円柱渦形成域の流れ構造* (LDV計測とFFTスペクトル法による可視化)

小原 弘道^{*1}, 松平 晏明^{*2}

Flow Structure in the Vortex-Formation Region behind a Circular Cylinder (LDV Measurement and Flow Visualization by an FFT-Spectrum Method)

Hiromichi OBARA and Yasuaki MATSUDAIRA

The simple mechanism of the vortex formation behind a circular cylinder is visualized using two LDVs and FFT-spectrum method. The present method can more easily eliminate the FM-AM modulations of the fluctuating velocities than the phase-average method. These distribution based on the mean and fluctuating velocity components clearly indicate a simple mechanism of vortex formation in a cycle. Namely, in the mean flow, the stationary symmetric twin vortices exist in the dead water region as well as in the stationary thin vortex layers along the upper and the lower separated shear layers. In the periodically fluctuating flow, however, an unsteady vortex whose center is on the x -axis is generated just behind the cylinder and moves within the wake. Therefore, a large vortex forms asymmetrically in the dead water region, as the stationary thin vortex layers and the unsteady vortex interact, affecting one another's vorticity and kinetic energy.

Key Words: Flow Visualization, Unsteady Flow, LDV, FFT-Spectrum Method, Circular Cylinder, Karman Vortices

1. 緒 言

円柱後流に形成される大規模渦の生成・成長過程の可視化は、大規模渦の基本構造と特性を不可欠に必要とする空力弾性学上の重要課題として広く研究されてきた。特に、流体抵抗や流体関連振動の低減のために、後流流れ場を積極的に改善しようとするスプリッタープレート等によるメカニカル制御⁽¹⁾、トリッピングワイヤ、リブレット等による乱流促進のパッシブ制御⁽²⁾、さらには、渦放出周波数の同期振動を加えるアクティブ制御⁽³⁾などが研究されている。明らかに、これらの制御法をより効率的、かつ、適切な手法として確立させるためにも、これらの基本となる大規模渦の形成機構の詳細解明は不可欠な条件であろう。

文献によれば、円柱後流のカルマン渦列の挙動に関するものは、数多くなされているが⁽⁴⁾、カルマン渦の発生源である円柱極近傍域の大規模渦⁽⁵⁾形成に関するものは、その複雑な挙動のために知見する限り、低レイノルズ数域⁽⁶⁾に限られており、比較的高レイノルズ

ズ数の亜臨界域におけるものではなく、残念ながら、いまだその形成機構は十分に明らかではないといえる。この大規模渦の非定常挙動、すなわち、渦度、運動エネルギー等の変動物理量の可視化には、当然のことながら、流れ場の正確な同時刻性が要求されるが、実用化されつつある諸可視化法には、PIV法などを除けば、「後処理により点計測のデータを擬似的に同時刻化せざるを得ない」という難問題をかかえており、これがこれまでの解明の最大の障害であったといえる。

さて、このような後処理法に関しては、位相平均法⁽⁷⁾が広く用いられてきたが、いくつかの難点が指摘され⁽⁸⁾、その精度が疑問視されてきた。そこで、著者らは、高サンプリング機能を有する計測システムに最適で、かつ、最大の難作業である変動成分のFM-AM変調も容易に判別除去できるFFTスペクトル法⁽⁹⁾を提示し、はく離点がほぼ固定しているくさび後流の渦形成域からカルマン渦列域に至る広い領域についての可視化を成功裡に行っている⁽¹⁰⁾。

引き続き、本報では、はく離点が時間的に変動している典型的流れと考えられる円柱後流、特に、大規模渦が生成・成長している円柱極近傍に着目し、LDV計測および上記のFFTスペクトル法を用いて速度・渦度分布等を定量的に明らかにする。次いで、これら

