

# 円柱塔状構造物における高風速渦励振の発生メカニズムに関する実験的解明

北川徹哉<sup>1</sup>・若原敏裕<sup>2</sup>・藤野陽三<sup>3</sup>・木村吉郎<sup>4</sup>

<sup>1</sup>学生会員 工修 東京大学大学院 工学系研究科土木工学専攻 (〒113 東京都文京区本郷7-3-1)

<sup>2</sup>正会員 工修 東京大学大学院 工学系研究科土木工学専攻

<sup>3</sup>フェロー Ph.D. 東京大学教授 工学系研究科土木工学専攻

<sup>4</sup>正会員 Ph.D. 東京大学講師 工学系研究科土木工学専攻

円形断面を有する塔状構造物においては、通常の渦励振共振風速よりも高風速域で渦励振と類似した応答が現れるとの報告があるが、その発生メカニズムは解明されていない。本研究では円柱塔状1自由度ロッキング模型を用いた風洞実験を行い、一様流中においてその現象を確認した。それを「高風速渦励振」と呼び、気流や構造減衰を変化させて特性を調べた。応答測定と後流変動風速の多点測定結果から高風速渦励振の発現特性を検討した結果、自由端部付近に現れる渦が高風速渦励振を励起することが判明した。また、後流変動風速の時系列にウェーブレット変換を適用した結果、高風速渦励振の応答振幅に弱い変動があるのは、励振源となっている自由端付近に現れる渦の発生がやや間欠的なためであることがわかった。

**Key Words** : circular cylinder tower, three-dimensional effects, vortex-induced vibration at a high wind speed, wavelet analysis, wind tunnel experiment, wind velocity fluctuation measurement

## 1. はじめに

円柱において発生する渦励振は、物体背後に発生するカルマン渦の放出振動数が物体の固有振動数とほぼ一致する風速域において、カルマン渦にともなう空気力により生じる現象である<sup>1)</sup>。したがって、渦励振に関する既往の研究は、この共振風速付近での現象に着目したものが多く、

しかしながら、幾つかの既往の実験結果は、共振風速よりも高い風速域においても渦励振と類似の限定振幅型の振動が現れることを示唆している<sup>2)~9)</sup>。

2次元円柱を対象としたDurginら<sup>4)</sup>の研究では、高風速域の限定振幅型振動の存在を実験的に指摘し、それがカルマン渦放出にともなって生じる分数調波振動によるものと推測している。また、松本ら<sup>8)</sup>は円形断面ケーブルを対象とした風洞実験結果において、Bearmanら<sup>2)</sup>の指摘を基に、渦放出の3次元性による長周期渦放出が高風速域における限定振幅型振動に関わることを示している。

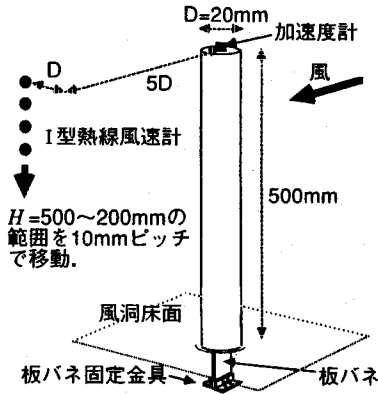
塔状構造物を対象とした研究では、Wootton<sup>3)</sup>が円形断面を有し風直角方向に1自由度系となる剛なタワー模型を用いた風洞実験において、通常の渦励振の他に、渦励振共振風速の約2倍の風速域において

渦励振と思われる限定振幅型振動の応答を得ている。Woottonはこの現象が模型の自由端部の影響によるものではないかとの見解を示しているが、具体的な根拠は示していない。また、河井<sup>7)</sup>はテーバーつき塔状円形断面ロッキング模型を用いた風洞実験を行い、渦励振発現風速の約2.5倍の風速域においても限定振幅型振動の存在を確認し、テーバーの割合が大きくなるとその振幅が大きくなることを明らかにしている。

このように、塔状構造物において渦励振と類似した現象が高風速域に存在することは指摘されているが、発生メカニズムに関して十分な検討がなされているとは言い難い状況にある。

そこで本研究では、塔状構造物において通常の渦励振発現風速よりも高い風速域で生じる限定振幅型振動の特性を理解し、その発生メカニズムを明らかにすることを目的として風洞実験を行った。なお、本文では塔状構造物におけるこの高風速域での励振を「高風速渦励振」と呼ぶことにする。

風洞実験に用いる模型は塔状構造物を想定し、一様断面円柱を板バネで片持ち支持して風直角方向のみに自由度を持たせた1自由度ロッキング模型とした。高風速渦励振の発生メカニズムを検討するため



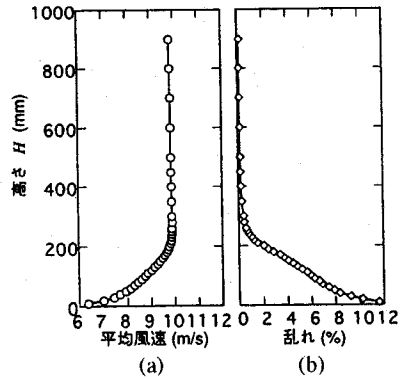
図一 風洞実験概要

に、模型の風直角方向応答と後流変動風速を測定する。また、模型の構造減衰や断面直径、気流の変化が高風速渦励振に与える影響を検討する。さらに、後流中の渦放出と風直角方向応答との対応を調べるために、後流変動風速時系列データを非定常スペクトル解析法の一つであるウェーブレット変換<sup>17)</sup>を用いて解析する。

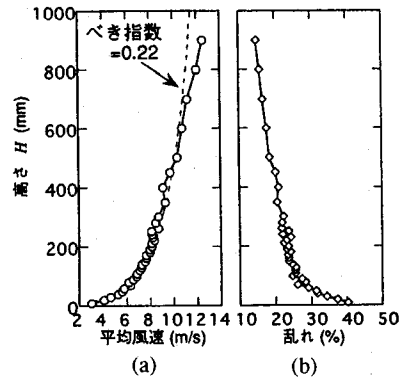
なお、本研究で対象とした高風速渦励振と、2次元物体における高風速域での励振を対象とした既往の研究<sup>2),4),6),8)</sup>との関連についても論文中において考察を加えた。

## 2. 風洞実験の方法

実験においては、図一に示すように、バルサ材で構成された一様断面円柱を板バネによって支持し、風直角方向のみに振動を許す1自由度系の模型を用いた。円柱部分の諸元は高さ $H_c=500\text{mm}$ 、断面直径 $D=20\text{mm}$ 、質量 $m=35\text{g}$ 、固有振動数 $f=17.5\text{Hz}$ 、減衰定数 $\xi=0.28\%$ である。模型頂部に加速度計を設置し、模型頂部の加速度を計測した。また、模型中心から下流側に $5D$ 、風直角方向に $1D$ の位置にI型フィルムコーティング熱線プローブを設置し、風洞床面からの高さ $H=200\sim 500\text{mm}$ の範囲において $10\text{mm}$ ピッチで移動させ、後流の変動風速を多点で計測した。データのサンプリングは $500\text{Hz}$ で行い、模型の固有振動数が $17.5\text{Hz}$ であることを考慮して加速度応答データには $56\text{Hz}$ のローパスフィルターをかけた。なお、後流変動風速については、高い振動数成分が十分小さくエイリアジングの問題はほとんどないため、ローパスフィルターを通していない。



