渦放出の不規則性における長周期変動*
(局所 rms 値と循環変動のスペクトル解析)羽 二 生 博 之^{*1}, 坂 本 弘 志^{*1}
中 村 順^{*2}, 小 畑 芳 弘^{*3}Long Time Scale Fluctuation in the Irregularity of Vortex Shedding
(Spectral Analysis of the Local rms Value and Circulation)Hiroyuki HANIU, Hiroshi SAKAMOTO,
Jun NAKAMURA and Yoshihiro OBATA

Irregularity of vortex shedding from a circular cylinder is studied experimentally. The study is based on a spectral analysis of local rms value of velocity fluctuation behind the circular cylinder. Spectral analysis of circulation of vortices obtained by both PIV and image processing of the streak line visualized by hydrogen bubbles extending from the location near the separation point of shear layer is made in order to investigate the relationship between velocity fluctuations and circulation fluctuations. From this study, long time scale periodic fluctuation, approximately 20 times the vortex shedding periodicity, is clarified. Also a good correlation between the time variation of the local rms value and that of the circulation was obtained.

Key Words: Vortex, Flow Measurements, Digital Image Processing, PIV, Irregularity, Local rms Value, Circulation

1. 緒 言

円柱などの二次元物体の後流に形成されるカルマン渦列は周期的な速度変動を伴うことから、エンジン混合器の速度センサにも応用されている。しかしながら実用条件においてはレイノルズ数の増加に伴い流れに強い不規則性を伴い⁽¹⁾⁽²⁾, 流速を特定するための正確な変動周波数を得ることが大変困難である。近年マイクロコンピュータによるフィルタリング技術の向上によって不規則変動成分の除去は可能となってきているが、フィルタリング性能の向上に伴って処理に要する時間が増加するために、フィードバック制御における時間遅れが大きな問題となる。このようにカルマン渦形のフローセンサの性能向上には渦放出そのものの規則性を高める必要があり、そのためには渦放出の不規則な変動現象のメカニズムを明らかにすることが不可欠である。

渦放出における不規則変動には、乱流に基づいた渦放出周期よりも短い時間スケールの変動成分と、放出

される1個1個の渦の循環の違いに基づくと思われる渦放出周期よりも長い時間スケールの変動成分とが考えられる。乱流に基づく変動成分は波形の自己相関が弱いので、比較的簡単なフィルタリング処理で除去できるが、後者の変動成分は波形データのサンプリングに長い時間を要し、フィードバック制御において大きな時間遅れを生じさせるばかりではなく、フィルタリング処理も複雑になる。

本研究では長い時間スケールの変動成分の特性を調べるために、円柱後流の速度変動をレーザ流速計で測定し、渦放出一周期ごとの波形の局所 rms 値を時系列データとして扱ってパワースペクトルを求めた。一方、局所 rms 値が円柱後流中の1点における速度計測に基づいているために、それが渦全体の特性を代表しているかどうかは定かではない。そこで本研究においては局所 rms 値と渦の循環との関係を明らかにするために四時刻法による PIV^{(3)~(5)}によって個々の渦の循環を求め、それらの時系列特性を局所 rms 値のそれと比較した。さらに、PIVによる循環は渦度の面積積分によって得られるが、循環はこのほかに渦を囲む閉曲線に沿って流速の接線方向成分を線積分することによっても求めることができる。したがって本研究では、循環を画像処理法によって比較的簡単に求めるため

* 平成6年8月18日 第72期全国大会講演会において講演、原稿受付 平成6年5月25日。

^{*1} 正員、北見工業大学 (〒090 北見市公園町165)。

^{*2} 准員、三菱自動車工業(株) (〒108 東京都港区芝5-33-8)。

^{*3} 北見工業大学。

に、渦に巻き込まれていく物体からはく離せん断層を水素気泡の流脈線によって包みこむようにして可視化し、流脈線上の気泡の動きから求める流脈線の接線方向の速度成分を線積分する手法を開発した。そしてその循環の時系列特性を局所 rms 値ならびに PIV によって得られた循環の時系列特性と比較した。