* 1995年9月11日 全国大会において講演、原稿受付 1995年11月20日。

^{*1} 正員、東京都立科学技術大学大学院 (〒191 日野市旭が丘6-6)。

^{*2} 正員、東京都立科学技術大学。

を平均成分と周期変動成分に分離してみたところ、単純、かつ、規則性を有する大規模渦形成機構であることが明らかになったので報告する。

2. 実験装置と方法

実験は、既存の回流水槽⁽¹⁾の十分一様な流速分布を有する二次元測定部(1500×500×80 mm)に、十分滑らかな表面をもつ試片円柱(直径 $d=47$ mm, アスペクト比 1.7, 閉そく率 10%)を取付け、主流速度 $U=2.0$ m/s, レイノルズ数 $Re=9.2\times 10^4$ の亜臨界域(この水槽の臨界レイノルズ数 Re_c は 2.8×10^5)において行った。座標系には、円柱中心に原点 0 をとり、主流方向に x 軸、その垂直方向に y 軸をとっている。また、主要の渦が観測されるように、測定範囲は、円柱の上流方向 $x=-30$ mm, 下流方向 $x=120$ mm, 上下方向各 $y=\pm 34$ mm の領域とし、これを縦横それぞれ 2 mm のセルに分割し、76×35 点、合計 2 660 点の格子点を選定した。なお、この格子点数には、円柱内部およびレーザビーム交差角の影響により計測できない円柱近傍点も含まれているので、実際には、これらを除く 2 151 点で測定した。

計測システムは、図 1 に示すように、固定された基準信号測定用とトラバース装置に付設の空間測定用の 2 組の LVD、これらの制御を行い、データを処理するワークステーション(EWS)により構成されている。なお、各格子点において 5 000 個のデータを平均サンプリング周波数 1.0 kHz において取得し、同時に取得された基準信号とともに記録・処理している。

速度信号は、FFT スペクトル法⁽⁹⁾により処理した。なお、FFT スペクトル解析における周波数分解能は 0.48 Hz である。各測定点の速度波形における x 方向流速 u は、時間平均速度成分 $\bar{u}$ 、変動速度成分 u' に分離され、そして、 u' については、FFT 時系列波形解析により、周波数 f_i および振幅 A_i を有する周期変動成分として表した。また、擬似同時刻化処理は、時間基準信号との相互相関から位相 θ_i を決定することにより行われた。ここに、各空間点における u は次式で示

される。

$$u = \bar{u} + u' = \bar{u} + \sum_{i=1}^{\infty} A_i \cos(2\pi f_i + \theta_i) \quad \cdots \cdots (1)$$

また、 y 方向速度 v も同様の方法により求めた。

図 2 には、円柱後流の測定点における変動速度成分の波形とスペクトルの例を示す。 x 方向 [図 2 (a)], y 方向 [図 2 (b)] の両成分 u', v' ともに変調やノイズ等を含んでいるものの、ほぼ周期的かつ、安定な振幅を有する波形を示しているといえよう。そして、その波形は、カルマン渦放出周波数である 8.3 Hz (ストローハル数 $St=0.20$) に明りょう、かつ、卓越したスペクトルをもつ。次に、図 2 (c) に示される基準信号測定点(固定点, Trigger で図示する)における波形、およびスペクトルをみると、 $x/d=8.5$ の円柱の十分下流側で測定しているためか、その振幅は空間測定点に比し小さいものの、同一のスペクトルを有しており、基準信号として十分なものといえる。

図 3 には、全測定点に対して最大卓越周波数を占める点数の割合(Rate で図示する)を示す。 x 方向 u' では全測定点の約 60% が、 y 方向 v' では約 70% の点が、上記の 8.3 Hz に卓越したスペクトルを有している。また、最大卓越周波数が異なる測定点に関しても、このスペクトルの周期変動成分を有することから、この 8.3 Hz の周期変動成分が変動流れの場をほぼ支配していると考えてよい。本論文で採用した円柱はアスペ

