長方形噴流中の三次元渦構造に関する研究*

平 元 理 峰^{*1}, 豊 田 国 昭^{*2}Three-Dimensional Vortical Structures
in a Rectangular Jet

Riho HIRAMOTO and Kuniaki TOYODA

The three dimensional vortical structures in a rectangular jet were determined by measuring the phase average fluctuating static pressure, and the characteristics of the structure were discussed. The experiments were carried out for an air jet issuing from a sharp edged rectangular orifice. The jet was excited in the interaction mode, in which the stable interaction of vortices occurred. The phase average pressure was measured over the flow field with a static pressure probe. The three-dimensional contours of phase average pressure provided useful information on complicated vortical structures. The structures were characterized by stretching, splitting and cut and-connect of vortices. The results suggest that the direct measurements of fluctuating static pressure are very useful for detecting three dimensional complicated vortical structures.

Key Words: Vortical Structure, Rectangular Jet, Fluctuating Pressure, Three Dimensionality Turbulent Flow

1. ま え が き

工学分野で広く用いられている長方形噴流の特性は、噴流中に生成される渦の挙動に支配されていると思われるので^{(1)~(3)}、噴流構造を理解しその制御法を開発するためには渦構造の詳細を明らかにすることが必要である⁽⁴⁾。長方形のような非円形の噴流中に生成される渦は三次元的に複雑に変形・干渉するので、渦構造を実験的に検出するには困難を伴う。渦構造を検出するための実験的手法としては、可視化⁽⁵⁾または熱線プローブによる渦度測定があるが、これらの手法により三次元的な渦構造を明らかにすることは現状では極めて困難である⁽⁶⁾⁽⁷⁾。

ところで、圧力と渦度の関連性は次式で示される⁽⁸⁾。

$$-\frac{1}{\rho}\nabla^2\bar{p} = \frac{\bar{\varepsilon}}{2\nu} - \frac{1}{2}\widetilde{\omega_i\omega_i} \dots\dots\dots(1)$$

ここで、 $\bar{p}$ は瞬時圧力場、 $\bar{\varepsilon}$ は瞬時散逸、 $\widetilde{\omega_i\omega_i}$ は瞬時渦度ベクトル成分である。式(1)は、圧力が極小とな

る位置には必ず渦度が存在することを示している⁽⁹⁾。このことを考慮して、著者らは変動静圧測定が渦構造の検出に有効であることを実験により示した。すなわち、変動流中でも計測誤差の小さい圧力プローブにより円形噴流の位相平均変動静圧を測定し、変動静圧の極小位置付近の負圧部が渦構造の存在領域に対応していることを確認した⁽¹⁰⁾。さらに、同様の手法を複雑な渦構造をもつアスペクト比4の長方形噴流へ適用し、変動静圧の直接測定は渦構造の抽出に極めて有効であることを前報⁽¹¹⁾により示した。前報では、長方形噴流の長軸および短軸を含む流れ方向断面内の位相平均変動静圧場を2位相について測定し、可視化実験結果と比較検討した。その結果、変動静圧場は噴流中の複雑な渦構造を的確に示し、可視化結果では不明確であった渦構造を推測することができた。また、圧力はスカラー量であることから、変動圧力の直接測定は三次元的に複雑な渦構造の抽出に有効であることを示唆した。変動圧力が乱流中の渦構造の抽出に有効であることは、近年急速に進歩しているDNSの結果によっても示されている⁽¹²⁾。

