

## 渦放出の不規則性における長周期変動\*

(二次元円柱後流のスパン方向において同時に検出された異なる渦放出周波数)

羽二生 博之\*<sup>1</sup>, 宮越 勝美\*<sup>1</sup>, 呉 平\*<sup>2</sup>**Long Time Scale Fluctuation in the Irregularity of Vortex Shedding  
(Different Vortex Shedding Frequencies Detected at  
the Same Time in the Spanwise Direction of  
Wake behind a Two-Dimensional Circular Cylinder)**Hiroyuki HANIU\*<sup>3</sup>, Katsumi MIYAKOSHI and Ping WU<sup>\*3</sup> Department of Mechanical Engineering, Kitami Institute of Technology,  
165 Koen-cho, Kitami-shi, Hokkaido, 090-8507 Japan

It is known that the long time scale fluctuation about 20 times the vortex shedding periodicity exists in the irregularity of the vortex shedding from a two-dimensional circular cylinder. However its origination is not known yet. Local vortex shedding frequency in spanwise direction is considered to differ from one point to another due to different local Strouhal number caused by flow three-dimensionality. Therefore, interaction between the different vortex shedding frequencies is considered to be the cause of the long time scale fluctuation. In this study, by means of short time Fourier transformation which is modified to have uniform local time response characteristics throughout entire measuring frequency range, modulation characteristics of quasi-instantaneous vortex shedding frequency observed by one point velocity measurement are investigated. Moreover, by means of the modified short time Fourier transformation, two point simultaneous velocity measurements were made to show the existence of the different vortex shedding frequencies at the same time in the spanwise direction.

**Key Words:** Vortex, Fluid Transients, Flow Measurements, Irregularity, Circular Cylinder, Different Shedding Frequencies, Short Time Fourier Transformation

## 1. 緒 論

円柱などの鈍い物体からの渦放出には、1954年に Roshko<sup>(1)</sup>によって示されて以来、レイノルズ数が300付近から強い不規則性が存在することが知られており、それが流れの三次元性に関連していると考えられるようになってきた。横井ら<sup>(2)</sup>は170~1340程度のレイノルズ数において円柱表面からはく離線の可視化を行い、スパン方向に延びるはく離線の蛇行に伴う円柱近傍の三次元的な流れ構造がスパン方向に渦放出周期の約20倍の長い時間スケールで移動することを報告している。また著者らは前報<sup>(3)</sup>で80~240程度のレイノルズ数において、連続して放出される渦の循環の時系列データをスペクトル解析することで、後流中に横井らと同様な時間スケールの長周期変動が存在することを明らかにした。さらに石川ら<sup>(4)</sup>は後流速度変動のウェーブレット解析により同様な長周期変動が5000程度のレイノルズ数においても存在することを報告している。また Szepessy<sup>(5)</sup>は渦の三次元

的な変形に伴ってスパン方向の位置によって渦の巻き込みのタイミング(位相)が異なると考えて、43000という高いレイノルズ数の円柱において表面圧力変動の空間相関を計測し、渦放出のスパン方向の位相差には渦放出周期の10~20倍の長周期変動が存在することを報告している。しかしながら、長周期変動の生成機構は明らかとなっていない。

一方 Williamson<sup>(6)(7)</sup>はレイノルズ数120において、円柱スパン中央に直径と幅がそれぞれ円柱直径の1.5倍と0.5倍のリングを設けて局所的に異なった渦放出周波数を生成し、周囲の渦放出周波数との差に対応した低い変動周波数が流れ場に生成されることを報告している。また Szepessy<sup>(5)</sup>は Williamson<sup>(7)</sup>の報告における自然渦転位がスパン方向に存在する異なった渦放出周波数をもったセルの間で発生し、その渦転位がスパン方向の渦放出位相差の変調と円柱表面圧力変動の振幅変調を生じさせているであろうと述べている。さらに横井ら<sup>(2)(8)</sup>の円柱での報告に示されたはく離線の蛇行に伴ってはく離せん断層の広がりにはスパン方向において変化しているため、スパン方向での局所的なストローハル数も変化するものと考えられる。そのため、スパン方向には異なった渦放出周波数が同時に存在し、それら異なった渦放出周波数間の干渉によって

