

乱流自由噴流における乱流間欠性現象の研究

高曾, 徹

九州大学機能物質科学研究所システム工学部門省エネルギーシステム研究分野

速水, 洋

九州大学機能物質科学研究所システム工学部門省エネルギーシステム研究分野

<https://doi.org/10.15017/6600>

出版情報 : 九州大学機能物質科学研究所報告. 5 (2), pp.175-188, 1992-03-31. 九州大学機能物質科学研究所

バージョン :

権利関係 :



乱流自由噴流における乱流間欠性現象の研究

高 曾 徹・速 水 洋

(九州大学機能物質科学研究所システム工学部門省エネルギーシステム研究分野)

Study on the Nature of Turbulent Intermittency in a Coflowing Turbulent Free Jet

Tōru KŌSO, and Hiroshi HAYAMI

Study on the structure and dynamics of turbulent intermittency which has been carried out in our laboratory is reviewed. Turbulent intermittency functions were derived from hot-wire signals using a turbulent/non-turbulent decision processing, and used to obtain the zone average velocity and spectrum of intermittency. Walsh spectral analysis reveals that the large scale motions have many length scales longer than several-times the velocity half width. By using a 7-channel hot-wire array, conditional ensemble averaged patterns of turbulent bulges were assessed. An interesting phenomenon that the tip of turbulent bulge flowed slower than the coflowing free stream is attributed to the large-scale eddy motions in the intermittent region. And a novel method to measure the conditional turbulent zone averages by using laser doppler anemometer with selective seeding was developed and compared experimentally with the method based on hot-wire signals.

1. ま え が き

乱流間欠性とは乱流が自由流と接する境界において生じる現象で、乱流と非乱流が不連続的に不規則に現れる。このような現象は噴流の外、後流、せん断流に一般的に見られる。現象自体は比較的古くから知られていた¹⁾が、その現象の詳細は測定の困難さなどのため不明な点が多い。

プラズマ熔射による微粒子コーティングや燃料油滴の噴霧など噴流中を微粒子が流動する際には、微粒子には乱流間欠性にさらされ、速度や温度が不連続に変化する流れの中を飛行することになる。そのため微粒子流動やその熱伝達の理解には乱流間欠性の解明が必要である。

乱流間欠性現象を実験的に研究する場合、ある瞬間
受理日 平成3年12月18日

の時刻において流れが乱流か非乱流かを判別することから始める。乱流の流体には過度があり非乱流の流体には過度が0で定義は明瞭であるが、瞬間過度を局所的に精度良く測定することは困難なので通常他の物理量によって乱流・非乱流判別を行う²⁾。

省エネルギーシステム分野では従来から行われてきた熱線風速計による速度波形によって判別する方法³⁾に加えて新たに選択的にシーディングしたレーザドップラ流速計を用いる方法を開発⁴⁾⁵⁾して、噴流の十分発達した領域における乱流間欠性と乱流の大規模構造について研究を進めてきた。その概略について以下に紹介する。

2. 流れ場および実験方法

流れ場として一様な平行流(非乱流)の中に平行流に沿って円形噴流を噴出させた自由噴流を取挙げ、下

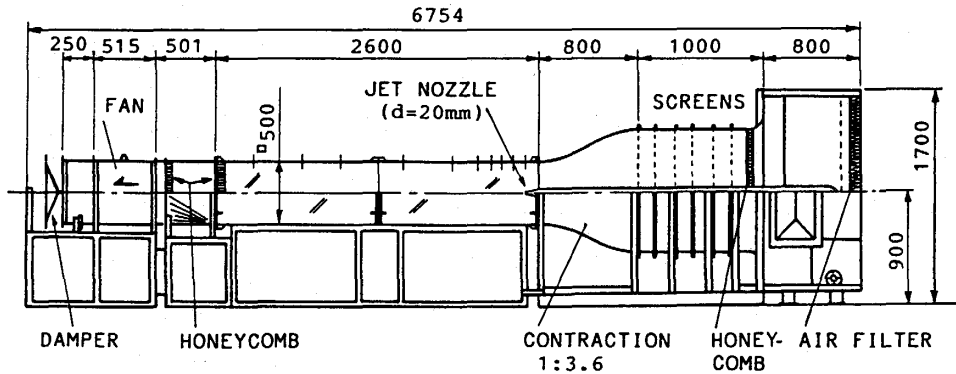


Fig. 1 Low turbulence wind tunnel with a jet nozzle.

流の十分発達した乱流において乱流間欠性を実験的に調べた。

2.1 実験装置・計測装置³⁾

図1に実験装置の概略図を示す。吸込式低乱風洞の試験部は断面500×500mm、長さ2.6mのダクトで、その中に一様平行流を流し、断面中央の円形ノズル(直径 $d=20\text{mm}$)から噴流を平行に噴出させた。風洞の設計に際しては乱流間欠性が比較的低周波な現象であることから一様流の低周波速度変動を低く抑えるよう配慮した。また吸込部のエアフィルタによる圧力損失によって、吸込式風洞に固有の吸込渦⁶⁾をしゃ断する効果も期待した。乱れの測定結果は、一様平行流速 7.5m/s のとき、相対乱れ度 0.20% ($4.9\text{Hz} \sim$

2.5kHz 範囲)であった。また噴流は送風機より内径 51mm の管路で導き、絞り比 $6.25:1$ の縮流ノズルより噴出させた。噴流の初期乱れは噴出流速 37.5m/s のとき 0.74% であった。

図2に計測・信号処理システムを示す。噴流の十分発達した領域でL形支針の単一熱線プローブを用いて速度を測定した。熱線流速計の線形化出力信号をアンチエイリアシングフィルタに通したのち、ウェーブメモライザでサンプリングした。AD変換は12ビットで、サンプリング間隔 (Δt) は $200\mu\text{s}$ である。連続 6.55 秒間のデータを取得した。このサンプリングによって $0.08\text{Hz} \sim 2.5\text{kHz}$ までの速度変動を測定した。

2.2 熱線速度波形による乱流・非乱流判別方法

熱線流速計で測定した速度波形を信号処理して乱流と非乱流に判別するため、図3に示す判別方法を用いた。この方法は Hedly-Keffer²⁾ の方法と同様に速度の時間微分から乱流・非乱流を判別しており、原理としては、乱流域では非乱流域に比べ速度変動の周波数が高く振幅も大きいという特性を用いている。速度を微分して周波数の高い変動を際立たせ、さらに微分して位相を 90° ずらした信号と足し合わせて識別関数 $D(t)$ を得る。これを平滑化し、いき値(閾値)と比較して、乱流の時を1、非乱流の時を0とする間欠性関数 $I(t)$ を得た。

$$I(t) = 1 : \text{乱流} \quad (1)$$

$$= 0 : \text{非乱流}$$

平滑化時間、いき値の設定に際しては元々の速度波形や識別関数を参照しながら決めた。実験は噴出流速 $u_j = 37.5\text{m/s}$ 、一様平行流速 $u_e = 7.5\text{m/s}$ で行った。速度比は $m = u_e/u_j = 0.2$ 、速度差による噴出レイノルズ数は $Re_j = (u_j - u_e)d/\nu \approx 4.1 \times 10^4$ である。

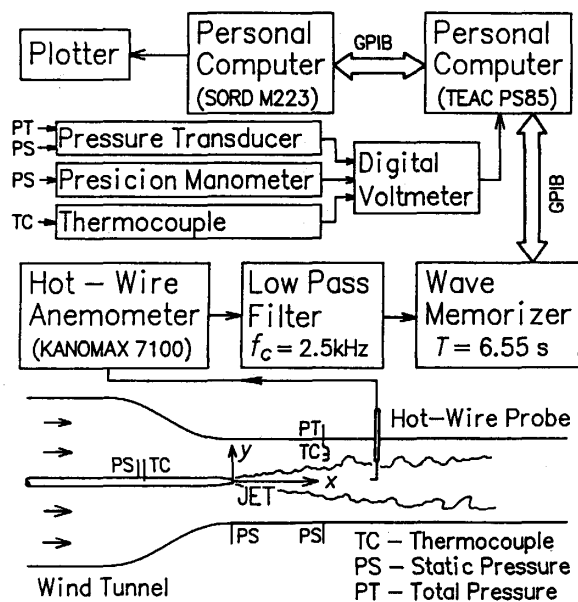


Fig. 2 Experimental instruments.