本研究では、前報と同様のアスペクト比4の長方形噴流中の位相平均変動静圧場を36位相について求め、噴流中の渦の挙動を調べた。測定は、長軸および短軸

* 原稿受付 1995年8月11日。

^{*1} 学生員、北海道工業大学大学院 (〒006 札幌市手稲区前田7条15-4-1)。^{*2} 正員、北海道工業大学。

を含む流れ方向断面、流れ方向 6 箇所の噴流断面について行われ、圧力場の三次元画像により渦の変形・干渉模様を詳細に検討した。

2. 実験方法

本研究で使用した風洞を図 1 に示す。風洞出口に図 2 に示すオリフィス板を取付けアスペクト比 4 の長方形噴流を発生させた。噴出口中心速度 U_e は 4 m/s で、等価直径 D_e に基づくレイノルズ数 $Re = U_e D_e / \nu$ (ν : 動粘度) は 1.3×10^4 である。噴流中の渦構造を安定化し周期的に発生させるために、噴流は風洞整流部に取り付けられたスピーカにより励起された。可視化実験⁽⁵⁾によると、噴出口近傍混合層の不安定変動周波数 f_n の 1/4 の周波数で噴流を励起すると、 $f_n/4$ の周波数で発生する大規模長方形渦の安定な干渉モードが認められた。この干渉モードは長方形噴流中の渦構造の特徴的挙動を示しているため、本実験ではこの干渉モードを生成させる周波数 $f_n/4 = 141$ Hz で噴流を励起して測定を行った。励起強さ u'_e/U_e (u'_e : 噴出口変動速度の

実効値) は 0.03 とした。この干渉モードでは、連続的に発生する大規模渦が対になり干渉する。

変動静圧測定に用いた圧力プローブを図 3 に示す。静圧管をコンデンサマイクロホンに取り付けることにより高周波数の変動静圧の測定が可能であり、静圧管部の気柱共鳴はマイクロホン前面のダンパ(ナイロンガーゼ)により減衰され、静圧変動の振幅比特性は 2.0 kHz までほぼ平坦となっている。このプローブの特性は円柱後方変動流れ、単一渦輪、円形噴流の変動静圧測定により検討され、渦構造の抽出に有効であることが確認されている⁽¹⁰⁾。

図 4 に噴流中の位相平均変動静圧を測定するためのプローブの配置および座標系の概略を示す。参照信号は $x/D_e = 1.0$ の噴流中心近傍に固定された I 形熱線プローブにより測定された。図 4 中の参照信号は噴流中に連続的に発生する渦が対になり干渉していることを示す周期波形である。変動静圧は、三次元移動装置に取り付けられた圧力プローブにより $x-y$ 面、 $x-z$ 面および $y-z$ 面 ($x/D_e = 1.0, 1.3, 1.5, 1.7, 2.1, 2.3$) 内で測定された。各面内の測定点数は 578~700 点で、A-D 変換器のサンプリング周波数は 2 000 Hz、サンプリング数は 6 000 とした。測定範囲は噴流の対称性を考慮し、 $x-y$ 面では $y/D_e \geq -0.08$ 、 $x-z$ 面では $z/D_e \geq -0.08$ 、 $y-z$ 面では $y/D_e \geq -0.12$ の領域とした。また、圧力プローブの移動および位相平均処理はパーソナルコンピュータにより自動的に行われた。

Fig. 1 Wind tunnel

Fig. 2 Orifice

Fig. 3 Static pressure probe

Fig. 4 Arrangement of the probes

噴流中の変動静圧は周期的な大規模渦運動により特徴づけられるので、参照信号より決められる位相 θ_0 における圧力係数の平均値は、同一位相 $[\theta = \theta_0 + 2(n-1)\pi, n=1, 2, \dots, N]$ の変動静圧信号 p を抽出し次式により求めた。

$$\langle p \rangle = \left[\frac{1}{N} \sum_{n=1}^N p \right] / (\rho U_e^2 / 2) \quad \dots\dots\dots (2)$$

$\langle p \rangle$ は大規模渦運動による位相平均静圧を噴出口中心の動圧で除した無次元量である。位相平均回数 N は約 210、算出した位相角 θ_0 は $\pi/18$ 間隔で 36 位相とした。

厳密な空間的圧力場を抽出するためには、三次元空間の膨大な測定点と長時間の測定が必要となる。しかし、本実験では計測装置の経時変化およびデータ処理能力などを考慮して、 y - z 面の測定結果に Taylor 仮説を適用し、位相平均変動静圧場の三次元画像を作成し、空間的渦構造を推測した。この際、渦構造の抽出に Taylor 仮説を用いた場合の検討結果⁽¹³⁾を考慮して、時間変化を次式により x 方向距離に変換した。

$$\Delta x = -U_e \cdot \Delta t \quad \dots\dots\dots (3)$$

ここで U_e は渦構造の移動速度であるが、本報では噴流中心速度の半分の値を用いた。位相平均等圧線図および三次元画像は、オフラインのデータ処理用パーソナルコンピュータシステムにより作成された。