図二 (a)一様流の風速プロファイル  
(b)一様流の乱れのプロファイル



図三 (a)境界層乱流の風速プロファイル  
(b)境界層乱流の乱れのプロファイル

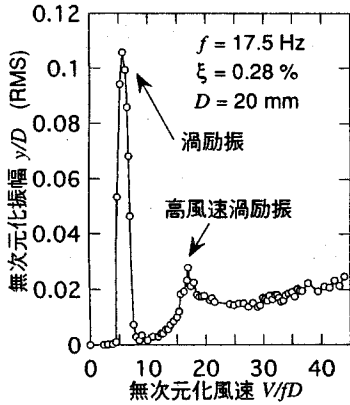
風洞実験は清水建設(株)技術研究所所属の幅 $2.6\text{m}$ ×高さ $2.1\text{m}\sim 2.4\text{m}$ ×長さ $18.9\text{m}$ の回流型密閉式風洞において行った。

乱流発生装置を用いない気流と、ラフネスブロックを用いて生成したべき指数約 $0.22$ の境界層乱流の計2種類の気流を用いた。おのおのの気流のプロファイルをそれぞれ図二、図三に示す。図二のプロファイルは、風洞床面の影響により $H=200\text{mm}$ 付近まで境界層が発達していることを示している。しかし、模型の振動は頂部に近いところの励振力が支配的であり、そこでは気流は乱れの少ない一様流となっているので、以後「一様流」と呼ぶことにする。

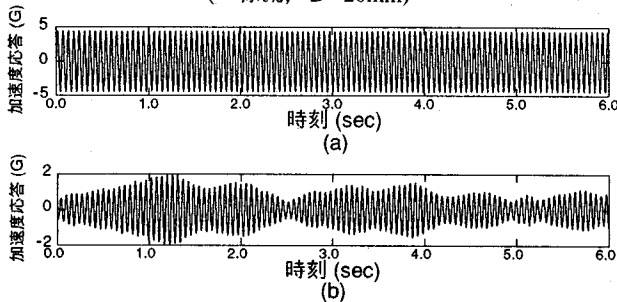
## 3. 実験結果

### (1) 風速と応答の関係

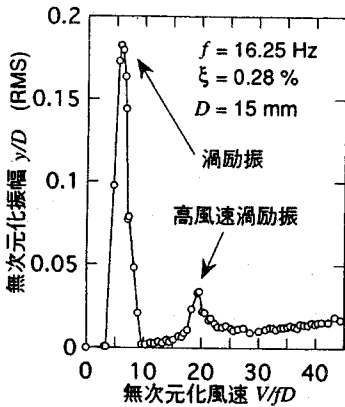
一様流中における風洞実験で得られた無次元化風速 $V/fD$  ( $V$ :平均風速)と風直角方向応答の無次元化幅 $y/D$ のRMSとの関係を図四に示す。 $V/fD=5.7$ 付近において振幅が増大し、通常の渦励振が発現して



図—4 平均風速と風直角方向応答の関係  
(一樣流,  $D=20\text{mm}$ )



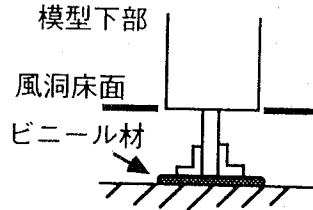
図—5 (a)渦励振の風直角方向応答( $V/fD = 5.7$ )  
(b)高風速渦励振の風直角方向応答( $V/fD = 17$ )



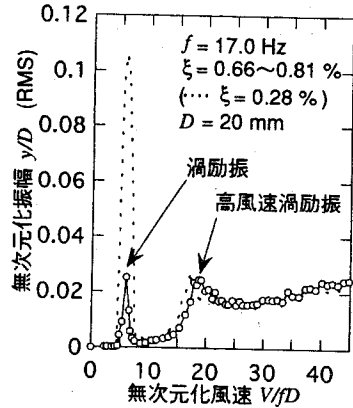
図—6 平均風速と風直角方向応答の関係  
(一樣流,  $D=15\text{mm}$ )

いる。  $V/fD=5.7$ より高風速になると渦励振は消滅するが、  $V/fD=17$ 付近にもう一つのピークが現れる。これが本研究で主に対象とする高風速渦励振である。

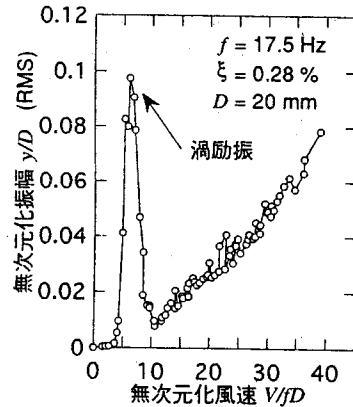
ここで、高風速渦励振の応答波形を通常の渦励振の応答波形と比較する。渦励振時( $V/fD=5.7$ )の風角方向の応答時系列を図—5(a)に、高風速渦励振時



図—7 構造減衰の増加



図—8 平均風速と風直角方向応答の関係  
(一樣流,  $D = 20\text{mm}$ , 減衰増加時)



図—9 平均風速と風直角方向応答の関係  
(境界層乱流,  $D = 20\text{mm}$ )

( $V/fD=17$ )の応答時系列を図—5(b)に示す。通常の渦励振の応答振幅がほぼ一定で定常的であるのに対し、高風速渦励振の応答は振幅が時間とともに緩やかに変化するものとなっている。

(2) 断面直径15mmの模型による実験  
高風速渦励振の発現が模型の直径に依存するかと

うかを調べることを目的とし、 $D=15\text{mm}$ の一樣断面円柱模型を用いて実験を行った。この模型は、高さ $H_c=500\text{mm}$ 、質量 $m=20\text{g}$ であり、振動特性は $f=16.25\text{Hz}$ 、 $\xi=0.28\%$ である。

一樣流中での実験結果を 図—6 に示す。 $V/fD=5.9$ 付近において渦励振が、また、 $V/fD=18$ において高風速渦励振が発現している。したがって、この程度の円柱直径の減少、すなわちアスペクト比の増加は現象にあまり影響を及ぼさないことがわかった。

### (3) 構造減衰の影響

図—7 に示すように、板バネ固定金具と固定台の間にビニル材をはさむことにより模型の構造減衰を増加させた。振動特性は、 $f=17.0\text{Hz}$ 、減衰定数 $\xi$ は $0.81\%$ (振幅大の場合： $y/D=0.1$ 付近)~ $0.66\%$ (振幅小の場合)であった。減衰が大きい場合の一樣流中での実験結果を 図—8 に示す。渦励振は $V/fD=6$ 、高風速渦励振は $V/fD=18$ 付近で発現している。

図—8 には参考のために、減衰定数が $0.28\%$ のときの結果(図—4)も点線で併せて示してある。図—8 は、構造減衰の増加により通常の渦励振の応答振幅は大幅に低下し $1/5$ 程度になるのに対し、高風速渦励振については振幅の変化が少ないことを示している。すなわち、渦励振は構造減衰に敏感であるのに対し、高風速渦励振は構造減衰の影響を受けにくい。この傾向は河井<sup>7)</sup>の実験結果とも整合している。原因として、空気力の振幅に対する強い非線形性が考えられるが、この点に関しては、さらに詳細な検討を行っていく必要がある。

