

風圧測定に基づく塔状円柱構造物の エンドセル励振の発生機構

北川徹哉¹・水野裕介²・木村吉郎³・藤野陽三⁴

¹正会員 博士(工学) 日本大学助手 理工学部土木工学科 (〒101-8308東京都千代田区神田駿河台1-8)

²学生会員 東京大学大学院 工学系研究科社会基盤工学専攻 (〒113-8656東京都文京区本郷7-3-1)

³正会員 Ph.D. 東京大学助教授 工学系研究科社会基盤工学専攻

⁴フェロー Ph.D. 東京大学教授 工学系研究科社会基盤工学専攻

塔状円柱の自由端近傍に発生する“自由端渦”が“エンドセル励振(高風速渦励振)”の励振源であることが著者らの研究により明らかにされつつある。本研究においては、自由端渦により作用する空気力特性を調べるために静止塔状円柱の圧力模型を用いた風洞実験を行う。渦放出による変動空気力の3次元性を把握するとともに、圧力データにPOD解析を適用して自由端渦による空気力の面的な作用形状を抽出する。また、POD解析により得られたモード時系列をウェーブレット変換を用いて解析し、自由端渦発生の時間的推移を検討する。さらに、測定された圧力データを用いて円柱ロッキング模型を対象とする応答解析を行い、実験より得られた応答振幅と比較し、自由端渦とエンドセル励振との関連性について考究する。

Key Words : *circular cylinder tower, end-cell-induced vibration, POD, wavelet analysis, wind pressures measurement, wind tunnel experiment*

1. はじめに

流れの中に置かれた塔状円柱構造物においては、渦励振の発振流速より数倍程度高い流速域においても限定型振動が発生する^{1), 2), 19)}。筆者らは、この現象の特性について、円柱ロッキング模型^{3), 4)}および円柱弾性模型⁵⁾を用いた風洞実験により検討してきた。一様流において風直角方向の応答を測定した結果、渦励振の発現風速の3倍程度の流速域にも限定型振動の発現が確認された。また、カルマン渦の放出周波数の1/3程度の周波数を有する“自由端渦”が自由端近傍の後流中に検出された。自由端渦の周波数が模型の固有振動数と等しくなる風速と応答振幅がピークとなる風速が一致したため、自由端渦がこの限定型振動の励振源であると推察された。

次に、自由端渦の発生が模型上部から後流域への流入に関連すると予測し、模型頂部に薄円盤を設置して自由端渦の発生を妨げることを試みた^{4), 10)}。薄円盤の直径を変化させて応答および後流風速変動を測定した結果、薄円盤の直径の増大とともに自由端渦の発生は弱まり、本研究対象の限定型振動の振幅も減少した。この結果は、自由端渦の発生が端部形状に依存することを示すとともに、この限定型振動の励振源であることを支持するものである。

以上の研究段階においては、筆者らはこの限定型振動を“高風速渦励振”とよんできた。スパン方向に周波数の異なる複数の渦構造^{6), 7)}が存在することは、cellular shedding^{8), 9)}として知られており、自由端渦は模型端部近傍に発生するcellの一つであると思われる。そこで、以降、この現象を“エンドセル励振”とよぶこととする¹⁰⁾。

一方、これまでの一連の研究においては、模型の応答と後流風速変動の測定結果のみに基づく議論に留まっており、励振源である自由端渦により作用する変動空気力の特性については検討していない。

そこで本研究においては、風洞実験により静止塔状円柱に作用する変動空気力を測定し、自由端渦の発生にともなう変動空気力の空間的および時間的な特性を検討する。自由端渦の空間的な作用特性を検討するために、測定された圧力変動データにPOD解析¹¹⁾(固有直交関数展開)を適用する。また、POD解析から得られたモード時刻歴にウェーブレット変換¹²⁾を適用し、自由端渦発生の時間的特性を検討する。さらに、測定された圧力データから変動揚力を算出し、円柱ロッキング模型を対象とする応答解析を行う。得られたエンドセル励振の振幅を実験値と比較し、自由端渦による変動揚力と応答の関連性について考察する。なお、本論文は文献13)を整理し、

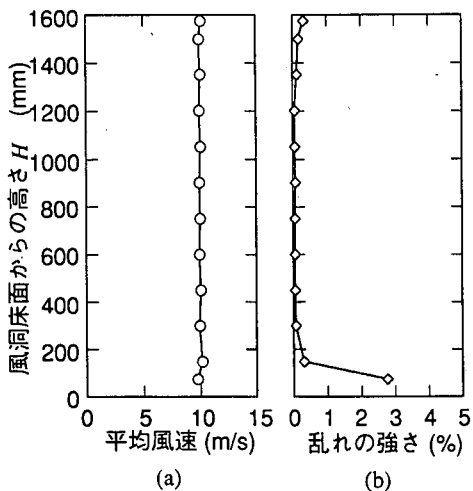


図-1 測定位置における気流のプロファイル
(a) 平均風速 (b) 乱れの強さ

新たに得られた知見を加えるとともに再構成したものである。

2. 風洞実験の方法

風洞実験は東京大学工学系研究科社会基盤工学専攻所属の強風シミュレーション風洞（回流型風洞）において行った。測定部の高さは1.8m、幅は1.5mである。風速 $V=10\text{m/s}$ において測定された模型設置位置での主流方向の平均風速と乱れのプロファイルを、それぞれ図-1(a), (b)に示す。ここで H は風洞床面からの高さ(mm)である。気流はほぼ一様だが、およそ $H < 200\text{mm}$ において床面による境界層がみられる。

図-2(a), (b)に実験に用いた二つの圧力模型の概要を示す。各模型はともに厚さ5mmのアルミにより製作された、同じ寸法の剛体円柱である。断面の外径 D_c は50mmであり、高さは1320mmであるが下端から70mmの範囲は風洞床面下に埋設するため、風洞床面からの高さ H_c は1250mmである（アスペクト比=25）。なお、この模型の寸法は既往の研究⁴⁾において用いられた円柱ロッキング模型の寸法と同じである。図-2(a)に示す模型Aは直径約1mmの圧力測定孔がスパン方向1列に計52点配置されており、模型全体の圧力変動を調べるために用いられる。図-2(b)の模型Bは自由端近傍の片側において角度方向に $\pi/8$ (rad)間隔で9箇所、高さ方向に20mm間隔で6箇所計54点の圧力測定孔