3. 実験結果および考察

図 5 に長方形噴流の長軸断面(x - y 面)の位相平均等圧線図を示す。一周期の変化が $\pi/3$ 間隔で図 5(a) から (f) の 6 位相で示されている。負圧領域は暗部で示され、渦構造の存在領域に対応している。L 印は先行渦、T 印は追跡渦を示しており、流れ方向は左から右である。また、L、T 印の上付き記号「'」、「''」は下流の渦を示している。図 5 より先行渦と追跡渦の干渉模様がわかる。上流の先行渦 L は、下流の追跡渦 T' を巻き込み合体する [図 5(c)~(e)]。図 5(d) では、追跡渦 T' の影響による負圧領域が噴流中心近傍と外側で見られ、噴流中心近くの渦部が先行渦の中に入り込む様子がわかる。さらに下流では、噴流中心近くの追跡渦 T'' が不明りようになる [図 5(d), (e)]。

図 6 に長方形噴流の短軸断面(x - z 面)の位相平均等圧線図を示す。追跡渦は先行渦の中に入り込み追い抜いている [図 6(e), (f)]。先行渦は下流で引き伸ばされ、図 6(f) では小渦 L' の分離が推測される。

図 7 に、流れに垂直な断面(y - z 面)の位相平均等圧線図の一例 ($x/D_e = 1.3$) を示す。先行渦 L' は z 方向に広がり、追跡渦がそのの中に入り込み複雑な干渉構造と

なっている様子がわかる。

36 位相の y - z 面位相平均等圧線図により計算された渦構造の三次元画像を以下に示す。三次元画像を作成する際の圧力範囲は渦構造が明りようになるような負圧領域とした。図 8 に $x/D_e = 1.0$ における三次元画

Fig. 5 Phase average pressure contours on the major axis plane

像を示す。先行渦は自己誘起速度により長軸方向端部が下流方向に傾斜し、逆に追跡渦は上流方向に傾斜している様子がわかる。これらは可視化実験⁽⁵⁾の結果とよく一致している。図9に $x/D_e = 1.5$ における三次元画像を示す。図9(a)は2周期分をつなぎ合せた画像

で、追跡渦 T の長軸方向端部は上流の先行渦 L に巻き込まれ、流れ方向に引き伸ばされている。また、先行渦は z 方向に著しく伸長し小渦が分離しつつあることが推測される。図9(b)は、等圧面の圧力値をさらに低圧にし、渦構造の骨格を明りょうにしたものである

Fig. 6 Phase average pressure contours on the minor axis plane

Fig. 7 Phase average pressure contours on the $y-z$ plane ($x/D_e = 1.3$)

Fig. 8 Three-dimensional pressure field
($x/D_e = 1.0$)

Fig. 9 Three dimensional pressure field
($x/D_e = 1.5$)

が、先行渦と追跡渦が接合した渦構造になっている。すなわち、上部が先行渦、下部は追跡渦の渦部である。

図 10 に $x/D_e = 1.7$ における三次元画像を示す。先行渦の z 方向への伸長がさらに進み、追跡渦の流れ方向への伸長部は渦構造として認識できなくなっている。図 11 の $x/D_e = 2.1$ における三次元画像では、先行渦の z 方向伸長部から小渦が分離している様子がわか

Fig. 10 Three-dimensional pressure field
($x/D_e = 1.7$)

Fig. 11 Three dimensional pressure field
($x/D_e = 2.1$)

Fig. 12 Three dimensional model of vortex interaction

る。

渦のスケールが大きくかつ構造も単純な場合には、変動静圧の負圧部と渦構造が定性的に対応していることが確認されているが⁽¹⁰⁾、複雑な渦構造の場合には注意を要する。式(1)に示されるように $\bar{p}$ は ε と $\widetilde{\omega_i \omega_i}$ に関連し、散逸 ε の増大は $\bar{p}$ が極大値をもつように影響する⁽⁹⁾ ことから、散逸が大きくなれば変動静圧の負圧部が渦構造に対応しなくなることが予想される。図10に示される追跡渦のように、渦構造が細く伸長する部分では下流になるに従い不明りょうになるのが観察され、上述の散逸による影響も現れていると考えられる。また、図11に示される分裂した小渦[図6のL'に対応]では、渦のスケールが小さく散逸の影響により、変動静圧の負圧部が渦構造に完全に対応しているとはいえないが、静圧場が極小値をもつのは式(1)の右辺第2項の渦度の影響である⁽⁹⁾ ことを考慮すると、この負圧部は分裂渦を示していると推測される。