一方、横井ら⁽⁶⁾は二次元円柱の境界層はく離流れの初期の三次元流れ構造を可視化によって調べ、円柱表面のはく離線の蛇行を伴って渦度の供給がスパン方向に規則性をもった疎密な構造をなし、その構造がスパン方向に渦放出周期の 20 倍程度の時間スケールで移動することを報告している。このことから、本研究における長い時間スケールの変動特性と三次元流れの変動特性とは深い関係にあるものと考えることができる。

また種子田⁽⁷⁾は物体後流の三次元構造は物体の形状には無関係で、カルマン渦列自身の三次元的な不安定性の結果であると推測している。そこで本研究では物体形状の違いによって変動特性が異なるかどうかを調べるために、断面の対角線が水平になるように設置した正方形柱を用いてはく離線を固定した実験も行った。

2. 実験装置および方法

2.1 実験水路 本実験では図 1 に示すような幅 300 mm、深さ 400 mm、長さ 1 500 mm の試験部を有する還流式開水路を用いた。供試物体には直径 2, 3, 5, 6 mm および 8 mm の円柱と一辺の長さが 4.8 mm の正方形柱を用い、試験部の入口から下流へ約 200 mm、試験部底面から高さ 150 mm の位置に主流に対して直角になるようにして水平に設置した。主流の流速と水温はレイノルズ数を約 80 から 240 まで得るために

図 1 還流式開水路

それぞれ、2.1 cm/s から 7.7 cm/s および 14.5°C から 24.3°C の範囲で変化させた。

2.2 速度変動の局所 rms 値 円柱後流の速度変動に関する実験には直径 3 mm の円柱を用い、円柱直径の 30 倍下流の後流中心より少し上方の渦放出による速度変動が最も強く現れる位置で流速を測定した。この流速の測定には逆流の測定も可能なように、2 個の周波数シフタを内蔵した 1 チャネルの前方散乱方式の 5 mW・He-Ne LDV⁽⁸⁾⁽⁹⁾を用いた。光電管からの速度信号はトラッカ (DANTEC-55 N 20) によって電圧に変換し、12 Bit A-D 変換器を介して数値化してパーソナルコンピュータに取り込んで波形処理を行った。

図 2 はレイノルズ数が 218 における変動波形の FFT から求めたパワースペクトルであるが、渦放出周波数の 1/3 程度までの低い周波数領域には多少の変動エネルギーはあるものの、横井ら⁽⁶⁾が報告している三次元構造のスパン方向への移動の時間スケールに対応した渦放出周波数の 1/20 程度の周波数領域には変動エネルギーは存在していない。しかし、渦放出周波数を示すスペクトルピークは線スペクトルとはなっておらず、平均渦放出周波数を中心としたワイドバンドなスペクトル分布となっている。これは長い時間スケールの変動が渦放出周期の変動として現れていることを示唆し、FFT などの変動波形の第一次処理からはこれ以上の解析を行うことは困難である。

一方、横井ら⁽⁶⁾が報告したように渦度の疎密を伴った流れの三次元構造がスパン方向に移動するならば、スパン方向に垂直な一つの断面で観察を行ったときには、三次元構造の移動に伴って個々の渦への渦度の供給量が変化するものと思われる。その結果、個々の渦の循環が変化し、その変動特性には流れの三次元構造の変動特性が強く反映されるものと考えることができる。そこで本研究では、この循環変動が下流での速度計測において変動振幅の強弱として現れるものと考え

図 2 円柱後流の不規則速度変動のスペクトル

え、渦放出1周期ごとの変動波形のrms値(本研究ではこれを局所rms値と呼ぶことにする)を波形の第一次処理として求めた。さらに波形の第二次処理として、連続して求められた個々の局所rms値を時系列データとして扱い、そのパワースペクトルを求めた。