\* 原稿受付 2001年11月15日。

\*<sup>1</sup> 正員, 北見工業大学(〒090-8507 北見市公園町165)。\*<sup>2</sup> 学生員, 北見工業大学大学院。

E-mail: harry@mail.kitami-it.ac.jp

自然渦転位が生じ、周波数差に対応した低い周波数変動(長周期変動)が生じているものと考えられる。

本研究ではまず、短時間フーリエ変換を測定周波数領域全体にわたって一様な局所時間応答特性をもつように改良し、それを用いて主流方向速度変動の1点計測から準瞬間(または局所時間)的な渦放出周波数の時系列データを求めて渦放出の周波数変調特性をスペクトル解析から調べ、10 000 という比較的高いレイノルズ数においても長周期変動が存在することを確かめた。さらに、この改良された短時間フーリエ変換を用いたスパン方向の2点における主流方向速度変動の同時測定から、2点における準瞬間渦放出周波数の時系列データを求め、それら相互の変調特性を比較することによって、スパン方向に異なる渦放出周波数が同時に存在することを確かめた。

## 2. 実験装置および方法

**2.1 回流形風洞および供試物体** 本研究では図1に示すように長さ2 180 mm、断面の高さ500 mm×幅240 mmの測定部を有する回流形風洞を用いた。送風機は4枚羽根の軸流形で、11 kWの可変速三相誘導電動機で駆動される。供試物体には直径 $d=15$  mmの円柱を用い、測定部上流端から下流へ700 mmで測定部床面から上方へ250 mmの位置に流れに直角に設置した。主流速度は10 m/s一定とし、円柱を設置しないときの主流の乱れ度は主流速度の $\pm 0.23\%$ 以下であり、流れの二次元性についてはピトー管とベッツマノメータを用いて時間平均流速を測定した結果、測定部中央をスパン方向の $z$ 座標の原点にとり、 $z=\pm 100$  mmの範囲で $\pm 0.5\%$ の不均一性をもっている。円柱の直径 $d$ に基づくレイノルズ数は約10 000である。

なお本研究で使用した風洞は主流速が10 m/s前後で測定部の流れの二次元性が良好で、乱れ度も少なく、直径15 mmの円柱による閉そく比も3%(Szepessy<sup>(5)</sup>

では7.7%)と小さい。これらの条件からレイノルズ数は約10 000となったが、Szepessy-Bearman<sup>(10)</sup>は、レイノルズ数16 000においては円柱のアスペクト比が十分大きいと(6.7以上)、アスペクト比の変化による変動揚力係数への影響は少なく、レイノルズ数8 000以上における変動揚力のレイノルズ数依存性は弱いと報告している。また、Gerich-Eckelmann<sup>(11)</sup>はエンドプレート付近において時間平均渦放出周波数が低下することを報告している。本研究では時間平均渦放出周波数のスパン方向における一様性を調べた結果、 $z=\pm 100$  mmの区間においてパワースペクトルの分解能(約1 Hz)の誤差の範囲で一様であった。本研究ではエンドプレートの設置はないが、アスペクト比は16であり、スパン中央付近での計測においては壁面(円柱取付部)付近の二次流れの影響はないものと思われる。一方、本研究での乱れ度0.23%はSzepessy<sup>(5)</sup>の0.05%よりも大きい。石川ら<sup>(4)</sup>の乱れ度0.3%での実験において長周期変動が検出されていることから、本研究においても長周期変動の検出は十分可能であると考えられる。

**2.2 流速測定システム** 流速はI形熱線プローブを用いて主流方向成分の時系列データ $u(t)$ を測定した。1点計測においてはプローブをスパン中央( $z=0$ )に設置し、図2に示すように主流方向( $x$ 座標)および主流とスパン方向に直角な方向( $y$ 座標)に移動させた。その結果、円柱直径の8倍下流( $x=8d$ )で上方に1.2倍( $y=1.2d$ )の位置において後述する渦放出の周波数変調の長周期変動が最も明りょうに検出できたため、本報告ではこの測定点における実験結果を詳しく述べることにする。2点同時計測においては、図3に示すように固定プローブをスパン中央からオフセットした $z=-2d$ の位置に設置し、もう1台のプローブを固定プローブの位置から測ってスパン方向に $7d(z=5d)$ までの主流の二次元性の高い範囲で移動