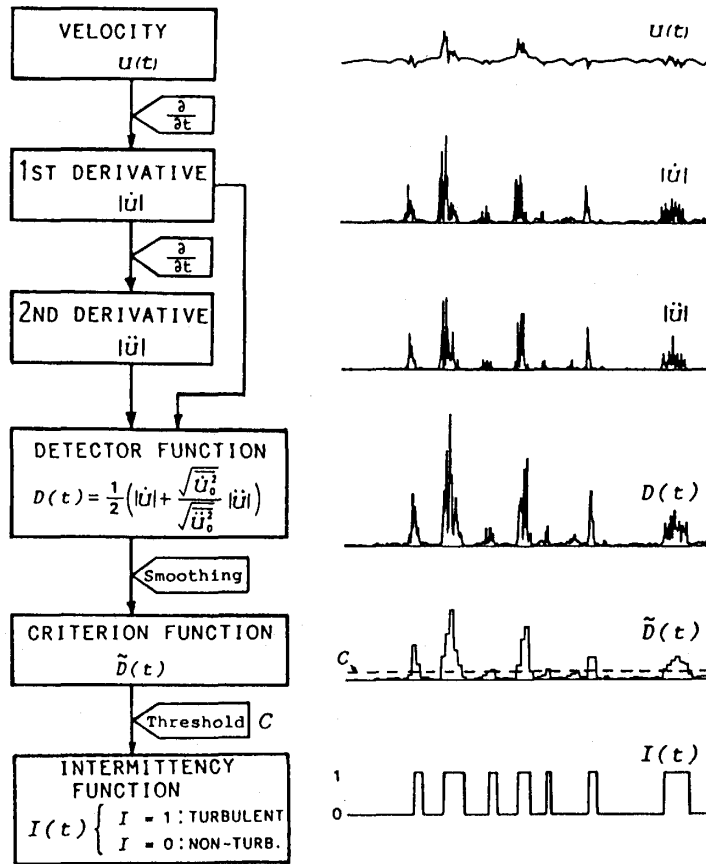


Fig. 3 Signal processing for turbulent/non-turbulent decision.

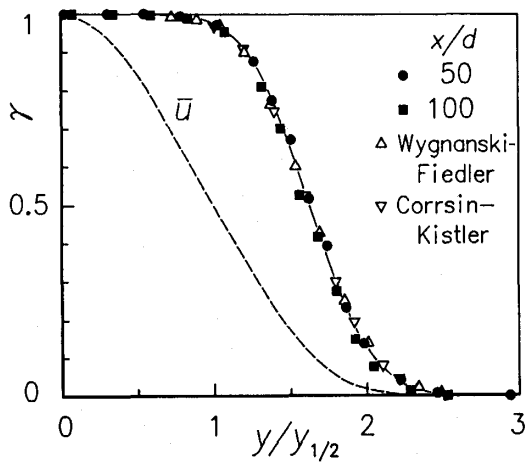


Fig. 4 Intermittency factor.

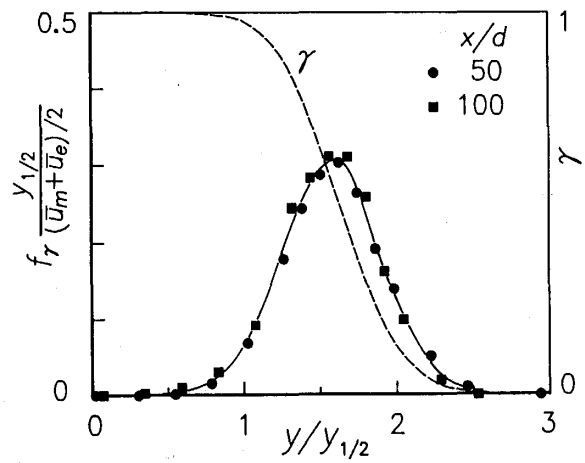


Fig. 5 Intermittency frequency.

3. 乱流間欠性の平均特性

3.1 間欠度, 間欠周波数

間欠度 γ は測定点が乱流である時間割合を意味し, 間欠関数の時間的平均 $\gamma = \overline{I(t)}$ で求められる。また,

間欠性周波数 f_γ は乱流あるいは非乱流の出現頻度を意味し, 間欠関数のパルス/s で求められる。図4に間欠度 γ の分布を示す。横軸は半径方向座標 y を速度半値幅 $y_{1/2}$ で無次元化している。 $x/d=50$ と100の2つの断面において間欠度は相似であり, また静止

空気中の円形噴流における Wynanski-Fiedler⁷⁾ および Corrsin-Kistler¹⁾ の結果とも良く一致している。図5に間欠周波数 f_γ の分布を示す。縦軸は、半値幅 $y_{1/2}$ と断面平均速度 $(u_m + u_e)/2$ から得られた時間スケールで無次元化している。相似性が良く成り立っており、最大値はほぼ間欠度 $\gamma = 0.5$ のところで得られている。

3.2 領域平均速度

瞬間速度と間欠性関数を用いて乱流域だけあるいは非乱流域だけの領域平均を求めた。

乱流域平均速度 \bar{u} 、非乱流域平均速度 \tilde{u} は次式のように定義される。

$$\bar{u} = \overline{Iu} / I = \overline{Iu} / \gamma \quad (2)$$

$$\tilde{u} = \overline{(1-I)u} / (1-I) = \overline{(1-I)u} / (1-\gamma) \quad (3)$$

なお、全平均 \bar{u} との間に次のような関係が成り立つ。

$$\bar{u} = \gamma \bar{u} + (1-\gamma) \tilde{u} \quad (4)$$

また、乱流域乱れ $\sqrt{\overline{u'^2}}$ 、非乱流域乱れ $\sqrt{\overline{\tilde{u}'^2}}$ は次式のように定義される。

$$\overline{u'^2} = \overline{I(u-\bar{u})^2} / I = \overline{u^2} - (\bar{u})^2 \quad (5)$$

$$\overline{\tilde{u}'^2} = \overline{(1-I)(u-\tilde{u})^2} / (1-I) = \overline{u^2} - (\tilde{u})^2 \quad (6)$$

なお、全領域乱れ $\sqrt{\overline{u'^2}}$ との間に次のような関係が成り立つ。

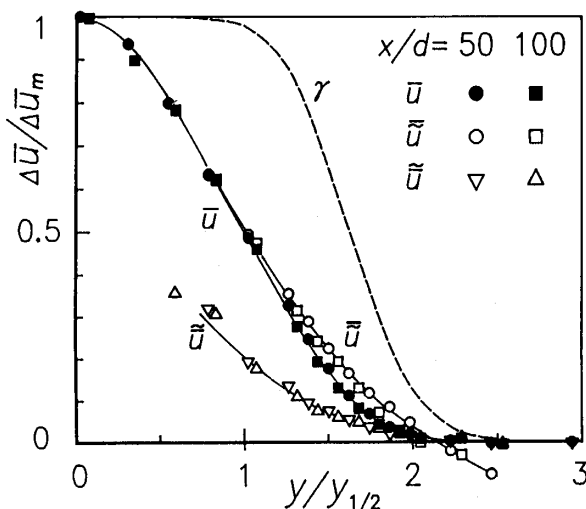


Fig. 6 Conventional and conditional zone averages of velocity.

$$\overline{u'^2} = \gamma \overline{u'^2} + (1-\gamma) \overline{\tilde{u}'^2} + \gamma(1-\gamma) (\bar{u} - \tilde{u})^2 \quad (7)$$

図6に領域平均速度の分布を示す。縦軸の平均速度は周囲の一樣平行流からの超過速度 $\Delta \bar{u}$ をその断面内の最大値 $\Delta \bar{u}_m$ で無次元化している。乱流域平均速度 \bar{u} は全平均速度 \bar{u} より少し大きくなっており Antonia ら⁹⁾ の結果と同じ傾向を示している。ここで特に注目すべきことは、噴流の周縁部において乱流域平均速度 \bar{u} が周囲の一樣流よりも小さくなっていることである。この「逆流」は乱流域平均速度 \bar{u} のみに見られ全平均 \bar{u} や非乱流域平均速度 \tilde{u} には認められない。