### (4) 境界層乱流中での実験結果

$D=20\text{mm}$ の模型を用い、図—3 のプロファイルを有する境界層乱流中で実験を行った結果を 図—9 に示す。 $V/fD=5.7$ において通常の渦励振が発現しているが、一樣流中での実験結果(図—4)で現れた高風速渦励振に対応するピークはみられない。詳細は 4. (4) に記述する。

## 4. 後流変動風速測定結果に基づく 高風速渦励振の発生メカニズム

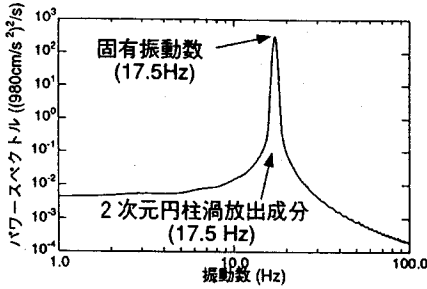
一樣流中においては高風速渦励振がみられたわけであるが、ここでは $D=20\text{mm}$ の模型を用いて測定された後流変動風速と風直角方向加速度応答の各パワースペクトルの対応を検討することにより高風速渦励振の発生メカニズムを考察する。

### (1) 後流変動からみた励振力

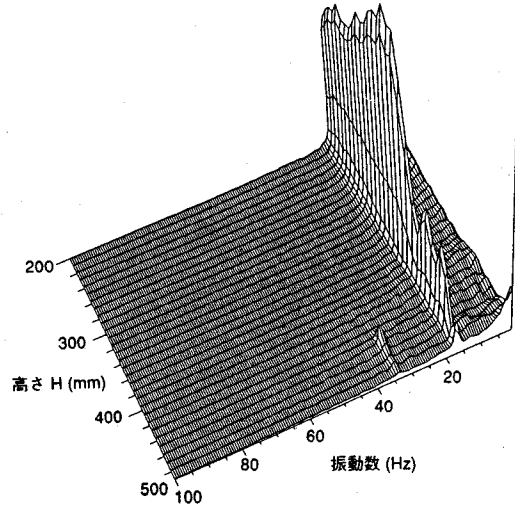
図—10(a)は $V/fD=5.7$ での風直角方向加速度応答のパワースペクトルであり、固有振動数 $17.5\text{Hz}$ にピークがある。また、図—10(b)には $H=200\sim 500\text{mm}$ において計測された後流変動風速のパワースペクトルを奥行き方向に並べて示している。スペクトルのピーク値は塔の頂部付近では小さくなるが、固有振動数と同じ $17.5\text{Hz}$ のピークが高さ方向にほぼ全域において存在していることが確認できる。すなわち、2次元円柱における渦放出(以後、「2次元円柱渦放出」とする)の振動数と模型の固有振動数が一致し、通常の渦励振が発現している。なお、図—10(b)には $17.5\text{Hz}$ のちょうど2倍にあたる $35\text{Hz}$ 付近に小さなピークがあるが、これは2次元円柱渦放出による後流変動風速が完全には調和的変動となっていないために生じたものであり、本質的な現象ではない。

次に渦励振が沈静した風速域である $V/fD=11$ におけるパワースペクトルを 図—11 に示す。図—11(a)にみられる固有振動数よりも高振動数側の応答のパワースペクトルのピークは、2次元円柱渦放出の振動数が風速の増加にともなって高振動数側へ移動したものに对应する。また、固有振動数よりも低振動数側の $12\text{Hz}$ においてもピークが現れている。これは2次元円柱渦放出による励振力とは異なる外力の存在を示している。そこで 図—11(b)をみると、模型上部( $H=440\sim 500\text{mm}$ 付近)位置においては、パワーはやや小さいが、後流変動風速のパワースペクトルのピークがやはり $12\text{Hz}$ 付近にある。すなわち、2次元円柱渦放出とは異なる渦が自由端付近に生成されている。これは、頂部自由端を回り込む流れと上部側面の剥離流れとの相互作用によって形成されると推定されるが、それをここでは「自由端渦」と呼ぶことにする。なお、自由端渦のみみられる模型上部では2次元円柱渦放出に対応する後流変動風速のパワースペクトルのピークはほとんどみられない。

さらに高風速の、高風速渦励振の発現風速に対応する $V/fD=17$ での応答のパワースペクトル(図—12(a))では、2次元円柱渦放出によるピークが、風速の増加とともに高振動数側に移動している。また自由端渦によるピークは高振動数側へ移動し、固有振動数と重なっていると推定される。そこで 図—12(b)をみると、模型上部付近の後流変動風速パワースペクトルにみられる自由端渦に対応するピークは、模型の固有振動数と同じ $17.5\text{Hz}$ 付近に位置している。したがって高風速渦励振は、上部付近に発生する自由端渦によって生じると考えられる。この考察は、1. で述べた Wootton<sup>3)</sup>の自由端の影響を原因とした見解に対応している。

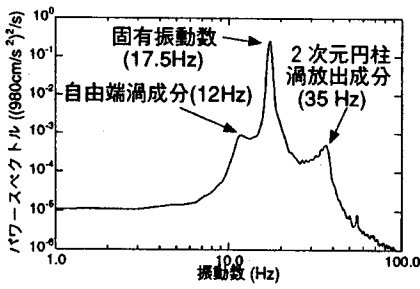


(a)

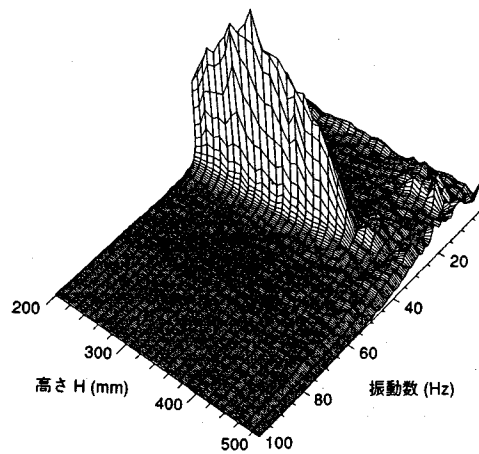


(b)

図—10 (a)風直角方向加速度パワースペクトル, (b)後流変動風速パワースペクトル ( $V/fD = 5.7$ )

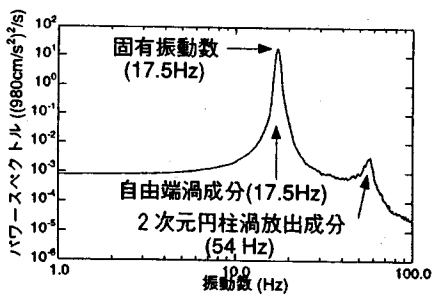


(a)

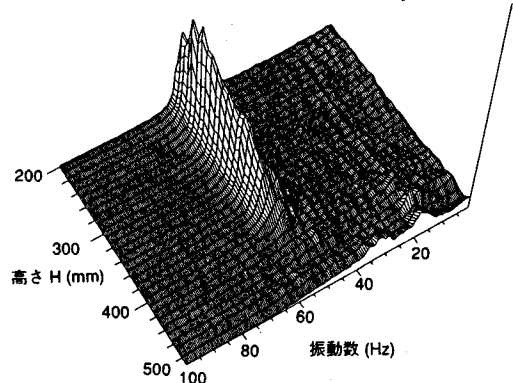


(b)