Fig. 1 Schematic diagram of experimental apparatus

Fig. 2 Fluctuating velocity wave and frequency

Fig. 3 Occurrence rate of dominant frequency rate

クト比が1.7と小さいことから、馬てい形渦などの側壁境界層による三次元的影響が懸念される。しかしながら、以上の波形と周波数特性結果より、大規模渦が形成される円柱近傍の後流においては、大規模渦の周期変動成分の周波数成分が卓越していること、すなわち運動エネルギーが側壁境界層を含めた他の変動成分より極めて大きいこと、および側壁境界層の影響を強く受け、流れ場の三次元的な変形が予想される円柱下流側のカルマン渦列域(約 $2 < x/d < 10$, 中間領域⁽⁴⁾)においても、基準点の卓越周波数の分散は小さく、かつストローハル数が $St=2.0$ と、アスペクト比が十分に大きい周知の既存結果と一致していることなどから、本報の測定範囲の大規模渦の形成域においては二次元性が確保されているといえよう。したがって、これ以降、式(1)における変動速度成分 u' をこのスペクトルに対応する項のみの単一周期変動成分の速度情報とすることにする。これらを基に、可視化情報として速度ベクトル $\mathbf{q} = u + iv$, 渦度 $\zeta = d/U(\partial v/\partial x - \partial u/\partial y)$, エネルギー $E = q^2/U^2$ を図示する。なお、渦度は時計回りを正としその値を差分近似により求め、それぞれ平滑化処理の後、等高線表示している。また、差分近似による渦度の精度はセルサイズに大きく依存するが、既報⁽¹⁰⁾の積分法による精度と同等の精度が得られていることを念のため確認している。さらに、これらの計測および処理の精度を示す一つの方法として、各セルにおける単位時間当たりの流出入流量比を用いた流量誤差を求めてみたところ、図示は割愛するが、平均成分 $\bar{Q}/Q$ に関しては、全体セルの83%, 周期変動成分 Q'/Q に関しては、56%が流量誤差10%以下であったので、このように乱れが強い円柱後流の測定

Fig. 4 Velocity vector

精度としては十分であるといえる。

3. 実験結果および考察

図4には、FFT スペクトル法により得られた大規模渦の最大成長時刻 t (位相 $\theta=60^\circ$) における全速度 $\mathbf{q}$, 平均速度成分 $\bar{\mathbf{q}}$, および、周期変動速度成分 $\mathbf{q}'$ のベクトル分布をそれぞれ示す。なお、図4中のベクトルの大きさは、右上(2 m/s $\rightarrow$)の矢の長さで示されている。また、太い実線は、支配的な流れの概要を明示するため付記したものである。

まず、図4(a)の全速度 $\mathbf{q}$ の分布においては、よく知られているように円柱近傍上面Aに y 方向に非対称的に正の向きの大規模渦が成長しており、その領域は、円柱下面の領域にまで広がっている。一方、下面では、後に大規模渦として発達すると期待される小さい負の渦が形成され始めている。そして、円柱背後の無次元距離約 $x/d=2.0$ のB近傍では、完全に蛇行した流れとなり、初期のカルマン渦列域とみることができる。

そこで、この全成分を平均速度成分[図4(b)], 周期変動速度成分[図4(c)]に分離し、大規模渦の形成機構を検討してみよう。まず、図2(b)の平均速度 $\bar{\mathbf{q}}$ の分布が、レイノルズ数 $Re=9.2 \times 10^4$ とやや高いにもかかわらず、上下対称の様相を呈しており、注目さ

れる。すなわち、時間平均的に、それぞれ、同一の大きな速度差を有する速度せん断層(破線で示す、以下、はく離せん断層と呼ぶ)が円柱上下に明りように発達しており、このせん断層により囲まれ、 $x/d=1.2$ において閉じる、いわゆる死水域が存在しており、この域内とその近傍で流体損失の主要部分が発生することを明示している。なお、この域内では完全に速度は零とならず、低レイノルズ数流れでしばしば観察される x 軸上に逆流を伴う双子渦に類似した正負の上下対称の一对の定在渦が存在していることも注目される。一方、 $x/d > 1.2$ の死水域下流では、 x 軸の上下付近に依然として速度欠損域が認められるものの、それ以外はほぼ主流速度の流れとなっている。

図 4 (c) の周期変動速度 q' の分布をみると、 x 軸上に渦中心をもつ正負の渦(以下、周期変動渦と呼ぶ) A' , B' が交互に下流へ放出されており、その渦中心位置 x/d は、全速度分布 [図 4 (a)] の大規模渦域 A , 蛇行流の領域 B にそれぞれよく対応している。また、円柱近傍のはく離せん断層の領域には、上下に x 方向、 $-x$ 方向ほぼ同じ大きさの周期変動速度を有するせん断層が存在している。この周期変動速度せん断層が時間の経過とともに、次の負の周期変動渦を形成してくるといえる。