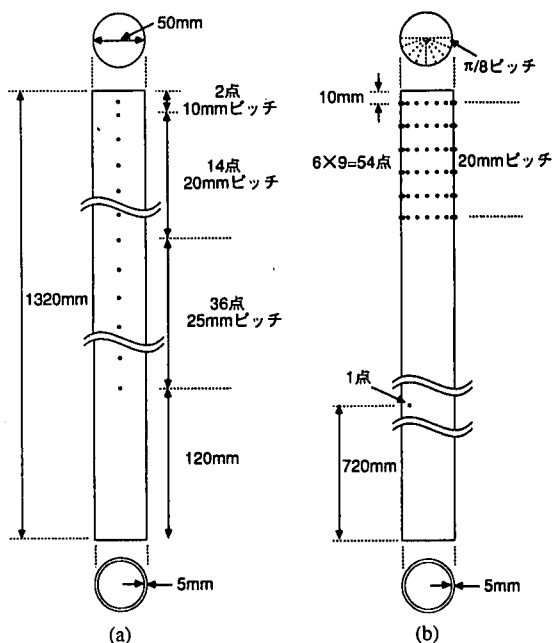


図-2 圧力模型の概要 (a) 模型A (b) 模型B

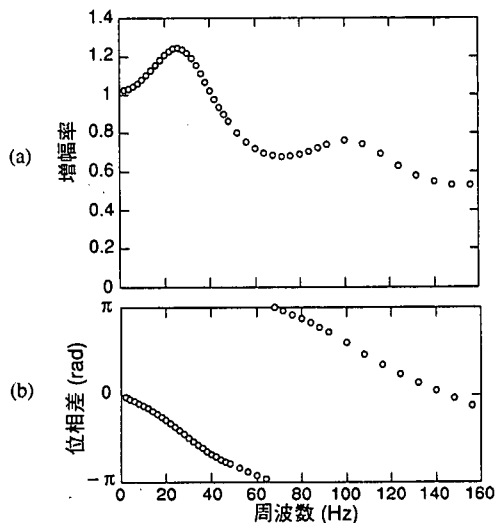


図-3 導圧チューブの特性
(a) 振幅の増幅率 (b) 位相差

が設けられており、自由端近傍の圧力変動を同時に測定するために用いられる。また、下端から720mmの位置に参照点として測定孔が配置されている。

各圧力測定孔には長さ2m、内径約1mmの導圧チューブが接続されている。このチューブの導圧特性を低周波発振器を用いて調べた結果が図-3

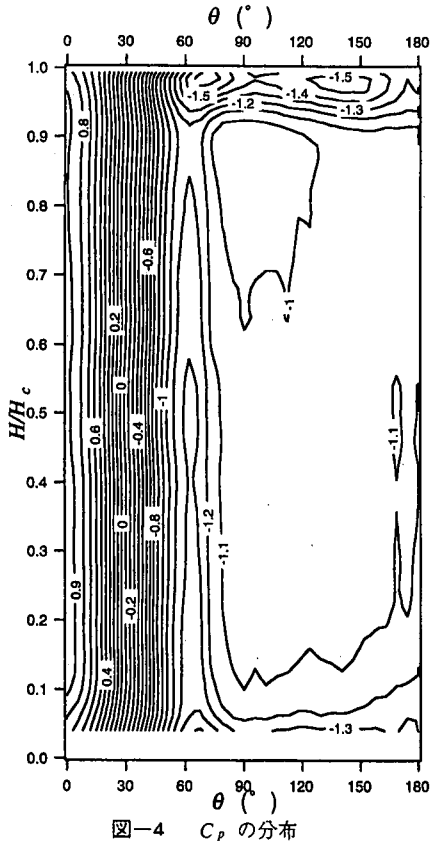


図-4 C_p の分布

(a), (b)であり、それぞれ増幅率、位相遅れの特性曲線である。25Hzおよび100Hz付近に共振点がある。

各模型は風洞内のターンテーブルに設置される。ここで、圧力測定孔の向きを淀み点からの角度 θ ($^\circ$)として定義しておく。模型Aを用いる場合には、ターンテーブルを 5.625° ($\pi / 32$ (rad)) 間隔で回転させ、 $\theta = 0 \sim 180^\circ$ の範囲を順次測定する。一方、模型Bを用いる際は、側面側である $0^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$ の範囲を一括して同時測定する。また、ターンテーブルを 90° 回転させて背面側である $90^\circ \leq \theta \leq 270^\circ$ も測定する。なお、データのサンプリングは500Hzで行い、200Hzでローパスフィルターをかけた。測定された圧力データを周波数領域において図-3(a), (b)の特性曲線を用いて補正した後、時刻歴データに戻した。また、測定は $V=7\text{m/s}$ (レイノルズ数 $Re: 2.5 \times 10^4$) において行われた。

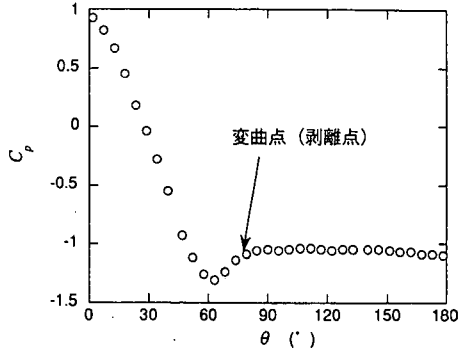


図-5 $H/H_c = 0.38$ における C_p の分布

3. 実験結果

(1) 平均風圧係数および変動風圧係数

まず、円柱表面全体の空気力特性を把握するために模型Aを用いて表面圧力を測定し、その平均成分より平均風圧係数 C_p を求めた。図-4に、得られた C_p の分布を θ と無次元化高さ H/H_c を軸とする等高線表示で示す。 $H/H_c = 0.98$ において $\theta = 70^\circ$ および $\theta = 135^\circ$ 付近に C_p の局所的な低下があり、自由端近傍に複雑な流れの構造があることを示唆する。この結果は、岡本ら¹⁴⁾が $Re = 1.33 \times 10^4$ において調べたアスペクト比7の円柱模型における C_p の分布とほぼ一致する。また、 C_p の分布が比較的一様となる高さの範囲は $0.2 < H/H_c < 0.6$ であり、ここではカルマン渦が規則的に発生していると思われる。図-5に、 $H/H_c = 0.38$ における C_p を θ を軸として示す。 C_p - θ 曲線が変曲点となる位置に剥離点があることが知られており、図-5によると本実験における剥離点は $\theta = 80^\circ$ 付近とみなせる。岡本ら¹⁴⁾の測定結果によると剥離点は $\theta = 82 \pm 1.5^\circ$ であり、 $Re = 2.5 \times 10^4$ 近傍における2次元円柱のケースでは文献¹⁵⁾によると $\theta = 82^\circ$ 付近に剥離点があるとされている。本実験結果は、これらの既往の研究結果と比較的良く一致している。また、本実験における剥離点(変曲点)の位置は $0.2 < H/H_c < 0.6$ において、ほぼ一様に $\theta = 80^\circ$ 付近であった。これは、この範囲における剥離が比較的2次的であることを示唆する。なお、 $H/H_c < 0.2$ では風洞床面による境界層の影響を受け、 C_p の2次元性は崩れている。

次に、変動風圧係数 C_p' の分布を図-6に示す。 $H/H_c = 1.0$, $\theta = 80^\circ$ 付近を中心に C_p' が局所的に大きくなっており、自由端近傍に変動の大きい空

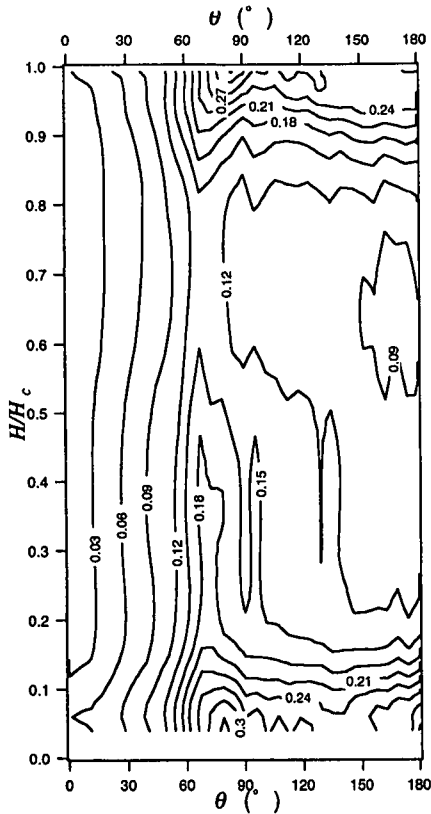


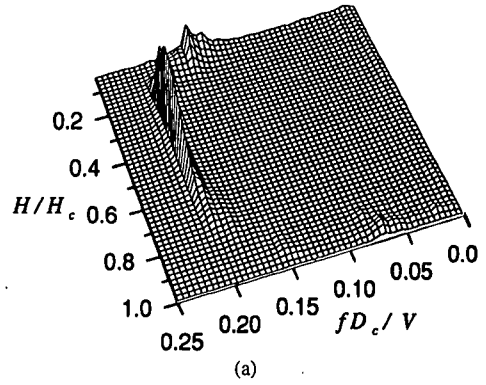
図-6 C_p の分布

気力が存在することを示す。また、模型根元付近の C_p は大きく、これが $60^\circ < \theta < 180^\circ$ の広い範囲にわたって観察される。これは接近流の境界層（図-1）の影響に加え、馬蹄形渦による複雑な3次元流れの存在によるものと思われる。

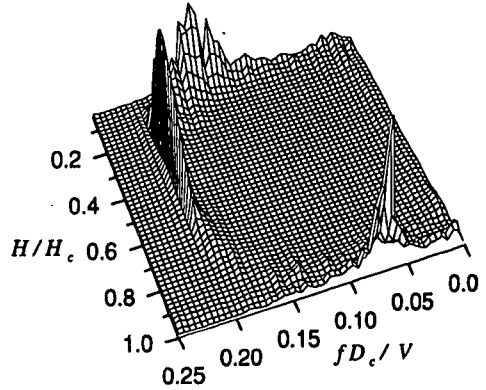
(2) 渦放出にともなう圧力変動

図-7は模型に作用する圧力変動のパワースペクトルを H/H_c と無次元周波数 fD_c/V を軸として示したものである。図-7の(a), (b), (c)はそれぞれ $\theta = 45^\circ, 90^\circ, 135^\circ$ に対応する。 $\theta = 45^\circ$