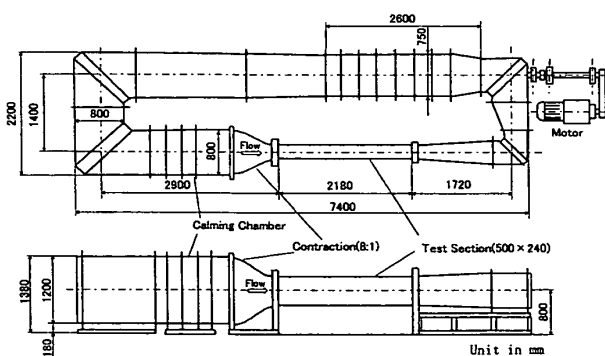


Fig. 1 Dimension of wind tunnel

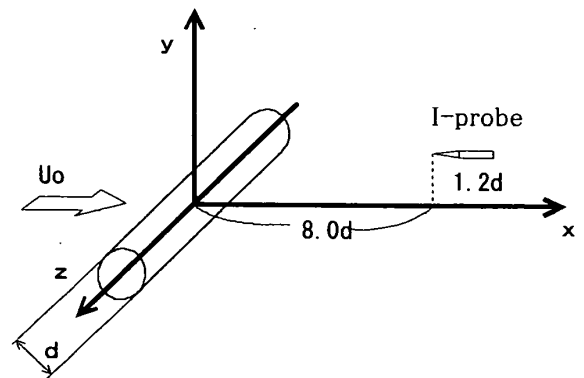


Fig. 2 Schematic view of 1 point measurement

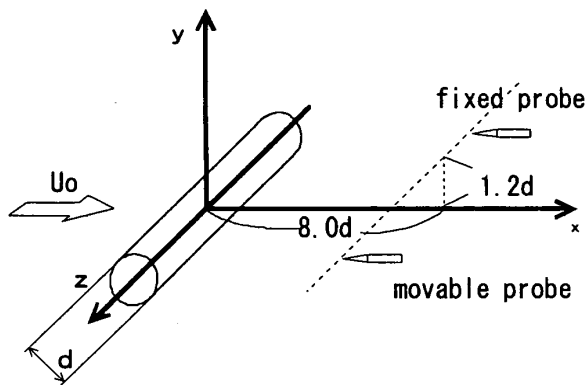


Fig. 3 Schematic view of 2 points simultaneous measurement

させた。

スパン中央で  $x=8d$ ,  $y=1.2d$  における速度変動のパワースペクトルから、円柱からの平均渦放出周波数は約 136 Hz であった。

コンピュータへのデータ収集は 12 bit の A-D 変換器を用い、エリアジング防止ローパスフィルタのカットオフ周波数  $F_c$  は 1 kHz に設定し、サンプリング周波数  $F_s$  は 2 kHz に設定した。各測定点においては 1 プロブ当たり連続した 32 000 個の速度データを 1 組として 20 回、計 640 000 個をサンプリングした。

**2・3 適応窓幅短時間フーリエ変換** 速度変動の周波数変調解析においては短時間フーリエ変換<sup>9)</sup>が古くから用いられており、最近では Molet ウェーブレット変換<sup>4)</sup>も用いられている。従来の短時間フーリエ変換ではサインおよびコサインの解析波形との間で畳み込み積分を行わせる速度変動の時系列データにかけられたガウス形窓関数の時間軸スケール(窓幅)が固定されているため、局所時間応答特性が周波数によって変化する。すなわち、低い周波数では局所時間応答性が高いかわりに周波数分解能が低く、逆に高い周波数では周波数分解能が高いかわりに局所時間応答性が低くなるという欠点がある。その反面、データ処理のアルゴリズムが移動座標系での重み係数を用いた移動平均法的な形式であることと、フーリエ係数が各周波数ごとに求まるため、データ処理ソフトウェアの構築が容易で解析結果も理解しやすい利点がある。一方、Molet ウェーブレット変換では、ガウス形窓関数の窓幅が周波数に適應して変化するため、測定周波数領域全体にわたって一様な局所時間応答特性をもつ利点がある。しかし時間軸が固定座標系で扱われているため基準波形(ウェーブレット)と時間関数の定義式が複雑である。さらにウェーブレット係数が個々の周波数についてではなく時間スケールについて求まるため、データ処理の原理や解析結果が理解しにくい欠点

がある。

短時間フーリエ変換と Molet ウェーブレット変換は窓幅が周波数に適應して可変かどうかということ、時間軸が移動座標系か固定座標系かという違いをのぞけば本質的に同じものである。定義式での両者の見掛け上の大きな違いは、短時間フーリエ変換では測定された時系列データに窓関数を掛けてからサインおよびコサインの解析波形との間で畳み込み積分を行うのに対して、Molet ウェーブレット変換ではサインおよびコサイン波形に窓関数を掛けて基準波形(ウェーブレット)を生成してから測定された時系列データとの間で畳み込み積分を行っている点である。畳み込み積分においては、時系列データまたは解析波形のどちらに窓関数を掛けても違いはない。

