

波と流れの共存場に設置された円柱に作用する揚力の特性

浅野 敏之*・山田 哲夫**・岩 垣 雄 一***

1. 緒 言

波と流れの共存場での流体力の発生機構は波動単独の場合と本質的に異なる。これは流れの重畳により、水粒子運動が円柱に対して非対称となるためである。共存場の直方向力の特性については、共存場の流況特性を表わす新たなパラメーターを導入することにより、共存場の抗力係数・慣性係数が波動場における従来の結果と同様な形で整理できることを明らかにした¹⁾。

一方、揚力の発生機構は、円柱背後の後流渦の左右非対称性に支配されるので、共存場に特有な性質がより顕著に現われることが予想される。著者らは波と流れが同時に作用する時の揚力の変動周波数が、波の周波数に支配され、定常流中で物体を振動させた場合の frequency locking 現象²⁾と類似の現象が現われることを実験的に示した³⁾。また揚力の大きさについては、揚力係数の特性が共存場の流況を表わすパラメーターによって説明できることも明らかにした⁴⁾。

本研究は上記の著者らが測定した実験結果をもとに、共存場の揚力特性を後流渦の挙動から力学的に説明しようとしたものである。まず最初に揚力変動の大きさを発生する渦の挙動から定量的に説明することを試みた。このような取扱いを行う理由は、揚力は直方向力に比してその変動に不規則性が現われるが、従来の研究のように揚力係数の確率論的な取扱いだけでは本質的な解明に至らないと考えたからである。また揚力の変動周波数が外力である波の周波数に支配される現象についても、簡単なモデルによって実験結果をうまく説明できることを示す。

2. 後流渦の可視化実験の概要

揚力変動の大きさを定量的に説明するモデルを作成するためには、後流渦の挙動を明らかにする必要がある。後流渦の可視化実験は直方向力の特性を調べる際に、共存場・波動場を合せて 27 ケースの測定を行ったが¹⁾、

今回は 23 ケースの追加実験を行った。

実験は京都大学工学部土木工学教室の地下実験室にある長さ 12 m、幅 30 cm、高さ 40 cm の循環流発生装置付きの造波水槽で行った。用いた円柱は直径 30 mm の直立単円柱である。実験条件は波については、波高 1.8～5.8 cm、周期 1.8～3.2 sec、流れはすべて逆流で流速 7.6～13.5 cm/sec の範囲のものをを用いた。可視化のトレーサーとしては、アルミ粉をおがくずに付着させて粒径を大きくしたものをを用いた。撮影は円柱の直上にビデオカメラおよびモータードライブ付 35 mm カメラを置いて行った。また水位変動記録をオシロスコープ上に出力させ、その画面を鏡を用いてカメラの撮影範囲内に入れて、流況と水位変動の対応がとれるようにした。可視化用の円柱の後方 2 m 地点には、同じ直径の揚力測定用円柱を片持ちばり型式で鉛直に支持し、揚力変動を同時に測定した。

当初は渦の位置、移動速度、循環の強さ等を可視化実験から求める予定であったが、これらの正確な測定は困難であることがわかった。すなわち、ビデオカメラでは 1 コマ当りの露出時間が短いために、連続的に映写すれば渦挙動は追跡できるが、静止させた場合にトレーサーが流跡を示さず、他方、35 mm カメラでは露出時間が長いために渦は鮮明に写るが、1 秒間に 3 コマしか撮影できないため、渦の粗い追跡しかできないことによる。したがって、本可視化実験は、渦の挙動の定性的な性質を明らかにするにとどまったが、以下の揚力算定のモデルを組み立てるにあたっての資料としては十分であった。

3. 共存場における揚力の時間変動モデル

(1) 揚力変動の算出モデル

物体に作用する流体力は、全領域内に存在する特異点に作用する力を Blasius 公式により求め、これを全系に作用する力から差し引けば求められる。非定常流中に置かれた円柱に作用する揚力 F_L の算定式として、Sarpkaya⁵⁾ は次式を提示している。

$$F_L = -\rho \sum_{n=1}^N \Gamma_n (V - v_n + v_{ni}) - \rho \sum_{n=1}^N x_{ni} \frac{\partial \Gamma_n}{\partial t} \dots\dots\dots (1)$$