これまでは、全速度 q の分布で示されたような大規模渦の形成機構は、もっぱら単に上下のはく離せん断層の周期的な速度の不均衡により、伸縮・巻込みを生じ、非対称的に大規模渦が形成されるとされてきた。しかしながら、詳述してきたように、周期変動渦が x 軸上に渦中心をもつこと、および、円柱上下にほぼ同一の周期変動せん断層を有することから、明らかに、大規模渦形成に際し、上下のはく離せん断層は、互いに規則的、かつ等価な変動速度エネルギーを大規模渦に供給する機構を有していることを示唆している。もしも、上下はく離せん断層が大規模渦に不規則かつ、不均等に変動速度エネルギーを供給していると仮定すると、周期変動渦は、渦中心が x 軸上にないか、場合によっては存在しないことにもなる。これらの事実は、大規模渦形成に大きな相違を与えることとなり、空力弾性学上の主要テーマであるカルマン渦の制御機構の説明に大いに役立つものと十分期待できる。例えば、古くから行われているスプリットプレート法⁽¹⁾では、大規模渦形成に対してプレートが上下のはく離せん断層の変動速度エネルギーの供給を断しており、そして、カルマン渦周波数に対して励振周波数のかく乱を与えるロックイン⁽¹²⁾は、変動速度エネルギーの供給に不均等さを与えて励振周波数に同期させる

制御法と簡単に説明できるわけである。

さて、観点を変えて、分離した速度成分から大規模渦形成を考察してみると、平均成分 [図 4 (b)] に示される上下のはく離せん断層(後述する正負の定在渦層)、および、極めて弱い死水域内の正負の一对の定在渦と、周期変動成分 [図 4 (c)] に示される円柱近傍 A' の正の周期変動渦との間で、上面側では大規模渦の回転を増す方向に、下面側では減ずる方向に働くため、その結果として、上記のように図 4 (a) の全速度 q の分布の死水域内において、周知の y 方向に非対称性の強い大規模渦が形成されるといえる。また、この意味において、 $x/d < 1.2$ の死水域が大規模渦形成域、それより下流がカルマン渦列域と区別することもできよう。

図 5 には、このような渦形成機構をより詳細に知るために、上記の速度ベクトルと同時刻にとらえた渦度の全成分と平均成分、周期変動成分の分布を示してみた。ここに contour interval は渦度の等高差を示す。速度ベクトルの結果から予想されるように、全成分 [図 5 (a)] は上下非対称に分布しており、はく離点(レーザビームの交差角の影響で特定はできないが、層流はく離流れを扱っていることから、前部岐点からの角度約 80° 付近にあると予想される)より下流のはく離せん断層に対応する領域の円柱上面では、約 8.7

Fig. 5 Vorticity distribution

の正の高い渦度が、下面では、約 -5.6 の負の低い渦度が分布している。さらに、上面の正の渦度の分布をみると、せん断層から分離しつつ成長する正の大規模渦の中心付近に、その大きさはせん断層上の渦度に比し小さいものの、A に約 2.5 の高い渦度の集中を示していることが認められる。

平均渦度成分 [図 5 (b)] の分布は、 x 軸に関して上下対称の様相を呈しており、上下のはく離せん断層上に発達した正負の定在渦層が、死水域後端に対応する円柱下流約 $x/d=1.2$ まで達している。なお、速度ベクトルで示された死水域内の一対の定在渦は、これら定在渦層の渦度が極めて大きいため、渦度分布としては現れてこない。

周期変動渦度成分 [図 5 (c)] では、A 近傍の周期変動渦に対応する位置 A' に約 1.8 の正の渦度中心を有する渦が明りょうに認められ、この周期変動渦が非対称の大規模渦の発現の主要部分を占めているといえる。また、 $x/d=2.0$ にある負の周期変動渦に対応する位置 B' には、期待どおり負の渦度の分布が示されているが、その強さは、A' の渦度に比し小さく、必ずしも明りょうなピークとして現れていない。この渦度の時間的变化については、後述の図 9 の周期変動渦の時間履歴において述べる。また、円柱上下のはく離点近傍に位置すると考えられるはく離せん断層上に A' と