本研究では式(1)に示すような、時間軸が移動座標系の短時間フーリエ変換に Molet ウェーブレット変換の利点を取り入れる改良を施した、適応窓幅短時間フーリエ変換を用いて周波数変調解析を行った。

$$\left. \begin{aligned} W(\omega, t) &= \int_{-\infty}^{+\infty} u'(t+\tau) \Phi(\omega, \tau) d\tau \\ \Phi(\omega, \tau) &= \left| \frac{k}{\omega} \right|^{-1/2} e^{-i\omega\tau} e^{-(\omega\tau)^2/2k^2} \\ \omega &= 2\pi f \end{aligned} \right\} \dots\dots (1)$$

ここで  $W(\omega, t)$  はフーリエ係数、 $\tau$  は時刻  $t$  を原点とする局所時間座標、 $u'(t+\tau)$  は速度  $u(t+\tau)$  から時間平均速度を引いた変動(偏差)成分、 $\Phi(\omega, \tau)$  は重み係数、 $\omega$  は角速度、 $f$  は解析周波数である。さらに  $k$  は窓幅を決めるパラメータであり、ガウス形窓関数の  $\pm 1$  標準偏差の時間範囲に周波数  $f$  のサインまたはコサイン波形が  $k/\pi$  周期含まれる。また実際のデータ処理における  $\tau$  についての積分ではガウス形窓関数の値が零とならない  $\pm 3.5$  標準偏差の時間範囲の速度データを抽出して行い、データ処理時間を大幅に短縮した。

### 3. 結果および考察

**3・1 1点計測での渦放出周波数変調** 図4はスパン中央断面( $z=0$ )での円柱直径の8倍下流( $x=8d$ )で1.2倍上方( $y=1.2d$ )の位置において計測した主流方向速度成分  $u$  の時系列データに対して式(1)に示した適応窓幅短時間フーリエ変換の処理をいろいろな  $k$  の値について行った結果から代表的なものを抜粋して約 0.45 s について示したものである。図4には横軸に時間を、縦軸に周波数をとって、フーリエ係数  $W(f, t)$  の実部と虚部を合成した絶対値の等高線を示してあり、いちばん下には同一時間帯の速

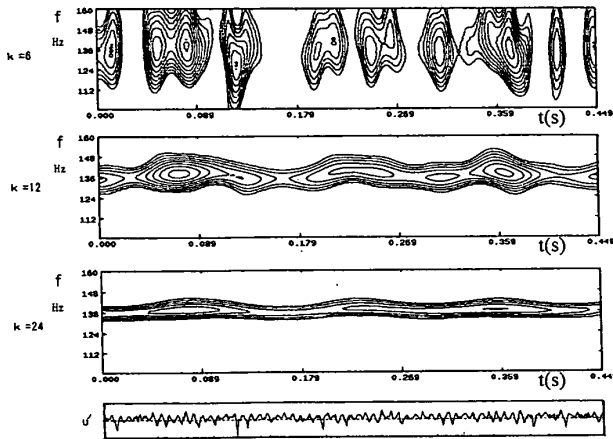


Fig. 4 Distribution of absolute Fourier coefficient for various  $k$

度変動成分  $u'$  の波形を示した。本研究においては、各時刻におけるフーリエ係数の絶対値が最大値を示す周波数(第1卓越周波数)を準瞬間渦放出周波数  $f^*$  と定義して、 $f^*$  の時間変化から渦放出の周波数変調特性を調べることを主眼に置いている。また、 $f^*$  の時間トレースは等高線からなる山のりょう線を描くことになる。

$k=6$  の図は石川ら<sup>(4)</sup> が用いたものと同じ窓幅における結果であるが、卓越周波数  $f^*$  を読取るには周波数分解能が不十分であり、 $f^*$  の時間変化を連続的に追うことも難しいことがわかる。また  $k=24$  の図では、卓越周波数  $f^*$  は高い分解能で読取れるが、窓幅の時間スケールが長くなったために局所時間応答性が低下し、 $f^*$  の時間変動がかなり減衰されている。いろいろな  $k$  の値について検討した結果、 $k=12$  の場合に  $f^*$  の読取り分解能が適度に高く、局所時間応答特性も良好であると判断し、以後  $k=12$  を用いて解析を行うことにした。

