発達した管内乱流速度分布で二次元チャンネルから噴出する自由噴流の混合特性

Turbulent Characteristics of Free Jet Emitted from a Two-dimensional Channel with a Fully-developed Turbulent Velocity Distribution.

○ 小田 誠 (信州大院) 正 松原雅春 (信州大) 正 佐々木篤史 (信州大)
正 池田敏彦 (信州大) 正 土屋良明 (信州大)

Makoto ODA, Graduate School of Shinshu University, Wakasato 4-17-1, Nagano 380-8553

Masaharu MATSUBARA, Shinshu University

Atsushi SASAKI, Shinshu University

Toshihiko IKEDA, Shinshu University

Yoshiaki TSUCHIYA, Shinshu University

Key Words: 2-D, turbulent free jet, correlation, coherent structure, POD, eigenvalue

1. はじめに

噴出口における流れの状態が層流である自由噴流は、乱流への遷移過程で大規模な渦が存在していることが知られており、噴出口の形状への依存性が示唆されている⁽¹⁾。しかし噴出口における流れの状態が乱流である場合の研究は比較的少なく、遷移過程で現れるような大規模渦が存在するかはよくわかっていない。また、噴流軸上における速度変動の歪度、平坦度および噴流中心を基準とした速度相関のスパン方向分布から大規模構造の存在が示唆されている⁽²⁾。本研究では発達した管内乱流速度分布で噴出した自由噴流において、I 型熱線プローブを用いて速度相関を測定し、Proper orthogonal decomposition (POD) を用いて変動速度の固有値、固有値関数を求めた⁽³⁾。POD は客観的に乱流の構造を抽出するための方法として、近年多くの研究で用いられている⁽⁴⁾。POD により得られた固有値と固有関数から、噴流の乱流構造を考察してみた。

2. 実験装置および方法

Fig.1 に実験装置の概略図を示す。送風機から送られた空気は、一辺 100mm のハニカム、メッシュで構成されている風洞内で整流され、長さ 1000mm の平行部を通り発達した管内乱流速度分布を形成し、短辺 $h=5\text{mm}$ で縦横比 20 の二次元チャンネルより噴出される。座標系は、噴出口中心を原点とし噴流軸方向に x 軸、噴出口短辺方向に y 軸、長辺方向に z 軸をとった。流速の測定は定温度型熱線風速計を用い、自由噴流の流れの基本特性および POD を行うための二点同時速度相関においては、流れ方向速度を線径 $2.5\mu\text{m}$ の白金線で測定部長さが 1mm の熱線とする I 型プローブを 2 本用いた。相関測定において、I 型プローブをせん断方向に移動可能な電動スライダに取り付け、もう一つの I 型プローブとの間隔を変えた。さらに、これらを二次元トラバース装置に取り付け、噴流軸上方向および噴流軸に直交な y 方向に流速の測定を行った。移動方向は流れ方向に 2000mm 、流れ方向の直角方向に 300mm のトラバースを可能にした。測定点数は 1830 点で、2 本のプローブの初期間隔 0.5mm とし、間隔の移動量は噴流の広がりに合わせて 0.2mm から 0.8mm とした。噴出口中心の平均流速 U_0 は 40m/s で、この速度と噴出口幅 h に基づくレイノルズ数は 25000 である。またデータのサンプリング条件はサンプリング周波数が 20kHz 、サンプリング時間は 5s である。

Fig.1 Experimental set-up.

3. 実験結果および考察

噴流の発達過程を確認するため、I 型プローブを用いて測定した平均速度分布と乱れ強さの噴流軸上流れ方向分布を Fig. 2 に示す。縦軸は流れ方向平均速度 U_c 、変動速度 u の rms 値 u' をそれぞれ噴出口中心速度 U_0 で無次元化し、乱れ強さは 10 倍してある。平均速度は $x/h=6$ 付近から減衰が始まり、 $x/h=20$ 付近より二次元噴流の特徴である $-1/2$ の傾きをもって減衰する。乱れ強さは $x/h=4$ 付近より急激な増加を示し、相対乱れ約 12% のピークをとった後に減少している。また噴出口中心速度 U_{max} で無次元化した短辺方向平均速度 U において Jet core 領域では他の分布に比べ大きくはずれているが、 $x/h=5$ 以降ではほぼ一致する分布がみられた。 u' の分布では、噴流軸上で二次元噴流と同様の傾き $-1/2$ で減衰する位置 $x/h=20$ 以降で分布が重なる傾向を示した。

Fig.3 に噴流軸上 $x/h=0, 5, 10, 20, 60$ における変動速度 u のパワースペクトルの分布を示す。なおスペクトル分布は移動平均法により平滑化してある。軸上の乱れ強さが増加する $x/h=0$ から $x/h=20$ では $f=5\sim 200\text{Hz}$ 付近の低周波数領域におけるエネルギー密度に約 20 倍の増加が見られるが、乱れ強さが減少していく $x/h=60$ における高周波数領域におけるエネルギー密度において明らかな減少が見られる。ここで図示は省略したが $x/h=30$ から $x/h=50$ においても $x/h=60$ と同様の傾向が見られた。このことから十分下流では大きいスケールの渦が支配的であることがわかる。また管内乱流速度分布で噴出した流れのため全周波数にわたり明確なピークは見られず、 $x/h=10$ より下流では高周波領域で $-5/3$ 乗則が見られる。

Fig.2 The streamwise distributions of mean velocity and velocity fluctuation.