この現象は図8に示すような乱流・非乱流界面の巻き上げによって生じていると考えられる。間欠度の低い場所での乱流域平均は、巻き上がった乱流域界面の先端を選択的に平均することになり、瞬間的な逆流現象を捕えることができた。この位置の間欠度 γ は0.01~0.04と非常に低く、そのため非乱流域平均速度 \tilde{u}

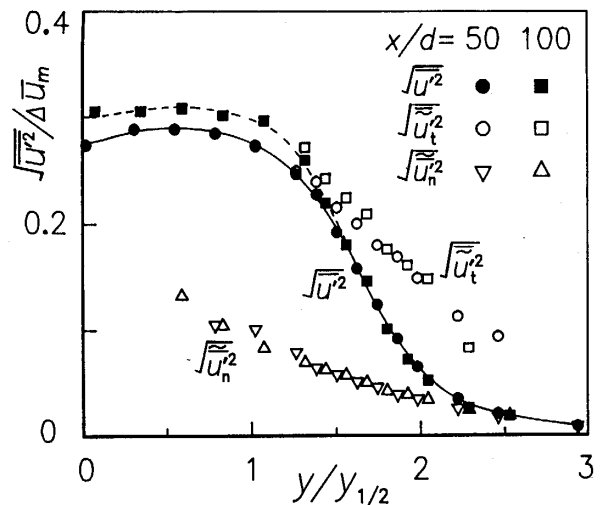


Fig. 7 Conventional and conditional zone averages of turbulence.

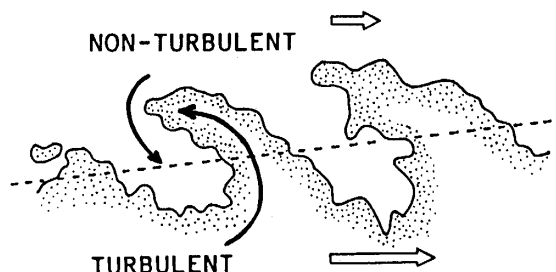


Fig. 8 Large-scale structure of turbulent intermittency.

や全平均速度 \bar{u} には逆流が現れない。また、この逆流の検出は、条件が多くて厳しい条件付平均で得たのではなく、単に乱流域という条件だけで得られることに留意する必要がある。つまりこの結果は流れの中に逆流する瞬間のあることを示しているだけではなく、噴流周辺部に伸びた乱流域の先端が平均として逆流していることを意味し、乱流間欠性の大規模な組織的運動を示唆するものである。なお、このような現象は、エントレインメントに関連して推測されてきたが従来の研究では確認されておらず、一様流を付加し

てはじめて測定できた。

図7に乱流域平均乱れ強さの分布を示す。この場合、乱流域平均 $\sqrt{\overline{u_t'^2}}$ 、非乱流域平均 $\sqrt{\overline{u_n'^2}}$ とも全平均 $\sqrt{\overline{u'^2}}$ との違いが顕著である。従来の研究 (14) と同様な傾向を示している。また全平均乱れ強さの分布の相似性が成り立たないことは、Antonia-Bilger⁸⁾によっても観測されている。

4. 間欠性関数のスペクトル解析

乱流間欠領域のある固定点で乱流間欠性関数を測定すると、図9に示すように乱流・非乱流界面の形状に対応した乱流間欠性関数が得られる。つまり乱流・非乱流界面の空間的变化に対応して間欠性関数は時間的に変化する。それゆえ、間欠性関数のスペクトル解析を行うことによって乱流・非乱流界面の空間的な周期性を調べた。

4.1 ウォルシュ・スペクトル

間欠性関数のスペクトル解析にはウォルシュスペクトルを用いた。一般にスペクトル解析にはフーリエスペクトルが用いられるが、間欠性関数のように0と1のみを値とする矩形波をフーリエスペクトル解析する

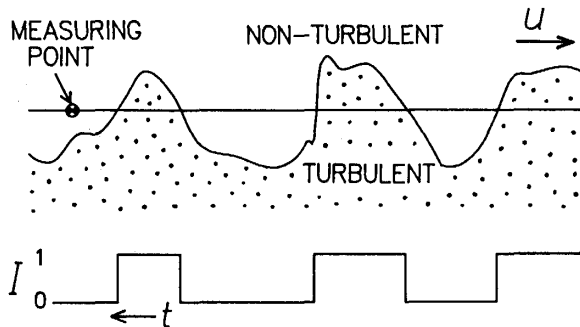


Fig. 9 Schematic representation of turbulent/non-turbulent interface and of intermittency function obtained in that flow.

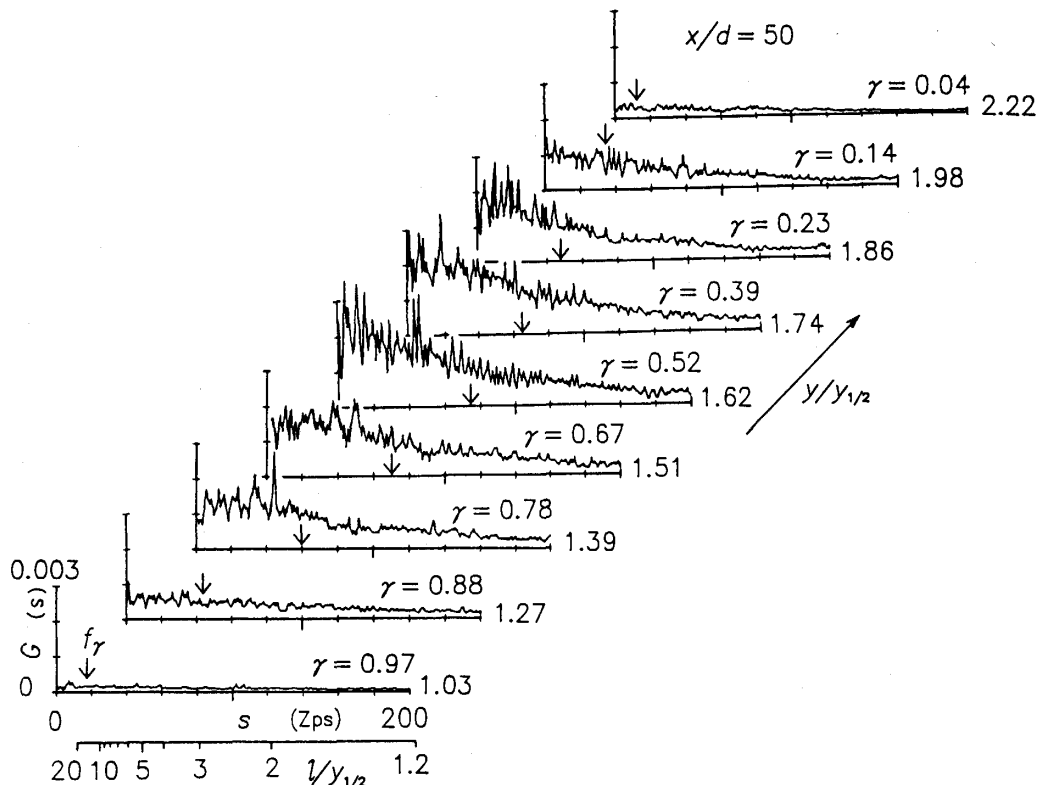


Fig. 10 Walsh spectrum of intermittency functions.