図5は準瞬間渦放出周波数  $f^*$  を時間平均渦放出周波数  $f_0$  で無次元化し、その時間変化を約0.9sにわたって示した例であるが、 $f^*/f_0=1.0$  を中心に約5%の範囲で準瞬間渦放出周波数が変調しているのがわかる。この周波数変調の幅は平均渦放出周波数の約1/20であり、長周期変動の低周波数にほぼ一致する。

図6は無次元準瞬間渦放出周波数  $f^*/f_0$  の時系列データを時間平均渦放出周期の約1/2である0.0035s間隔で512個抽出したものから一般的なFFTによるパワースペクトル(縦軸は任意スケール)を求め、50回加算平均したものである。図6から、時間平均渦放出周波数の約1/22である6.13Hzにおいて明りょうなスペクトルピークがあることがわかる。したがって、渦放出周波数の変調幅にほぼ一致した低周波数で渦放

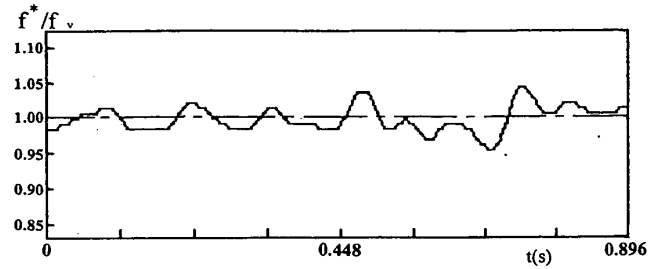


Fig. 5 Time trace of quasi-instantaneous vortex shedding frequency

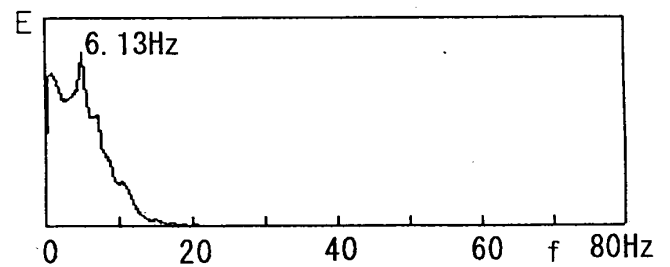


Fig. 6 Power spectrum of fluctuating quasi-instantaneous vortex shedding frequency

出周波数は変動していることがわかる。このように、前報<sup>(3)</sup> では円柱後流中の速度波形の振幅の時間変動および円柱から放出される個々の渦の循環の時間変動において時間平均渦放出周期の20倍程度の長周期変動が検出されたが、本研究においては準瞬間渦放出周波数の変調においても同様な長周期変動が検出された。

一方、測定位置をいろいろと変えて  $f^*/f_0$  の時間変動のパワースペクトルを求めてみたが、この円柱直径の8倍下流で1.2倍上方の測定位置において長周期変動が最も明りょうに検出された。

**3・2 二点同時計測での渦放出周波数変調** 図7はスパン方向に円柱直径の1.5倍 ( $s/d=1.5$ ) 離れた2点において同時に計測された速度変動の時系列データに対して適応窓幅短時間フーリエ変換処理を行い、各時刻における第1卓越周波数である準瞬間渦放出周波数の時間変化を0.86sにわたって示した例である。計測した2点の距離が比較的近いので、準瞬間渦放出周波数はよく似た変化を示しているが、細部では異なっているのがわかる。本研究では2点における準瞬間渦放出周波数の同時刻における同一性または非同源性を調べるために、時間平均渦放出周波数を敷居値として、準瞬間渦放出周波数が敷居値よりも高い周波数のときを high mode、敷居値よりも低い周波数のときを low mode とした。また、high mode の場合を1, low mode の場合を -1 として符号化(encode)し、固定ブ

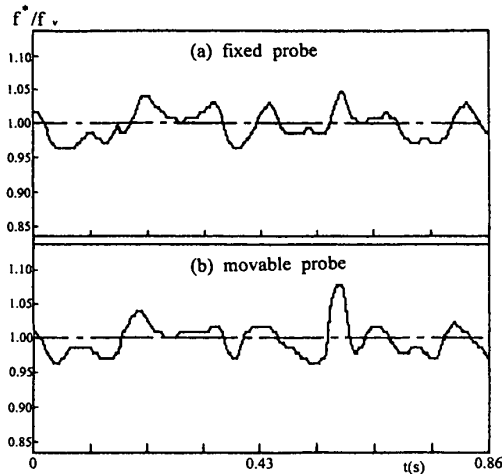


Fig. 7 Time trace of quasi-instantaneous vortex shedding frequencies at 2 points simultaneous measurement