図—11 (a)風直角方向加速度パワースペクトル, (b)後流変動風速パワースペクトル ( $V/fD = 11$ )

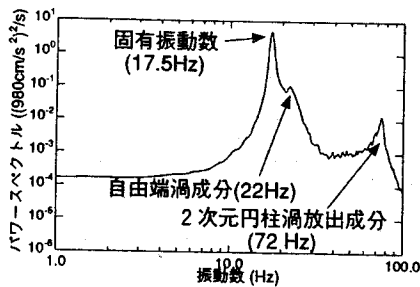


(a)

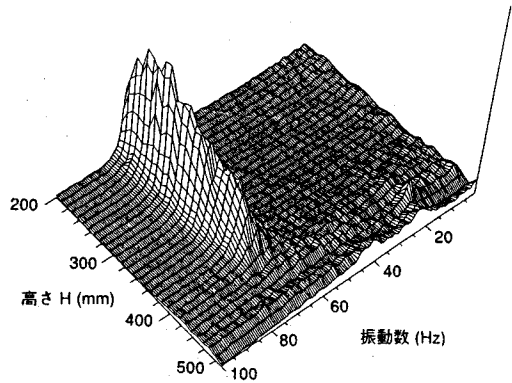


(b)

図—12 (a)風直角方向加速度パワースペクトル, (b)後流変動風速パワースペクトル ( $V/fD = 17$ )

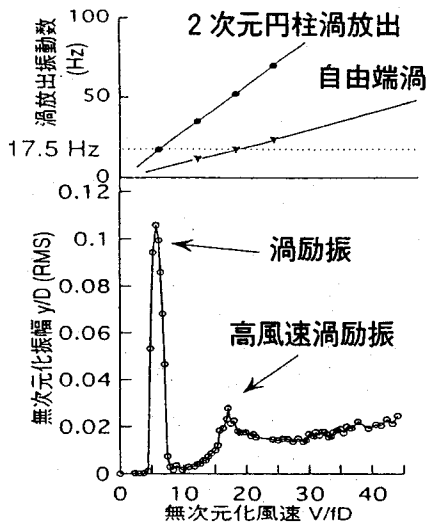


(a)



(b)

図—13 (a)風直角方向加速度パワースペクトル, (b)後流変動風速パワースペクトル ( $V/fD = 23$ )



図—14 渦放出と応答の関係

また、図—13に $V/fD=23$ のときのパワースペクトルを示すが、風速の増加によって、2次元円柱渦出によるピークと自由端渦によるピークは高振動数側へ移動していることが確認できる。この時、自由端渦の振動数も固有振動数を外れているため、高風速渦励振は沈静している。

## (2) 自由端渦の特性

以上において、自由端渦が高風速渦励振を励起していると考えられることを示した。風速と渦の振動数および応答の関係を実験値から求めたのが図—14である。自由端渦の振動数は、2次元円柱渦と同じように風速にほぼ比例することがわかる。

円柱自由端付近に発生する渦の空間的構造に関連

する研究がいくつか発表されている。

岡本ら<sup>10),11)</sup>は有限円柱の圧力模型を用いた風洞実験を一樣流および一樣せん断流のもとで行い、楕円形の圧力低下部分が円柱自由端近傍の背面付近に左右に現れることを明らかにしている。河村ら<sup>12)</sup>も有限円柱の圧力模型を用いた風洞実験において岡本らと同様な圧力分布を得るとともに、スモークワイヤ法と油膜法により自由端付近の流れの可視化を行っている。河村らは自由端付近の円柱背面に一对の縦渦が形成されることを明らかにし、これを随伴渦(Trailing Vortex)と呼んでいる。さらに、その流出点は岡本らの指摘する自由端付近の圧力の低下部分に対応することを示している。河村らは随伴渦の時間的変動については言及していないが、発生位置が自由端付近であることから、本研究で示した自由端渦に対応している可能性がある。

本研究でみられた自由端渦は、振動数が風速に比例するという点では2次元円柱渦と同じ性質を有している。しかしながら、自由端渦が2次元円柱渦のように後流側へ放出される渦なのか否かといった空間的な構造を明らかにするためには、可視化や大規模な3次元数値流体解析などによる詳細な検討が必要と考えられる。

## (3) "2次元模型"における

### 高風速域での励振との関連

1.で触れたように、2次元模型を用いた場合の高風速域での励振現象の発生メカニズムについては、幾つか報告されている。本節では、それらの報告が示唆するメカニズムと本研究が対象とした塔状構造物の高風速渦励振との関連について述べる。

Durginら<sup>4)</sup>は2次元円柱を用いた風洞実験を行い、ストローハル数を0.2として得られる渦励振発現風速の3倍の風速域においても限定振幅型振動を確認している。発現風速が通常の渦励振発現風速の整数倍であることから、この現象が2次元円柱渦にもなって生じる分数調波振動であると考察している。一方、本研究で観測された高風速渦励振も通常の渦励振発現風速の約3倍の風速域で発現していることから分数調波振動であることを否定はできない。しかし、本実験では、2次元円柱渦とは独立の変動成分と思われる自由端渦が、高風速渦励振の励振源として観測されている。自由端渦は2次元円柱渦が現れない模型上端部付近にのみ発生し(図-11(b), 12(b), 13(b)), その振動数が固有振動数に一致する(図-12(a), (b))ことにより高風速渦励振が励起される。ゆえに、自由端渦が高風速渦励振の発生原因としてより直接的なものであると考えている。

一方、高風速域での励振現象が、渦放出の3次元性に起因したものであると指摘する既往の研究がある。すなわち、Bearmanら<sup>2)</sup>は、弾丸型の断面を有する2次元模型を用いて可視化実験を行い、渦放出が3次元であることを確認した。さらに渦の3次元性を捉えやすくするために、弾丸型の断面を有し、後端をスパン方向に波打った形状の模型を用いて風洞実験を行っている。その結果、波打った後端の山の位置付近では2種類の渦放出振動数が観測され、谷の位置付近ではこの2種類の成分のうち、高い振動数を持つ方の渦放出成分のみが観測された。また、2種類の渦放出振動数の差の振動数をもつ成分も観測されている。可視化実験との照合により、この現象は2種類の渦放出振動数の位相が何回かに一度揃うことにより形成される長周期渦に対応することを確認している。このようなBearmanらの研究に関連したものに松本ら<sup>9)</sup>の研究がある。松本らは円形断面ケーブルの2次元模型を用いた風洞実験を行い、風速—振幅—減衰の関係を調べた。通常の渦励振発現風速の約8倍、16倍、24倍の風速域において、減衰が局所的に小さくなることから、それらの高風速域において限定振幅型振動が発現する潜在性を指摘している。また、後流変動風速をスパン方向に多点で計測した結果、2種類の渦放出振動数が存在することも確認し、それらの振動数の差の振動数から計算される共振風速が、通常の渦励振発現風速の8倍に相当することから、Bearmanらのいうところの長周期渦が高風速域における励振に関わるとしている。これに対して、本研究では2次元円柱渦の放出振動数がスパン方向に変化するという現象は見られておらず(図-10(b), 11(b), 12(b), 13(b)), Bearmanら