局所rms値を求めるにあたっては、本研究で調べたレイノルズ数80~240の範囲における渦放出周波数が約1.4 Hzから4.3 Hzであったために、サンプリング周波数を40 Hzに設定したことによって、変動波形1周期あたり約28個から9個のサンプリングデータを得た。また波形データには平均渦放出周波数の1/2~4倍の周波数帯を通過させるデジタルバンドパスフィルタをかけ、DC成分と乱流やトラッキングノイズに基づく高い周波数成分を除去した。また各レイノルズ数におけるサンプリングデータ数は約3000であり、これは渦放出の約100~300周期分のサンプリング時間に相当する。さらに各レイノルズ数において得られる局所rms値の個数(または放出された渦の数)がさまざまで、データ数が2のべき乗に限定されるFFTは使えないために、フーリエ変換を数値積分で行うDFTアルゴリズムによって局所rms値のパワースペクトルを求めた。また局所rms値の各データがサンプリング定理を満足するように、0.25, 0.5, 0.25の重み関数を用いた移動平均法によって量子化ノイズの除去を行って、局所rms値のパワースペクトルにおけるエリアシングを防止した。

2.3 PIVによる循環測定 2.2節の円柱後流中の1点における速度計測から得られた局所rms値の時系列特性と次々と放出される渦の循環の時系列特性の関係を明らかにするために、四時刻法によるPIVによって個々の渦の速度分布を求め、それから求まる渦度分布の積分によって循環を求めた。四時刻法をはじめ、PIVに関する研究は非常にたくさん報告されている⁽³⁾⁻⁽⁵⁾ので、ここでは本研究で固有の事柄を主体に述べる。

本研究では物体下流に次々と放出される個々の渦の循環を求めなくてはならないため、必然的にVTRによる録画方式を採用した。トレーサ粒子には直径が0.1 mmから0.5 mm、比重が約1.04のポリスチレン球を用い、これを円柱の十分上流から流れを乱さないように注入した。流れ場の撮影ではスリットカートリッジによって厚さ約3 mmのライトシートを作り出すスライドプロジェクタを円柱に垂直な水路中央断面を照射するように設置してトレーサ粒子を可視化し、水路側面から40万画素のCCDカメラ(National WV-BD 400)とHi 8ビデオデッキ(Sony EV-

S 1500)によって録画した。CCDカメラは最低照度が0.5 lxであるが、CCD素子手前に組み込まれている赤外線フィルタを取り外すことによって光感度が大幅に高くなり、トレーサ粒子を十分に認識できるようになっている。また、測定位置は、CCDカメラの視野の中央が円柱直径の下流約15倍に設定し、映像をこま送りで再生して上側渦列の渦の中心が視野のほぼ中央に来たところで画像の取込みを行った。円柱直径は空間解像度を考慮して局所rms値の測定の時よりも大きい5 mmおよび8 mmのものを採用し、水温を約17°C、流速を2.1 cm/sから3.3 cm/sまで変化させることによって、約100~210の範囲のレイノルズ数で実験を行った。

画像の取込みには512×512 pixel×8 bitの画像入力ボード(マイクロテック MT 98-CVFM 01)を用い、パーソナルコンピュータ(EPSON PC 386)のVRAMのサイズに合わせて512×400 pixel×8 bitの多値の画像データとしてメモリーに取り込み、時間間隔1/30 sの四時刻の画像データを連続して放出された渦100個分にわたりハードディスクへ保存した。なお視野の広さは2~5 cm四方程度であり、一時刻の1/30 sに各粒子は1 mm程度移動し、コンピュータの画面では15 pixel程度の移動量となる。ハードディスクへ保存した画像データは1フレームごとに二値化処理を施して1 pixelが1 bitに対応しているVRAMへ書き込んだ後、画面の左下隅を原点とする水平-垂直座標系において、各粒子の画像の重心位置を1 pixelの精度で求めた。パーソナルコンピュータでのこれら一連の処理はおもにアセンブラによって高速に行った。このようにして求めた各粒子の重心座標は四時刻分を一組みとしてイーサネットを介してワークステーションに送り、レンズの収差などに基づく座標のひずみを修正した後、四時刻アルゴリズムによって粒子の対応付けを行い、結果をグラフィックスに表示した。グラフィックス上で異常な対応付けの行われた粒子の除去を手動で行った後、近傍の3点の値から線形補間によって32×20の格子点上の速度ベクトルを求めた。こうして求めた速度ベクトル分布から渦度を求め、最大渦度の2%以上の領域において積分して個々の渦の循環を求めた。