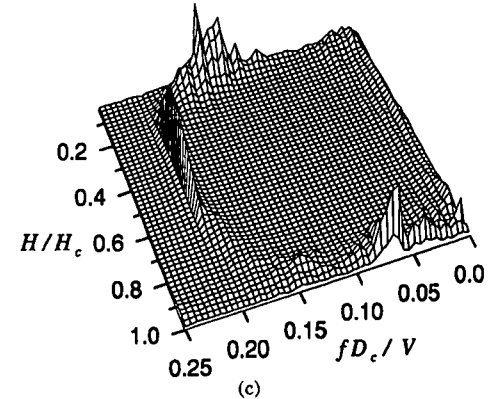
(図-7(a))では、 $fD_c/V=0.2, 0.1 < H/H_c < 0.7$ にピークがあり、これはストローハル数 $St=0.2$ のカルマン渦による変動空気力である。また、 $H/H_c > 0.9$ に $fD_c/V=0.07$ の小さなピークがある。この周波数は、円柱ロッキング模型による実験⁴⁾において頂部近傍の後流中に検出された自由端渦の周波数にほぼ等しい。すなわち、この圧力変動は自由端渦によるものである。自由端渦の変動空気力は $\theta=90^\circ$ (図-7(b))において鋭いピークとして現



(a)



(b)



(c)

図-7 圧力変動のパワースペクトル

(a) $\theta=45^\circ$ (b) $\theta=90^\circ$ (c) $\theta=135^\circ$

れ、 $\theta=135^\circ$ (図-7(c))になるとやや弱まる。

このようなパワースペクトルから、各 H/H_c における渦放出にともなう圧力変動の St とそのスペクトル値 (ピーク値) を抽出し、数点の θ についてまとめたものが図-8(a)~(f)である。白点が St を示し右の縦軸に、黒点はそのスペクトル値であり左の縦軸に対応する。まず、カルマン渦による圧力変動について考察する。前縁側である $\theta=45^\circ$

(図-8(a))において、カルマン渦による圧力変動が $0.17 < H/H_c < 0.82$ にあり、その St は0.2であるが $0.7 < H/H_c < 0.82$ では、 St がやや減少している。また、その発生は $H/H_c = 0.37$ 付近で最も強い。そして剥離点近傍である $\theta = 78.75^\circ$ (図-8(b))になるとカルマン渦の変動は最大となる。 θ の増加とともに(図-8(c)~(f))、カルマン渦による変動は微小なものとなる。

次に、 $H/H_c > 0.9$ にみられる自由端渦による圧力変動について検討する。図-8(a)~(f)を通じて自由端渦の変動の St は約0.07である。 $\theta = 45^\circ$ (図-8(a))においては、その変動は微小であり、 θ の増加とともに自由端渦による変動は増大し、 $\theta = 90^\circ$ (図-8(c))において最大となる。そして $\theta = 123.75^\circ$ (図-8(d))において自由端渦の変動は一旦弱まるが、 $\theta = 135^\circ$ (図-8(e))ではやや回復する。さらに背面側(図-8(f))においては発生範囲が狭まりつつ、変動が弱まる。

以上の結果から、カルマン渦の変動空気力が $\theta = 80^\circ$ 付近(および $\theta = 260^\circ$ 付近)において最も強く作用しているのに対し、自由端渦は $90^\circ \leq \theta \leq 270^\circ$ の比較的背面側で強く作用していることがわかる。しかしながら、アスペクト比やレイノルズ数が自由端渦の発生領域や発生強さ、および周波数に及ぼす影響は未解明である。

(3) 自由端近傍の圧力変動の特性

前節において、模型頂部近傍において $St = 0.07$ の自由端渦による変動空気力の発生が示された。本節では、模型Bにおいて面的に測定された自由端近傍の圧力変動データを基に作成したアニメーションを用い、自由端渦による圧力変動の作用特性を観察する。

自由端近傍における圧力分布のアニメーションの一部を図-9に示す。図-9(a)は自由端近傍の高さ($0.912 \leq H/H_c \leq 0.992$)の背面側($90^\circ \leq \theta \leq 270^\circ$)における圧力分布を色相表示したものである。青色が負圧を表し、赤色が静圧に近いことを意味する。なお、気流は奥から手前に向かって流れている。図-9(a)は測定開始からある時刻 $t = t_1$ (s)における圧力分布を示している。自由端渦による負圧が右側にみられる。かりに、自由端渦が模型の左右から交差的に発生するのであれば、この時刻から自由端渦の発生周期(≈ 0.1 (s))の約半分の時間が経過した時刻($t \approx t_1 + 0.05$ (s))において、左側に自由端渦による負圧が現れるはずである。しかし、 $t \approx t_1 + 0.05$ (s) (図-9(b))では、自由端渦による負圧は発生していない。そして $t \approx t_1 +$

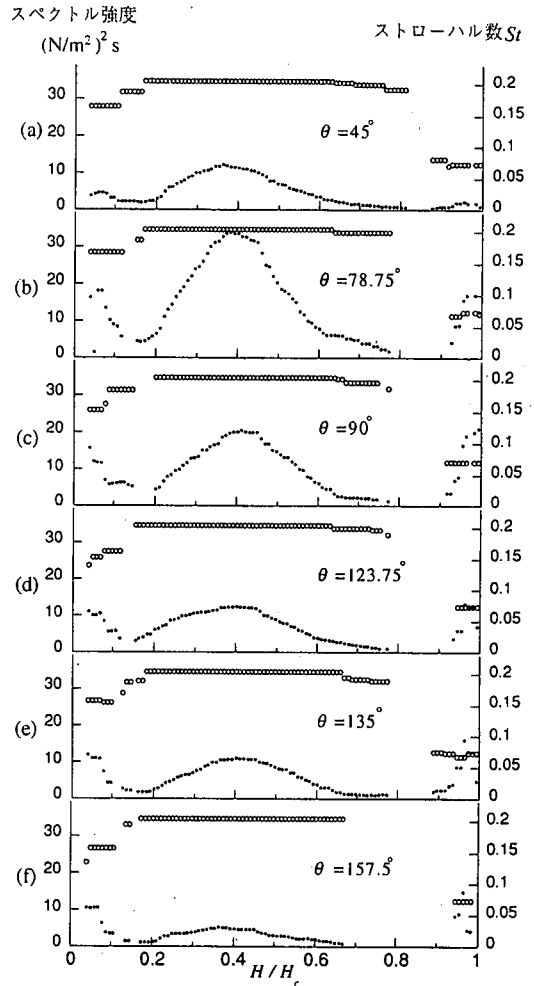


図-8 圧力変動のストローハル数とスペクトル強度
(○: St , ●: スペクトル強度)
(a) $\theta = 45^\circ$ (b) $\theta = 78.75^\circ$ (c) $\theta = 90^\circ$
(d) $\theta = 123.75^\circ$ (e) $\theta = 135^\circ$ (f) $\theta = 157.5^\circ$

0.1 (s) (図-9(c))になると、再び右側に自由端渦による負圧が現れる。この後、右側から自由端渦が数回発生し、自由端渦の発生は左側へ移る(図-9(d); この時刻を $t \approx t_2$ とする)。そして $t \approx t_2 + 0.05$ (s)になると(図-9(e))、この負圧は弱まるが、やはり右側に自由端渦の負圧はほとんど見られない。 $t \approx t_2 + 0.1$ (s) (図-9(f))に再び左側に負圧が現れ、この後、自由端渦はやはり左側のみから数回連続的に発生する。以上の結果は、自由端渦の発生が交差的ではない(以下、“準交差的発生”)ことを示唆する。次節において、この特性についてPOD解析¹¹⁾とウェーブレット変換¹²⁾を用いて詳しく検討する。