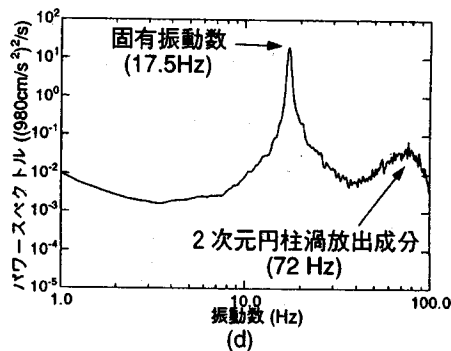
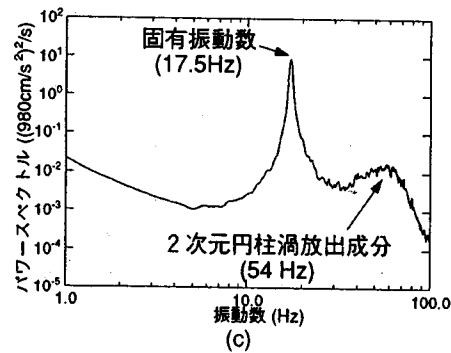
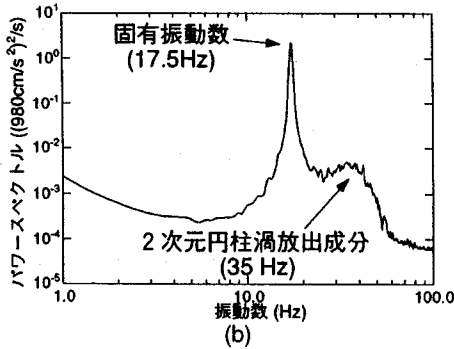
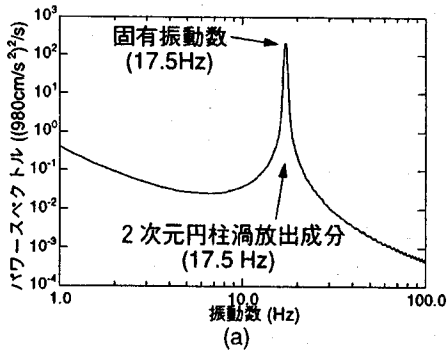
の見解は該当しないと考えられる。

ところで、2次元円柱を用いた実験的研究にも、本実験結果と同様に端部の影響を示唆するものがある。中川ら<sup>6)</sup>はコイルバネで両端支持した2次元円柱を用いて風洞実験を行い、端板を付けない場合には高風速域の励振が発現し、端板を付けた場合には発現しないことを確認した。中川らの実験においては、模型は風洞側壁を貫通して設置されており、高風速域の励振は模型を通ず風洞側壁の隙間、つまり端部の影響に起因したものであると推論している。模型の違いはあるものの、端部の影響に着目して高風速域の励振の原因を考察している点は本研究と共通している。

#### (4) 境界層乱流を用いた場合の応答特性

図-9に示したように、境界層乱流を用いた実験においては、高風速渦励振は発現していない。このケースについては後流変動風速の計測は行っていないが、応答のパワースペクトルからこの原因について考察しておく。

一樣流中での実験と同様に  $V/fD=5.7, 11, 17, 23$  の風速に着目し、それぞれの風直角方向加速度応答のパワースペクトルを図-15(a), (b), (c), (d)に示す。図-15(a)は渦励振時の応答パワースペクトルであり、2次元円柱渦放出の振動数と固有振動数が一致している。図-15(b)では渦励振が沈静した状態にあり、2次元円柱渦放出成分の振動数が固有振動数を外れている。また、一樣流の場合には  $V/fD=11$  で自由端渦によるピークが現れていたが(図-11(a)), 境界層乱流の場合には確認できない。図-15(c), (d)をみても、風速の増加にともなって2次元円柱渦放出成分によるピークが高振動数側へ移動するだけで、自由端渦に対応するピークは明らかではない。この原因として第一に、自由端渦は生成されてはいないが、自由端渦による応答がガスト応答に隠れていることが考えられる。図-15(b), (c), (d)の各応答パワースペクトルは図-11(a), 12(a), 13(a)と比較して、それぞれ同じ風速域であるにもかかわらず固有振動数以外の成分が大きい。したがって自由端渦による影響が埋没し、ガスト応答と自由端渦による応答が区別できないということである。第二に、気流の乱れにより自由端渦そのものが生成されていない、もしくは気流の乱れにともなう後流中の不規則な乱れと区別できない可能性がある。しかしながら、応答のみから考察するのは難しく、後流変動との照合に基づく検証が今後必要である。



図—15 風直角方向加速度パワースペクトル  
 (a)  $V/fD = 5.7$  (b)  $V/fD = 11$   
 (c)  $V/fD = 17$  (d)  $V/fD = 23$   
 (境界層乱流中)

## 5. 渦放出の特性

### — ウェーブレット変換による解析

後流変動風速の特性を調べるために、その時系列を非定常スペクトル解析の一つであるウェーブレット変換を用いて解析する。  $D=20\text{mm}$  の模型を用い、一様流中で測定した後流変動風速の時系列データを解析対象とする。また、ウィンドウ関数を用いたフーリエ変換 (*short time Fourier transform* : STFT) による解析結果との比較も行う。

#### (1) ウェーブレット変換

1980年代前半にフランスの石油探査技師によって考案されたウェーブレット変換は、後に数学者達によって理論的基礎付けが行われ、急速に進歩したスペクトル解析法である。時間領域と振動数領域の両方で局在化した関数を積分核に用いることにより、時刻と振動数に関する関数展開が可能となる。すなわち、ウェーブレット変換は時間領域から時間—振動数領域への変換である。

$L^2(R)$  に属する関数  $f(t)$  のウェーブレット変換は

$$\begin{aligned} W(l, t') &= \langle f(t) | \psi(t) \rangle \\ &= \frac{1}{\sqrt{c_\psi}} \int_{-\infty}^{\infty} \psi_{l, t'}(t) f(t) dt \\ & \quad (*: \text{複素共役}, \psi \in L^2(R)) \end{aligned}$$

のように定義され、 $W(l, t')$  をウェーブレット係数 (以下では簡単のため  $W_c$  と書く) という。基底関数  $\psi(t)$  はウェーブレットと呼ばれ、

$$\psi_{l, t'}(t) = \frac{1}{\sqrt{l}} \psi\left(\frac{t-t'}{l}\right) \quad (l, t' \in R, l \neq 0)$$

$l$ : スケールパラメータ

$t'$ : シフトパラメータ

のような関数群である。スケールパラメータが振動数、シフトパラメータが時間に関する情報をそれぞれ保持することになる。なお、 $\psi(t)$  はアドミッシブル条件、

$$\begin{aligned} c_\psi &= \int_{-\infty}^{\infty} \frac{|\hat{\psi}(\omega)|^2}{|\omega|} d\omega < \infty \\ (\hat{\psi}(\omega) &= \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-i\omega t) \psi(t) dt) \end{aligned}$$