本研究では個々の粒子の1/30 sの移動量が画面上で15 pixel程度であることから、これだけで10%弱の誤差を含み、測定する渦ごとの粒子の空間分布の相違や、速度ベクトルの格子点上への補間および渦度を求めるための数値微分というように、処理を経るごとに誤差が大きくなるものと考えられる。最終的に循環

の値においてどの程度の誤差を生じるかはよくわからないが、各格子点上の渦度の誤差がランダムな特性をもつと考えると、循環を求めるときの渦度の積分によって誤差はかなり相殺されるものと考えることができる。また本研究の目的が循環の精密な計測ではなく、そのスペクトル解析から見たときの時系列特性であることを考えると、誤差の大きさよりも、誤差の時系列特性が重要である。すなわち、誤差(波形処理でいうノイズに相当する)がなんらかの高い周波数特性をもつならば、本研究の渦放出周波数をサンプリング周波数とする循環変動のスペクトル解析においてエリアシングが生じることになる。個々の渦における循環の誤差はおもに、粒子の空間分布などそのときの固有の測定環境に基づくものである。したがって、ある渦における循環の誤差と次または一つ前の渦における循環の誤差の間にはほとんど相関がないものと考えことができ、測定誤差は循環変動のスペクトル解析におけるエリアシングの原因にはならないものと思われる。

ここで得られる循環の時間変動データからは局所rms値の場合と同様に、DFT アルゴリズムによってパワースペクトルを求めた。またここでは同じく移動平均法によるエリアシング防止のための量子化ノイズの除去処理を施してある。

2.4 流脈線可視化法による循環測定 2.3 節での PIV による循環測定法はソフトウェアの開発が大変なほか、計測においてもトレーサ粒子の注入やその照明方法など多くの労力を要する。またトレーサ粒子も大変高価である。そこで循環が、渦を囲む閉曲線に沿って流速の接線方向成分を線積分することによっても求めることができることに着目し、パーソナルコンピュータのグラフィックス上だけでも行える比較的簡単な画像処理法による循環測定法を開発した。

円柱のはく離せん断層から放出される渦度は図 3 の模式図に示すような巻込みを形成する。図 3 中の矢印は外部からの渦への流れのエントレインメントを示すが、これらは渦度をもたない主流から来るものであり、破線で囲まれた A のような各スパイラルの入口付近

では流れはほぼ非回転であるものと考えられる。また上流の渦へ延びる流脈線のハッチングで示した B のような領域では流脈線が引き伸ばされて渦度の集中は非常に弱いものと思われる。したがって放出された渦度は一点破線で囲まれた C で示した領域のようにスパイラルの内側部分に集中しており、この領域 C の境界線に沿って接線速度成分を線積分することによって循環を求めることができるものとする。

本研究においては図 4 に示すように、円柱からはく離せん断層の少し外側に直径 75 μm のニクロム線を設置することによって、はく離せん断層の流脈線の外側に沿うように水素気泡が巻き込まれて、ちょうど図 3 の領域 C を包み込むような形で渦を可視化した。画像のパーソナルコンピュータへの取込みのための装置は 2.3 節の PIV の場合と同じものを用い、二値化画像を得るところまでの手順も同じである。実験は水温約 20°C でレイノルズ数が約 80, 150 および約 200 について行ったが、レイノルズ数 80 においては水素気泡の浮上の影響を考慮して直径 2 mm の円柱を用い流速を 4.2 cm/s と高めにして行った。レイノルズ数 150 と 200 においてはそれぞれ直径 5 mm と 6 mm の円柱を用い、流速は約 3.5 cm/s とした。また循環の測定位置は円柱直径の約 20 倍下流の水素気泡によって