とそのスペクトルには矩形波の周期に対応する成分のほかにも多くの高調波成分が現われる¹⁰⁾。矩形波にはそのような高次の三角関数成分が含まれているのだが、間欠性関数の周期を考える上で意味のあるのは最低次だけであって、高調波成分はなんら物理的意味を持たない。

ウォルシュ (WALSH) 関数¹²⁾は+1と-1のみを値とする関数であるが、直交・完備であって、正規化できるので、任意の波形を級数展開することができる。形状が間欠性関数に似ており、上述の高調波成分の発生が少なく間欠性関数のスペクトル解析に適している¹¹⁾。スペクトル計算には高速ウォルシュ変換 (FWT)¹²⁾を用いた。計算の実際は文献3)に詳しい。

4.2 スペクトル解析結果

図10に $x/d=50$ 断面の半径方向の各位置における間欠性スペクトル密度分布を示す。シーケンス s はフーリエスペクトルにおける周波数に相当するもので、単位 Zps は (ゼロクロス回数/s) = (1/s) である。

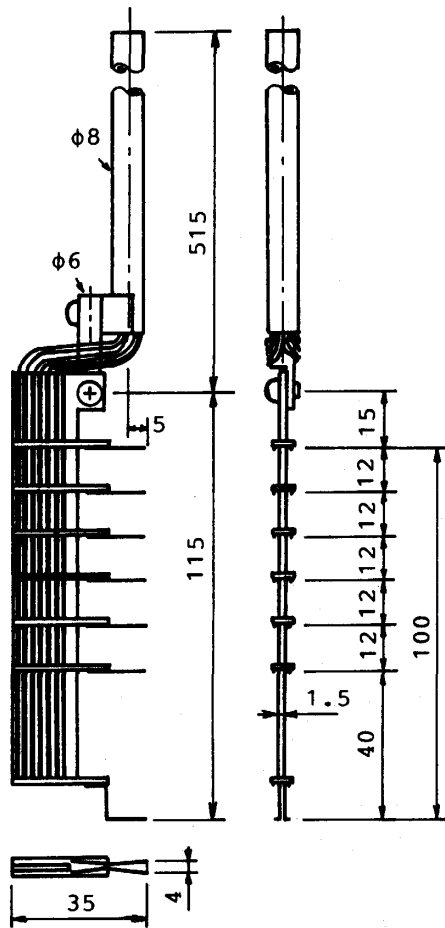


Fig. 11 Hot-wire array probe.

間欠度 $\gamma=0.5$ 付近の間欠領域の中心では間欠運動が激しいためスペクトルも大きく、噴流中央部 ($\gamma \approx 1$) や周縁部 ($\gamma \approx 0$) の近くではスペクトルは小さい。図には間欠周波数 f_γ も矢印で示しているがスペクトルは間欠周波数よりもさらに低い低周波領域に集中していることがわかる。シーケンス $s=50$ Zps 以下のスペクトルが大きく、乱流間欠運動が比較的長周期の現象であることがわかる。図には横軸のシーケンス s を流れ方向長さスケール l に変換した座標も表示した。この空間スケール l は間欠性構造の対流速度として断面平均速度 $(u_m + u_e)/2$ を用いて次式で計算した。

$$l = (u_m + u_e) / (2s) \quad (8)$$

間欠領域中心部のスペクトルから半値幅の数倍程度以上の空間スケールにスペクトル成分が比較的集まっていることが分かる。この空間スケールの分布は明瞭な大規模構造が観測されている二次元せん断層の初期領域¹³⁾の大規模渦の間隔に比べて極めて広い範囲に広がっている³⁾。なお、このスペクトルの再現性については文献3)に詳述した。

5. 乱流・非乱流界面の変動

乱流・非乱流界面の形状・挙動を明らかにするため、

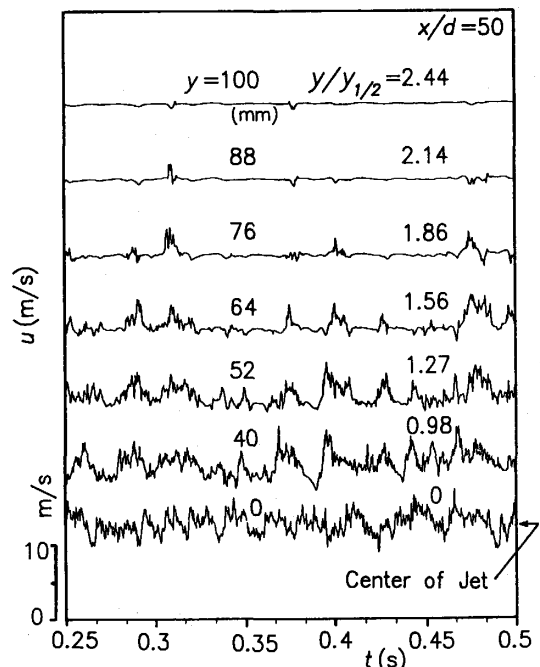


Fig. 12 Simultaneous measurement of turbulence signals.

7台の熱線流速計を用いて同時測定した¹⁴⁾。図11に熱線列プローブを示す。噴流の間欠領域全域をカバーしかつ噴流中心も同時測定できるように6本の熱線を12mm間隔で並び、1本を40mm離して配置した。熱線は $\phi 5 \mu\text{m} \times 1\text{mm}$ のタングステン線を用いた。プローブの本体は、ガラスエポキシのプリント配線基板で作られており、軽量で剛性も高く、気流中に置いてもプローブの振動は全く生じなかった。

5.1 瞬間速度の多点同時測定

図12に同時測定した瞬間速度波形の例を示す。乱れの大きい乱流域と乱れない非乱流域が交互に現れる様子がよく分かる。隣同士の速度波形を較べると乱流域、非乱流域の空間的なつながりを見ることができる。この速度波形に図3の乱流・非乱流判別方法を適用して、乱流域と非乱流域を判別した。

5.2 乱流・非乱流界面の画像的表示

乱流間欠性関数の同時測定結果を用いて、乱流域、非乱流域を画像的に表示した。図13に $x/d=50$ の場合を示す。縦軸は半径方向座標、横軸は時刻である。間欠性関数が1で乱流のとき実線を引き、0で非乱流のとき線を引かずに空白とした。実線のあるところが乱流域を示す。横軸の時刻は流れ方向座標と対応させて考えることができるので、この図から乱流・非乱流界面の形状、変動の様子を見ることができる。このような界面パターンが右から左へ流れていくと考え

ることができる。

図13(a)は乱流・非乱流界面の形状を描き入れたものである。乱流域と非乱流域が混合した大きな塊が長いスケールで変動していることがわかる。図13(b)は同じ画像について、小さなスケールに注目して、乱流・非乱流界面の形状を描き入れたものである。図中の流れ方向長さスケールは断面平均速度 $(u_m + u_c)/2$ で界面パターンが移動するとして時間を長さに変換したものである。この2つの図から、乱流間欠性の大規模構造には速度半値幅 $y_{1/2}$ の数十倍程度の大きな構造から半値幅の数倍程度の比較的小さな構造まで多くのスケールが混在していることがわかる。

図13のような乱流・非乱流界面の瞬間的な画像は従来の条件付平均や加振フェイズロックによって推測されていた構造と異なっている。つまりエントレインメント運動を検知するため多くの条件を満足した場合のみを平均したパターン平均¹⁵⁾では、ノズル近くの混合層における秩序だった巻込渦構造¹⁶⁾と同様の構造が観測されているが、本研究では長時間観測しても、そのような界面形状はほとんど認められなかった。ノズル近くに見られるような明瞭な巻込渦は十分発達した領域では極めて稀にのみ存在するものと言えよう。また、ノズルを微小加振して流れをフェイズロックした研究¹⁷⁾では噴流の場合、乱流域界面が後傾して巻込む様子が推測されている。しかし本研究の瞬間的な画像からは界面形状が後傾する様子はほとんど認められない。以上のように実際の十分発達した領域の乱流・非乱流界面の形状はノズル近くの秩序だった巻込渦とは異なっていることがわかる。

6. 条件付パターン平均

乱流・非乱流界面の平均的な形状、特性を調べるため、噴流の最も外縁の測定点で間欠度 γ が0.01程度の点を参照点としてパターン平均を求めた。この条件付平均は同時測定した7点の間欠性関数から最も外縁の点で $I=1$ つまり乱流が出現したときをトリガとして、トリガ前およびトリガ後の時刻における7点の平均を求めるものである。これは、極めて単純な条件であり、特定のパターンを抽出するような条件付けは全く行っていないところに特徴がある。参照点の位置 $(y/y_{1/2} = 2.44)$ は図5、6から分かるように間欠度 $\gamma \approx 0.01$ 、平均速度 $\Delta \bar{u} \approx 0$ と極めて外縁で、乱流域平均速度 $\Delta \bar{u}$ は負で周囲の一樣流よりも低く、乱流・非乱流界面の巻き込みによる逆流が生じている点である。