* 正会員 工修 京都大学助手 工学部土木工学教室

** 正会員 愛知県庁

*** 正会員 工博 京都大学教授 工学部土木工学教室

ここに x 軸は流れの方向にとり、添字 n は n 番目の渦についての諸量を示す。また、 V は周囲流体の速度、 v_n, v_{ni} はそれぞれ渦とその鏡像渦の x 方向速度、 Γ は渦の循環、 x_{ni} は鏡像渦の x 方向位置を示す。

こうした流体力を渦の挙動から算出するものに、円柱表面における境界層で形成される渦度が断続的に放出されるとする、discrete vortex model⁶⁾ があるが、初期擾乱を与えなければ非対称な渦が形成されないことをはじめ、多くの仮定が必要であり、かつ計算時間もかかることから、取扱い易いモデルではない。したがって本研究では、以下に示すように集中渦による流体力算出モデルを検討する。

2. で示した後流渦の可視化実験より、(1) 式中の渦の速度 v_n および位置 x_n の定性的性質は明らかになっており、また鏡像渦の位置 x_{ni} や速度 v_{ni} は、 x_n, v_n から計算できる。計算の結果、 x_{ni} および v_{ni} の値は小さく、揚力算定の近似式として (1) 式中の鏡像渦の効果を無視してもよいことがわかった。そこで (1) 式は次式のように簡単にしてよい。

$$F_L = -\rho \sum_{n=1}^N \Gamma_n (V - v_n) \dots\dots\dots (2)$$

上式において、 N は揚力算定の対象となる渦の個数を示すが、後流渦が離脱して主流の速度 V で流されるようになる、揚力への寄与はなくなる。したがって N としては発生・成長を経て、完全に離脱するまでの段階にある渦の個数をとればよい。

一方、循環 Γ は円柱表面に存在する境界層内で形成される渦度から近似的に次式で評価する。

$$\Gamma(t) = 0.5 \int_0^t V_B^2 dt = 0.5 \int_0^t (U + u_m \cos \sigma t)^2 dt \dots\dots\dots (3)$$

ここに V_B は境界層外縁の水粒子速度とする必要があるが、ここでは簡単に主流の波と流れの合速度とする。上式で U は流れの速度、 u_m は波の水粒子速度振幅、 σ は波の角周波数である。

渦の離脱に要する時間を評価するにあたっては、沢本・菊池⁷⁾ が波動場に対して示した方法を用いる。すなわち、定常流において後流渦の離脱周波数 f_v を用いた Strouhal 数が、Reynolds 数の広い範囲で約 0.2 となることから、彼らはこれを波動場にも適用し、水粒子の移動距離が円柱径の 5 倍を越えると、上下 2 個の渦が放出されるとした。ここではこの考えを共存場に対して適用する。

最後に残された問題は、後流渦の移動速度 v_n の評価である。可視化実験から、渦の移動速度は、主流の水粒子運動に追従したものになるが、発達初期においてはその値は小さく、循環の増加とともに漸増し、離脱時において主流速度にほぼ等しくなることが確かめられた。

可視化実験によれば波の 1 周期間に渦が 1 個離脱する場合の後流渦の挙動は図-1 のようである。図に示されるように、渦の発生から離脱まで波の 2 周期間を要し、渦は波と流れの合速度が最大となる位相付近で、1 周期ごとに円柱の交互の側面から離脱することがわかる。以上の考察からこの場合の渦の移動速度として次式を仮定した。

$$v_n = (U + u_m \cos \sigma t) \exp \{-\beta(4\pi - \sigma t^*)\} \dots\dots (4)$$

ここに、 t^* は渦が発生してから時間、 β は渦の移動速度の遷移の速さを表わすパラメーターである。渦は離脱してその流下速度が主流速度と等しくなると揚力の発生に全く寄与せず、また離脱の時点で新たな渦の発生があるから、(2) 式においてはつねに 2 個の渦について計算を行えばよい。

次に図-2 は 1 周期間に 2 個の渦が離脱する場合の後流渦の挙動を示したもので、渦の発生から離脱まで波の 1 周期間を要する。この場合の (4) 式に対応する渦の移動速度の表示式として次式を仮定した。

$$v_n = (U + u_m \cos \sigma t) \exp \{-\beta(2\pi - \sigma t^*)\} \dots\dots (5)$$