図 4 流脈線の可視化装置

図 3 はく離流脈線の模式図

図 5 流脈線の二値化画像

図 6 流脈線の接線速度ベクトル図

可視化された流脈線が十分に巻き込まれた位置で行った。

水素気泡によって可視化された流脈線の二値化画像の例を図 5 に示す。この二値化画像から流脈線に沿って特徴的な部分を選び出し、数コマ後の二値化画像を重ね合わせて対応する部分を手で結ぶことによって流脈線上の速度ベクトルを求めた。二時刻の時間間隔は、レイノルズ数によって渦の大きさが違うために、VTR 録画における映像の拡大率も違うので一定ではないが、グラフィックス画面上での速度ベクトルの大きさが 20 pixel 程度になるようにした。各点の速度ベクトルが求まった所で、二時刻で対応する 2 点間の中間点を滑らかに結ぶ曲線を流脈線として求めた。次にこの流脈線に沿った接線速度成分を求めたものが図 6 であり、スパイラルの外側から順に速度の測定点に記号を a から m まで付けてある。図 3 の領域 C を囲むような閉曲線を形成するには、図 6 のスパイラルの内側の例えば点 k から外側に向けて流脈線に対して垂直な線を引き、外側の流脈線と交わった点を n とすることによって、 $n \rightarrow d \rightarrow e \rightarrow f \rightarrow g \rightarrow h \rightarrow i \rightarrow j \rightarrow k \rightarrow n$ の順に閉曲線を得ることができる。図 3 での領域 A では渦度がほとんどないものと仮定しているのので、図 6 において点 j からの垂線と外側の流脈線との交点を o として、 $o \rightarrow c \rightarrow d \rightarrow e \rightarrow f \rightarrow g \rightarrow h \rightarrow i \rightarrow j \rightarrow o$ の順に接線速度を線積分しても同じ循環が得られるはずである。このように閉曲線の閉じ方を変えたときの循環の違いをいくつかの渦について比較した結果 5% 程度の相違が見られた。

まったく同一時刻に同じ渦の循環を他の手法によって正確に測定することができないので、本手法における循環測定の誤差は正確に見積もることはできないが、PIV の場合と同様に個々の渦で測定された循環の誤差の間の相関が強いとは考えにくいので、循環変動のスペクトル解析におけるエイリアシングの心配はないものとする。また、各レイノルズ数においては約 100 個の連続した渦の循環を求めた。

(a) $Re=80$ (b) $Re=100$ (c) $Re=180$ (d) $Re=240$

図 7 局所 rms 値のスペクトル

3. 結果および考察

3.1 局所 rms 値のスペクトル解析 ウェーク内で測定した速度変動波形を 1 周期ごとに分割して求めた一連の局所 rms 値を時系列データとして扱って、DFT アルゴリズムによって計算したパワースペクトルを 80 から 240 までのいろいろなレイノルズ数について求めた。その中から代表的なものとして、レイノルズ数が 80, 100, 180 および 240 におけるものをそれぞれ図 7(a)~(c), および図 7(d) に示した。図 7 で横軸は周波数 f を各レイノルズ数における時間平均渦放出周波数 f_v で無次元化したものであり、縦軸は変動エネルギーで任意スケールである。図 7 から、いずれのレイノルズ数においても $f/f_v=0.05$ 付近(渦放出周波数の約 1/20)に多少のばらつきはあるものの、▽印で位置を示したように顕著な大変長い時間スケ-