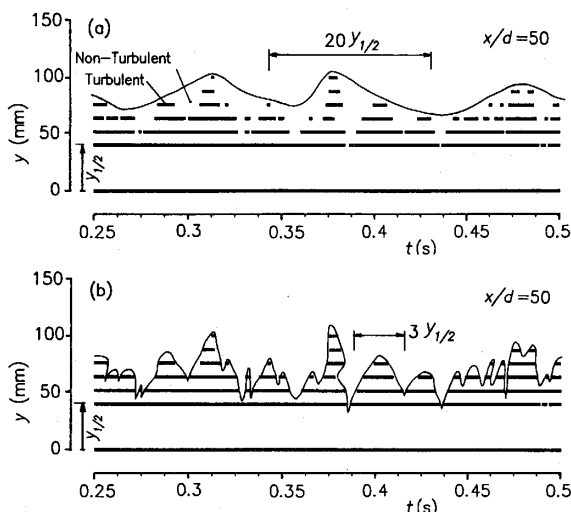


Fig. 13 Instantaneous pattern of turbulent/non-turbulent interface.
(a) with an interface line of large-scale structure.
(b) with an interface line of relatively small-scale structure.

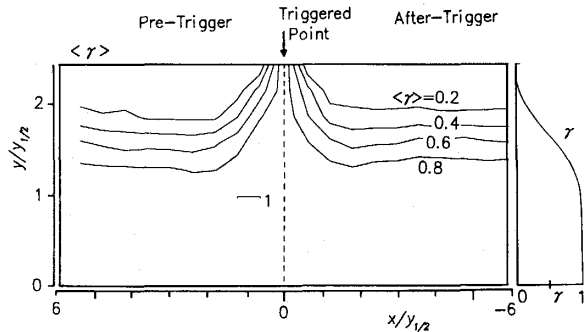


Fig. 14 Conditional averaged pattern of intermittency factor.

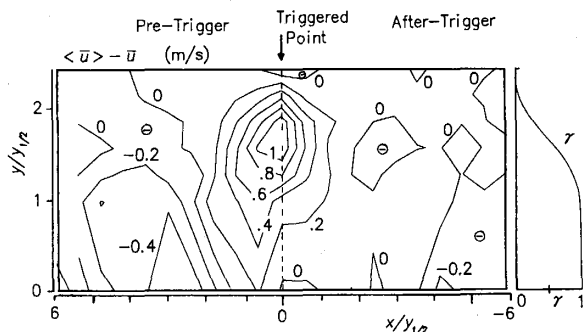


Fig. 15 Conditional averaged pattern of mean velocity.

このような点を参照点として平均することは、スケールが大きくてその先端が外縁にまで達する乱流域の塊を平均することになる。この条件付平均で得られた量を $\langle \gamma \rangle$ で表す。

図14に $x/d=50$ における条件付平均間欠度 $\langle \gamma \rangle$ の等高図を示す。縦軸は半径方向座標、横軸は元はトリガ前後の時刻であるが、断面平均速度で流れ方向距離に変換している。トリガ前後 $\pm 25\text{ms}$ ($=\pm 100 \Delta t$) が流れ方向距離 $\pm 6x/y_{1/2}$ に相当している。この平均は解析した連続25秒間に条件を満たした51回のパターンのアンサンブル平均として得られている。パターンは右から左へ流れていくと考えることができる。

$\langle \gamma \rangle$ の変化がトリガ前は緩やかでトリガ後に急なことから、平均的な乱流・非乱流界面は流れていく際、正面側では噴流中心部の方で前に伸びており、背面側では比較的半径方向を向いていることがわかる。

図15に条件付平均速度 $\langle \bar{u} \rangle$ と平均速度 \bar{u} との差の等高分布を示す。この図から高速域がトリガ前の方にずれており、間欠領域の中央では最外縁でのトリガ

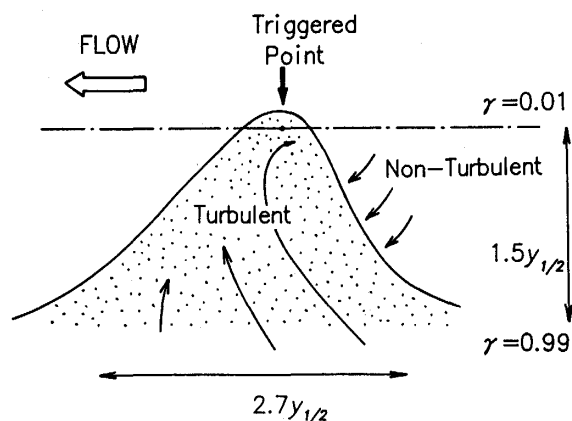


Fig. 16 Average structure of turbulent bulge.

より少し前に高速となることがわかる。

さらに乱流域の条件付平均でも同様の傾向がみられ、非乱流域の条件付平均から、エントレイメントの様子がわかる。

以上の乱流域、非乱流域の平均的な形状、流動状況から図16の様な平均的構造を推定することができる。間欠領域では平均的に乱流域の大きな巻込運動が生じており、乱流・非乱流界面の形状も非対称となっている。しかし、その巻込運動はノズル近くの秩序だった巻込渦とはかなり様相が異なっていることがわかる。なお、この平均は乱流域の塊のうちスケールが大きくてその先端が外縁にまで達するものの平均であるから、比較的出現頻度の低いものである。しかし他の小さな乱流塊も相似な構造であると考えれば、この条件付平均の意味はさらに大きい。

7. 選択的シーディングしたレーザドップラ流速計による条件付乱流域平均の直接測定

前章までは、乱流間欠性は熱線流速計を用いて速度波形から乱流・非乱流を判別して求めた。しかし、この乱流・非乱流判別の信号処理は複雑なので、本研究分野ではより直接的な方法を開発した。

その方法は、従来とは全く原理の異なる方法で、レーザドップラ流速計 (LDA) を使い、流れ場の一部に選択的にシーディング (微粒子供給) して乱流間欠性を調べた。つまり、噴流の下流の十分発達した領域では、噴出流体は乱流域にのみ存在するので、噴出流のみに選択的にシーディングして LDA で測定して、乱流域平均速度・乱れ強さなどを直接測定した⁵⁾¹⁸⁾。

7.1 測定原理

乱流域とは渦度を持った流体によって形成される領域で、はじめ噴流ノズル周縁の下流に発生する。この領域は渦度の拡散や大規模渦運動による非乱流流体の取込みによって次第に拡大する。ポテンシャルコアの存在する噴流初期領域では、乱流域の層は内側から噴出流体、外側から一様流を取込んで拡大し、ポテンシャルコア消滅の後は周囲の非乱流流体を取込んで成長する。その際、もっぱら非乱流流体が乱流域に取込まれる（エントレインメント）のみで、その逆はほとんど生じない。それゆえノズルから噴出した流体はほぼ全量が乱流域に留まる。

シーディング粒子の粒径が小さく流れに対して十分な追随性を有するならばノズルから噴出した微粒子は乱流域のみに存在することになる。LDA 測定ではこの微粒子の速度が測定される。乱流域は噴出流体とエントレインされた流体とから構成されているが、乱流域内は乱流混合が激しく、両者はほぼ同じ乱流特性を有していると考えられるから、噴出流体を測定する LDA 測定によって乱流域平均が求められる。

7.2 本方法の特長

従来、乱流域平均特性の測定は熱線流速計 (HWA) で得た速度波形に乱流・非乱流判別の信号処理をして求められてきた¹⁹⁾。その際、乱流と非乱流を判別するいき値 (閾値) の設定には熟練を要した。これに対し、LDA を用いた本方法では乱流・非乱流を判別する必要なく複雑な信号処理も不要である。

また、本方法は受動的スカラを噴流のみに混入するという意味において、わずかに加熱した噴流を細線抵抗線温度計で測定して乱流・非乱流を判別する方法と同じである。しかし、加熱した乱流域流体は下流に行くにつれて温度上昇が極めて小さくなって、周囲空気の温度変動や抵抗線温度計の速度感度ノイズとの識別が困難になる。そのため、乱流・非乱流判別は簡単にはできず、温度いき値は温度変動波形を参照しながら決められている²⁰⁾²¹⁾。