この場合の渦の離脱の位相は、波の位相 π をはさんで対称な位相で起こり、その 2 つの位相時において、他方の成長しつつある渦の循環が等しくなると仮定することにより求めた。またこの場合も揚力算定には 2 個の渦について計算を行えばよい。

(3) 実験結果との比較

図-3 に測定された揚力変動の例を示す。揚力変動はうなりを伴ったり、不規則変動を示す場合も見られるが、このように規則的な変動をする場合も多く、一様に統計的に取扱うことが問題であることを示すものであ

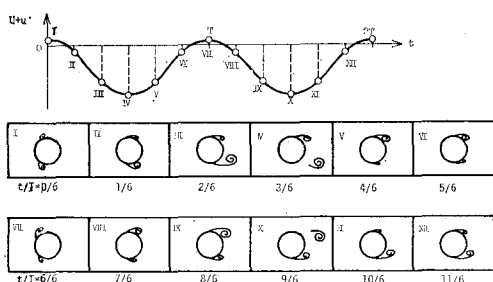


図-1 波の 1 周期間に渦が 1 個離脱する場合の渦の挙動

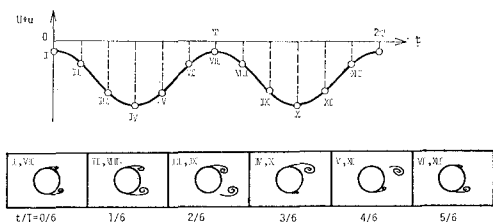


図-2 波の 1 周期間に渦が 2 個離脱する場合の渦の挙動

る。

まず渦が波の1周期間に1個離脱する実験ケースについて、実験で用いた波と流れの条件から、上述のモデルで揚力変動を計算した結果が図-4である。図より本モデルは実測値の大きさおよび変動波形を良く説明することがわかる。図中に示した C_L は次式で計算される揚力係数である。

$$C_L = f_L / (0.5 \rho D (u_m + |U|)^2) \dots \dots \dots (6)$$

ここに f_L は単位長さ当りの揚力の大きさを示す。計算値と実測値は多少の位相のずれが見られるが、これは渦の離脱が波と流れの合速度が最大となる位相で起こると仮定したことによると思われる。図-4において β は4として計算したが、図-5は β による揚力変動の計算結果の変化を示したものである。図より β が約4で実測値との一致が良く、 β が小さくなると揚力変動の立ち上がりがゆるやかになることがわかる。

次に波の1周期間に渦が2個離脱する場合について考察する。図-6は共存場における計算結果であり、揚力

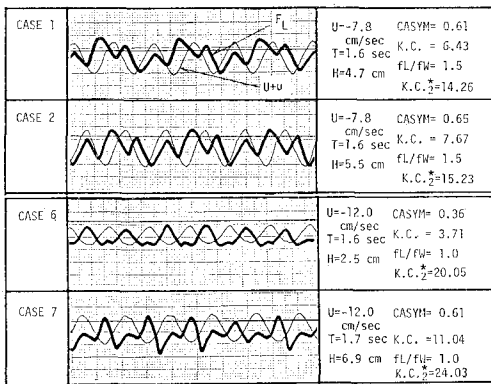


図-3 揚力変動の実測結果の1例

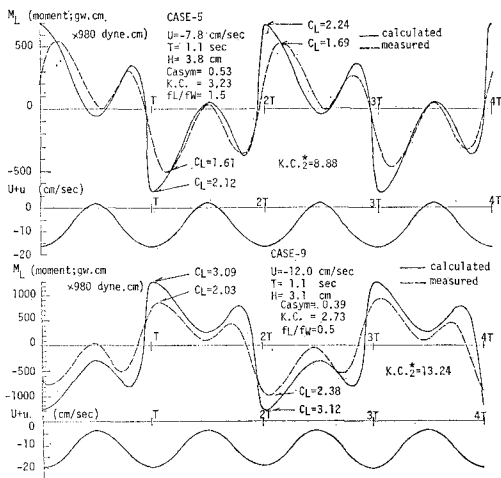


図-4 波の1周期間に渦が1個離脱する場合の揚力変動の実測値と計算値の比較

の大きさ自体が大きく異なることがわかる。図-7は著者らが行った実験結果で、1/3 最大揚力係数 $C_{L1/3}$ と共存場における新たな K.C. 数、(K.C.) $\frac{1}{2}$ との関係を示すが⁴⁾、これを比較すると図-6の実測値の大きさはほぼ妥当であるが計算値は過大であることがわかる。