ルの周期変動があることがわかる。これは横井ら⁽⁶⁾の報告した流れの三次元構造のスパン方向への変動の時間スケールと非常に近い値となっている。また、レイノルズ数 80 においては一般的に渦放出の規則性が非常に高い領域として知られてはいるが、そこにも通常速度波形のスペクトル解析にはまったく現れない長い時間スケールの変動が存在しているものと考えられる。

一方、レイノルズ数が増加した $Re=180$ と 240 におけるスペクトルでは、渦放出周波数の $1/50$ 付近に◇で示したようにスペクトルのピークが存在している。これは、高いレイノルズ数において渦放出周波数が高くなるために、速度変動波形 1 周期あたりのサンプリングデータ数が減少し、局所 rms 値の計算精度が低下するためと思われる。例えば、レイノルズ数が 80 においては波形の 1 周期当たりのサンプリング数が約 28 個であるが、レイノルズ数が 240 では 9 個である。すなわち、局所 rms 値を渦放出周波数でサンプリングした時系列データと考えたとき、局所 rms 値の計算精度が低下すると量子化ノイズが大きくなって、移動平均法による平滑化を行っても量子化ノイズを十分に除去できなくなり、渦放出周波数の $1/2$ をナイキスト周波数として周波数零付近にエリアシングとして現れるものと思われる。

一方、渦放出周波数の $1/20$ 程度の周波数帯よりも高い周波数領域では、▼印でおおよその位置を示したように、局所 rms 値の変動にもう一つの周期変動が存在しているのがわかった。これら二つの周波数帯が 2 倍以上離れていることから、両者は流れ場の異なった特性に起因しているものと考えられる。これは二つの周波数帯のいずれかが、円柱後流の 1 点に速度センサが固定されていることに起因しているものと考えられる。すなわち、放出される個々の渦の循環や大きさが流れ場の不規則な特性によって一定ではないことはすでに述べたが、このためウエーク中心線が上下方向へ揺らいでいるものと考えられる。そのため放出された渦の通過経路も上下に変化して、個々の渦と速度センサとの上下方向の相対的な位置関係が変化し、局所 rms 値の時間変動にウエークの揺らぎの周波数変動が付加されたものと思われる。しかしながら現時点では、いずれの周波数帯がウエークの揺らぎに基づくものかを速度変動の計測からこれ以上解析することは困難である。

3.2 PIV による循環のスペクトル解析 ウエークが上下方向に揺らいで速度センサと渦との上下方向の相対的な位置関係が変化すると、速度変動波形の振

幅に影響が現れるものと考えられる。したがってウエークの揺らぎによって渦の通過経路が上下方向にシフトしたときに測定領域も一緒にシフトさせることができれば、測定データのスペクトル解析からウエークの揺らぎの影響を除去できるものと考えられる。

そこで PIV などの画像処理法では、視野内に渦がおさまっている限り渦の中心が上下にシフトしても、渦内の速度ベクトルや渦度の分布を求めることができ、渦度を積分して求める循環の値はウエークの揺らぎによる影響を受けないはずである。連続して放出される個々の渦の PIV によって求めた循環の値を時系列データとして扱い、DFT によって求めたパワースペクトルを 100, 150 および 210 のレイノルズ数についてそれぞれ図 8(a), (b) および図 8(c) に示した。図 8 から明らかなように、いずれのレイノルズ数においても▽印で示したように $f/f_v=0.05$ 付近には、局所 rms 値のスペクトル解析の場合と同様に渦放出周期の約 20 倍の長い時間スケールの周期変動の存在を示唆するスペクトルピークが現れている。しかしながら図 7 において▼印で示したような、渦放出周波数の $1/5$ から $1/10$ 程度の周期変動を示す顕著なスペクトルピークは存在していない。このことから、局所 rms 値のパワースペクトルに現れた渦放出周波数の $1/5$ から