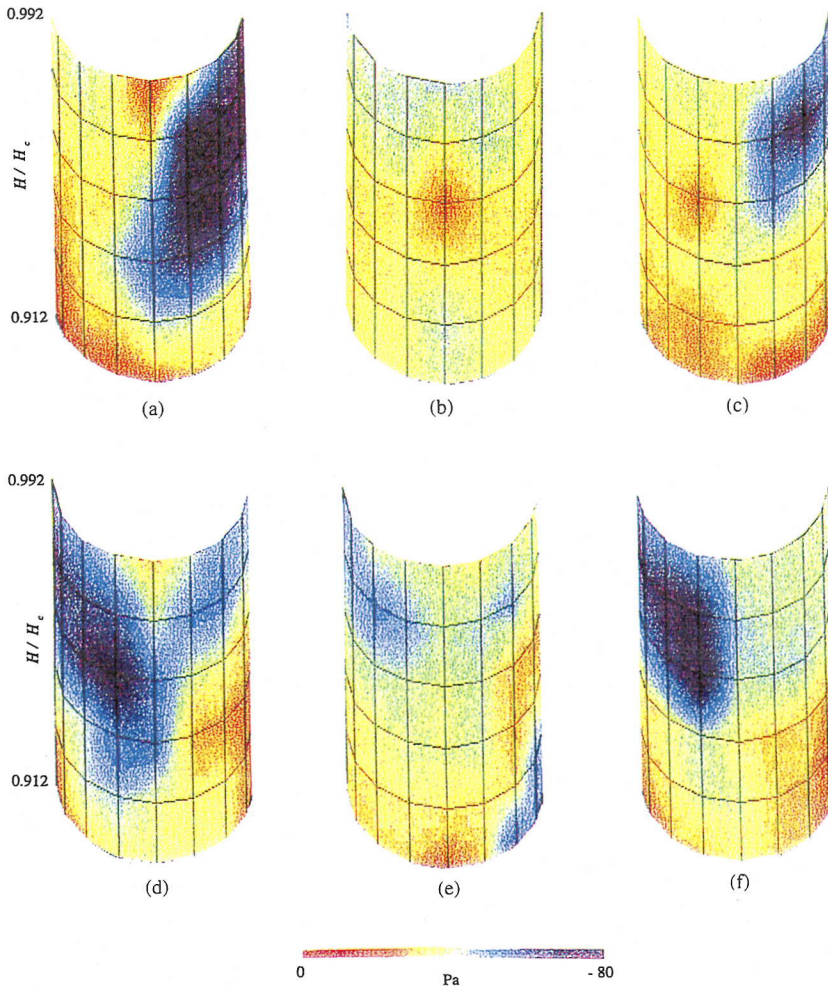


図-9 自由端近傍の背面側における圧力変動の時間的推移

(a) $t = t_1$ (s), (b) $t \doteq t_1 + 0.05$ (s), (c) $t \doteq t_1 + 0.1$ (s), (d) $t = t_2$ (s), (e) $t \doteq t_2 + 0.05$ (s), (f) $t \doteq t_2 + 0.1$ (s)

(4) 自由端渦の準交番的発生

まず、図-10に示すように、模型Bを用いて同時測定された $90^\circ \leq \theta \leq 270^\circ$ の圧力データを $90^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$ の領域（領域Lとする）に属するものと $180^\circ \leq \theta \leq 270^\circ$ の領域（領域Rとする）に属するものとに分割した。これは、自由端渦による圧力変動を模型の右側に現れるものと左側に現れるものとに分離するためである。そして領域L、RそれぞれについてPOD解析を適用した。図-11は得られた1次モード形を等高線表示したものである。

図-11(a), (b)は、それぞれ領域L, Rに相当する。なお、各1次モードの寄与率は各々47%, 49%である。両者はほぼ対称であり、また、図-9に示した自由端渦による負圧分布と非常に良く似ている。

領域L, Rの1次モードの時刻歴のパワースペクトルを、それぞれ図-12(a), (b)に示す。どちらも $f D_c / V = 0.07$ にピークがあり、自由端渦の周波数に一致する。なお、領域L（図-12(a)）の方がピークのスペクトル値は小さいが、これは自由端渦の

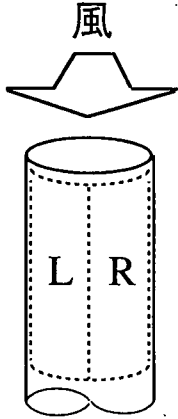


図-10 POD解析の適用領域

準交番的な発生に起因するエネルギーの偏りを反映しており、測定時間がより長ければピークの大きさは等しくなると推測される。

以上のように、1次モード形が自由端渦による負圧分布の形状と良く似ていること、1次モードが $fD_c/V=0.07$ の周波数を有すること、また、領域L, Rの1次モードの寄与率は、全54次モード中、それぞれ47%, 49%を占めることから自由端渦の特性は1次モードのみでほぼ把握できると考えられる。ゆえに、図-9にみられた自由端渦の準交番的な発生の特性を定量的に調べるためには、1次モードの時刻歴に含まれる非定常性を検出すれば良いことになる。

そこで、1次モードの時刻歴にウェーブレット変換を適用する。本来ウェーブレット変換は時間的局所性+相似性の検出には適しているが、時間的局所性+周期性の解析として用いるには周波数分解能が悪い。特に、対象とする時刻歴に含まれる支配的な周波数成分が多く互いに近接する場合には結果の解釈が難しくなり、注意を要する。しかし、本解析対象の時刻歴が有する支配的な周波数成分は、ほぼ $fD_c/V=0.07$ のみであり(図-12(a), (b))、ウェーブレット変換による時間+周波数の検討は可能である。

図-13(a)に領域Lの1次モードの時刻歴を示す。これにMorletのウェーブレット¹¹⁾を用いて連続ウェーブレット変換を施し、得られたウェーブレット係数(実部)を白黒で階層表示したものが図-13(b)である。横軸は時刻(s)であり図-13(a)の横軸に一致する。縦軸は厳密にはスケールパラメータであるが、理解を容易にするために fD_c/V で示している。また、白色が正に、黒色が負に大きい変動を意味する。図-13(b)をみると自由端渦の周

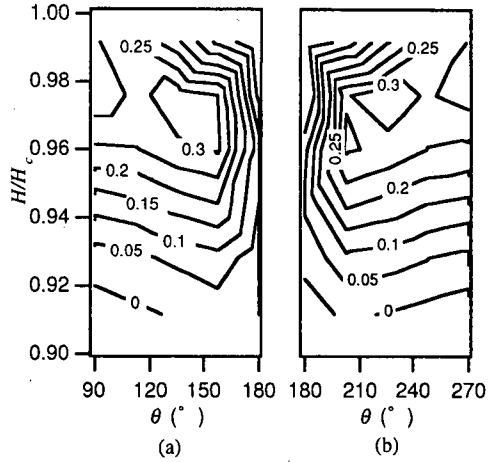


図-11 POD解析における1次モード形
(a)領域L (b)領域R

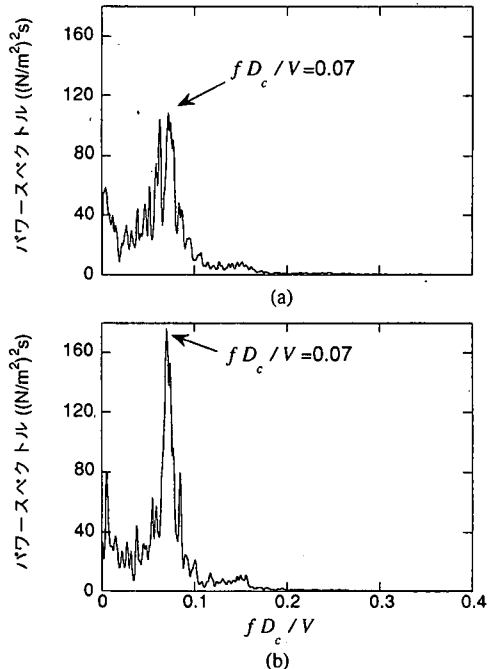


図-12 1次モードの時刻歴のパワースペクトル
(a)領域L (b)領域R

波数である $fD_c/V=0.07$ に変動があり、非定常に発生していることがわかる。例えば、自由端渦は0.2~0.6(s)付近に5回ほど連続的に発生しているが、0.6~1.5(s)付近にはほとんど発生していない。また、領域Rの時刻歴(図-14(a))のウェーブレット係数(図-14(b))をみると、やはり $fD_c/V=0.07$ の成分が非定常に発生している。そして、図-13(b)と図-14(b)とを比較すると、自由端渦が