樫木・中村ら⁸⁾は、波動場において K.C. 数が9以下では、揚力係数 C_L が K.C. 数に比例して増加することを渦の挙動から理論的に示しているが、K.C. 数がそれより大きい領域では C_L が減少するという実験結果を説明できていない。また Stansby⁶⁾ の揚力の算出モデルにおいても、K.C. 数が大きくなると実験値より過大な揚力係数が算出されている。このように K.C. 数が大きい

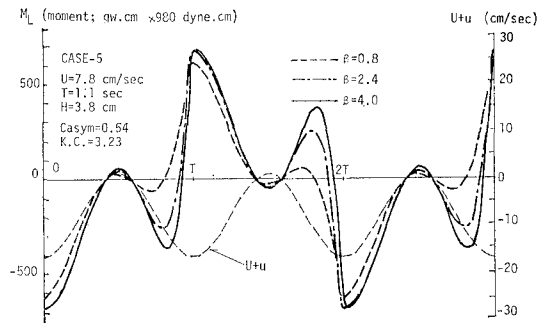


図-5 β による揚力変動の計算値の変化

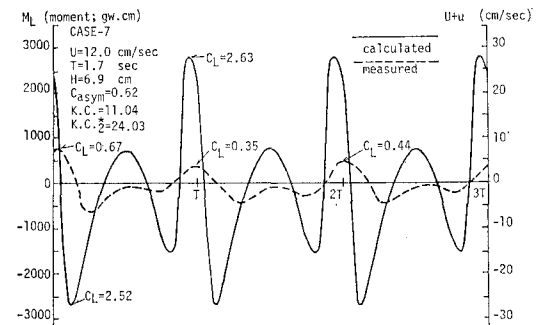


図-6 波の1周期間に渦が2個離脱する場合の揚力変動の実測値と計算値の比較

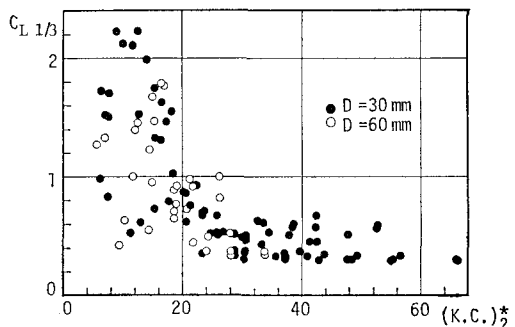


図-7 波と流れの共存場における 1/3 最大揚力係数 $C_{L1/3}$ の (K.C.) $\frac{1}{2}$ による変化

場合には、本モデルで仮定した循環や揚力の評価式の妥当性について検討し直す必要があり、今後の課題といえよう。

4. 共存場における揚力変動の周波数特性のモデル

(1) 共存場における揚力変動の特性

定常流においては揚力の変動周波数は流れの流速の増加とともに連続的に増加するが、波動場においては、揚力変動周波数 f_L と波の周波数 f_W との比 f_L/f_W は整数となり、K.C. 数の増加とともにステップ状に変化する^{7),8)}。すなわち、波高を増加することによって水粒子速度を大きくしても、ある K.C. 数の範囲では f_L は一定であって、外力である波の周波数に強く拘束される。

波と流れの共存場は、波動場と定常流場をつなぐ遷移場であるが、著者らは波と流れの流速構成比が小さい場合、すなわち強い流れに相対的に小さな波動成分が重畳した場合にも、揚力変動周波数が波の周波数に支配されることを明らかにした⁹⁾。これは一様流中で物体を振動させた場合に、渦発生周波数が物体の振動周波数と一致するという frequency-locking 現象²⁾と類似の現象である。また最近では、気流中に含まれる乱れによる変動成分の空力特性に及ぼす効果についての研究がなされており⁹⁾、上記の現象と類似するものといえよう。

波動場において f_L/f_W の値が整数値になることは先に述べたとおりであるが、共存場においては f_L/f_W が 0.5, 1.5, 2.5, ... と半奇数になる場合があることが実験により明らかになった⁹⁾。以下では共存場における f_L/f_W の実験結果を説明するモデルについて考察する。