これに対して受動的スカラとして微粒子を用いる本方法では、下流で乱流域の微粒子濃度が低下しても LDA 測定によって明確に乱流域の特性をとらえることができる。つまり乱流に対するマーカとしての温度は流れの微小スケール運動によって拡散してマーカとしての識別能が薄れるのに対して、シーディング粒子は微小スケール運動には追随せずマーカとしての識別能を完全に保持することができる。

7.3 実験方法

吸込式低乱風洞および噴流装置は図1と同じである。試験部に一様流を流し、断面中央に直径 $d=20\text{mm}$ の円形ノズルから噴流を平行に噴出させた。噴出流のみにシーディングして、周囲の一様平行流にシーディング粒子・塵が入らないように風洞吸込口にエアフィルタ (日本バイリーン VW-90A-18) をつけた。エアフィルタの対粒径捕集効率率は $1\mu\text{m}-97\%$ 、 $0.8\mu\text{m}-95\%$ 、 $0.5\mu\text{m}-89\%$ 程度である。試験部は透明アクリル板製で LDA による測定ができる。

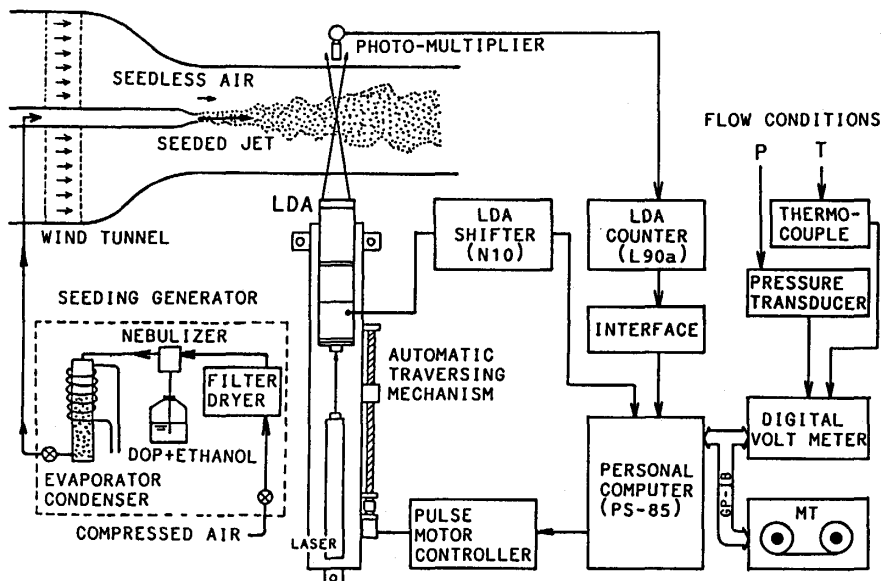


Fig. 17 Selective seeded jet flow and LDA system.

図17に計測システムを示す。実験に使った LDA は DANTEC 55X の前方散乱で、光源として 15mW の He-Ne レーザ ($\lambda=633\text{nm}$) を用い、送光系は、ブラッグセル、ビームエキスパンダ (拡大比1.9375)、送光レンズ (焦点距離 310mm) よりなる。焦点の計測域の径は 0.12mm、長さは 0.99mm である。また受光系は受光レンズ (焦点距離 600mm) とフォトマルよりなる。速度変換係数は 2.83 (m/s)/MHz である。

ドップラ信号は周波数カウンタ (DANTEC L90a) によって処理され、ドップラ周波数がデジタル出力される。カウンタはコンバインドモード (5/8 フリンジ比較, 1 データ/バースト) で用いた。

平均速度・乱れの平均計算には一次元重みバイアス補正²³⁾した。なお、データ取得システム・計算処理方法の詳細については、文献5)を参照されたい。

シーディング粒子として平均粒径 $0.8\ \mu\text{m}$ の DOP (フタル酸ジオクチル) のミストを用いた。粒径の幾何標準偏差は1.3で粒子発生量は 10^8 個/s 程度である。

このエアロゾルは、11.3kHz までの速度変動に追随²³⁾²⁴⁾ (99% 振幅追随性) する。さらに、粒径分布を考慮にいれても累積確率95%の粒径は $1.23\ \mu\text{m}$ で、4.77kHz まで追随するので、本研究の乱流を測定するのに十分である。

実験は選択的シーディングの効果を見るため、噴出流のみにシーディングする場合のほか、逆に、一様平行流だけにシーディングした場合も行なった。ここでは前者を噴流シーディング、後者を外部シーディングと呼ぶ。外部シーディングの場合噴出流からはシーディング粒子を除去し、一様流には整流室の上流でエアフィルタの下流直後で、外径 $\phi 9.5\text{mm}$ 銅管にあけた $\phi 6\text{mm}$ の孔からシーディング粒子を混入した。このため、一様平行流中のシーディング粒子の濃度分布は均一ではなく局所的に集中している。

7.4 実験結果

図18に噴流シーディングおよび外部シーディングして LDA 測定した平均速度の分布を示す。縦軸は一様流速よりの超過速度 $\Delta\bar{u}$ を噴流中心の値 $\Delta\bar{u}_m$ (噴流シーディング測定値) で無次元化し、横軸は半径方向座標 y を速度半値幅 $y_{1/2}$ (HWA による測定値) で無次元化している。分布全体にわたって噴流シーディングの方が外部シーディングより速度が大きく、選択的シーディングの効果が現われている。熱線流速計 (HWA) の全平均速度は、2種類の LDA 測定値の間に位置しており、噴流中心部で噴流シーディングと

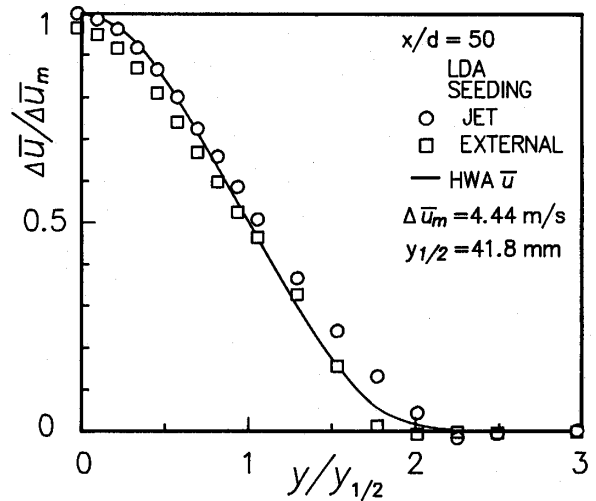


Fig. 18 Effect of selective seeding on mean velocity.

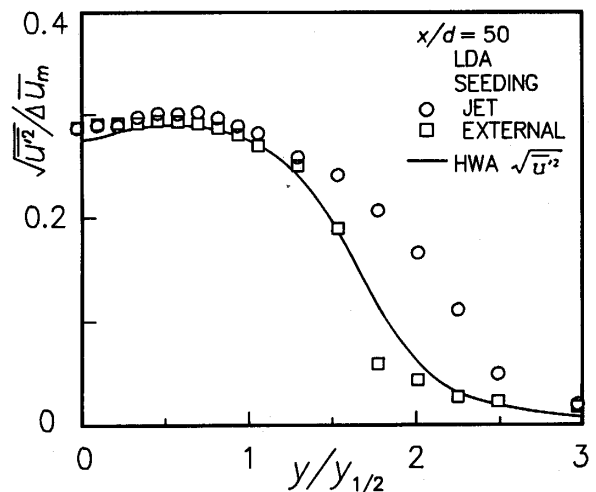


Fig. 19 Effect of selective seeding on turbulent fluctuation.

