定常および脈動自由噴流の4象限分類による測定*

井 口 学^{*1}, 山 田 栄 二^{*2}
植 村 知 正^{*3}, 山 本 富士夫^{*4}

Conditional Sampling Measurements of Steady and Pulsating Round Jets

Manabu IGUCHI, Eiji YAMADA,
Tomomasa UEMURA and Fujio YAMAMOTO

Conditional sampling measurements were made to reveal the turbulence structures of a steady round jet and a pulsating round jet with low pulsation frequency and relatively large velocity amplitude using a hot-wire anemometer and a laser Doppler velocimeter. Turbulent motions were classified into four distinct categories: ejection, sweep, outward interaction and inward interaction. The fraction of time the velocity signals were in the respective categories and the contributions of each motion to the Reynolds shear stress and turbulence kinetic energy were determined. Ejection and sweep were found to be responsible for turbulence production. The correlation coefficient between the axial and the radial velocity fluctuations showed that large-scale ordered motions existed in the jet. There was little difference between the turbulent structures of the steady and pulsating jets.

Key Words: Round Jet, Unsteady Flow, Pulsation, Turbulence, Conditional Sampling, Turbulent Structure

1. 緒 言

定常自由噴流の乱流構造に関する研究は可視化⁽¹⁾, 条件付サンプリング⁽²⁾, 間欠係数のスペクトル解析⁽³⁾などの手法を用いて活発に行われており, 組織的構造の存在とその特性が次第に明らかにされつつある。一方, 非定常性が印加されたとき自由噴流の乱流構造がどのように変化するのも非常に興味深い点であり, 間欠性⁽⁴⁾や音波⁽⁵⁾の影響については多くの研究がなされているが, 脈動性の影響はほとんど言及されていないようである⁽⁶⁾。本研究では円形脈動自由噴流の乱流構造の解明を目的としているが, ここではまず, 4象限分類に基づく条件付サンプリングによって定常自由噴流の乱流構造を調べ, その結果と比較しつつ測定の比較的容易な低周波数領域における脈動振幅の大きい脈動自由噴流の乱流構造を調査した結果について報告する。

2. 記 号

d : ノズル径
 f : 脈動周波数
 f_s : サンプリング周波数
 l_m : 混合距離
 Re_d : レイノルズ数 $= \bar{u}_0 d / \nu$
 r, z : 半径方向および軸方向座標
 u, v : 軸方向および半径方向速度
 u', v' : 軸方向および半径方向速度の乱れ成分
 u'_{rms}, v'_{rms} : u' と v' の二乗平均の平方根値
 ν : 動粘度
 添 字
 cl : 噴流中心軸上の値
 0 : ノズル出口における値
 $-$: アンサンブル平均値

3. 実験装置と測定方法

流体に空気をを用いた実験装置の概要を図1に示す⁽⁶⁾。定常噴流はプロアで, 脈動噴流はプロアとピストン・クランク機構を用いて発生させた。ノズルは絞り比が0.39, 内径 d が19.8 mmの長円ノズルである。ノズル径の15倍までの軸方向領域を測定対象とし

* 1991年3月9日 中国四国支部第29期総会・講演会において講演, 原稿受付 1995年5月26日。

*¹ 正員, 大阪大学工学部 (〒565 吹田市山田丘2-1)。

*² 正員, 大阪大学大学院 [現: シャープ(株)]。

*³ 正員, 関西大学工学部 (〒565 吹田市山手町3-3-35)。

*⁴ 正員, 福井大学工学部 (〒910 福井市文京3-9-1)。

た。I形およびX形の熱線プローブを用いて測定した軸方向と半径方向の速度は12 bit, 変換時間 $25\ \mu\text{s}$ のA-D変換器を介してマイクロコンピュータで処理し, それぞれの平均速度, 乱れ成分ならびにレイノルズ応力などを求めた。すなわち脈動噴流の場合は脈動周波数 f が $1.02\ \text{Hz}$ において1000周期分のデータを集め, 1周期を均等に36分割した各位相における値を評価した。したがって元信号のA-D変換時間は $25\ \mu\text{s}$ あるいは $50\ \mu\text{s}$ で, 諸量を算出するための信号を集録する際の周波数は約 $36\ \text{Hz}$ である。なお, これらの位相に番号を付け, phase 1, 2, 3, ..., 36と表すことにした。定常噴流の場合も同じようにして信号の集録を行い, 1測定位置につき3600個のデータを集めた。脈動流の乱れ成分は位相平均速度からの偏差を表す。