(a) $Re=100$ (b) $Re=150$ (c) $Re=210$

図 8 PIV による循環のスペクトル

1/10 程度の周期変動はウエークの揺らぎによるものであると考えることができる。

一方、図 8 において渦放出周波数の 1/50 程度の周波数帯には、レイノルズ数が 200 付近においても図 7 に◇印で示したような顕著なスペクトルピークは現れていない。したがって、連続して放出される個々の渦の PIV によって求めた循環値を、渦放出周波数をサンプリング周波数としてサンプリングした時系列データとして見たとき、その量子化ノイズが非常に小さいといえる。そのため循環のパワースペクトルの周波数零付近には量子化ノイズ(循環の測定誤差)によるエリアシングが生じないものと思われる。

このように、3・1 節でのウエーク内に固定された 1 点における速度変動波形から求めた局所 rms 値の挙動には、ウエークの揺らぎの影響が多少は現れるものの、循環の変動特性がよく反映されていることがわかる。また、この局所 rms 値のパワースペクトルにおける量子化ノイズによるエリアシングを防止するためには、変動波形 1 周期当たり 28 個程度またはそれ以上の数の速度データが得られるように、サンプリング周

波数を設定する必要がある。

3・3 流脈線可視化法による循環のスペクトル解析

画像処理によって個々の渦の循環を簡便に求める手法として開発した流脈線可視化法によって得られた連続して放出される渦の循環を時系列データとして扱い、DFT によって求めたパワースペクトルを 80, 150 および 200 のレイノルズ数についてそれぞれ図 9(a), (b) および図 9(c) に示した。図 9 から明らかなように、この手法においても▽印で示すように $f/f_v=0.05$ 付近には、渦放出周期の約 20 倍の長い時間スケールの周期変動が存在することがわかる。また、先の PIV による循環計測と同様 $f/f_v=0.1$ から 0.2 付近にはウエークの揺らぎに基づくスペクトルピークが現れないことがわかる。一方 $f/f_v=0.02$ では局所 rms 値の高いレイノルズ数の場合と同様に量子化ノイズのエリアシングを示すスペクトルのエネルギーの顕著な増加が見られる。このことから、流脈線可視化法による循環計測は、測定方法が PIV よりもかなり簡便である反面循環の計測誤差が大きくなることがわかる。

本研究で用いた三つの手法から求めた渦放出周波数の約 1/20 の長い時間スケールの周期変動を示すスペクトルピークの周波数をいろいろなレイノルズ数についてまとめたものを図 10 に示した。図 10 からデータは $f/f_v=0.05$ 付近を中心にばらつきをもって分布しているが、明らかなレイノルズ数への依存性は見られない。

3・4 はく離線が固定された場合の循環変動のスペクトル解析 本研究での長周期変動の時間スケールが横井ら⁽⁶⁾の報告した三次元流れ構造のスパン方向への移動の時間スケールと非常に近い値であることから、本研究で検出された長周期変動は三次元流れの変動に基づくものと考えられる。

一方この横井らの報告では、円柱表面のはく離線がスパン方向に規則性をもって蛇行しており、これが円

図 9 流脈線可視化法による循環のスペクトル

図 10 各手法における長周期変動周波数とレイノルズ数の関係

図 11 はく離線固定における循環のスペクトル

柱後流においてスパン方向に規則性をもった流れの三次元構造を形成させているかのように見える。そこで、角柱などのはく離線が固定された物体の後流には、円柱の場合のようなスパン方向に規則性をもった流れの三次元構造が形成されにくいものと考えることができる。

本研究では、はく離線が固定される物体として、断面の対角線が主流に平行になるように設置した斜傾正方形柱を用い、レイノルズ数が 100, 170 および 230 において先の PIV によって 100 個の渦の循環変動を求め、DFT によってパワースペクトルを求めた。供試物体に斜傾正方形柱を用いたのは、通常の正方形柱でははく離断層と角柱の側面との干渉が強く、またはく離線におけるはく離せん断層の流れの方向が斜傾正方形柱のほうが円柱の場合により近いからである。