一致していたものが周縁部では外部シーディングに近づいている。

図19には乱れ強さ $\sqrt{u^2} / \Delta\bar{u}_m$ の分布を示す。噴流中心部ではシーディングの方法によらずほぼ同じであるが、周縁部で噴流シーディングがはるかに大きく、選択的シーディングの効果が顕著に現われている。HWA の全平均は LDA より全般的にわずかに小さいがそれでも分布の傾向は2種類の LDA 測定値の間になっている。

図20に $x/d=50$ における速度確率密度の比較を示す。(a) の噴流中心部では明確な違いは認められないが、(b) の間欠領域、(c) の噴流周縁部では選択的シーディングの効果が顕著である。外部シーディング

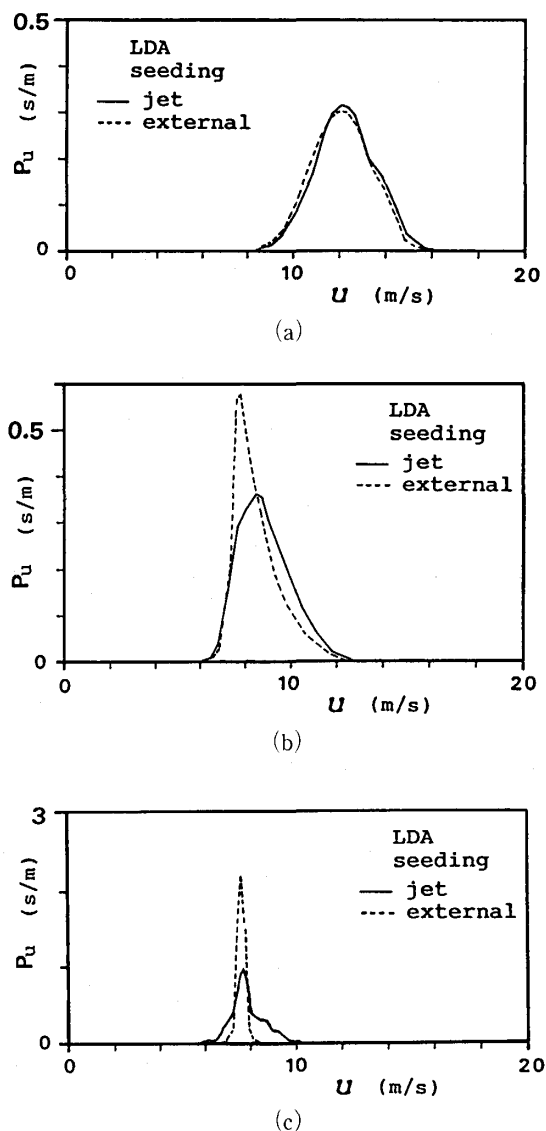


Fig. 20 Probability density of velocity ($x/d=50$)
 (a) central region of jet ($y/y_{1/2}=0.01$)
 (b) intermittent region of jet ($y/y_{1/2}=1.53$)
 (c) far edge region of jet ($y/y_{1/2}=2.01$)

の確率密度は、噴流周縁部 (c) では分布範囲が狭く一様平行流に近い特性を示しているが、間欠領域 (b) では噴流シーディングの特性に近づき、噴流中心部 (a) では噴流シーディングとほとんど同じ特性を持つようになる。これは周囲の非乱流流体が噴流に取込まれて乱流になる過程に対応しており、エントレインされて噴流中心部に達した流体が噴出流体とほぼ同じ乱流特性を有していることを示している。

図21に噴流シーディング LDA 測定と HWA 測定による領域平均速度の比較を示す。図中の●は非乱流流

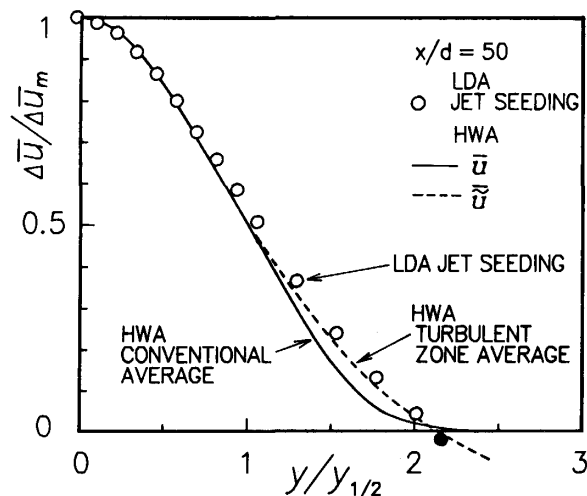


Fig. 21 Jet seeding LDA and HWA conditional zone average (mean velocity)

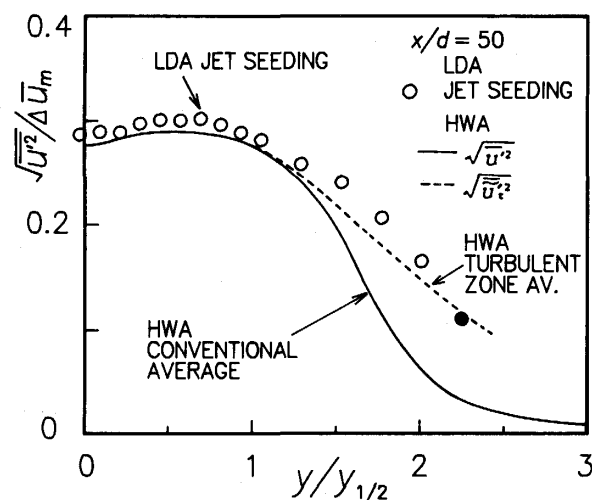


Fig. 22 Jet seeding LDA and HWA conditional zone average (turbulent fluctuation)

からの寄与が大きく乱流域平均として精度が低いと評価されるデータである。なお、この精度の関する議論は文献4)に詳述した。

噴流シーディング LDA 測定値は HWA 乱流域平均と極めて良く一致している。また、図22の乱れ強さ分布は HWA の方が全体にやや小さな値を示すものの傾向は良く一致している。また、大規模渦運動のため噴流外縁部で乱流域平均速度 $\Delta \bar{u}$ がわずかに負の値になる「逆流」現象も両方に見られる。異なる計測システムで得られたことを考えると、両者の一致は極めて良いと言える。なお、温度を用いて乱流・非乱流を

判別した結果²⁰⁾では、噴流周縁部での乱流域の逆流が観測されていない。これは7.2節で述べた計測上の困難さのためと考えられる。

8. LDA と HWA の同時測定による瞬間的対応関係の検証

LDA による乱流域平均測定方法と HWA による乱流・非乱流判別方法が共に正しく乱流域を把握しているならば、HWA で乱流域と判別された時のみに LDA による速度測定がなされるはずである。この対応関係

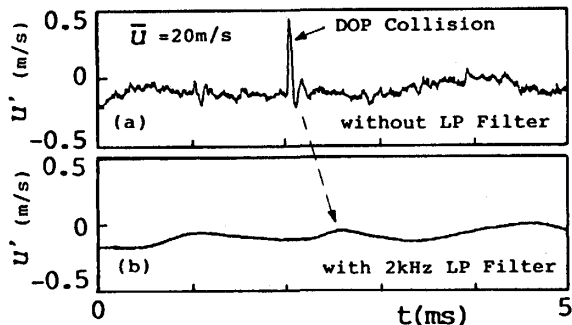


Fig. 23 Typical HWA signal in DOP seeded flow and its filtering.

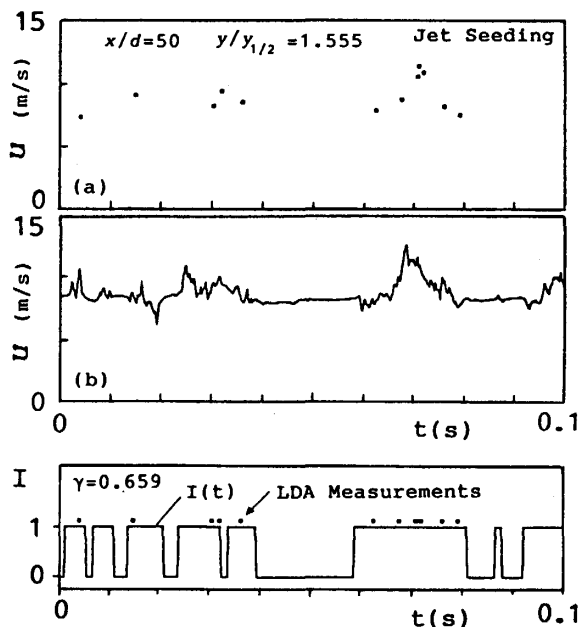


Fig. 24 Simultaneous measurement of HWA and jet seeding LDA.
 (a) LDA measurement.
 (b) HWA signal
 (c) LDA measurement and intermittency function by HWA.

