

振動流と定常流の共存場に設置された円柱に作用する 流体力特性の数値解析

榎 田 真 也*・馬 替 敏 治**・由 比 政 年***・石 田 啓****

1. 序 論

海岸構造物の受ける波力特性を解明・予測するために、従来、波動および振動流中の柱体を対象とした研究が広く進められ（例えば、Williamson, 1985; Sumer and Fredsoe, 1997 など）、KC 数や Reynolds 数の変化に対する周辺の流況や流体力の基本的な特性が明らかになっている。しかし、現実の海象条件を考慮した場合、波動成分と共に海流、潮流および海浜流などの平均流成分が存在するため、波と流れの共存場と波動単独の場合の流体力や流況特性の相違点を正確に把握することが重要となる。

共存場の流体力特性に関する研究例は、波動場や振動流場に比べて極めて少ないと言えるが、波向きに対して流れが平行に作用する場合を扱った研究は幾つか報告されている（Verley・Moe, 1979; Sarpkaya・Storm, 1985）。岩垣ら（1982）は、循環流発生装置を備えた造波水槽に設置された円柱に対する流体力係数を求めると共に、水表面の流れの可視化から、KC 数が 3 付近で、流れ成分の変化に伴う後流渦パターンの違いを究明している。Sarpkaya ら（1992）は、振動流と定常流の共存場における円柱周辺の流体場に対する数値解析を行い、KC 数が 4 から 6 で発生する周期的に安定した渦配列の存在を明らかにしている。しかし、流体力の時間的な変動特性および後流渦の生成・放出過程の詳細については未解明な点が多い。

一方、著者らは、これまでに、振動流場に設置された円柱に作用する流体力特性とその周辺の流況の関連を数値的に明らかにすると共に、流体力解析モデルの定量的な有効性を検証してきた（由比ら, 1998）。さらに、本研究では、従来の解析モデルを振動流と定常流の共存場に対して発展させ、円柱の受ける流体力を算定する。以下では、定常流速および KC 数の違いによる振動方向および直交方向の流体力の時間変化と渦放出パターンとの関連性を検討する。また、流体力係数に関して、従来の実

験結果との比較を行い、計算手法の有効性を検証する。

2. 解析条件

振動流場に関して前報（由比ら, 1998）で開発・検証した一般曲線座標系に変換された Navier-Stokes 方程式の解析モデルを利用して、円柱周辺の振動流と定常流の共存場に対して数値解析を行った。解析モデルの詳細に関しては、石田・由比（1996）を参照されたい。

図-1 に示すように、 x 軸方向に正弦振動流と定常流が同時に作用する共存場中に固定された円柱周辺の流体場の解析を行う。円柱周辺の流況は、振動流成分に関する KC 数および β 数（あるいは、Reynolds 数 $= KC \cdot \beta$ ）に、定常流成分の効果を表す相対速度 V_r を加えた次の 3 つの無次元パラメータにより特徴づけられる。

$$KC = \frac{U_m T'}{D}, \beta = \frac{D^2}{\nu T'}, V_r = \frac{V_c}{U_m} \dots\dots\dots (1)$$

ここで D' は円柱直径、 T' は振動流の周期、 ν は動粘性係数、 V_c は定常流速、 U_m は最大振動流速を表す。なお、ブライムを付した変数は有次元量である。相対速度 $V_r=0$ の場合は振動流単独の場合に対応する。今回は、 β 数を 200 と固定し、KC 数を 1 から 20、 V_r を 0 から 1.0 の範囲で変化させて解析を行った。初期条件としては、静止流体場を考え、 x 軸方向に次式で示される共存場の外部流速を時間発展させ、20 周期間の計算を行った。

$$u_{\infty}(t) = U_m \left[\sin\left(\frac{2\pi t'}{T'}\right) + V_r \right] \dots\dots\dots (2)$$