周知のように, X形熱線では逆流の存在する噴流外縁部の瞬間速度やレイノルズ応力を正しく測定できない⁽⁷⁾⁽⁸⁾。この問題を解決するために, 最近熱線風速計を一定速度で移動させるなどの方法も試みられているが⁽⁹⁾, 測定が厄介であり, 非定常噴流の測定には適していない。

本研究では, X形熱線がどの程度の半径位置まで適

用できるのかを明らかにするために, 逆流も正しく検知できる2チャンネルのLDVを用いて定常水噴流の測定を行った。すなわち図2に示す円筒容器の底の中央に設けた内径2 mmの単孔ノズルから水浴中へ水を吹出すことによって形成される噴流に着目し, ノズル側壁の影響の現れない軸位置における水噴流の乱流特性を4象限分類法に基づいて調べた。この結果をX形熱線を用いて得られた結果と比較することにより, X形熱線の適用範囲を明確にした。

なお, X形熱線の出力信号は連続的に得られ, これをA-D変換することによって脈動流の位相平均などの処理が容易に行えるのに対し, LDVの出力信号は離散的に得られ, しかもその間隔が一定でないために, このような処理は比較的難しく, したがってLDVによる脈動自由噴流の測定は行っていない。

4. 実験結果と考察

4.1 定常自由噴流 実験結果はおもに空気噴流の場合について示す。X形熱線による測定の妥当性を検証するために行った水噴流の結果は4.1.3項においてのみ述べる。

4.1.1 平均速度 ノズル出口でのレイノルズ数 $Re_d (= \bar{u}_0 d / \nu)$ は 3.49×10^4 である。ここで $\bar{u}_0$ はノズル出口での平均速度, ν は動粘度である。非粘性コアの長さは約 $4d$ となっている。図3には軸方向速度 $\bar{u}$

Fig. 1 Experimental apparatus for steady and pulsating round air jets

Fig. 2 Experimental apparatus for steady round water jet

Fig. 3 Radial distributions of axial mean velocity

Fig. 4 Radial distributions of radial mean velocity

Fig. 5 Radial distributions of the rms value of axial turbulence component

Fig. 6 Radial distributions of the rms value of radial turbulence component

Fig. 7 Radial distributions of Reynolds shear stress

の半径方向分布を示す。後掲の図9～12で明らかにように、 $r/z > 0.18$ における測定値は信頼性に乏しいので省略している。軸位置 z が $10d$ と $15d$ における平均速度の分布は相似になっている。この分布は従来実験的あるいは理論的に求められている分布によく一致している⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾。半径方向の平均速度 $\bar{v}$ をTollmienの計算値⁽¹⁰⁾と比較して図4に示す。 $\bar{v}$ の絶対値が $\bar{u}_{cl}$ のたかだか2%程度しかないことを考えれば、 $z/d = 10, 15$ における測定値と計算値は比較的良好に合っているといってもよい。ただしTollmienの計算値を求めるに際して必要とされる混合距離 l_m の評価には $l_m = 0.017z$ を用いた⁽¹¹⁾。簡単のために仮想原点を零としている。

Fig. 8 Classification of turbulent motions into four quadrants

Fig. 9 Radial distributions of relative frequency for steady jet (Four kinds of lines denote water jet results)

4・1・2 乱れのrms値とレイノルズ応力 軸方向および半径方向の乱れのrms値(root mean square値) u'_{rms}, v'_{rms} ならびにレイノルズ応力 $u'v'$ (注：密度で除してある)は図5～7で明らかのように $z = 5d$ と $10d$ の間で顕著に変化するが、 $10d$ から $15d$ にかけての変化は非常に小さくなっている。本研究ではいわゆるノズル近傍領域を対象としていることになる⁽¹²⁾。

4・1・3 条件付サンプリング 管内流れの研究にならって^{(13)～(15)}、 u', v' 平面を図8のように四つの象限に分け、各象限の乱流運動を便宜的に図8中に記入したように命名し⁽¹⁶⁾、乱れエネルギーやレイノルズ応力の特性を調べた。乱流の大規模な組織的構造を検知するには、サンプリングに際して数居値を設けるほうが効果的であるが、数居値設定基準が明確でないため、ここではとりあえず数居値を零とした。測定値は $z/d = 10$ の場合のみについて示したが、 $z/d = 15$ における測定結果は $z/d = 10$ の位置での結果にほぼ一致している。

測定値を図9～12に示す。水噴流の結果は複雑さを

避けるために4本の曲線で描いてある。ただしノズル出口レイノルズ数 Re_d は 7.00×10^3 である。これらの測定値の一部については前報⁽¹⁷⁾を参照されたい。水噴流と空気噴流の測定値の一致は $r/z \leq 1.8$ の区間で良好である。そこで、以下の議論はこの区間に限定して行う。