発生する時間帯は領域Lと領域Rでは重複していないことがわかる。例えば、領域L（図-13(b)）では0.6~1.5(s)付近に自由端渦の発生はみられないが、領域R（図-14(b)）における同時帯には連続的な発生がみられる。

この傾向を明確にするために、領域Lおよび領域Rにおけるウェーブレット係数のパワーを各々求め、重ねて示したものが図-15である。領域Lについては黒色で、領域Rについては等高線で示す。なお、比較的長いタイムスパンで検証するために、横軸の継続時間は図-13(b)および図-14(b)よりも長くとってある。ウェーブレット係数（実部、虚部）をパワーとして表した場合、ウェーブレット係数の変動は全て正值として表示される。例えば、図-14(b)の0.6~1.5(s)付近にみられたウェーブレット係数の変動（10波程度）は、図-15においては0.6~1.5(s)付近に一つの塊（等高線表示）として現れており、この間、自由端渦は領域Rから10回程度連続的に発生していることを意味する。着目すべき点は $fD_c/V=0.07$ 付近のウェーブレット係数のパワーは領域Lと領域Rとでは8.2~8.7(s)付近にやや重なりがあるものの、ほとんど重複せず、互いに入れ替わるように現れていることである。これは、自由端渦が模型の片側から次々に発生している間は、もう一方からは発生していないことを示す。つまり、前節で観察されたように自由端渦は模型の片側から数回続けて発生した後、発生領域がもう片側へスイッチして同様に連続的に発生する。そして、このプロセスが繰り返されてゆく。

4. 応答解析

前章においては、模型全表面に作用する空気力の特性、ならびにエンドセル励振の励振源である自由端渦の空気力の作用特性について検討した。本章では測定された圧力データから模型に作用する変動揚力を求め、円柱ロッキング模型を対象とする応答解析を行う。そして、エンドセル励振の振幅を実験値と比較し、自由端渦とエンドセル励振との関連性を検証する。

(1) 解析方法

応答解析の対象は文献4)に示されている円柱ロッキング模型であり、その寸法は本実験で用いた圧力模型と同じである。解析対象の固有振動数 f_n は6.4Hz、構造減衰 ξ は図-16に示すように振幅に若干依存する。なお、 $\xi=0.003$ としてスクルトン

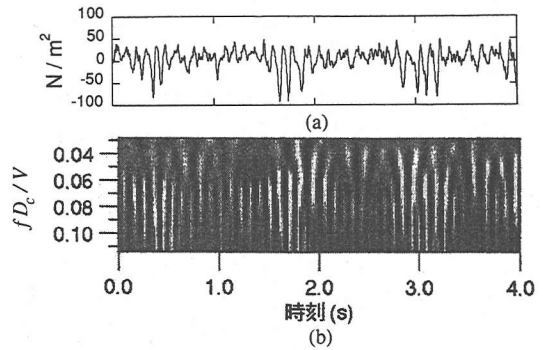


図-13 領域Lの1次モード時刻歴のウェーブレット解析

- (a) 1次モード時刻歴
(b) ウェーブレット係数（実部）

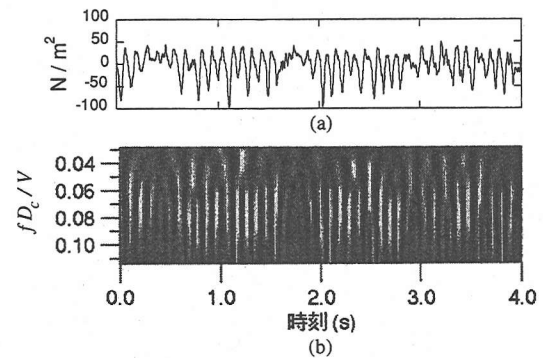


図-14 領域Rの1次モード時刻歴のウェーブレット解析

- (a) 1次モード時刻歴
(b) ウェーブレット係数（実部）

数 $2\pi\xi J/\rho D_c^2 H_c^3$ (J : 極慣性モーメント, ρ : 空気密度) を概算すると約0.74である。ここで、 $J=2.3\times 10^3(\text{g}\cdot\text{cm}^2)$ である。

最初に、本実験から得られた圧力データから静止塔状円柱の変動揚力を求める。しかし、模型の全表面の圧力が同時に測定されているわけではないため、作用する空気力の算出は以下に行った。

図-8に示したように、変動圧力の支配的な周波数成分は、高さ $H/H_c\approx 0.9$ 付近を境にカルマン渦によるものと自由端渦によるものとに分離可能である。この点に着目し、空気力の算出領域を自由端渦が作用する高さ範囲とカルマン渦の発生が支配的となる範囲とに分割した。自由端渦の発生が支配的となる領域については模型Bによる測定データを用い、その高さ範囲は $0.912\leq H/H_c\leq 1.0$ である。また、カルマン渦の発生が支配的である領域 ($0\leq H/H_c\leq 0.912$) については模型Aに

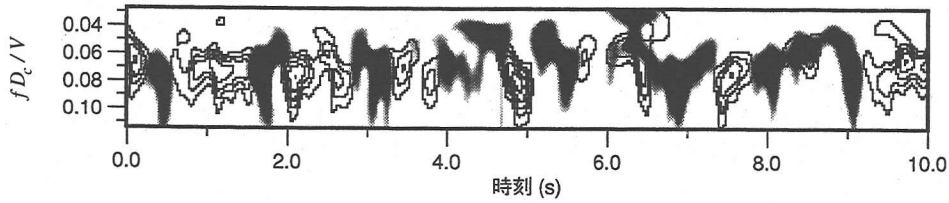


図-15 1次モード時刻歴のウェーブレット係数のパワー (■:領域L, □:領域R)

よる測定データを用いる。そして、各領域における揚力によるモーメント（以下、揚力モーメントと記す）を独立に算出してたし合わせる方法をとる。

まず、自由端渦による圧力変動が支配的となる $0.912 \leq H/H_c \leq 1.0$ の領域について考える。この高さ範囲に作用する揚力モーメントの算出には、模型Bにおいて圧力測定孔が $90^\circ \leq \theta \leq 270^\circ$ の範囲に位置する場合のデータを用いる。これは、3.(3), (4)において示したように自由端渦の発生が準交差的であり、片側 ($0^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$) に測定孔が位置するケースのデータでは、この特性を考慮するのは難しいためである。しかしながら、 $0^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$ および $270^\circ \leq \theta \leq 360^\circ$ の前縁側に作用する変動揚力も考慮する必要がある。そこで最初に、 $0^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$ の同時測定データを $0^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$ と $90^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$ とに分割し、それらの領域における揚力を独立に調べた。今、 $\phi = \theta \pi / 180$ (rad)として模型Bの各測定孔位置における圧力変動の時系列を $p_B(t, H, \phi)$ とすると、 $0 \leq \phi \leq \pi/2$ ($0^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$) の範囲に作用する変動揚力モーメント $M_1(t)$ および $\pi/2 \leq \phi \leq \pi$ ($90^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$) に作用する変動揚力モーメント $M_2(t)$ は、それぞれ、

$$M_1(t) = \int_0^{\pi/2} \int_{0.912H_c}^{H_c} p_B(t, H, \phi) \times \frac{D_c(H+l)}{2} \sin \phi dH d\phi \quad (1)$$

$$M_2(t) = \int_{\pi/2}^{\pi} \int_{0.912H_c}^{H_c} p_B(t, H, \phi) \times \frac{D_c(H+l)}{2} \sin \phi dH d\phi \quad (2)$$

となる。ここで、 l は円柱の下端からロッキング振動の回転中心までの距離であり、 $l = 9$ (mm) で

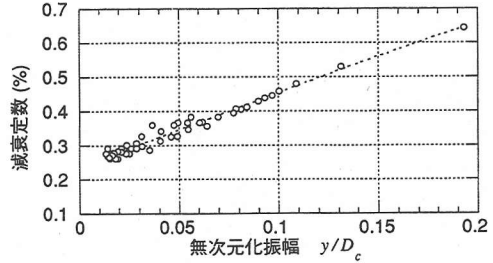


図-16 応答解析の対象であるロッキング模型の構造減衰の振幅依存性 (y: 頂部振幅)