を満たす必要があり、関数  $f(t)$  と  $W(l, t')$  には次の



関係がある。

$$\int_{-\infty}^{\infty} |f(t)|^2 dt = \frac{1}{c_{\psi}} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{|W(l,t')|^2}{l^2} dl dt'$$

すなわち、フーリエ積分におけるParsevalの関係に似た式が成立する。

また、ウェーブレット  $\psi(t)$  はアドミッシブル条件を満たす関数であれば適用可能であるため、その構成方法に任意性がある。ゆえに様々な種類が考案されており、スケールパラメータおよびシフトパラメータが連続的に変化するか離散的に変化するかによって、連続型と離散型とに分類される。連続型ウェーブレットは非直交関数であり、 $W(l,t')$  は互いに一次従属となる。連続型ウェーブレットではMorlet<sup>16)</sup>、Mexican-hat<sup>17)</sup>、反対称ウェーブレット<sup>17)</sup>などが知られている。一方、離散型ウェーブレットは完全正規直交系をなすものが考案されており、Meyer<sup>13)</sup>、Daubechies<sup>14)</sup>、Newland<sup>15)</sup>などによって構成されたものがよく知られている。

本研究においては、乱流の変動波形の解析等<sup>18)</sup>にしばしば適用されているMorletのウェーブレット<sup>16)</sup>による解析結果を中心に考察する。Morletのウェーブレットは、

$$\psi(t) = \exp(ik_p t) \exp\left(-\frac{|t|^2}{2}\right)$$

$k_p$ : wave vector

のように表される(図-16)。また、図-17に示すように、振動数領域ではスケールパラメータ  $l$  によって  $\hat{\psi}$  のカバーする振動数域が変化する。

## (2) 解析結果

ウェーブレット変換によって後流中の渦放出にともなう変動風速の特性を明らかにし、2次元円柱渦放出と高風速渦励振の原因となっている自由端渦とを比較する。

図-18(a)に  $V/fD=5.7$ (渦励振時)、 $H=350\text{mm}$  で得られた後流変動風速の時系列データを示す。 $H=350\text{mm}$  は、図-10(b)において、2次元円柱渦放出が比較的強く現れる高さである。図-18(a)をウェーブレット変換したものが図-18(b)のウェーブレット係数  $W_c$ (実部)であり、横軸は時刻、縦軸は振動数(厳密にはスケールパラメータ)に相当する。色によって、ある時刻におけるある振動数成分の変動の強さを表し、黄色いほど正に強く、黒いほど負に強いことを意味する。また、赤はゼロ付近である。渦励振

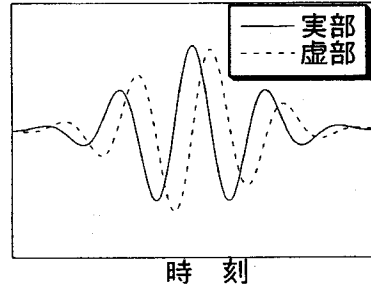


図-16 Morletのウェーブレット  $\psi$  (時間領域)

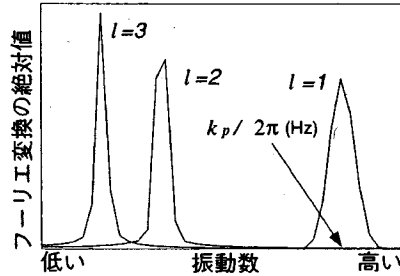
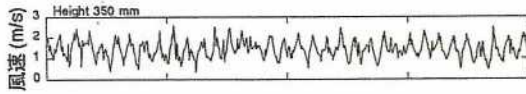


図-17 Morletのウェーブレット  $\hat{\psi}$  (振動数領域)

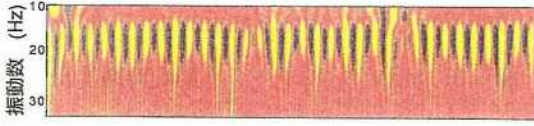
時の風速であるため、固有振動数17.5Hzに等しい2次元円柱渦放出成分に対応する風速変動が顕著に現れている。

フーリエ変換で用いる核関数  $\exp(i\omega t)$  は振動数領域 ( $\omega > 0$ ) で  $\omega/2\pi$  (Hz) のみに値を持つ。しかし図-17に示すように、ウェーブレット変換に用いる基底関数  $\psi_{l,r}$  は振動数領域において一点をピークとしてある幅で連続した値を持つ。また、連続型ウェーブレットでは関数群  $\psi_{l,r}$  に非直交性があるため、スケールパラメータ  $l$  に対して近隣の  $\hat{\psi}$  同士に相関がある。したがって、時系列データ中において、ある時刻  $t_{ex}$  にある振動数成分  $f_{ex}$  (Hz) が強く存在する場合、 $W_c$  は時刻  $t_{ex}$  において、 $f_{ex}$  のみならず近隣の振動数成分  $f_{ex} \pm df$  においても多少の影響が現れる。これは、ある一つの振動数成分が存在する場合、その成分が強いほど図-18(b)の黄色い部分(あるいは黒い部分)が縦により長く現れることを意味する。以上の性質を考慮に入れて図-18(b)を解釈すると、黄色または黒い部分の縦の長さが時間とともに緩やかに変化していることから、2次元円柱渦放出は緩やかな強さの変化をとめない、かつ周期的に発生していることが認められる。なお、風直角方向応答は図-18(c)に示すように一定振幅の振動となっている。

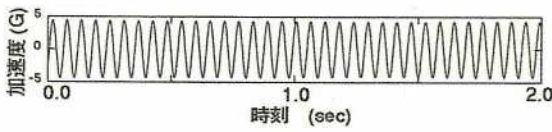
図-19(a)に  $V/fD=17$ (高風速渦励振時)、 $H=460\text{mm}$  で得られた後流変動風速時系列データを示す。 $H=460\text{mm}$  は図-12において、高風速渦励振の原因となっている自由端渦の発生が認められた位置である。



(a)

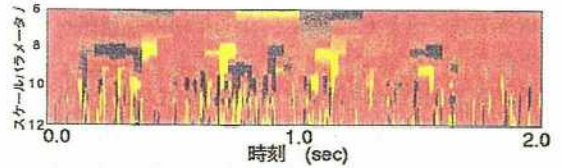
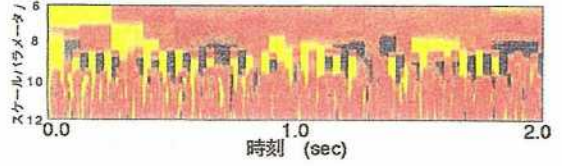


(b)

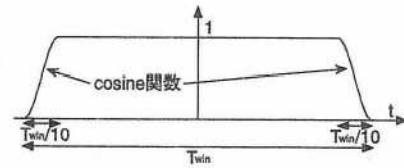


(c)

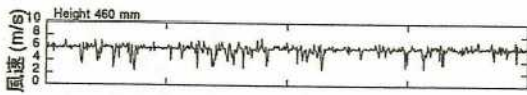
図—18 (a)後流変動風速 (b)  $W_c$   
(c)風直角方向加速度時系列  
(  $V/fD = 5.7$ ,  $H = 350\text{mm}$  )



図—21 Meyerのウェーブレットによる  $W_c$   
( 図—19(a)の解析結果 )



