からの方が多い。このため乱流塊は下流に進むと、変動最大位置と後縁間隔が大きく増加する。この増加は指数関数またはべき関数で表わされ、べき関数の近似度が高い。
- (3) 孤立乱流塊が平板境界層乱流斑点型形状のときは、前縁では壁近くの平均渦度のある非乱流流体のみを壁近くから管中心向きに取り込んでおり、これは乱流斑点とは異なる。後縁では壁近くの平均渦度のある非乱流流体と管中心近くの平均渦度のない非乱流流体を取り込んでおり、これは平板境界層乱流斑点と同じである。
- (4) 孤立乱流塊が下流に進んで乱流スラグ型形状になると、前縁では壁近くでのみ、平均渦度のある非乱流流体を取り込んでおり、これは乱流スラグや乱流斑点とは異なる。後縁では壁近くの平均渦度のある非乱流流体も、壁から遠い平均渦度のない非乱流流体も壁方向に取り込んでおり、これは乱流スラグや乱流斑点とは異なる。

本研究の遂行には名古屋大学、中村育雄名誉教授のご指導を賜った。また実験には徳島大学学生、西田拓晃、船木匡央、大野英希、佐藤康二郎各氏のご協力をいただいた。厚くお礼申し上げる。

文 献

- (1) Kerswell, R. R., "Recent Progress in Understanding the Transition to Turbulence in a Pipe", *Nonlinearity*, Vol. 18, No. 6 (2005), pp. R17-R44.

- (2) Eckhardt, B., Schneider, T. M., Hof, B. and Westerweel, J., “Turbulence Transition in Pipe Flow”, *Annual Review of Fluid Mechanics*, Vol. 39 (2007), pp. 447-468.
- (3) Eckhardt, B., “Turbulence Transition in Pipe Flow: Some Open Questions”, *Nonlinearity*, Vol. 21, No. 1 (2008), pp. T1-T11.
- (4) Willis, A. P., Peixinho, J., Kerswell, R. R., and Mullin, T., “Experimental and Theoretical Progress in Pipe Flow Transition”, *Philosophical Transactions of the Royal Society, A*, Vol. 366 (2008), pp. 2671-2684.
- (5) Clark, C., “The Propagation of Turbulence Produced by a Stenosis”, *Journal of Biomechanics*, Vol. 13, No. 7 (1980), pp. 591-604.
- (6) 一宮昌司, 安倍智宏, 福富純一郎, 近藤正春, “円管助走部境界層の単一突起による遷移 (定常乱流領域の発達過程)”, 日本機械学会論文集 B 編, Vol. 73, No. 725 (2007), pp. 154-161.
- (7) 一宮昌司, 藤村勇斗, 玉谷純二, “周期的吹き出しによる円管助走部境界層の乱流遷移 (孤立乱流塊の発生条件)”, 日本機械学会論文集 B 編, Vol. 77, No. 774 (2011), pp. 214-226.
- (8) 一宮昌司, 松平隼人, 藤村勇斗, 大野英希, “周期的吹き出しによる円管助走部境界層の乱流遷移 (孤立乱流塊の形状と成長)”, 日本機械学会論文集 B 編, Vol. 79, No. 797 (2013), pp. 22-37.
- (9) Eliahou, S., Tumin, A., and Wygnanski, I., “Laminar-Turbulent Transition in Poiseuille Pipe Flow Subjected to Periodic Perturbation Emanating from the Wall”, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 361 (1998), pp. 333-349.
- (10) Han, G., Tumin, A., and Wygnanski, I., “Laminar-Turbulent Transition in Poiseuille Pipe Flow Subjected to Periodic Perturbation Emanating from the Wall. Part 2. Late Stage of Transition”, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 419 (2000), pp. 1-27.
- (11) Durst, F., and Ünsal, B., “Forced Laminar-to-Turbulent Transition of Pipe Flows”, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 560 (2006), pp. 449-464.
- (12) Nishi, M., Ünsal, B., Durst, F., and Biswas, G., “Laminar-to-Turbulent Transition of Pipe Flows through Puffs and Slugs”, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 614 (2008), pp. 425-446.
- (13) Wygnanski, I. J., and Champagne, F. H., “On Transition in a Pipe. Part 1. The Origin of Puffs and Slugs and the Flow in a Turbulent Slug”, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 59, Pt. 2 (1973), pp. 281-335.
- (14) Glezer, A., Katz, Y., and Wygnanski, I., “On the Breakdown of the Wave Packet Trailing a Turbulent Spot in a Laminar Boundary Layer”, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 198 (1989), pp. 1-26.
- (15) 蒔田秀治, 西沢啓, “スパン方向に配列された二つの乱流斑点の相互干渉”, 日本機械学会論文集 B 編, Vol. 64, No. 627 (1998), pp. 3682-3689.
- (16) Rotta, J. C., “Turbulent Boundary Layers in Incompressible Flow”, Ferri, A., Kuchemann, D. and Sterne, L. H. G. ed., *Progress in Aeronautical Sciences*, (1962), pp. 86, Pergamon Press.
- (17) Pope, S. B., *Turbulent Flows* (2000), p. 171, Cambridge University Press.
- (18) Bisset, D. K., Hunt, J. C. R., and Rogers, M. M., “The Turbulent/Non-turbulent Interface Bounding a Far Wake”, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 451 (2002), pp. 383-410.
- (19) Westerweel, J., Fukushima, C., Pedersen, J. M., and Hunt, J. C. R., “Mechanics of the Turbulent-Nonturbulent Interface of a Jet”, *Physical Review Letters*, Vol. 95, Issue. 17, 174501 (2005).
- (20) da Silva, C. B., and Taveira, R., “The Thickness of the Turbulent/Nonturbulent Interface is Equal to the Radius of the Large Vorticity Structures Near the Edge of the Shear Layer”, *The Physics of Fluids*, Vol. 22, Issue 12, 121702 (2010).
- (21) Holzner, M., and Lüthi, B., “Laminar Superlayer at the Turbulence Boundary”, *Physical Review Letters*, Vol. 106, Issue. 13, 134503 (2011).
- (22) da Silva, C. B., dos Reis, R. J. N., and Pereira, J. C. F., “The Intense Vorticity Structures Near the Turbulent/Non-turbulent Interface in a Jet”, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 685 (2011), pp. 165-190.
- (23) Semin, N. V., Golub, V. V., Elsinga, G. E., and Westerweel, J., “Laminar Superlayer in a Turbulent Boundary Layer”, *Technical Physics Letters*, Vol. 37, No. 12 (2011), pp. 1154-1157.
- (24) Wygnanski, I., Sokolov, M., and Friedman, D., “On a Turbulent ‘Spot’ in a Laminar Boundary Layer”, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 78, Pt. 4 (1976), pp. 785-819.