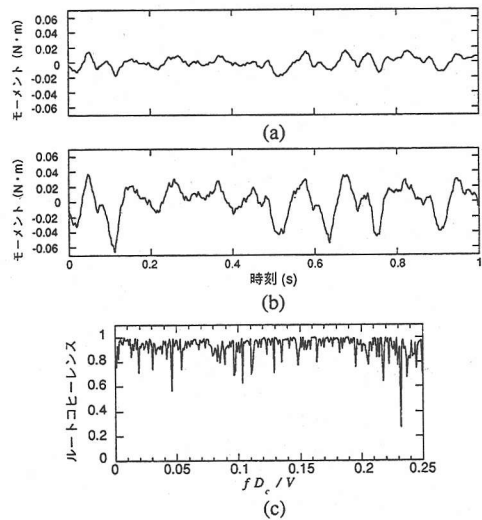


図-17 自由端近傍における前縁側と後縁側の変動揚力モーメントの比較

- (a) $0^\circ \leq \theta < 90^\circ$ の範囲より算出した $M_1(t)$
- (b) $90^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$ の範囲より算出した $M_2(t)$
- (c) $M_1(t)$ と $M_2(t)$ のルートコヒーレンス

ある。式(1), 式(2)により得られた $M_1(t)$ と $M_2(t)$ の1秒間の時刻歴を各々図-17(a), (b)に示す。振幅は異なるが波形(位相)はほぼ同じであり、図-17(c)のルートコヒーレンスをみても両波形が非常に良い相関関係にあることがわかる。また、 $M_1(t)$ のr.m.s. は $M_2(t)$ のr.m.s. の0.37倍であった。この

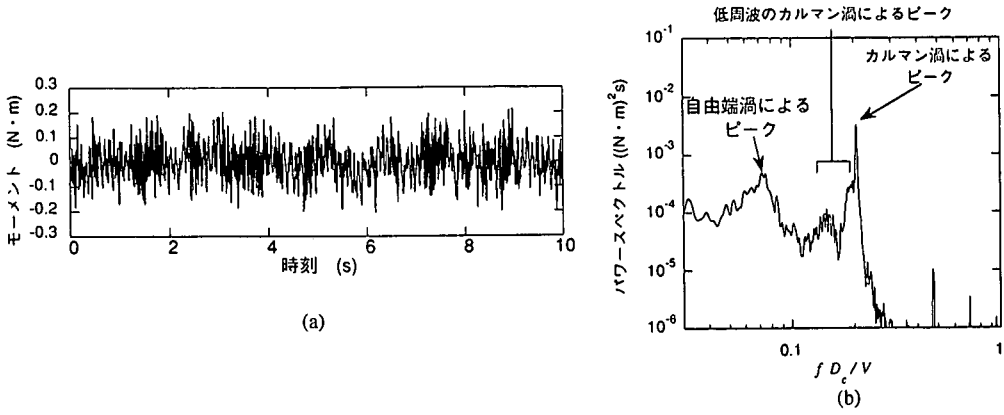


図-18 圧力データより算出した変動揚力モーメント (a) 時刻歴 (b) パワースペクトル

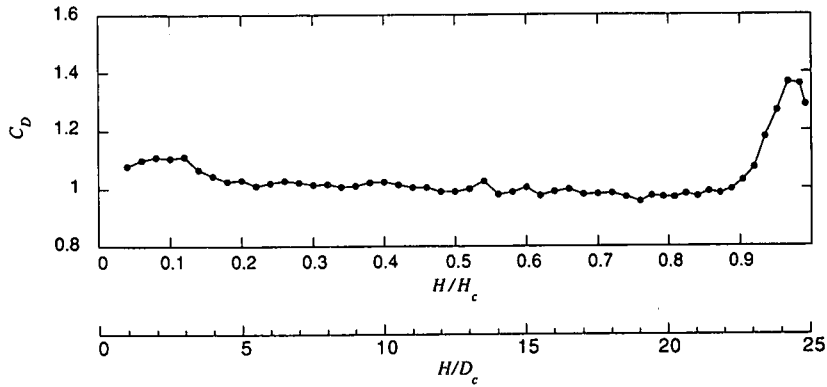


図-19 局所抗力係数

倍率を κ として $90^\circ \leq \theta \leq 270^\circ$ の範囲から求まる変動揚力に加えることにより、 $0^\circ \leq \theta \leq 360^\circ$ に作用する変動揚力を求める。すなわち、自由端近傍の $0.912 \leq H/H_c \leq 1.0$ の範囲における変動揚力モーメント $M^*(t)$ は、

$$M^*(t) = (1 + \kappa) \int_{\pi/2}^{3\pi/2} \int_{0.912H_c}^{H_c} p_B(t, H, \phi) \times \frac{D_c(H+l)}{2} \sin \phi dH d\phi \quad (3)$$

となる。

次に、カルマン渦による空気が主に作用する $0 \leq H/H_c \leq 0.912$ の領域における変動揚力モーメントを模型Aによる測定データから導出する。模型Aは高さ方向に一列に測定孔が配置されており、スパン方向には同時性を満足する。 ϕ 方向(θ 方向)については、後流風速変動データを用いて補正する。I型プローブをカルマン渦が比較的強く発生する $H/H_c = 0.52$ において、模型の中心から後流側に

$4D_c$ 、風直角方向に $1D_c$ の位置に参照点として設置し、後流風速変動の測定を圧力測定と同時にを行った。各高さにおける模型近傍の流れが定常であり、かつ高さを変えずに後方へ流れ去ると仮定すると、任意の ϕ において $H/H_c = 0.52$ での圧力変動と後流変動との位相関係が得られることになる。まず、ある ϕ における後流風速変動の時系列のフーリエ変換を求めると、位相 $\eta(\omega, \phi)$ がわかる。ここで、 ω は角周波数である。そして任意の角度 ϕ_s における後流変動データの位相 $\eta(\omega, \phi_s)$ を規準に決め、位相差 $\eta(\omega, \phi) - \eta(\omega, \phi_s)$ を求めておく。圧力変動データ $p_A(t, H, \phi)$ をフーリエ変換し、すべての ϕ について位相を $\eta(\omega, \phi) - \eta(\omega, \phi_s)$ だけシフトさせて時刻歴に戻せば、少なくとも支配的な周波数成分(カルマン渦の放出周波数)については同時性をほぼ満足する圧力変動 $p_A'(t, H, \phi)$ が得られる。すると、 $0 \leq H/H_c \leq 0.912$ の領域に作用する変動揚力モーメント $M^{**}(t)$ は、

$$M^{**}(t) = \int_0^{2\pi} \int_0^{0.912H_c} p'_A(t, H, \phi) \times \frac{D_c(H+l)}{2} \sin \phi dH d\phi \quad (4)$$

となる。

式(3)と式(4)との和をとることにより得られた模型全体に作用する変動揚力モーメント $M^*(t) + M^{**}(t)$ の時刻歴を図-18(a)に、そのパワースペクトルを図-18(b)に示す。図-18(b)をみると、 $f D_c / V = 0.2$ にカルマン渦による成分が、 $f D_c / V = 0.07$ に自由端渦による成分が各々確認できる。また、文献4)中に述べている“低周波のカルマン渦”による成分もみられる。なお、 $f D_c / V = 0.49$ および0.7にみられる小ピークは高調波であり、本質的なものではない。

次に、空力減衰力について考える。ロッキング振動における円柱の風向直角方向の回転角を $\alpha(t)$ (rad)として準定常理論に従うと、空力減衰モーメント力 $G(t)$ は、

$$G(t) = -\frac{\rho D_c V}{2} \int_0^{H_c} C_D(H)(H+l)^2 dH \dot{\alpha}(t) \quad (5)$$

である。ここで、 $C_D(H)$ は局所抗力係数であり、模型Aにより得られた $C_D(H, \phi)$ を用いて次式より求めた。

$$C_D(H) = \int_0^{2\pi} C_D(H, \phi) \cos \phi d\phi \quad (6)$$

得られた $C_D(H)$ を図-19に示す。 $C_D(H)$ は自由端近傍で増大しており、文献14)や16)に示されている塔状円柱の局所抗力係数とほぼ一致している。ただし、模型根元付近については、これらの文献とは整合しない。

以上の空気力より、風直角方向ロッキング振動の運動方程式は次式ようになる。なお、空力弾性力は無視し、振動中の模型に作用する空気力は考慮していない。

$$\ddot{\alpha} + 4\pi f_n \xi(\alpha) \dot{\alpha} + (2\pi f_n)^2 \alpha = \frac{M^* + M^{**} + G}{J} \quad (7)$$