同程度の正負の渦度集中域が認められる。これは、明らかに、前述の周期変動速度せん断層により誘発されたものである。要するに、渦度分布からも大規模渦は、平均成分 [図 5 (b)] に示される上下のはく離せん断層による定在渦層と、周期変動渦の A' が相互に渦度を授受し合うことによって形成されているといえる。

さらに、上記の結果を検証するために、図 6 には、ベクトル、渦度分布と同時刻にとらえたエネルギー E の分布を示す。上記と同様に、図 6 (a) の全成分 E では、上面のはく離せん断層のエネルギーが下面のそれに比べてかなり強くなっている。また、これらのはく離せん断層のエネルギー等高線が非常に密になっていることから、著しい速度差がこの領域にあることは明らかである。

図 6 (b) の平均エネルギー成分 $\bar{E}$ の分布は、予想どおり上下対称に分布しており、また、平均速度によるはく離せん断層に対応する領域では、エネルギー等高線が非常に密になっている。なお、速度ベクトル分

Fig. 6 Energy distribution

Fig. 7 Time history of vortex formation

布においては、死水域内に一对の定在渦が示されていたが、この一对の定在渦の運動エネルギーが極めて小さいことから、エネルギー分布図にもこれは現れていない。すなわち、渦度・運動エネルギー的には、ここはほぼ完全な死水域であるといえよう。

図6(c)の周期変動エネルギー成分 E' は、正負交互に放出される円柱直後の周期変動渦の境界部に集中しており、その分布形状は円柱側に向いた三日月形の形状を示している。この事実は、周期変動渦の初期形成が円柱背面の強い影響を受けるためと解される。特に、円柱方向に伸びる上下の突出した形状は、前述した速度ベクトル、渦度分布における円柱近傍の周期変動速度せん断層によるものといえる。

次に、図7では、大規模渦形成の時間履歴を流脈線を介して調べてみる。ここでは、周期変動の1周期を360°とし、位相 $\theta=60^\circ$ ごとに示してある。まず、図7(a) $\theta=0^\circ$ では、円柱の上面側から発生し始めた正の大規模渦は、時間経過とともに死水域内で成長し、図

7(b) $\theta=60^\circ$ では、成長を続けてきた渦が完全に成熟した大規模渦となり、円柱および死水域からの離脱を始めようとしている。図7(c) $\theta=120^\circ$ においては、円柱の下面からその背面に沿うように主流を巻き込み、完全に死水域から離脱し、図7(d) $\theta=180^\circ$ では、完全に死水域の下流に放出され、蛇行流れとなっている。また、ここでは $\theta=0^\circ$ の逆位相となっていることから、下面側に負の大規模渦が成長し始めている。

以上のことから、 Re 数は異なるが、はく離点が固定しているくさび⁽¹⁰⁾では、図7(c)の強い主流の巻き込みは観測されなかったことから、円柱のようにはく離点が移動する場合は、はく離せん断層の時間的変動は激しく、強い大規模渦が形成されるといえる。

図8には、はく離せん断層の挙動を知るために、渦度の時間履歴を示す。図8(a)の $\theta=0^\circ$ における円柱上面側のはく離せん断層の渦層は、時間経過とともに、図8(b)の $\theta=60^\circ$ では、かなり伸張し、前述の約2.5の渦中心Aをもつようになる。さらに、 $\theta=120^\circ$ では、

Fig. 8 Time history of vorticity

Fig. 9 Time history of periodically fluctuating vorticity

はく離せん断層の渦層が切れて約 2.6 のほぼ独立した渦中心 B となる。 $\theta=180^\circ$ では、この渦中心 C は渦層、すなわち、死水域から放出され、その強さは A の約 3/5 にまで減衰している。ただし、A および B には、はく離せん断層の強い渦度も含まれていることから、この渦度の急激な減少は、大規模渦自身の減衰を示すものではないことに注意する必要がある。