振動流の前半周期（ $t'/T'=0\sim 1/2$ ）で振動流と定常流は同方向、後半周期（ $t'/T'=1/2\sim 1$ ）で逆方向となる。

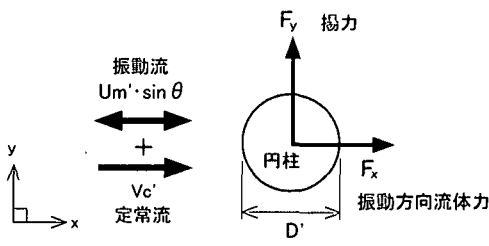


図-1 正弦振動流と定常流の共存場の設定

* 正会員 工修 金沢大学助手 工学部土木建設工学科
 ** 正会員 金沢大学教授 工学部土木建設工学科
 *** 正会員 工博 金沢大学助教授 工学部土木建設工学科
 **** 正会員 工博 金沢大学教授 工学部土木建設工学科

3. 解析結果および考察

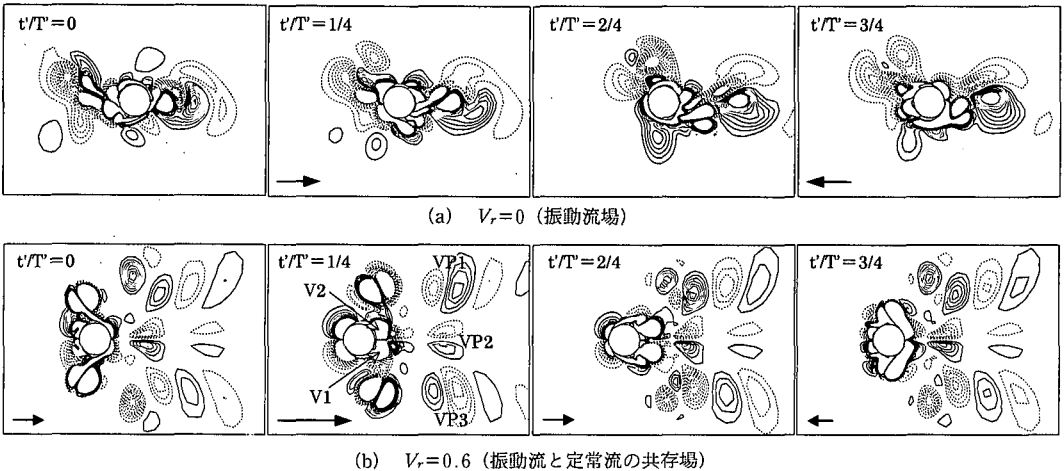
3.1 相対速度 V_r に対する流況特性の変化

図一2および図一3は、 $KC=4$ および $KC=16$ の場合の円柱周辺での渦度分布の時間変化を示したものである。時計回りの渦度は実線で、反時計回りの渦度は破線で示し、図中の矢印は主流速度を表す。ここでは、各図の上段(a)に示した振動流のみの場合と、下段(b)の定常流が共存する場合($V_r > 0$)の流況特性の違いを検討する。