ここで、 $\xi(\alpha)$ は振幅依存性を有する構造減衰であり、図-16の横軸を角度 α に置き換えて1次式で近似したものを用いる。式(6)を数値積分により解き、頂部高さにおける風直角方向の変位 y を求める。

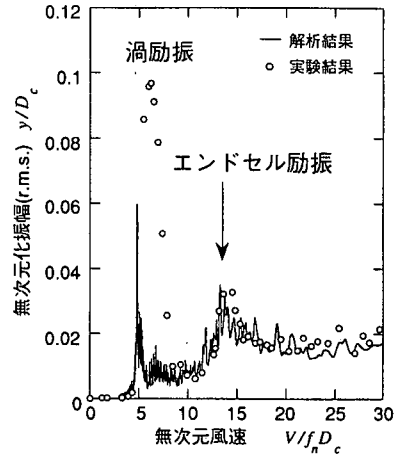


図-20 解析結果と実験結果との比較

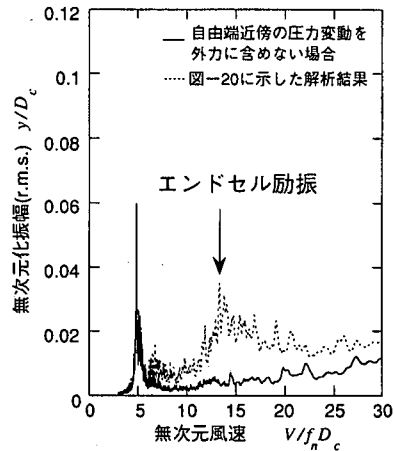


図-21 自由端近傍の揚力変動の有無が応答に及ぼす影響

$M^*(t)$ (式(3)) および $M^{**}(t)$ (式(4)) は $V = 7$ m/s ($V/fD_c = 21.9$) における揚力であるが、他の風速における応答解析を行う際には、固有振動数を変えて無次元風速を変化させる。この時、空気力が風速の2乗に比例するとし、 $(V/7)^2$ を式(7)の $M^* + M^{**}$ の項にかけ、また G には $V/7$ をかけて計算を行う。

(2) 解析結果

解析結果を図-20に示す。無次元化振幅 y/D_c の r. m. s. を V/fD_c に対して実線で示し、また実験⁴⁾より得られた振幅もあわせてプロットしてある。非定常空気力を用いていないため、渦励振につい

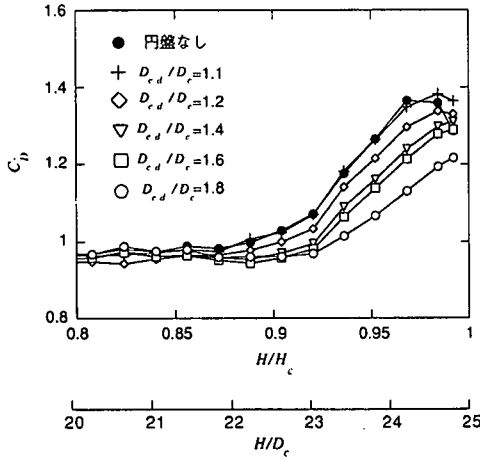


図-22 円盤設置による自由端近傍の局所抗力係数の変化

での議論はできないが、 $V/f_n D_c=5$ にカルマン渦による応答振幅（実験値の6割程度）がみられる。また、大振幅の渦励振が生じる風速範囲は実験結果よりもかなり狭い。これについては本節の最後に触れる。

一方、本研究の対象であるエンドセル励振のピークは $V/f_n D_c=14$ にみられ、発見風速および振幅は実験と良く一致している。静止状態にある模型に作用する空気力と空力減衰力のみを外力とする本解析の結果が実験値と一致したことから、エンドセル励振は渦励振のような自励的な性質を有するものではなく、自由端渦の空気力による強制振動的な現象であると推察される。また、 $V/f_n D_c > 15$ にみられるセルフバフエーティングと思われる応答振幅（文献4）を参照も実験値とかなり一致している。なお、自由端近傍の揚力モーメント $M^*(t)$ （式(3)）を除いて解析を行った結果が図-21であり、エンドセル励振の応答は現れていない。この結果も、頂部近傍に局所的に発生する自由端渦がエンドセル励振の励振源であることを支持するものである。

また、筆者らは既往の研究⁴⁾において円柱ロッキング模型の頂部に薄く軽いプラスチック円盤（厚さ0.7mm）を設置し、その直径 D_{cd} の変化がエンドセル励振の振幅に及ぼす影響についても調べている。本研究においても圧力模型の頂部に同じ薄円盤を設置し、円盤の直径 D_{cd} を変化させて測定を逐次行った。空力減衰項 $G(t)$ （式(5)）に用いられる $C_D(H)$ が、 D_{cd} の変化に受ける影響を図-22に示す。 D_{cd} の増加により自由端近傍の $C_D(H)$ が減少するこ

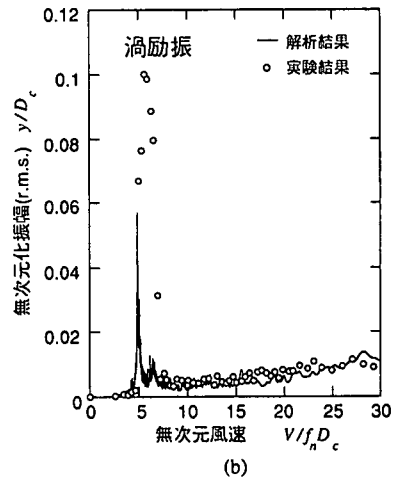
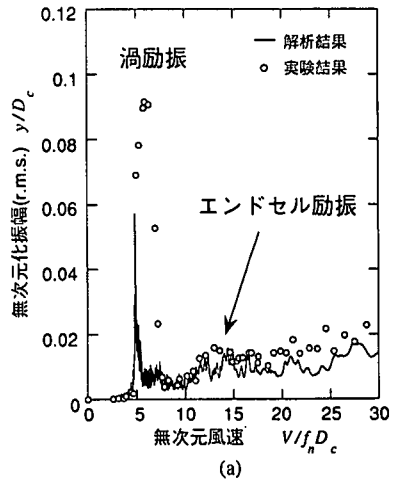


図-23 円盤設置による応答の変化
(a) $D_{cd}/D_c=1.2$ (b) $D_{cd}/D_c=1.6$

とがわかる。この結果も空力減衰項 $G(t)$ に考慮し、各 D_{cd} のケースについて M^*+M^* を算出して解析を行った。 $D_{cd}/D_c=1.2, 1.6$ のケースについての解析結果を各々図-23(a), (b)に示す。 $D_{cd}/D_c=1.2$ （図-23(a)）においては、エンドセル励振の振幅は実験よりもやや高風速域においてピークとなっている。また、円盤を設置していないケース（図-20）と比較するとその振幅はかなり小さい。図-23(b)の $D_{cd}/D_c=1.6$ においては、エンドセル励振は解析および実験ともみられない。ここで $D_{cd}/D_c=1.2, 1.6$ のケースにおける M^*+M^* のパワースペクトルを各々図-24(a), (b)に示す。 $D_{cd}/D_c=1.2$ のケース（図-24(a)）においては自由端渦による揚力は弱く、 $D_{cd}/D_c=1.6$ ではもはや現れない。すなわち、エンドセル励振の振幅が減少した原因

