

円管助走部流れにおける孤立乱流塊の実験的観察

Experimental Observation of Isolated Turbulence Patches in Developing Pipe Flow

○ 一宮 昌司, 徳島大, 〒770-8506 徳島市南常三島町 2-1, ichimiya@me.tokushima-u.ac.jp

松平 隼人, 徳島大院, 〒770-8506 徳島市南常三島町 2-1

藤村 勇斗, 徳島大院, 〒770-8506 徳島市南常三島町 2-1

Masashi ICHIMIYA, University of Tokushima, 2-1, Minami-Josanjima-cho, Tokushima, 770-8506, Japan

Hayato MATSUDAIRA, University of Tokushima, 2-1, Minami-Josanjima-cho, Tokushima, 770-8506, Japan

Hayato FUJIMURA, University of Tokushima, 2-1, Minami-Josanjima-cho, Tokushima, 770-8506, Japan

Laminar-Turbulent transition of a boundary layer forced by a jet in the inlet region of a circular pipe was experimentally investigated. The jet was inserted radially from a small hole in the inlet region into the pipe flow periodically. Isolated turbulence patches were formed from the jets, then they propagated downstream. The contour lines of the intermittency were drawn. The jet reached the central region of the pipe, then damped and disappeared as goes downstream. The jet induced a turbulent patch near the wall. The turbulent patch grew in the axial, radial and peripheral directions. The patch penetrated the boundary layer, then reached the core region. The propagation velocities of the leading and trailing edges of the patch were almost same as those of turbulent slugs in low Reynolds numbers.

1. 緒論

円管内発達部層流であるハーゲン・ポアズユ流は軸対称微小攪乱に対しても非軸対称微小攪乱に対しても安定であることが理論⁽¹⁾, 実験の双方から示されている. このような円管内乱流遷移に関してこれまで行われた実験は多くが強制攪乱によりスラグやパフを発生させたものである.

微小攪乱に対しては安定であることが示されていない助走部に攪乱が存在すれば, それが小さなものでも円管遷移に大きな影響を与えると思われるが, これまでの遷移に関する実験は, 攪乱を助走部に設置したものはあるが, 主な測定は発達部に限られていた. そこで助走部における十分な観察が必要とされる.

本研究は, 助走部内に強制的な攪乱を周期的に導入して発生させた孤立乱流塊が発達する過程を観察する. そして下流方向と, 各断面での多数の周方向位置で熱線プローブの半径方向トラバースを行って調べ, 乱流塊の基本特性を明らかにする.

2. 実験装置及び実験方法

実験装置は直径 $D = 60$ mm, 全長約 6.2 m ($104D$) のアクリル製円管である. 図 1 に座標系を示す. 吸込ベルマウスの曲率が 0 となる点を原点とし, 流れ方向に x 軸, 管半径方向に y 軸, 円周方向に θ とする. 原点から $x_j = 107$ mm 下流において, 局所一点攪乱として管壁にあげた直径 2 mm の孔から空気噴流が管半径方向に流入する. 噴流噴出にはエアポンプを使用し, 途中に設けた電磁弁で円管内へ周期的に噴出させる. 噴流噴出周波数 $f_j = 2.5$ Hz, 噴出時間 0.1 s, 非噴出時間 0.3 s である. 噴出時の噴流流量 $Q_p = 5.2 \times 10^{-6}$ m³/s (噴出速度 $v_j \approx 1.7$ m/s) であり, 管内流量 Q に対する比 Q_p/Q は 0.07 % である. この 0.1 秒間の噴流を周期的に繰り返すことによって孤立乱流塊が周期的に発生して下流に流される.

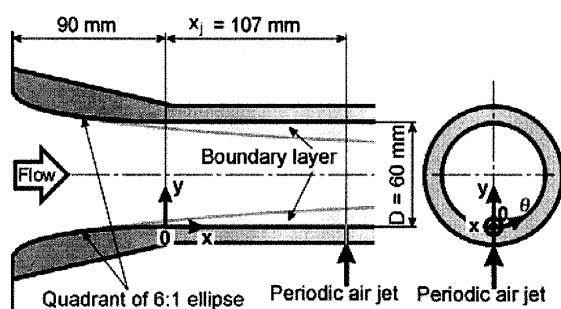


Fig. 1 Coordinate System

実験は管断面平均速度 U_a と管直径 D に基づくレイノルズ数を $10000 (U_a \approx 2.5 \text{ m/s})$ として行った. 測定には I 型熱線プローブを用い, 助走部内 7 断面を測定した. サンプリグ周波数を 10 kHz とし約 52 秒間でサンプリグを行った. 噴流噴出に基づく集合平均を行った.

3. 実験結果及び考察

助走部における乱流塊の軸方向と半径方向への発達を調べた. 瞬時, 局所の流れが乱流では 1, 非乱流では 0 の値をとる間欠関数を約 130 回集合平均したコンターを図 2 に示す. 噴流噴出穴 $\theta = 0^\circ$ を通る子午面の間欠関数のコンターである. 横軸は噴流噴出からの経過時間 t を無次元化した $1/\xi = U_a t / D$ であり, 図の左側が乱流塊の前縁 (下流) 側, 右側が後縁 (上流) 側である. $(x - x_j) / D = 2.5$ では管中心側及び管下部の壁側に乱流塊が確認できる. 壁側の乱流塊は時間平均した境界層内のほぼ内部にある. 管中心側の乱流塊は, 噴流孔から管半径方向に噴出された噴流自体であり, これがそのまま上昇して速度勾配のないコア内に入ることにより下流では早々に減衰した. 一方管壁側の乱流塊は噴流によって誘起された乱れが境界層内で乱流塊となり, 下流に成長した.

4. 結論

(1) 噴流導入直後に管中心部まで達した噴流は下流に進むに従い減衰し消滅する. 噴流によって誘起されて管壁近くに乱流塊が発生する.

(2) 乱流塊は軸方向, 半径方向及び周方向に成長し, 管断面の全周を覆う. また境界層を突き抜けコアまで入り込む.

(3) 乱流塊の前縁, 後縁速度は, 発達部乱流スラグの低レイノルズ数における値程度であるが, 両者の差異のために下流に行くとき軸方向に伸びる.

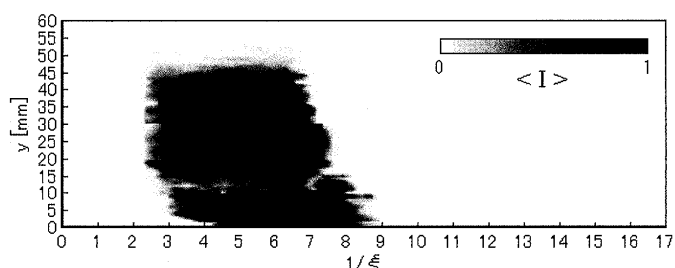


Fig. 2 Intermittency contour maps on diametrical plane, $(x - x_j) / D = 2.5$