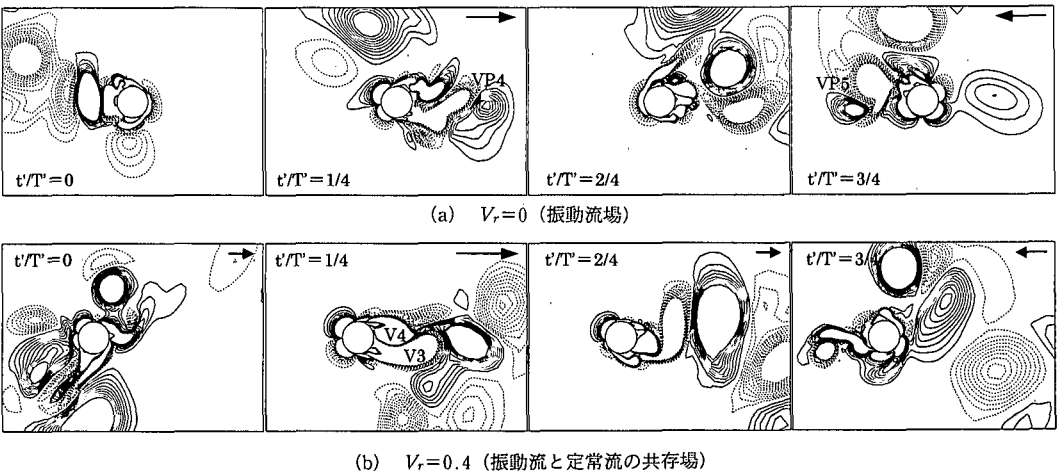
$KC=4$ の振動流場では、後流渦の放出はなく、渦度が円柱付近に集中する。流れ場は上下非対称である。定常流が共存する場合(図一2(b))、前半周期に円柱背後で比較的大きな渦対(V1, V2)が形成され、後半周期で渦は円柱側方に回り込み、以後、定常流に従って流下する。後流域では、主流と直交方向に並んだ3組の渦対(VP1, VP2, VP3)が周期毎に形成される。この時の渦流れパ

ターンは上下対称で、周期的に非常に安定する。この3組の並列渦は、今回の解析条件の範囲では $KC=4\sim6$ 、 $V_r=0.6\sim0.8$ の時に発生する。同様の渦流れパターンはSarpkayaら(1992)の計算結果にも見られ、発生条件も整合する。

$KC=16$ の振動流のみの場合、流況は半周期毎に放出される1組の渦対(VP4, VP5)によって特徴づけられる。渦の生成・放出過程は由比ら(1998)に詳しく示した通りである。共存場の場合(図一3(b))は、振動流と定常流が同方向の振動前半周期で、円柱背後で非常に大きな渦(V3, V4)が交互に生成・放出され、後流域は一樣流中で形成されるカルマン渦列に似た様相を示す。振動前半周期に形成される後流渦の個数は、 KC 数および相対速度 V_r に比例して増加する。一方、後半周期では、定常流に対して振動流が逆方向に作用し、外部流速が減少するため、後流渦の生成・放出が抑制され、 $t/T=3/4$ の時



図一2 $KC=4$ の場合の円柱周辺の渦度分布の時間変化



図一3 $KC=16$ の場合の円柱周辺の渦度分布の時間変化

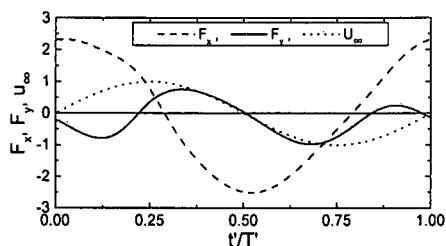
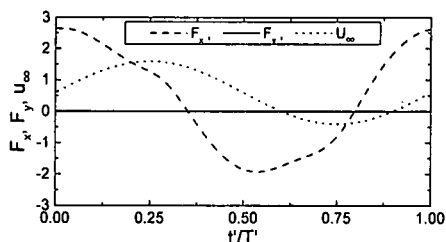
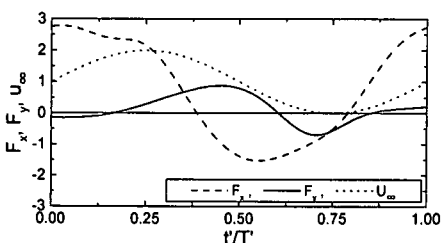
(a) $V_r=0$ (振動流場)(b) $V_r=0.6$ (c) $V_r=1.0$