式(3)で示される Taylor 仮説を用いた三次元画像では、渦構造の空間距離が正しく表されていないので、空間スケールが正しく示されている x - y 面、 x - z 面および y - z 面(流れ方向6箇所)の等圧線図により、空間距離を考慮して渦構造モデルを作成した。すなわち、同一位相の各面の等圧線図の低圧領域の位置から渦構造の空間距離を推測し、図12の空間的渦構造モデルを描いた。図12は長方形噴流中の三次元渦構造の基本特性である変形・干渉・分裂挙動を的確に示している。

先行渦は、自己誘起速度により長軸方向端部が下流方向に傾斜し「く」の字形となり、追跡渦の噴流中心近傍渦部は、先行渦の中に入り込み逆「く」の字形となる[図12(a), (b)]。また、追跡渦は上流方向に引き伸ばされ、上流の先行渦に巻き込まれる[図12(b)]。先行渦は z 方向に伸長して先端から小渦が分離し、また、先行渦と追跡渦の“渦の結合”により複合的な構造に変わる[図12(c), (d)]。さらに、この複合構造の追跡渦部は噴流中心軸で接触し、つなぎ替えにより y 方向に分離していることが推測される[図12(d), (e)]。このような渦のつなぎ替え機構は、実験⁽¹⁴⁾ および数値計算⁽¹⁵⁾ で示されているものと同様であると

思われる。

4. あ と が き

長方形噴流中の渦構造を位相平均変動静圧測定により抽出し検討した。得られた結果を要約すると以下のようになる。

(1) 位相平均変動静圧の測定は、複雑な三次元渦構造を抽出する手法として極めて有効である。

(2) 長方形噴流中の複雑な三次元渦構造の変形、干渉、分裂、結合の挙動が明らかにされた。すなわち、先行渦の長軸部は自己誘起速度により下流方向に傾斜し、短軸方向に伸長・分裂する。追跡渦は先行渦の誘起速度の影響を強く受け、噴流中心部は先行渦の中に入り込む。また、追跡渦長軸方向端部は上流の先行渦に巻き込まれ激しく伸長する。さらに下流では、追跡渦と先行渦の結合により複合的な渦構造が生成され、渦のつなぎ替えも推測される。

文 献

- (1) Ho, C. M. and Gutmark, E., *J. Fluid Mech.*, **179**(1987), 383-405.
- (2) Hussain, F. and Husain, H. S., *J. Fluid Mech.*, **208**(1989), 257-320.
- (3) 豊田国昭・白浜芳朗・小谷幸慈, 機論, **58**-545, B(1992), 7-13.
- (4) Hussain, A. K. M. F., *J. Fluid Mech.*, **173**(1986), 303-356.
- (5) 豊田国昭・Hussain, F., 機論, **55**-514, B(1989), 1542-1545.
- (6) Cimbalá, J. M., ほか2名, *J. Fluid Mech.*, **190**(1988), 265-298.
- (7) Hussain, A. K. M. F. and Hayakawa, M., *J. Fluid Mech.*, **180**(1987), 193-229.
- (8) 中村育雄, 乱流現象, (1992), 140-141, 朝倉書店.
- (9) Bradshaw, P. and Koh, Y. M., *Phys. Fluids*, **24**(1981), 777.
- (10) 白浜芳朗・豊田国昭, 機論, **59**-567, B(1993), 3381-3387.
- (11) 白浜芳朗・豊田国昭・岡本忠士, 機論, **61**-581, B(1995), 7-11.
- (12) Kasagi, N., ほか3名, *J. Heat Fluid Flow*, **16**(1995), 2-10.
- (13) Zaman, K. B. M. Q. and Hussain, A. K. M. F., *J. Fluid Mech.*, **112**(1981), 379-396.
- (14) Oshima, Y., ほか3名, *Fluid Dyn. Res.*, **3**(1988), 133-139.
- (15) Melander, M. V. and Hussain, F. (Moffatt, H. K. and Tsinober, A., eds.), *Topological Fluid Mech.*, (1989), 485-499, Cambridge Univ. Press.