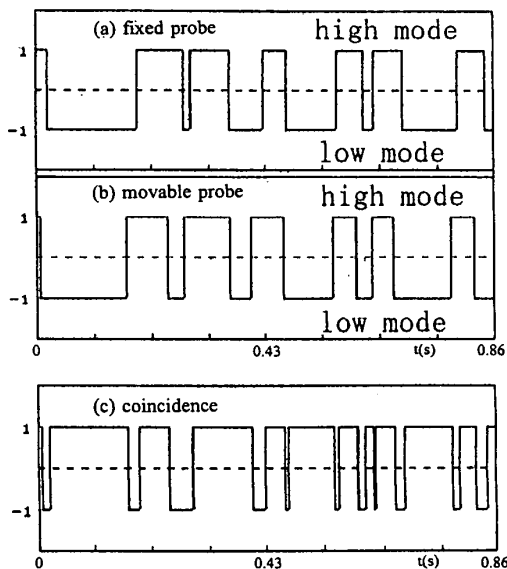


Fig. 8 Encode of frequency mode and coincidence code

ローブと移動プローブにおける符号(code)の変化をそれぞれ図8の(a)と(b)に示した。さらに、2点における周波数モードの同時性を示すために、2点の符号を掛け合わせた同時性符号(coincidence code)の時間変化を図8(c)に示した。すなわち、図8(c)における同時性符号が1のときは2点における準瞬間渦放出周波数は同じモードであり、同時性符号が-1のときは異なったモードである。図8(c)から2点における準瞬間渦放出周波数の同時性または非同時性の時間変化がよくわかる。

2点間の距離を  $s/d=1.0, 2.0, 3.0, 4.0, 5.0$  と変化させたときの固定プローブと移動プローブの位置での準瞬間渦放出周波数の時間変化をそれぞれ図9から図13の(a)と(b)に示し、同時刻における周波数モ

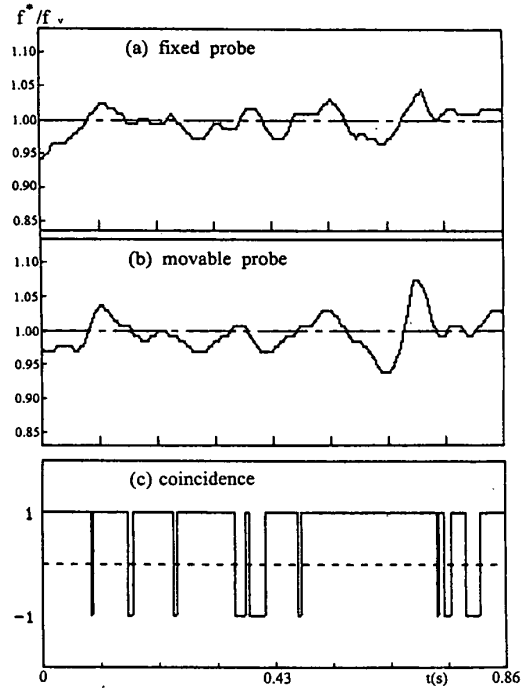


Fig. 9 Time trace of quasi-instantaneous vortex shedding frequencies at 2 points and coincidence code ( $s/d=1.0$ )

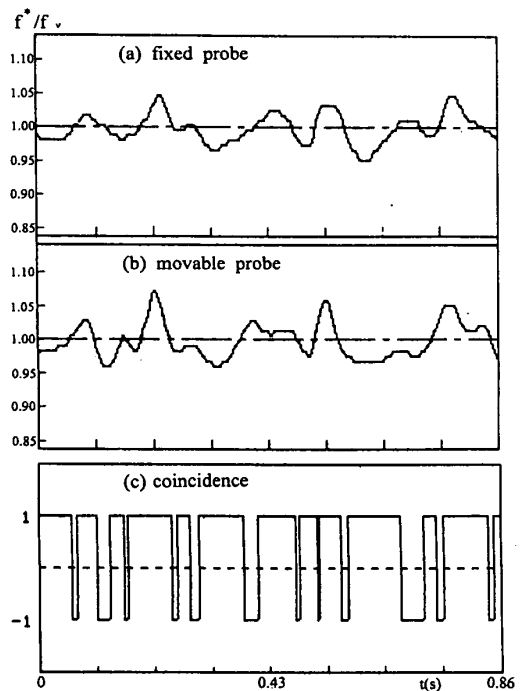


Fig. 10 Time trace of quasi-instantaneous vortex shedding frequencies at 2 points and coincidence code ( $s/d=2.0$ )