図-4 KC=4 の場合の流体力の時間変化

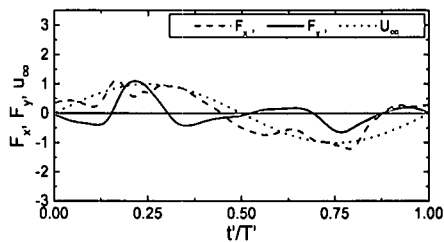
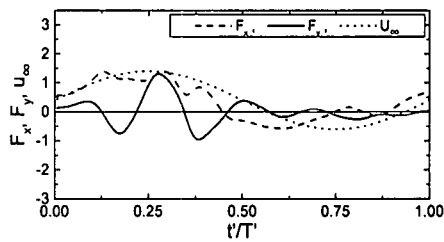
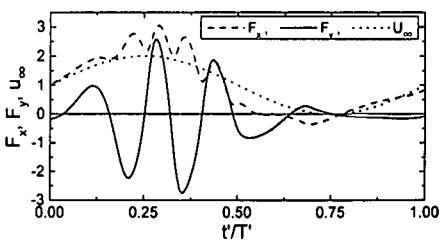
(a) $V_r=0$ (振動流場)(b) $V_r=0.4$ (c) $V_r=1.0$

図-5 KC=16 の場合の流体力の時間変化

に生成される渦の径や渦度は相対的に減少する。

3.2 相対速度 V_r に対する流体力変動特性の変化

図-4 および図-5 は、 $KC=4$ および 16 の場合の 1 周期間の振動方向（破線）および振動直交方向（実線）の無次元流体力 $F(F=F'/(\rho'D'U_\infty^2))$ の時間変化を示す。図中の点線は式 (2) で与えられる外部流速を表す。

$KC=4$ では、 V_r に依らず振動方向流体力は非常に安定した周期的変化を示す。このような低 KC 数領域では、流体力に対して慣性力成分の寄与が支配的となるため、振動方向流体力は余弦的な変動を示している。 V_r の増加によって振動方向流体力は若干増加する。また、直交方向流体力（揚力）は、 V_r による流れ場の上下対称性の変化を反映し、図-2(b) のように流れ場が上下対称となる $V_r=0.6$ で揚力変動がゼロとなる。振動方向流体力と比べて、 $KC=4$ の揚力の大きさは小さい。一方、 $KC=16$ では、揚力の最大振幅は、振動方向流体力と同程度となり、揚力の時間的な変動が激しくなる。特に、振動流の前半周期に円柱側面で交互に生成される後流渦の個数 ($V_r=0:2$ 個, $V_r=0.6:3$ 個, $V_r=1:4$ 個) に対応して、揚力の基本周波数も増加する。高 KC 数領域では、流体力に

対する抗力成分が慣性力成分に卓越するため、 $KC=16$ の振動方向流体力は外部流速の変動に類似する。図-3(b) に見られたように、振動流の前半周期において生成される後流渦は、発達して比較的大きな流体力変動を引き起こすのに対し、後半周期では、逆に渦の生成が抑制されるために振動方向および直交方向流体力は共に減少する。

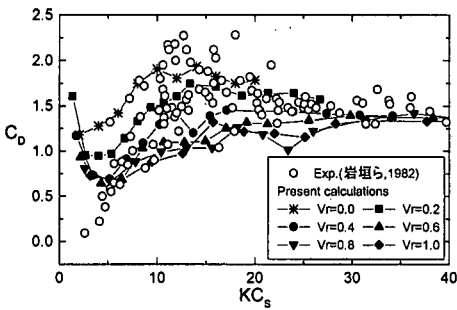
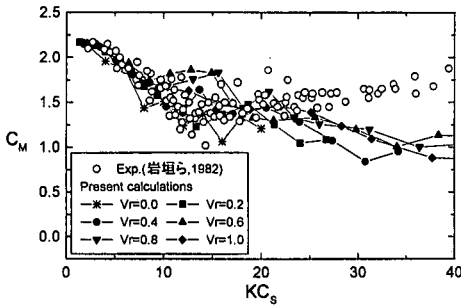
3.3 流体力係数の算出