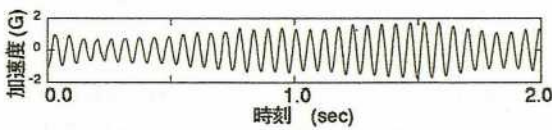
図—22 ウィンドウの形状



(a)



(b)



(c)

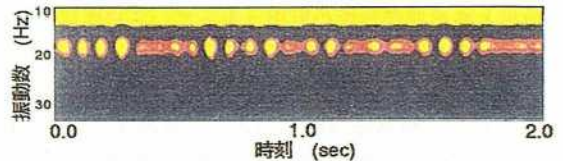
図—19 (a)後流変動風速 (b)  $W_c$   
(c)風直角方向加速度時系列  
(  $V/fD = 17$ ,  $H = 460\text{mm}$  )



(a)



(b)



(c)

図—23 STFTによる解析結果  
(a)  $T_{win} = 1.025(\text{sec})$  (b)  $T_{win} = 0.256(\text{sec})$   
(c)  $T_{win} = 0.064(\text{sec})$

これをウェーブレット変換したものが 図—19(b)であり、高風速渦励振時の風速であることから、固有振動数17.5Hzにほぼ一致した自由端渦に対応する風速変動がきわ立っている。ただし、この自由端渦による風速変動はやや間欠的であり、周期的な時間帯(例えば0.5~1.0(sec)付近)とそうでない時間帯(例えば1.2~1.5(sec)付近)があることがわかる。風直角方向加速度応答を 図—19(c)に示す。高風速渦励振は 図—5のところでも記述したように、通常の渦励振時(図—18(c))とは異なり、振幅は時間とともに変動している。この原因としては自由端渦が間欠的であるために、励振力が長くは持続しないためと考えられる。

ここで、使用するウェーブレットによる違いを示すために、離散型であるMeyerのウェーブレット<sup>13)</sup>を用いた解析結果と比較しておく。 図—20は 図—18(a)を、 図—21は 図—19(a)を変換したものである。横軸は時刻、縦軸は振動数に対応するスケールパラメータ  $j(j \in \mathbb{Z})$  である。Meyerのウェーブレットは振動数領域でコンパクトサポート(台が有界)であり、その閉区間は、

$$\text{supp } \hat{\psi}_j = \left[ \frac{2^j}{3T}, \frac{2^{j+2}}{3T} \right] \quad (\text{Hz})$$

である( $T$ :継続時間)。本解析では  $T=16.384(\text{sec})$  で計算しており、17.5Hzは  $j=8, 9$  に重複して含まれる。色調の意味は 図—18(b)、 図—19(b)の場合と同様である。 図—20では  $j=8, 9$  において黄色と黒色の周期的な変動がみられ、2次元円柱渦放出の振動数17.5Hzを捉えている。しかしながら、 図—18(b)でみられた緩やかな変動などの細部にわたる検討が難しい。 図—21では、高風速渦励振の原因となっている自由端渦の振動数17.5Hzが、やはり  $j=8, 9$  で検出されている。その発生時刻も 図—19(b)とほぼ一致しているが、変動の正負は十分に抽出されていない。

離散型ウェーブレットの場合、スケールパラメータおよびシフトパラメータが離散的に決定されることから、変換結果がモザイク状になり連続的な現象の解釈はしにくくなる。また、検出される振動数帯域がスケールパラメータによりオクターブスケールで変化するため振動数分解能は悪い。データ中に含まれる振動数成分が少なく互いに離れている場合には分離可能<sup>21)</sup>だが、乱流変動風速の時系列のように様々な振動数成分を連続的に含むデータの解析には適切とはいえない。離散型ウェーブレットは振動数分解を目的とする解析よりも、時系列中の非常に微

少な不連続点や間欠的なイベントの検出に効果的である<sup>19),20)</sup>。

### (3) フーリエ変換による

#### 非定常スペクトル解析との比較

ウェーブレット変換による解析結果を、非定常スペクトル解析法の一つであるウィンドウ関数を用いたフーリエ変換による解析(STFT)の結果と比較する。ここでは、Markの物理スペクトル<sup>22)</sup>に従い、時系列データ  $f(t)$  にウィンドウ関数  $w(t)$  をかけることによって非定常な確率過程における時刻  $t$  の近傍のみに着目する。重みとなるウィンドウ関数  $w(t)$  にも様々な形状が考案されているが、今回は最も基本的な矩形ウィンドウに近い形状を選択した。 図—22にそのウィンドウの形状を示す。幅  $T_{win}$  のウィンドウの両端には  $T_{win}/10$  の幅で cosine 関数によるスムージングをかけている。STFTとして、

$$S(\omega, t) = \int_{-\infty}^{\infty} w(t-u)f(u)\exp(-i\omega u)du$$

を計算し、 $|S(\omega, t)|^2/T_{win}$  を時刻  $t$  におけるパワースペクトルとした。

図—19(a)と同じ後流変動風速の時系列データを対象とし、 $T_{win}$  を1.024, 0.256, 0.064(sec)のように変化させた結果がそれぞれ 図—23(a), (b), (c)である。各時刻におけるパワースペクトルを濃淡で表している。(a)では  $T_{win}=1.024(\text{sec})$  と大きく、ウィンドウの中心時刻  $t$  から遠方での変動成分も積分に取り込まれるため、自由端渦の振動数17.5Hz付近を捉えてはいるものの間欠性が見えない。(b), (c)と  $T_{win}$  を小さくしていくと積分範囲が狭まり、渦放出の間欠性は見えてくる。

このように、ウィンドウ関数の選択が良い場合にはSTFTでもスペクトルの非定常性のある程度検出することができるが、ウィンドウの形状やウィンドウの幅によって結果が異なることは従来から問題とされてきた。これは、STFTではどの振動数成分に対しても同じ単一のウィンドウ関数を用いており、積分核である  $\exp(i\omega t)$  の分解能が振動数によらず一定であることに起因する。

こうした問題を解消したのがウェーブレット変換である。ウェーブレット変換はデータにウィンドウをかけるという概念とは異なり、積分核となる基底関数  $\psi$ (ウェーブレット)そのものが時間的にも振動数的にも局在化している。基底関数はスケールパラメータにより、振動数領域および時間領域において形を相似変形される。すなわち、高い振動数成分に対しては時間の分解能が高くなり、低い振動数成分

に対しては振動数の分解能が高くなる性質を持っている。したがって、振動数に対して重み分配の相似性を保った変換となり、急激な変化(高振動数成分)がある場合にはそれがどこで起こっているのか、また緩やかな変化(低振動数成分)がある場合にはそれがどのくらいの長さで現れているのかといった、非定常性を検討するのに適した解析法である。

## 6. まとめ

円形断面を有する塔状構造物の1自由度ロッキング模型を用いた風洞実験を行った。風直角方向加速度応答と後流変動風速を測定し、それぞれの測定結果の対応を調べることによって高風速渦励振の特性を検討した。本研究によって得られた知見を以下に示す。