ードの同時性符号の変化を(c)に示した。まず2点での準瞬間渦放出周波数の時間変化を見ると、 $s/d=1.0$ においては非常によく似たパターンで変化しており、 $s/d$ の増加に伴い変動パターンの類似性が失われていくのがわかる。特に  $s/d=4.0$  や  $5.0$  においては、変

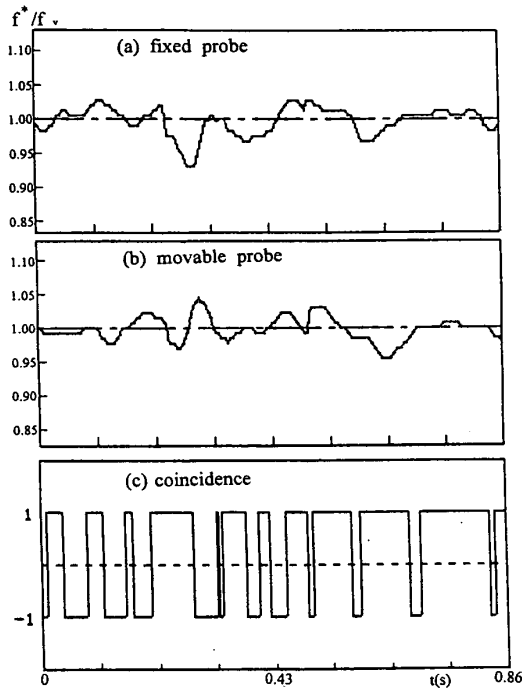


Fig. 11 Time trace of quasi-instantaneous vortex shedding frequencies at 2 points and coincidence code ( $s/d=3.0$ )

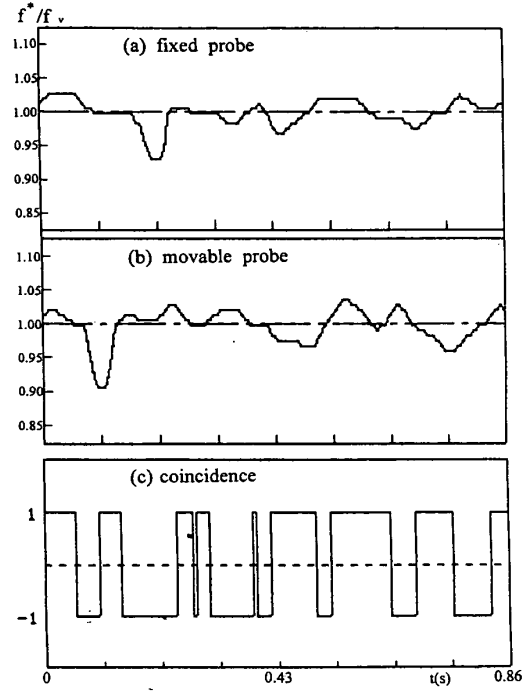


Fig. 13 Time trace of quasi-instantaneous vortex shedding frequencies at 2 points and coincidence code ( $s/d=5.0$ )

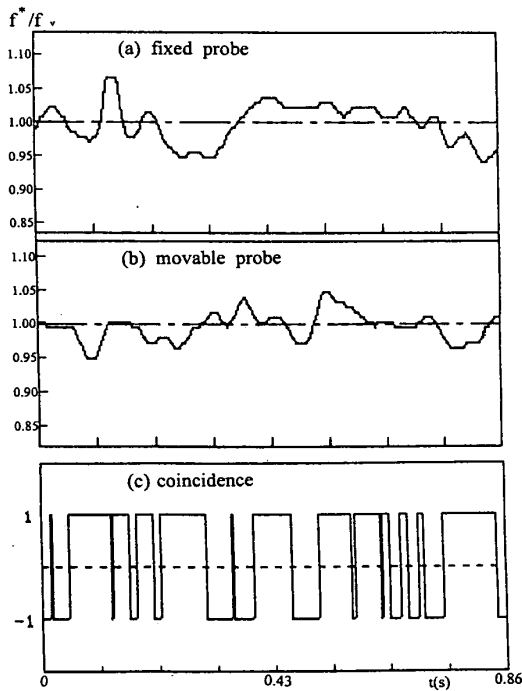


Fig. 12 Time trace of quasi-instantaneous vortex shedding frequencies at 2 points and coincidence code ( $s/d=4.0$ )