共存場中の円柱に作用する振動方向流体力 F_x の時間変化が、次の Morison 式で表現されると仮定する。

$$F_x = \frac{1}{2} \rho C_D D' u_\infty |u_\infty| + \rho C_M A' \frac{du_\infty}{dt'} \quad \dots\dots (3)$$

ρ は流体の密度、 A' は円柱の断面積、 C_D および C_M はそれぞれ抗力係数と慣性力係数である。なお、式 (3) は振動流場に対する Morison 式と同形であるが、流速変動 u_∞ に共存場の外部流速を使用する。最小 2 乗法に基づいて算出した流体力係数 C_D および C_M は次式で表される。

$$C_D = \frac{\int_0^{2\pi} F_x |V_r + \sin \theta| (V_r + \sin \theta) d\theta}{4\pi/3 + 6\pi V_r^2 + 2\pi V_r^4} \quad \dots\dots (4)$$

(a) 抗力係数 C_D (b) 慣性力係数 C_M 図-6 KC 数および V_r に対する流体力係数の変化

$$C_M = \frac{KC}{\pi^3} \int_0^{2\pi} F_x \cos \theta d\theta \quad \dots\dots\dots (5)$$

それぞれの流体力係数の算定には、第4から第20周期までの解析結果の平均値を用いた。

図-6(a) および (b) は、計算より求めた抗力係数 C_D および慣性力係数 C_M の変化を、岩垣ら (1982) の実験結果 ($\beta = 450 \sim 4000$) と比較したものである。ここでは、岩垣ら (1982) に従い、定常流方向への水粒子の移動距離と円柱直径の比で定義される次式の KC_s との関係を示している。

$$KC_s = KC \left[V_r \left(\theta_0 + \frac{\pi}{2} \right) + \cos \theta_0 \right] \quad \dots\dots\dots (6)$$

$$\theta_0 = \sin^{-1} V_r \quad \dots\dots\dots (7)$$

相対速度 V_r の違いによって多少分散するものの、抗力係数 C_D は $KC_s = 15$ までは KC_s と共に増加し、その後、 V_r による分散が小さくなり、 $KC_s = 30$ 付近から KC_s および V_r に依らずほぼ一定値となる。こうした KC_s に対する C_D の変化の傾向は実験結果と良く整合している。 V_r が増加するにつれて C_D は一般に減少する。 V_r が 0.2 以下の場合には $KC_s = 15$ 付近で抗力係数 C_D のピークが現れる。一方、 V_r が 0.4 以上の場合、 C_D は KC_s と共に単調に増加し、 $KC_s = 30$ 付近から V_r の変化に依らず一定値となる。その値は、 Re 数が同程度 (200~4000) の一様流場における抗力係数 $C_D = 1.2$ に近い値となっている。これは、高 KC 数領域において、振動流と定常流が

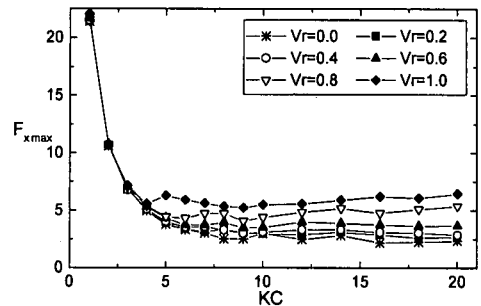
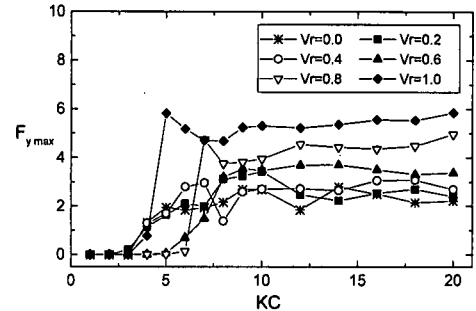
(a) 振動方向流体力 $F_{x\max}$ (b) 直交方向流体力 $F_{y\max}$