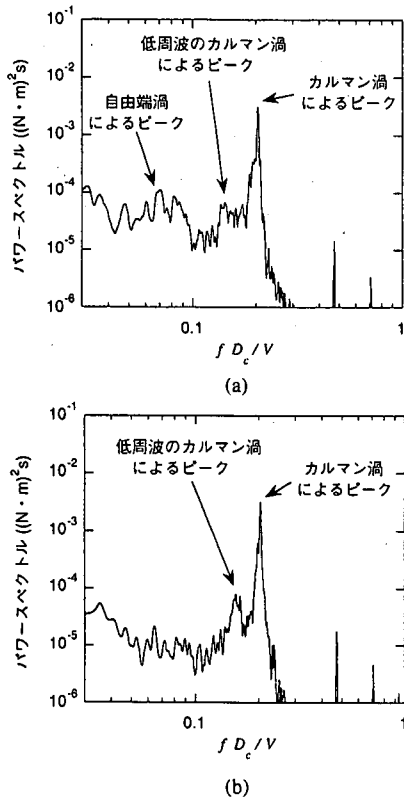


図-24 円盤設置による変動揚力モーメントの
パワースペクトルの変化
(a) $D_{cd}/D_c = 1.2$ (b) $D_{cd}/D_c = 1.6$

は、 D_{cd} の増加とともに自由端渦の発生が弱まったためである。この考察は文献4)に示した推察と整合する。

なお、図-18(b)および図-24(a), (b)は、頂部近傍に発生する低周波のカルマン渦⁴⁾による揚力の存在を示しており、これによる応答は、図-20および図-23(a), (b)の $V/f_n D_c = 7$ 近傍に微小なピークとして現れている。本解析においては非定常空気を力を用いていないため再現されていないが、筆者らは低周波のカルマン渦が渦励振の発生風速範囲を広げると考えている⁴⁾。この推察は、低周波のカルマン渦も渦励振の発生とともにロックイン状態となり、これがカルマン渦のロックイン風速範囲よりも高風速域にまで持続することが既往の実験⁴⁾に示されたことによる。すなわち、図-20および図-23(a), (b)に示した渦励振振幅の実験値は、カルマン渦のみならず低周波のカルマン渦をも含めた非定常空気が作用した結果であると思われる。2次元円柱における渦励振の共振風速近傍の非定常空気を測定した研究(例えば文献17))、および2次元円柱における非定常空気をモデル

化して3次元物体の渦励振の解析を行った研究(例えば文献18))はある。しかし、塔状円柱では同一のレイノルズ数においてもアスペクト比に応じて渦の発生状況は異なり^{7),14)}、特に高アスペクト比の塔状円柱における非定常空気力には、振幅・モード形のみならず渦放出の3次元性が敏感に反映されると思われる。塔状物体における渦励振の精緻な解析を行うためには、レイノルズ数やアスペクト比、モード形をパラメータとする膨大な非定常空気力データの蓄積とそれらを統括した汎用モデルが必要と考える。

5. まとめ

エンドセル励振の励振源と考えられている自由端渦による空気力の特性を調べることを目的として、塔状円柱の圧力模型を用いた風洞実験を行った。また、測定された圧力データを用いて応答解析を行い、エンドセル励振の振幅を実験値と比較した。得られた結果を以下に示す。

- (1) ストローハル数0.07の自由端渦による空気力が頂部近傍において作用することが確認された。
- (2) 自由端近傍の圧力データにPOD解析を適用し、自由端渦による変動空気力の面的な作用形状を固有1次モード形として得ることができた。
- (3) POD解析により得られた1次モードの時刻歴にウェーブレット変換を適用した結果、自由端渦は円柱の両側から交互に発生するのではなく、片側から数回続けて発生した後、もう片側から数回発生する性質を有することが明らかとなった。
- (4) 測定された変動圧力から変動揚力モーメントを求め、円柱ロッキング模型を対象とする応答解析を行った。エンドセル励振の応答が得られ、振幅、発生風速ともに実験結果とほぼ一致した。静止塔状円柱に作用する空気力と空力減衰力のみを外力とする解析結果が実験と整合したことから、エンドセル励振は自励振ではなく、自由端渦による強制振動的な性質を有するものと推察される。
- (5) 頂部に薄円盤を設置し、その直径を変化させて圧力を逐次測定した。その結果、円盤の直径の増大とともに自由端渦による変動揚力は弱まること示された。これを反映して、応答解析においては円盤の直径の増加とともに、エンドセル励振の振幅が減少することが確認された。

今後、断面形状やアスペクト比、スクルートン数、レイノルズ数が自由端渦の発生ならびにエンドセル励振の振幅に及ぼす影響を調べる必要がある。また、自由端渦の発生機構を解明するために

詳細な可視化実験や数値解析による研究が必要である。

謝辞：日本大学・野村卓史教授には大変貴重なご意見をいただきました。ここに記して謝意を表します。また、本研究は文部省科学研究費補助金（奨励研究(A)，課題番号09750563）の補助の下に行われました。

参考文献

- 1) Wootton, L. R. : The oscillations of large circular stacks in wind, *Proc. Inst. Civil Eng.*, Vol. 43, pp. 573-598, 1969.
- 2) 河井宏允：テーパつき円柱の渦励振，日本風工学会誌，No.59, pp. 49-52, 1994.
- 3) 北川徹哉，若原敏裕，藤野陽三，木村吉郎：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説明，土木学会論文集／No.543, 1-36, pp. 195-207, 1996.
- 4) 北川徹哉，藤野陽三，木村吉郎：自由端渦の形成特性に着目した高風速渦励振の発現メカニズムに関する研究，土木学会論文集，No.612／I-46, pp. 229-238, 1999.
- 5) 北川徹哉，藤野陽三，木村吉郎：塔状弾性模型を用いた風洞実験による高風速渦励振の発現特性に関する研究，土木学会論文集，No.591／I-43, pp. 163-173, 1998.
- 6) Farivar, D. J. : Turbulent uniform flow around cylinders of finite length, *AIAA Jour.*, Vol. 19, pp. 275-281, 1981.
- 7) Fox, T. A. and Apelt, C. J. : Fluid-induced loading of cantilevered circular cylinders in a low-turbulence uniform flow. Part 3 : Fluctuating loads with aspect ratios 4 to 25, *Jour. Fluids and Struct.*, Vol. 7, pp. 375-386, 1993.
- 8) Khalak, A. and Williamson, C. H. K. : Dynamics of a hydroelastic cylinder with very low mass and damping, *Jour. Fluids and Struct.*, Vol. 10, pp. 455-472, 1996.
- 9) Balasubramanian, S. and Skop, R. A. : A nonlinear oscillator model for vortex shedding from cylinders and cones in uniform and shear flows, *Jour. Fluids and Struct.*, Vol. 10, pp.197-214, 1996.
- 10) Kitagawa, T., Fujino, Y. and Kimura, K. : Effects of free end condition on end cell induced vibration, *Jour. Fluids and Struct.* (in print)
- 11) 田村幸雄：固有直交関数展開のランダム変動場への応用のすすめ，日本風工学会誌，No. 69, pp. 33-41, 1995.
- 12) Farge, M. : Wavelet transform and their application to turbulence, *Annu. Rev. Fluid Mech.*, pp.395-457, 1992.
- 13) 水野裕介，北川徹哉，木村吉郎，藤野陽三：円柱構造物の高風速渦励振における変動空気力特性，第15回風工学シンポジウム論文集，pp.455-460, 1998.
- 14) 岡本哲史，八木田幹：一様流中に平行な平板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.
- 15) Zdravkovich, M. M. : *Flow around circular cylinders Vol. 1 : Fundamentals*, Oxford University Press, 1997.
- 16) *ESDU Engineering Sciences Data, Wind Engineering*, Vol. 2a, ESDU International Ltd., 1984.
- 17) 筈口展宏，田中博喜，高原茂，松井友二：振動円柱の非定常空気力に関する研究，構造物の耐風性に関する第1回シンポジウム論文集，pp. 153-159, 1970.
- 18) Basu, R. I. and Vickery, B. J. : Across-wind vibration of structures of circular cross-section. Part II. Development of a mathematical model for full-scale application, *Jour. Wind Eng. Indust. Aero.*, Vol. 12, pp.75-97, 1983.
- 19) 北川徹哉：塔状円柱構造物における高風速渦励振の特性と発生機構，東京大学学位論文，1998.

(1999. 3. 24 受付)

A STUDY ON END-CELL-INDUCED VIBRATION OF A CIRCULAR TOWER BASED ON WIND PRESSURES MEASUREMENT

Tetsuya KITAGAWA, Yusuke MIZUNO, Kichiro KIMURA and Yozo FUJINO

Wind pressures acting on a rigid circular tower are measured to elucidate the characteristics of the aerodynamic forces due to "tip-associated vortices" which are considered as the cause of "end cell induced vibration (ECIV)". Proper orthogonal decomposition are applied to the pressure data measured in the vicinity of the free end and this clarifies the structure of the fluctuating load due to the vortices. Furthermore, wavelet analyses indicate the non-alternate generation of the tip-associated vortices. Also, included in this study are numerical analyses using the measured fluctuating forces. It is shown that the predicted amplitudes of ECIV for a rocking circular cylinder well agree with the amplitudes obtained by the wind tunnel experiments.