(2) 揚力変動周波数の算出モデル

3. では円柱に作用する揚力は、(1) 式により算出することを述べた。また揚力変動は (1) 式中の揚力に寄与する主要な項のみをとりだした (2) 式により、ほぼ説明できることを示した。本節では波と流れの条件を与えて、 f_L/f_W を算出するモデルを提示することが目的であり、そのために (2) 式をさらに簡略化した取扱いを行う。揚力の変動周波数を議論する上では、渦の減衰、成長および渦の移動速度を無視し、渦が離脱する現象のみを考察すれば十分である。この仮定の下では (2) 式は次式のような Kutta-Joukowski 型の算定式となる。

$$F_L = -\rho V \Gamma \dots \dots \dots (7)$$

さて、波動場では有限振幅性を無視すれば、水粒子速度は正負対称な正弦的变化を示すので、流況の対称性より、円柱の上・下流側で離脱する渦の個数は同じとなる。半周期間の離脱渦個数を n とすれば、1 周期間に $2n$ 個の渦が離脱する。離脱とともに円柱まわりには放出される渦の強さと逆符号の循環が付加されるので、循環 Γ は

$2n$ 回符号を変えることになる。一方、主流流速 V は 1 周期に 2 回符号を変えるから、 Γ と V の積で表わされる F_L は $2n+2$ 回符号を変化させる。したがって、

$$f_L/f_W = n+1 \dots \dots \dots (8)$$

を得る。

一方、共存場では流れが加わることにより、円柱に対して水粒子運動が非対称となり、離脱する渦の個数も円柱の両側で異なることになる。

流れの流速 U が波の水粒子速度振幅 u_m より小さい場合 ($|U| \leq u_m$) には、円柱の相方の側で離脱する渦の個数を n_1 , n_2 とすると、循環 Γ は波の 1 周期間に n_1+n_2 回その符号を変え、主流 V は 2 回符号を変える。したがって f_L/f_W は次式で与えられる。

$$f_L/f_W = \frac{1}{2}(n_1+n_2+2) \quad (|U| \leq u_m) \dots \dots \dots (9)$$

一方、 $|U| > u_m$ の場合には水粒子の運動は常に一方方向で、1 周期中の渦個数を n とすると、循環は n 回符号を変え、主流 V は符号を変えない。すなわち、

$$f_L/f_W = n/2 \quad (|U| > u_m) \dots \dots \dots (10)$$

波動のみの場合の (9) 式は、(10) 式において $n_1=n_2$ の場合に相当する。共存場の場合は一般に $n_1 \neq n_2$ で半奇数の場合が生じる。

(10), (11) 式から渦の離脱個数 n_1 , n_2 , n を求めれば、 f_L/f_W が計算できるが、この算出にあたっては 3. と同様に沢本らにならい、円柱のそれぞれの側における水粒子の移動距離が円柱径の 2.5 倍を超えることに渦が 1 個放出すると考える。いま波と流れの条件として、波と流れの水粒子速度の構成比を表わす C_{asym}

$$C_{asym} = u_m/(u_m + |U|) \dots \dots \dots (11)$$

と、波の水粒子速度のみから定義される K.C. 数

$$K.C. = u_m T / D \dots \dots \dots (12)$$

の 2 つのパラメーターで表現する。たとえば $u_m \geq |U|$ の場合の n_1 は次式で計算される。

$$n_1 = \left[\frac{2 \int_0^{t^*} (U + u_m \cos \sigma t) dt}{2.5 D} \right] \\ = \left[\frac{2}{5} \frac{K.C.}{\pi} \left(\sin \sigma t^* + 2\pi \frac{U}{u_m} \frac{t^*}{T} \right) \right] \dots \dots \dots (13)$$

上式で [] は、その値をこえない最大の整数を表わす。 t^* は水粒子の合速度が 0 となる時刻であり、次式で与えられる。

$$t^* = \cos^{-1}(-U/u_m)/\sigma \dots \dots \dots (14)$$

また U/u_m は (11) 式より C_{asym} で表現できる。また n_2 および n についても同様に (13) 式に相当する計算式を得ることができる。以上より n_1 , n_2 , n および f_L/f_W は K.C. 数と C_{asym} が与えられればすべて計算することができる。