図-7 流体力の最大振幅の変化

同方向の時に発達する渦放出パターンが一様流場のカルマン渦列に近づくという流況特性と整合する。

慣性力係数 C_M は、 KC_s が小さい領域では 2 に近い値をとり、 KC_s が増加するにつれて一様に減少する。抗力係数 C_D の場合に比べて、 V_r の違いによる C_M のばらつきは全体的に小さい。 $KC_s = 20$ 付近までは計算結果と実験結果は良好に一致するが、それ以上の範囲では、計算結果は実験結果よりも小さな値を示す。その原因としては、流れ場の相違 (実験：波+流れ、計算：振動流+流れ)、 Re 数および V_r などの条件の相違、乱れや軸方向流れの影響などが考えられる。

3.4 流体力の最大振幅と KC 数および V_r との関係

図-7(a) および (b) は、振動方向および振動直交方向の流体力変動の最大振幅と KC 数および相対速度 V_r との関係を示したものである。流体力の最大振幅 $F_{x\max}$ および $F_{y\max}$ は、第4周期から第20周期までの周期毎の最大振幅を平均化した値である。

振動方向流体力の最大振幅 $F_{x\max}$ は、 KC 数が 1 から 4 にかけて急激に減少し、相対速度 V_r の違いに依らず KC 数毎にほぼ一定値をとる。低 KC 数領域では、流体力変動に対して慣性力成分が支配的となるために、 $F_{x\max}$ に対しても共存する定常流の影響が極めて小さいことが分かる。一方、 $KC = 5$ 以上では、 $F_{x\max}$ は多少変動するが、 KC 数に対してほぼ一定値をとり、その値は相対速度 V_r と共に一様に増加する。高 KC 数領域では流体力変動に

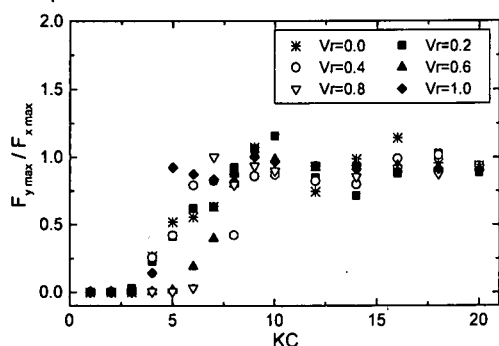


図-8 揚力と振動方向流体力の振幅の比

対する抗力成分の寄与が大きいため、定常流の作用によって加わる抗力が全体的な振動方向流体力の増加に反映される。したがって、相対速度 V_r が増加すると、振動方向流体力の最大振幅 $F_{x\max}$ も増加する。相対速度 $V_r \leq 1.0$ の範囲では、共存する定常流が振動方向流体力の大きさに影響を及ぼす範囲は、KC 数が 5 以上の領域である。

揚力の最大振幅 $F_{y\max}$ は、 $KC \leq 3$ で V_r に依らずゼロとなり、 $KC=4$ から 10 にかけて揚力が徐々に増加する。ただし、 $V_r=0.8$ と 1.0 の場合は、それぞれ $KC=7$ と $KC=5$ で揚力が急増している。一方、 $KC \geq 10$ 以上では $F_{y\max}$ は多少変動するものの V_r ごとに一定値をとる傾向がある。高 KC 数領域では、定常流が共存することによって、振動方向流体力と同様に、揚力の最大振幅も定常流速に比例して増加する。これは、図-3(b)に見られるように振動流の前半周期に円柱上下に後流渦 (V3, V4) が発達することにより、図-5(b) および (c) のような非常に激しい揚力変動が発生するためである。渦放出がなく、円柱表面に渦が付着している $KC < 5$ 付近までは、流体力に対する定常流の効果は非常に小さく、渦の放出現象が始まる $KC=5$ 付近から、流れの影響が顕著となる。最後に、揚力の最大振幅 $F_{y\max}$ と直交方向流体力 $F_{x\max}$ の比 α と KC 数および V_r との関係を図-8 に示す。図-7(b) の揚力振幅に比べ、相対速度 V_r に対する α の分散は全体的に小さくなる。 $KC \approx 9$ 以上で α は 0.9 前後の値をとり、振動方向と同程度の揚力が発生し、定常流速が大きくなるにつれて、振動方向流体力と共に揚力も増加することが分かる。