- (1) 一様流中での実験において、通常の渦励振の他に、高風速渦励振が発現することを確認した。
- (2) 構造減衰を増加させた場合、通常の渦励振の応答振幅は大幅に減少するが、高風速渦励振の応答振幅にはほとんど変化がみられなかった。
- (3) 境界層乱流中での実験においては、通常の渦励振は発現したが、高風速渦励振は確認されなかった。
- (4) 一様流中においては2次元円柱渦放出の他に、模型上部付近に自由端渦の存在することが後流変動風速の測定結果から明らかとなった。その発生要因は自由端の3次元的な形状に依存し、頂部自由端を回り込む流れと上部側面の剥離流れの相互作用によると推定される。
- (5) 自由端渦により生じる周期的な風速変動の振動数は風速にほぼ比例するが、同じ風速においては2次元円柱渦の放出振動数より低いことが示された。
- (6) 自由端渦により生じる周期的な後流変動風速の振動数が模型の固有振動数に一致する風速域において、自由端渦にともなう空気が励振力となり高風速渦励振が発現する。
- (7) 後流変動風速にウェーブレット変換を適用した結果、渦励振時の2次元円柱渦放出は周期的であるが、高風速渦励振時の自由端渦はやや間欠的であることが判明した。
- (8) 高風速渦励振の応答振幅は緩やかに変化する。上述の自由端渦が間欠的であり、空力的な励振力が十分に持続しないことに起因すると考えられる。
- (9) 高風速渦励振についてはロックイン現象の有無や構造減衰が高風速渦励振に与える影響についての詳細な検討が、また、円柱表面での励振力の作用特性については圧力模型を用いた実験や可視化による研究が必要である。

なお、より現実的な構造物を想定し、塔状円柱弾性模型を用いた風洞実験も別途<sup>23)</sup>行っている。模型のアスペクト比は本実験の場合とは異なるが、一様流中において、やはり高風速渦励振が発現した。後流変動風速の測定からは、今回の実験と同じようにその励振源がやはり自由端渦であると推察されたことを付記しておく。

**謝辞:** 本実験を行うにあたり、清水建設(株)技術研究所流体グループのご協力を得ました。また、風洞実験について河井宏允教授(東京電機大学理工学部)から、有限円柱周りの流れに関する既往の文献について奥田泰雄助手(京都大学防災研究所)からご教示をいただきました。ここに記して、謝意を表します。また、本研究は科学研究費(試験研究(B))(1)06555130研究代表者 藤野陽三)の補助を受けました。

## 参考文献

- 1) Goswami, I., Scanlan, R.H. and Jones, N.P.: Vortex-induced vibration of circular cylinders 1: Experimental data, *Jour. Eng. Mech.*, Vol.119, pp.2270-2287, 1993.
- 2) Bearman, P.W. and Tombazis, N.: The effects of three-dimensional imposed disturbances on bluff body near wake flows, *Prep. the 2nd BBAA*, 1992.
- 3) Wootton, L.R.: The oscillations of large circular stacks in wind, *Proc. Inst. Civ. Eng.*, pp.573-598, 1969.
- 4) Durgin, W.W., March, P.A. and Lefebvre, P.J.: Lower mode response of circular cylinder in cross-flow, *Trans. ASME, Vol. 102, Jour. Fluids Eng.*, pp.183-190, 1980.
- 5) 白樫, 上野, 石田, 脇屋: 弾性支持された円柱の流体力学的振動に関する研究, 日本機械学会論文集, 49巻446号, pp.2102-2110, 1983.
- 6) 中川, 岸田, 五十嵐: 傾斜円柱の振動と後流特性, 風洞, No.1, 大阪大学工学部, pp.31-38, 1983.
- 7) 河井宏允: テーパーつき円柱の渦励振, 日本風工学会誌, 第59号, pp.49-52, 1994.
- 8) 松本, 西崎, 青木, 北沢, 白土: 斜張橋ケーブルの限定型振動としてのレインパイブレーションに関する研究, 構造工学論文集, Vol.40A, 土木学会, pp.1059-1064, 1994.
- 9) 北川, 若原, 藤野, 木村: 円形断面を有する塔状構造物の高風速渦励振に関する実験的研究, 土木学会第50回年次学術講演会講演概要集(1-B), pp.1504-1505, 1995.
- 10) 岡本哲史, 八木田幹: 一様流に平行な平面に垂直に置かれた有限長円柱の流れに関する実験的研究, 日本機械学会論文集, 38巻313号, pp.2259-2267, 1972.
- 11) 岡本哲史, 八木田幹: 一様せん断流中に置かれた有限

- 長円柱まわりの流れ, 日本機械学会論文集, 49巻447号, pp.2593-2600, 1983.
- 12) 河村, 桧和田, 日比野, 馬淵, 熊田: 平板上に設置された有限長円柱まわりの流れ (円柱長が乱流境界層厚さを越える場合), 日本機械学会論文集(B編), 50巻450号, pp.332-341, 1984.
- 13) Meyer, Y. : *Orthonormal wavelets in Wavelets*, Springer, pp.21-37, 1989.
- 14) Daubechies, I. : Orthonormal bases of compactly supported wavelets, *Comm. Pure Appl. Math.*, Vol. 41, No. 7, pp.909-996, 1989.
- 15) Newland, D.E. : Harmonic wavelet analysis, *Proc. Royal. Soc. Lond.*, A443, pp.203-225, 1993.
- 16) Grossman, A. and Morlet, J., *SIAM Jour. Math. Annu.* 15, pp.723-736, 1984.
- 17) Farge, M. : Wavelet transform and their application to turbulence, *Annu. Rev. Fluid Mech.*, pp.395-457, 1992.
- 18) 石川, 木谷, 望月: ウェーブレット変換による乱流後流の解析, 日本機械学会論文集(B編), 61巻587号, pp.53-61, 1995.
- 19) 佐々木文夫, 前田達哉: データ解析におけるウェーブレット変換の基本的性状の検討, 日本建築学会構造系論文報告集, 第453号, pp.197-205, 1993.
- 20) 北川, 若原, 藤野, 野村: ウェーブレット変換による強風の非定常性の検出の可能性, 土木学会第49回年次学術講演会講演概要集(1-B), pp.956-957, 1994.
- 21) 若原, 北川, 藤野, 木村: あるタワーで観測された"高風速渦励振", 第13回風工学シンポジウム論文集, pp.269-274, 1994.
- 22) Mark, W.D. : Spectral analysis of the convolution and filtering of non-stationary stochastic processes, *Jour. Sound Vib.*, pp.19-63, 1970.
- 23) Kitagawa, T., Fujino, Y. and Kimura, K. : An experimental study on vortex-induced vibration of circular tower at a high wind speed (準備中).

(1995. 10. 2 受付)

## AN EXPERIMENTAL STUDY ON VORTEX-INDUCED VIBRATION OF CIRCULAR CYLINDER TOWERS AT A HIGH WIND SPEED

Tetsuya KITAGAWA, Toshihiro WAKAHARA, Yozo FUJINO and Kichiro KIMURA

A wind tunnel experiment using a SDOF circular cylinder tower model was conducted to study the characteristics of the vortex-induced vibration which occurs at a wind speed higher than the occurrence wind speed of the ordinary vortex-induced vibration. Across-wind model response and the fluctuating wind velocity behind the model at various heights were measured. Wavelet analysis was applied to the data of the fluctuating wind velocity behind the model. The wavelet analysis clarified that the tip-associated vortex is formed rather intermittently around the model top and this causes that vibration. The amplitude of that vibration possesses a slight modulation due to the intermission of the tip-associated vortex.