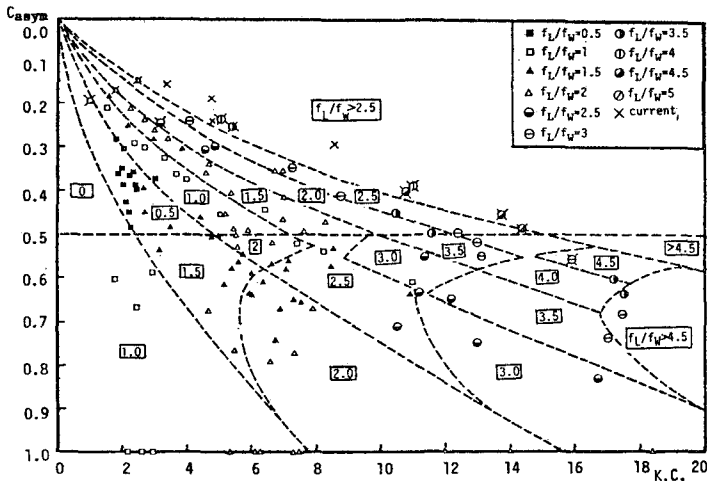


図-8 揚力変動周波数 f_L と波動の周波数 f_w との比 f_L/f_w に関する実験結果と本モデルによる計算結果の比較

(3) 実験結果との比較

図-8は著者らが行った f_L/f_w に関する実験結果³⁾と、上述のモデルから得られる計算結果をあわせて示したものである。図中にプロットされた点は実験結果であり、破線で示したものは計算から得られた f_L/f_w の領域区分である。計算結果は C_{asym} が 0.5 を境に値を変えるが、これはモデルで $|U| \leq u_m$ と $|U| > u_m$ を区分して考えるからである。

図-8 から、ここで示した簡単なモデルによっても、 f_L/f_w が半奇数となる性質も含めて実験結果を良く説明できることがわかる。またこうしたモデルによる検討を通じて f_L/f_w の値が半奇数となるのは、円柱の左右側での水粒子速度の非対称性から、相方の側での渦の離脱個数が異なるためであることがわかる。

5. 結 論

本研究は可視化実験により、波と流れの共存場における後流渦の特性を調べ、それをもとに揚力変動の算定モ

デルを検討したものである。

その結果、渦が波の1周期間に1個離脱する場合には、モデルから算出される揚力変動は実測の揚力変動を良く説明することがわかった。

また、揚力変動周波数の特性について、同様な簡単なモデルを展開し、実験結果を説明することを試みた。このモデルは、共存場において揚力変動周波数が波の周波数の整数倍または半奇数倍になるという性質を含めて、実験結果を良く説明できることがわかった。

参 考 文 献

- 1) 岩垣雄一・浅野敏之・永井文博：波と流れの共存場に置かれた円柱に作用する流体力，第29回海岸工学講演会論文集，pp. 433~437，1982。
- 2) Bishop, R. E. D. and A. Y. Hassan: The lift and drag forces on a circular cylinder oscillating in a flowing fluid, Proc. Roy. Soc. London, A 277, pp. 51~75, 1964.
- 3) 浅野敏之・岩垣雄一・永井文博：円柱に作用する揚力変動と波動との同調現象について，土木学会年次学術講演会講演集，II，pp. 795~796，1982。
- 4) 浅野敏之・岩垣雄一・山田哲夫：波と流れの共存場に設置された鉛直単円柱に作用する揚力特性，土木学会年次学術講演会講演集，II，pp. 225~226，1983。
- 5) Sarpkaya, T.: Lift, drag and added-mass coefficients for a circular cylinder immersed in a time-dependent flow, J. Applied Mech., Vol. 30, pp. 13~15, 1963.
- 6) Stansby, P. K.: An inviscid model of vortex shedding from a circular cylinder in steady and oscillatory far flows, Proc. Inst. of Civil Eng., Univ. of Salford, pp. 865~880, 1977.
- 7) 沢本正樹・菊地健治：振動流中におかれた円柱に作用する揚力，第26回海岸工学講演会論文集，pp. 429~433，1979。
- 8) 榎木 亨・中村孝幸・喜田 浩：円柱に作用する規則波による揚力について，第22回海岸工学講演会論文集，pp. 525~530，1975。
- 9) 白石成人・松本 勝・岡南博夫：変動風中における塔状構造物のギャロッピングに関する一考察，風工学シンポジウム，pp. 273~279，1982。