4. 結 論

非圧縮性 Navier-Stokes 方程式を用いた数値解析を行い、正弦振動流と定常流の共存場中に固定された円柱に作用する流体力の算定および周辺の流況特性について

詳細な検討を行った。 $\beta=200$, $1 \leq KC \leq 20$, $0 \leq V_r \leq 1$ の条件下で得られた結果を以下にまとめる。

(1) $KC=4 \sim 6$, 相対速度 $V_r=0.6 \sim 0.8$ において、後流域に 3 組の並列渦が形成されること、高 KC 数領域では、定常流と振動流が同方向となる位相でカルマン渦列に類似した後流渦が発達することなどの共存場における基本的な流況特性を明らかにすることに成功した。

(2) 相対速度 V_r の変化に対する流体力変動の変化は、流体力に対して慣性力成分が支配的な低 KC 数領域と抗力成分が支配的な高 KC 数領域では大きく異なることを明らかにした。

(3) 振動方向流体力に関する Morison 式中の抗力係数 C_D および慣性力係数 C_M を算出し、KC 数との関係について従来の実験結果と比較・検討を行った。解析により求められた抗力係数 C_D は従来の実験結果と全体的に良く一致するが、慣性力係数 C_M は高 KC 数の条件の下で過小評価されるという問題点が明らかになった。

(4) KC 数および相対速度 V_r の違いによる流体力の最大振幅の変化について詳細な検討を行い、流体力に対して定常流の影響が顕著となるのは $KC \approx 5$ 以上であること、 $KC \geq 10$ では、相対速度 V_r に関わらず振動方向流体力と揚力振幅が同程度となることが分かった。

謝辞：本研究を行うにあたり、金沢大学大学院生の清水信生氏と瀬川和也氏の多大な協力を得た。ここに記して感謝の意を表する。

参 考 文 献

- 石田 啓・由比政年 (1996): 一般曲線座標系表示の Navier-Stokes 方程式を用いた円柱周辺流体場の数値解析, 海岸工学論文集, 第 43 巻, pp. 916-920.
- 岩垣雄一・浅野敏之・永井文博 (1982): 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.
- 由比政年・石田 啓・樺田真也 (1998): 正弦振動流中に設置された円柱に作用する流体力特性の数値解析, 海岸工学論文集, 第 45 巻, pp. 736-740.
- Sarpkaya, T. and M. Storm (1985): In-line force on a cylinder translating in oscillatory flow, Applied Ocean Research, Vol. 7, No. 4, pp. 188-196.
- Sarpkaya, T. et al. (1992): Vortex trajectories around a circular cylinder in oscillatory plus mean flow, J. Offshore Mech. And Arctic Eng., Trans. Of ASME, Vol. 114, pp. 291-298.
- Sumer, B. M. and J. Fredsoe (1997): Hydrodynamics around cylindrical structures, World Scientific Co. Pte. Ltd., p. 530.
- Verley, R. L. P. and G. Moe (1979): The forces on a cylinder oscillating in a current, Norwegian Institute of Technology, Report No. STF60, A79061, p. 58.
- Williamson, C. H. K. (1985): Sinusoidal flow relative to circular cylinders, J. Fluid Mech., Vol. 155, pp. 141-174.