動位相も大きく異なっている。同時性符号の変化においても  $s/d$  が小さいときには同時性符号が1である割合が多く、 $s/d$  が大きくなると -1である割合が増加している。

図 14 にはスパン方向の 2 点間の距離  $s$  を変化させ

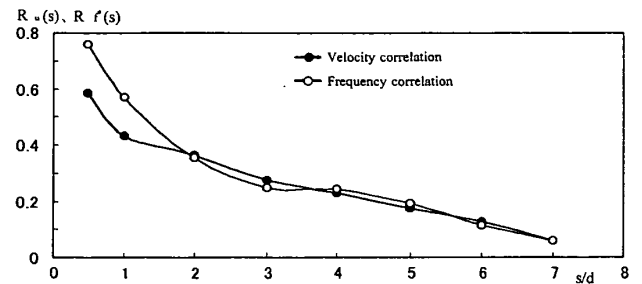


Fig. 14 Velocity and frequency correlation coefficients along spanwise direction

たときの主流方向速度の横相関係数  $R_u(s)$  と準瞬間渦放出周波数の横相関係数  $R_f(s)$  を示した。図 14 からいずれの相関も 2 点間の距離  $s/d$  が増加すると単調に減少して零に近づいていくのがわかる。これは Szepessy<sup>(5)</sup> において 2 点間の距離が十分大きくなると、2 点間の渦放出の位相差はランダムな変動を示すという報告と同様な結果である。すなわち、本研究でのスパン方向の 2 点間の渦放出周波数の差もスパン方向の距離が十分大きくなるとランダムな変動を示すことがわかる。

以上のようにスパン方向の 2 点における準瞬間渦放出周波数の同時計測から、円柱後流のスパン方向には異なった渦放出周波数が同時に存在しており、それらの異なった周波数間の干渉によって長周期変動が生成されているものと考えられる。

#### 4. 結 論

(1) 適応窓幅短時間フーリエ変換によって、円柱から放出されるカルマン渦の準瞬間渦放出周波数の時系列変動特性を明らかにすることができた。

(2) 1点計測において準瞬間渦放出周波数は、スパン方向の2点間の渦放出位相差や速度変動波形の振幅変調と同様に、渦放出周期の約20倍の長周期変動を示し、準瞬間渦放出周波数の変調幅は渦放出周波数の約1/20であることがわかった。

(3) スパン方向の2点間における準瞬間渦放出周波数の横相関係数を求めた結果、速度相関係数や渦放出位相の相関係数と同様に、2点間の距離が増加するにしたがって横相関係数は単調に減少するとともに、2点における準瞬間渦放出周波数の high mode または low mode の同時性も失われていくことがわかった。

(4) 円柱のスパン方向には異なった渦放出周波数が同時に存在し、異なった周波数間の干渉によって長

周期変動が生成されることを支持する結果が得られた。

本研究の遂行にあたり、実験装置の製作にご協力いただいた本学機械システム工学科の佐藤敏則技官および実習工場技官の方々に感謝の意を表す。

#### 文 献

- (1) Roshko, A., *NACA Rep.* No. 1191 (1954).
- (2) 横井嘉文・亀本喬司, 機論, 57-534, B (1991), 427-433.
- (3) 羽二生博之・ほか3名, 機論, 61-582, B (1995), 379-387.
- (4) 石川仁・ほか3名, 機論, 62-598, B (1996), 2180-2186.
- (5) Szepessy, S., *Phys. Fluids*, 6 (1994), 2406-2416.
- (6) Williamson, C. H. K., *J. Fluid Mech.*, 206 (1989), 579-627.
- (7) Williamson, C. H. K., *J. Fluid Mech.*, 243 (1992), 393-441.
- (8) 横井嘉文・亀本喬司, 機論, 57-541, B (1991), 3273-3277.
- (9) チャールズ・K. チュウイ, 数理学ウェーブレット変換入門, (1992), 59-72, 東京電機大学出版局.
- (10) Szepessy, S. and Bearman, P. W., *J. Fluid Mech.*, 234 (1992), 191-217.
- (11) Gerich, D. and Eckelmann, H., *J. Fluid Mech.*, 122 (1982), 109-121.