Fig.3 Spectrum of the streamwise velocity.

次に乱れ強さの分布の変化に着目し、 $x/h=0.2, 5, 10, 50$ における POD による固有値と固有関数 ϕ_i を求めた。ここで固有値は大きい値から順番に mode 1, mode 2...とする。それに対応する固有関数を $\phi_1, \phi_2, \dots, \phi_n$ とし、固有関数の分布の特徴から以下のように固有関数を分類した。固有関数の分布が縦軸を中心として対称に近い形を示すものを対称モードとし、分布に対応する固有値が大きい順に $S_1, S_2, \dots, S_n$ と定義した。また原点に対して反対称に近い形を示す固有値を反対称モード($X_1, X_2, \dots, X_n$)とし、それらの対称性を示さないものを非対称モード($A_1, A_2, \dots, A_n$)と定義した。

Fig.4 に $x/h=0.2, 5, 10, 50$ の位置における乱れエネルギーの割合の分布を示す。噴出口直後の位置で最も支配的な乱れエネルギーは約 12%程度を示しており、 $x/h=5$ 付近まではほぼ同様に多くのモードにエネルギーが分散する傾向を示す。乱れ強さが増加する $x/h=10$ 付近では徐々に最も支配的な固有値が増加している。そして十分下流では最も支配的なエネルギーは約 20%程度に達し、乱れエネルギーはさらに一部の支配的な固有値に集中していくことが分かる。

Fig.5 に噴出口直後の位置 $x/h=0.2$ における固有関数の分布を示す。前報⁽⁵⁾でも報告しているが、Jet core 領域内 ($x/h=3$) における支配的な乱れエネルギーに対応する固有関数分布は片側に集中した非対称モードの形を示しており、一方のせん断層だけの攪乱により、乱れが構成されていることを示していた。一方で $x/h=0.2$ では支配的な分布に反対称モードと対称モードが存在している。これは二次元チャンネル流の POD の結果⁽⁶⁾と同様の傾向であり、噴出口に非常に近い位置では、自由せん断層による攪乱よりも発達した管内乱流の影響が支配的であることが示唆される。

Fig.6 に固有関数分布形状において、各分布形状の最も支配的なモード A_1, S_1, X_1 に対応する乱れエネルギーを示す。Jet core 領域内において、噴出口直後では反対称モードが支配的であるが、すぐに非対称モードが支配的になっている。これは、Jet core の両側にあるせん断層内に攪乱が生成されていること示唆している。また乱れ強さが急激に増加する領域では対称と反対称モードが支配的になり、非対称モードの

持つエネルギーは小さく、噴流全体に渡る大規模な攪乱が支配的であると分かる。乱れが最大になる領域では再び非対称モードのもつエネルギーが大きくなり様々なモードの乱れを持つ構造になっている。流れが相似的になる十分下流では非対称モードのもつエネルギーはまた小さくなり、反対称モードが支配的であることが分かる。このことより POD による固有関数分布において支配的な乱れの構造が jet core 領域、軸上乱れ強さが急激に増加する領域、乱れが最大になる領域、相似領域の 4 つに分かれていることが示唆される。

Fig.4 Relative energies in the fluctuations captured by POD mode.

Fig.5 Profiles of the first 5 POD modes for u-velocity. ($x/h=0.2$)

Fig.6 Profiles of relative S_1, A_1, X_1 mode energies in the fluctuations captured by POD mode.

4. おわりに

上流に乱流チャンネル流を持つ二次元噴流を POD 解析で調べた結果、支配的な攪乱の種類から噴流が Jet core 領域、急成長領域、最大乱れ領域、相似領域に分けられ、それぞれ特徴的な攪乱構造を持つことが分かった。

5. 参考文献

- (1) 高首, 他 3 名, 機論, 54-504, (1988-8), 1929-1937
- (2) 小田, 他 5 名, 機講論, No.03-16(2003.9.19-20), 115
- (3) Philip Holmes, John L Lumley, Turbulence, Coherent Structures, Dynamical Systems and Symmetry (Cambridge Monographs on Mechanics) (1998)
- (4) S. V. Gordeyev, F. O. Thomas, *J. Fluid Mech.*, 414, (2000) 145-194
- (5) 小田, 他 4 名, 日本流体力学会年会 2004 講演論文集, (2004.8.9-11, 名古屋), 228-229
- (6) Rowley, C.W., *Int. J. of Bifurcation and Chaos*, (2004).