図 11 に三つのレイノルズ数における循環変動のパワースペクトルを示した。図 11(a) のレイノルズ数 100 においては、円柱の場合のような渦放出周波数の $1/20$ 付近の明確なスペクトルピークが見られず、長い時間スケールの変動の周期性が弱いことがわかる。このことは、レイノルズ数 100 付近において円柱の場合のようなスパン方向に明確な規則性をもった流れの三次元構造が存在しないことを示唆している。一方、図

11 の (b), (c) とレイノルズ数が増加すると、円柱の場合と同様に渦放出周波数の $1/20$ 付近に明確なスペクトルピークが見られる。この変動周波数が円柱の場合と非常に近いことから、はく離線が固定されても後流にはスパン方向に規則性をもった流れの三次元構造が形成され、それがスパン方向にゆっくりとした周期性をもって移動しているものと考えることができる。このことは、物体後流の三次元構造が物体の形状とは無関係で、カルマン渦列自身の三次元的な不安定性の結果であるという種子田⁽⁷⁾ の推測とも整合性がある。このことから、後流のスパン方向における規則的な流れの三次元構造が上流にフィードバックされて、円柱の場合には表面のはく離線がスパン方向に蛇行する⁽¹⁰⁾ ために、低いレイノルズ数においてもスパン方向に規則性をもった流れの三次元構造が形成されやすいものと考えられる。

4. 結 論

(1) 円柱の後流において、LDV による速度変動波形から求めた局所 rms 値および PIV と流脈線可視化法によって求めた循環の値を、時系列データとして扱ってスペクトル解析を行った結果、三つの異なる計測手法のいずれにおいても後流には渦放出周波数の約 $1/20$ の長い時間スケールの周期変動が存在することがわかった。

(2) 本研究で検出された長い時間スケールの周期変動が、円柱後流に形成されるスパン方向に規則性をもった流れの三次元構造のスパン方向への長い時間スケールでの周期的な移動に基づくことがわかった。

(3) 斜傾正方形柱を用いてのはく離線が固定された実験から、スパン方向に規則性をもった後流の三次元構造は物体の形状に関係なく存在し、スパン方向に周期的にゆっくりと移動することがわかった。また、この後流の三次元構造が上流にフィードバックされるために、円柱においては表面のはく離線が蛇行し、低いレイノルズ数においてもスパン方向に規則性をもった流れの三次元構造が形成されやすいことがわかった。

(4) 後流の中の 1 点に固定された LDV による速度変動波形から求めた局所 rms 値には、後流の上下への揺らぎの影響が現れるものの、渦の循環の変動特性がよく反映されることがわかった。

(5) 本研究で開発した、渦を包み込むように可視化した流脈線に沿って接線方向の速度成分を線積分して循環を求める手法は、PIV よりもかなり簡便ではあるが、その反面循環の計測誤差が大きいことがわかつ

た。

本研究の遂行にあたり、平成5年度の財団法人実吉奨学会の研究助成を受けたことを記し、ここに感謝の意を表する。

文 献

- (1) 種子田・ほか2名, 九州大学応用力学研究所報, **63**(1987), 15.
 - (2) Roshko, A., *NACA Rep.*, (1954), 1191.
 - (3) 上村・長谷川, 流れの可視化, **7**, Suppl, (1987), 11.
 - (4) 加賀・ほか4名, 流れの可視化, 8-30(1988), 167.
 - (5) 小林・ほか2名, 流れの可視化, 8-30(1988), 171.
 - (6) 横井・亀本, 機論, **57**-534, B(1991), 13.
 - (7) 種子田, 画像から学ぶ流体力学, (1988), 120, 朝倉書店.
 - (8) 羽二生・ほか3名, 機論, **58**-550, B(1992), 343.
 - (9) 羽二生・ほか2名, 機論, **59**-567, B(1993), 1.
 - (10) 横井・亀本, 機論, **57**-541, B(1991), 413.
-