図 9 には、前述したように、大規模渦の形成機構に重要な役割を果たす周期変動成分の渦度の時間履歴を示す。図 9 (a) $\theta=0^\circ$ では円柱後流近傍部、はく離せん断層の内側の領域にいくつかの正のピークが分散しており、特に、円柱上下のはく離点近傍には最大値を示す渦度が集中している。図 9 (b) の $\theta=60^\circ$ では、いくつか分散していた正の渦度が $x/d=0.8$ で前述の約 1.8 の渦度集中を示し、時間経過とともに、図 9 (c) $\theta=120^\circ$ に示されるように、強さは若干小さくなっているものの、明りように集中しつつ、独立している。図 9 (d) $\theta=180^\circ$ では、拡散が進行するものの、定在渦層の渦度が除去されているので、渦度の減衰量は、図 8 の全成分のそれに比し小さい。この周期変動成分の渦度は、大規模渦自身の渦度とみることができ、ほぼ保存されていることがわかる。この事実は、「大規模渦は、死水域内において上下はく離せん断層の渦層により渦度の供給を受けて成長するが、死水域下流側では、これらの渦層による渦度の供給が絶たれるため、直ちに成長を停止し、緩やかに拡散減衰しつつ、カルマン渦列を構成する」ことを物語っている。

4. 結 言

本報では、LDV 計測と FFT スペクトル法により、円柱の渦形成域を系統的、かつ、詳細に可視化し、速度ベクトル、渦度分布、エネルギー分布を定量的に明らかにし、以下のような結果を得た。

(1) LDV 計測と FFT スペクトル法を組合せた本可視化法によれば、はく離点が一般に大きく変動する円柱後流、特に、可視化が難しいとされる高レイノ

ルズ数の円柱極近傍域においても、高精度に可視化が可能である。

(2) 実在流れである全速度を平均成分、周期変動成分に分離することにより、円柱近傍の大規模渦形成の簡単な機構を明らかにした。すなわち、平均成分によれば、円柱上下に対称な定在渦層、および、運動エネルギー的には極めて小さいが、低レイノルズ数でしばしば観測される双子渦に類似した正負の一对の定在渦がいわゆる死水域に存在する。また、周期変動成分によれば、周期変動渦が x 軸上に渦中心をもつこと、および、円柱上下にほぼ同一の周期変動速度せん断層を有することから、明らかに、大規模渦形成に際し、上下のはく離せん断層は、互いに規則的かつ、均等に渦度、変動速度エネルギーを大規模渦に供給し、その結果として大規模渦が非対称に形成されるといえる。

(3) 大規模渦の詳細な形成過程を、流脈線、渦度等の時間履歴により明示した。すなわち、大規模渦は、死水域内において上下はく離せん断層の渦層により渦度の供給を受けて成長するが、死水域下流側では、これらの渦層による渦度の供給が絶たれるため成長を停止し、緩やかに拡散減衰しつつ、カルマン渦列を構成する。

文 献

- (1) 五十嵐保, 機論, 47-420, B(1981), 1475-1484.
- (2) 五十嵐保, 機論, 52-473, B(1986), 358-366.
- (3) 藤沢延行・川路泰司, 機論, 61-585, B(1995), 1832-1836.
- (4) 例えば, 木谷勝・松村昌典, 機論, 51-463, B(1985), 775-782.
- (5) 木谷勝・松村昌典, 機論, 52-473, B(1986), 266-275.
- (6) 今市憲作・近江和生, 機論, 48-436, B(1982), 2449-2459.
- (7) Cantwell, B. and Coles, D., *J. Fluid. Mech.*, **136** (1983), 321-374.
- (8) 田中周治・村田暹, 機論, 52-478, B(1986), 2323-2330.
- (9) 松平晏明・富田恵津子, 機論, 61-581, B(1995), 137-143.
- (10) 松平晏明・松本公一・小原弘道, 機論, 61-592, B(1995), 4277-4282.
- (11) 松平晏明・伊藤幸雄, 機論, 54-508, B(1988), 3338-3345.
- (12) 羽二生博之・ほか 3 名, 機論, 61-586, B(1995), 1984-1991.