図9に各運動の頻度 N_i を示す。中心軸近傍から少し離れたところでエゼクション(速い流体が外へ向う)とスweep(遅い流体が中心へ向かう)が多く、噴流外縁部に近づくにつれてスweepが多くなる。中心軸のごく近傍では各運動の頻度はそれぞれ約0.25となっている。アウトワードインタアクション(遅い流体が外へ向う)とインワードインタアクション(速い流体が中心へ向う)の頻度は互いにほぼ等しく、全体に占める

割合は小さい。

図10に示すように、各運動のレイノルズ応力への寄与に関しては、中心軸から少し離れた位置から噴流外縁部にわたってエゼクションが大きい。スweepは噴流中心側で大きくエゼクションとほぼ同じ値をとっている。噴流外縁部ではエゼクションの頻度 N_1 は小さいにもかかわらず、レイノルズ応力への寄与は最大であることより、数は少ないが振幅の大きなエゼクションによってレイノルズ応力の多くが生じていることになる。

乱れエネルギー $\overline{u'^2}$ および $\overline{v'^2}$ への各運動の寄与を図11, 12に示す。レイノルズ応力への寄与と同様に、中心軸から離れた領域では、いたるところでエゼクションの寄与が大きく、スweepは中心側で大きい。中

Fig. 10 Contribution to Reynolds shear stress (Key: same as in Fig. 9)

Fig. 13 Radial distributions of Reynolds shear stress in four quadrants

Fig. 11 Contribution to axial turbulence kinetic energy (Key: same as in Fig. 9)

Fig. 14 Radial distributions of the rms value of axial turbulence component in four quadrants

Fig. 12 Contribution to radial turbulence kinetic energy (Key: same as in Fig. 9)

Fig. 15 Radial distributions of the rms value of radial turbulence component in four quadrants

Fig. 16 Radial distributions of correlation coefficient

Fig. 17 Mean velocity distribution of pulsating jet at the nozzle exit

Fig. 18 Radial distributions of relative frequency at phase 6 (Four kinds of lines denote steady air jet results)

心軸近傍では各運動の乱れエネルギーへの寄与はほぼ等しく、約25%となっている。

これまでは各運動を全時間平均的にとらえてきたが、頻度は各運動間で異なるため、その結果は現象の瞬時の大きさとは必ずしも対応していない。そこで各運動が起こっている時間内での平均振幅を求めた。例えばレイノルズ応力の平均振幅は次式で与えられる。

$$(\overline{u'v'})_i = (\overline{u'v'})_i / N_i \quad (i=1, 2, 3, 4)$$

$$(\overline{u'v'})_i / \overline{u'^2}_i$$
 の分布を図13に示す。中心軸近傍では四つの運動の振幅(絶対値)はよく似ているが、中心から離れるにつれてエゼクションの振幅が大きくなる。この

Fig. 19 Contribution to Reynolds shear stress at phase 6 (Key: same as in Fig. 18)

Fig. 20 Contribution to axial turbulence kinetic energy at phase 6 (Key: same as in Fig. 18)

Fig. 21 Correlation coefficient at phase 6 (Key: same as in Fig. 18)

エゼクションの振幅は $r/z=0.07$ の位置で最大になるが、その値は $(\overline{u'v'})_i / \overline{u'^2}_i$ の2倍にも達している。

図14, 15から明らかなように、各運動の乱れエネルギーの振幅はかなりよく似た大きさをもっている。したがって乱れエネルギーの振幅 $\sqrt{(\overline{u'^2})_i}$, $\sqrt{(\overline{v'^2})_i}$ はそれぞれ全時間平均的な値 $\sqrt{(\overline{u'^2})}$, $\sqrt{(\overline{v'^2})}$ (すなわち u'_{rms} , v'_{rms} の分布形状とほぼ一致している。

各運動の相関係数 γ_i を次式で定義する。

$$\gamma_i = (\overline{u'v'})_i / \sqrt{(\overline{u'^2})_i} \sqrt{(\overline{v'^2})_i}$$

図16から明らかなように、相関係数は噴流の断面全域にわたってほぼ一定である。このことは噴流横断面全体にわたる大きな組織的構造の存在を意味している。

4・2 脈動自由噴流

4・2・1 平均流特性 時間平均レイノルズ数は 3.28×10^4 、脈動周波数 f は 1.02 Hz である。この脈動周波数はノズルの渦放出周波数に比べて非常に小さい⁽¹⁸⁾。しかし脈動振幅の影響をみるために、脈動振幅比は 0.40 とかなり大きくしている。この実験条件下の脈動噴流の平均流特性は前報⁽⁸⁾に詳しいので、ここではノズル出口での断面平均速度の時間的変化のみを図 17 に示し、その他の量については割愛する。図 17 において平均速度はほぼ正弦波状に変化していることがわかる。