を検証するため LDA 測定と HWA 測定を同時に行なった²⁵⁾。

8.1 実験方法

熱線プローブをレーザ焦点の下流 3mm の位置に設置して同時に測定した。図2と図11の計測システムを組み合わせて LDA カウンタのデータレディ信号をウェーブメモライザの外部スタートに入力して、LDA で最初の測定がなされた時、HWA の測定を開始させた。LDA の測定データはパソコンで取得し、HWA の測定データはウェーブメモライザに収録して、測定終了後、両方のデータを磁気テープに書込んだ。実験後、大型計算機でそれぞれの計算処理を行なった。

なお、この測定では噴流中の DOP 粒子が熱線に衝突して熱線出力にノイズを生じさせる。図23に噴流ポテンシャルコアでの測定例を示すが DOP 衝突によるスパイクノイズは速度にして 0.5m/s 程度であった。しかしこのノイズは高周波であるのでアンチエイリアシングフィルタを通ると 0.1m/s 程度の小さな変動となってしまう乱流・非乱流判別への影響は無視できた。また DOP によって熱線特性に大きなドリフトが生じたが、これについては、DOP のない流れの測定結果に平均速度・乱れ強さが合うよう熱線の較正曲線を修正した。このようにして得られた速度波形から乱流・非乱流判別した。

8.2 同時測定結果

図24に噴流シーディング LDA と HWA の同時測定結果の例を示す。熱線と焦点の位置差による時間遅れは平均速度を用いて補正した。図24(c) から LDA 測定は HWA によって乱流域と判別されたところに集中していることがわかる。このことを定量的に調べる

Table 1 Coincidence rate of jet seeding LDA measurements with turbulent decision by HWA ($x/d=50$)

y (mm)	$y/y_{1/2}$	γ	C_o	C_R	DR (Hz)
0	0.0	1.000	1.0	—	189
5	0.120	1.000	1.0	—	168
25	0.598	0.999	1.0	0.933	180
45	1.077	0.969	0.997	0.918	122
55	1.316	0.879	0.985	0.903	90.8
65	1.555	0.659	0.960	0.926	61.8
75	1.794	0.346	0.848	0.915	21.8
85	2.033	0.126	0.624	0.917	7.1
105	2.512	0.008	0.100	0.932	1.1
125	2.990	0.0	0.0	—	0.4

ため LDA 測定と HWA 乱流域との一致率 C_O を評価した。

$$C_O = n / (n + m) \quad (9)$$

n : $I=1$ のときの LDA 測定数

m : $I=0$ のときの LDA 測定数

表1に一致率 C_O の値を示す。ほとんどの測定点で C_O は高い値を示している。しかしこの一致率 C_O は間欠度 γ が大きい程大きな値を示すので、瞬間的対応を評価するのに十分ではない。そこで間欠度 γ の影響を補正した修正一致率 C_R

$$C_R = n(1-\gamma) / \{n(1-\gamma) + m\gamma\} \quad (10)$$

を評価した。 C_R は $[0, 1]$ の値をとり $C_R=1$ は乱流域と完全一致、 $C_R=0$ は非乱流域と完全一致、 $C_R=0.5$ は無相関であることを意味する。表1の修正一致率 C_R はほぼ0.90~0.93を示しており、噴流シーディング LDA 測定は HWA による乱流判別と瞬間的にも良く一致している。

以上のことから、乱流域に選択的にシーディングして LDA 測定すれば乱流域平均が得られることが明らかになった。本方法は従来の方法のような複雑な信号処理や乱流・非乱流判別を必要としないので乱流域平均を比較的簡単に得ることができ、複雑な乱流間欠性の研究に役立つ。ただ、本方法によって得ることのできるのは、乱流域平均だけで間欠度、非乱流域平均、乱流間欠性関数を得ることはできない。よって本方法は乱流域平均を簡便に求めるという使い方のほかに、乱流・非乱流判別に熟練を要する HWA を用いた方法の結果をクロスチェックする手段として有用であろう。HWA を用いた方法と本方法を相互補完的に用いることによって信頼性の高い乱流間欠性測定が可能になる。

なお、この方法を三次元壁面噴流の乱流構造の研究²⁶⁾に適用して、乱流二次流れやエントレインメントについて従来にない知見が得られている。

9. あとがき

乱流間欠性について進めてきた実験的研究の概要について述べた。これまでいくつかの特徴的な構造やその機構について明らかになることができたが、現象の三次元的な構造やその制御など解明すべき問題点が多く残されている。

乱流間欠性は複雑で、その取扱には実験的にも理論

的にも高度な手法が要求される。しかし、乱流の理解や乱流モデルの高度化には避けて通れないところであり研究の進展が期待されている。

本研究は妹尾泰利教授（現名誉教授）の御協力の下に始めた研究であり熱エネルギーシステム工学専攻の院生の協力を得て行われた研究である。ここに記して謝意を表します。

参考文献

- 1) Corrsin, S., Kistler, A. L., *NACA Rep.* 1244 (1955).
- 2) Hedly, T. B., Keffer, J., *J. Fluid Mech.*, 64-4 (1974), 625.
- 3) 高曾 徹, 西野友太良, 栗山勝志, 妹尾泰利, 機論 54-504 B(1988), 1929.
- 4) 高曾 徹, 西野友太良, 妹尾泰利, 機論 55-511 B(1989), 631.
- 5) 高曾 徹, 西野友太良, 妹尾泰利, 九州大学機能研報告 2-1(1988), 125.
- 6) 谷 一郎, 小橋安次郎, 佐藤浩 編, 流体力学実験法, (1977), 16, 岩波書店.
- 7) Wagnanski, I., Fiedler, H., *J. Fluid Mech.*, 38-3 (1969), 577.
- 8) Antonia, R. A., Bilger, R. W., *J. Fluid Mech.*, 61-4 (1973), 805.
- 9) Antonia, R. A. ほか 2 名, *J. Fluid Mech.*, 72-3 (1975), 455.
- 10) 日野幹雄, スペクトル解析, (1977), 13, 朝倉書店.
- 11) 高曾 徹, 妹尾泰利, 大橋秀雄, 九州大学生産研報告, 74 (1978), 149.
- 12) Beauchamp, K. G., *Walsh Functions and Their Applications*, (1975), Academic Press.
- 13) Brown, G. L., Roshko, A., *J. Fluid Mech.*, 64-4 (1974), 775.
- 14) 高曾 徹, 宇栄原隆, 妹尾泰利, 第18回乱流シンポジウム(1986), 88.
- 15) Komori, S. and Ueda, H., *J. Fluid Mech.* (1985) 157, 337.
- 16) Yule, A., *J. Fluid Mech.* (1978) 89, 413-432.
- 17) Perry, A. and Lim, T., *J. Fluid Mech.* (1978) 88, 451.
- 18) 高曾 徹, 西野友太良, 栗山勝志, 妹尾泰利, 第17回乱流シンポジウム (1985), 49.
- 19) Schon, J. P., Charnay, G., *Measurement of Unsteady Fluid Dynamic Phenomena*, (ed. B. E. Richards), (1977) Hemisphere, 291.
- 20) Liu, B. Y. H., Lee, K. W., *Am. Ind. Hyg. Assoc. J.* 36 (1975), 861.
- 21) Chen, C.-H. P., Blackwelder, R. F., *J. Fluid Mech.* 89-1(1978), 1.
- 22) McLaughlin, D. K., Tiederman, W. G., *Phys. Fluids*.

乱流自由噴流における乱流間欠性現象の研究

- 16-12(1973), 2082.
- 23) Melling, A., Whitelaw, J. H., *DISA Inf.* No. 15 (1973), 5.
- 24) 速水 洋, 植木弘信, 妹尾泰利, 九州大学生産研報告 74(1983), 167.
- 25) 高曾 徹, 西野友太良, 宇栄原隆, 妹尾泰利, 第2回流れの動的計測シンポジウム (1985), 111.
- 26) 高曾 徹, 末吉 智, 速水 洋, 第21回乱流シンポジウム (1989), 250.