4・2・2 条件付サンプリング 脈動自由噴流の条件付サンプリングは 36 個の位相において行った。図 17 における代表的な位相として、加速度最大の phase 6、速度最大の phase 16、減速度最大の phase 30、速度最小の phase 36 に着目した。結果的に、いずれの位相においても頻度をはじめとする諸量は定常自由噴流の値とほぼ同じであった。その証として各運動の頻度、レイノルズ応力への寄与、乱れエネルギーへの寄与、相関係数の phase 6 における分布を図 18～21 に示す。図 18～21 中の実線と破線は定常噴流の値である。

以上のことより脈動動周波数が 1 Hz 程度と渦放出周波数よりも非常に低い場合には、脈動振幅比が 0.40 とかなり大きくとも $10 \leq z/d \leq 15$ の軸位置のいずれの位相においても脈動自由噴流の乱流構造は定常噴流の構造と同じであることが判明した。

脈動周波数が大きくなった場合の乱流構造については今後の課題としたい。

5. 結 論

5・1 定常自由噴流 4 象限分類に基づく条件付サンプリング法を用いて空気の円形乱流噴流の乱流特性を調べた。X 形熱線による空気噴流の測定結果は、 $r/z \leq 1.8$ の区間で信頼性を有することを LDV を用いた水噴流の測定結果との比較により明らかにした。以下の結論はこの区間で成り立つ。

(1) 乱れのエネルギーおよびレイノルズ応力への寄与に関して、中心軸近傍では四つの運動すなわちエゼクション、スweep、アウトワードインタアクション、インワードインタアクションの寄与はほぼ等し

い。中心軸から少し離れた半径位置ではエゼクションとスweepが支配的であり、噴流外縁部ではエゼクションのみが支配的となる。

(2) 上記四つの運動の起こっている間の乱れエネルギーの平均振幅は各運動間で互いにかなりよく似ている。

(3) 軸方向乱れと半径方向乱れの相関は噴流中心部から噴流外縁部にわたってほぼ一定である。このことは、従来の実験で報告されているように噴流内には非常に大きなスケールの組織的構造の存在することを意味している。

5・2 脈動自由噴流 脈動周波数が 1 Hz 程度では、脈動振幅比が 0.40 とかなり大きくとも脈動自由噴流の近傍領域における乱流構造は定常噴流の乱流構造と同じである。

文 献

- (1) Dimotakis, P. E., ほか 2 名, *Phys. Fluids*, **26** 11 (1983), 3185.
- (2) Komori, S. and Ueda, H., *J. Fluid Mech.*, **152** (1985), 337.
- (3) 高曾徹・ほか 3 名, 機論, **54** 504, B (1988), 1929.
- (4) 田中豊, 機論, **51** 472, B (1985), 4177.
- (5) 時田秀治・ほか 2 名, 機論, **54** 504, B (1988), 1938, 1946.
- (6) Iguchi, M. and Yamada, E., *JSME Int. J.*, Ser. II, **33** 4 (1990), 722.
- (7) Tutu, N. K. and Chevray, R., *J. Fluid Mech.*, **71** (1975), 785.
- (8) Castro, I. P., *The Measurement of Reynolds Stress, Encyclopedia of Fluid Mech.*, (1986), Chap. 37, Gulf. Pub., Co.
- (9) Panchapakesan, W. R. and Lumley, J. L., *J. Fluid Mech.*, **246** (1993), 197.
- (10) Rajaratnam, N. (野村安正訳), 噴流, (1981), 36, 森北出版, 東京.
- (11) Hinze, J. O., *Turbulence*, 2nd ed., (1975), 537, McGraw-Hill.
- (12) Wygnanski, I. and Fiedler, H., *J. Fluid Mech.*, **38** (1969), 577.
- (13) Brodkey, R. S., ほか 2 名, *J. Fluid Mech.*, **63** Pt. 2 (1974), 209.
- (14) 菱田幹雄・長野靖尚, 機論, **47** 413, B (1981), 50.
- (15) 井口学・ほか 2 名, 機論, **53** 487, B (1987), 706.
- (16) Sreenivasan, K. R. and Antonia, R. A., *AIAA J.* **16** 9 (1978), 867.
- (17) 井口学・植村知正・中村英世・森田善一郎, 機論, **60** 572, B (1994), 1182.
- (18) 日本流体力学会編, 流体力学ハンドブック, (1987), 84, 丸善.