

A Numerical Study of Hydrodynamic Forces on a Circular Cylinder in Oscillatory plus Mean Flow

メタデータ	言語: jpn 出版者: 公開日: 2017-10-05 キーワード (Ja): キーワード (En): 作成者: メールアドレス: 所属:
URL	http://hdl.handle.net/2297/19873

波・流れ共存場中の円柱に作用する流体力に関する数値解析

榎田 真也¹・馬替 敏治¹・由比 政年¹
小清水 信生²・石田 啓¹

(2000 年 8 月 30 日受付: Received August 30, 2000)

(2000 年 11 月 13 日受理: Accepted November 13, 2000)

A Numerical Study of Hydrodynamic Forces on a Circular Cylinder in Oscillatory plus Mean Flow

Shinya UMEDA¹・Toshiharu MAGAI・Masatoshi YUHI¹
Nobuo KOSHIMIZU²・Hajime ISHIDA¹

1. はじめに

流れの中に固定された柱体周辺の流況は剥離に伴う後流渦の非定常な運動を含み, その作用流体力は複雑に変化する。このような流れの代表的な例は, 橋脚, 海洋プラットフォームおよびパイプラインなどの海中構造物周辺の流れに見られ, 構造物を安全に設置するには, 周辺の流況と流体力特性を正確に算定することが必要となる。こうした観点から, 波および振動流中に固定された円柱を対象とする研究が広く進められ^{1),2),3)}, 渦放出パターンや流体力などの特性が体系的に明らかにされている。しかし, 実際の海象条件の下では, 波動成分とともに海流, 潮流, 吹送流, 海浜流および砕波などによって引き起こされる流れ成分が共存するため, 共存する流れが波動場の流況と流体力に及ぼす影響を正確に評価することが必要となる。

共存場中にある構造物の周辺の流況および流体力に関する研究として, 波向きに平行な流れが作用する場合を扱った研究が報告されている。Verley ら⁴⁾ は定常流中を

正弦振動する円柱に, Sarpkaya ら⁵⁾ は正弦振動流中を定速移動する円柱に作用する流体力の測定を行い, 修正 Morison 式に基づき流体力係数を算定した。Iwagaki ら⁶⁾ は循環流発生装置を備えた造波水槽中に固定された円柱の流体力係数を求めると共に, 水表面の流れの可視化から, 流れ成分の変化に対応して生じる渦流れパターンを明らかにした。一方, 数値解析による研究としては, Sarpkaya ら⁷⁾ が, 非圧縮性 Navier-Stokes 方程式を用いて定常流と振動流の共存場に設置された円柱周辺の流体場の解析を行い, Keulegan-Carpenter 数 (KC 数) および振動流に対する定常流の相対速度の変化によって生じる典型的な後流渦の配列を詳細に可視化することに成功している。

しかしながら, 流体力変動とその周辺の流況特性との関連についての検討は未だ不十分であり, 流体力特性を体系的に明らかにするには至っていない。また, Sarpkaya ら⁷⁾ でも述べられているように, 波・流れ共存場に関する研究はその工学的な重要性に比して少なく, 特に, 数値解析による研究例は極めて少ない。数値的手法によ

¹金沢大学工学部土木建設工学科: Department of Civil Engineering, Kanazawa University, 2-40-20 Kodatsuno, Kanazawa, Japan, Zip. 920-8667

²金沢大学大学院自然科学研究科博士前期過程環境基盤工学専攻: Graduate School of Natural Science and Technology, Kanazawa University, 2-40-20 Kodatsuno, Kanazawa, Japan, Zip. 920-8667

る検討は、模型実験で行うことが困難な波浪条件に対しても直接的な拡張が可能であり、今後の発展が期待される。

そこで本研究では、一般曲線座標系に変換した2次元非圧縮性 Navier-Stokes 方程式の数値解析を差分法に基づいて行い、定常流と正弦振動流の共存場中に固定された円柱周辺の流況および流体力特性について詳細に検討する。まず、KC 数および流れの相対速度に依存して生じる特有の渦流れパターンの変化および対応する流体力変動との関連を明らかにする。次に、解析で求められた流体力係数の値を従来の実験結果と比較し、計算手法の定量的な有効性を検証する。

2. 解析の手法

2.1 基礎方程式

解析に用いた基礎方程式は、2次元非圧縮性粘性流体に対する流体場の連続式および Navier-Stokes 方程式を無次元化したものである。この基礎方程式系に対して、MAC 法⁸⁾に従って数値解析を行う。解析手法の詳細に関しては、前報³⁾に示した通りであるので、ここではその概略を説明する。

MAC 法⁸⁾では、連続式に代わるものとして、Navier-Stokes 方程式の発散をとり、連続式と組み合わせることによって導かれる圧力に対する Poisson 方程式を用いる。また、円柱周辺の流体場を解析する際には、円柱表面近傍の境界層の構造を正確に捉えることが重要であり、円柱表面に沿った境界適合座標系を利用することが有効となる。そこで、基礎方程式を物理空間 (x, y, t) から一般曲線座標系である計算空間 (ξ, η, τ) に座標変換して解析を行う。

$$\xi = \xi(x, y, t), \eta = \eta(x, y, t), \tau = t \quad (1)$$

変換された Navier-Stokes 方程式および圧力に対する Poisson 方程式は次のように表される。

$$\begin{aligned} & \frac{\partial u}{\partial \tau} + \frac{1}{J} \left[\left(u - \frac{\partial x}{\partial \tau} \right) \frac{\partial y}{\partial \eta} - \left(v - \frac{\partial y}{\partial \tau} \right) \frac{\partial x}{\partial \eta} \right] \frac{\partial u}{\partial \xi} \\ & + \frac{1}{J} \left[\left(v - \frac{\partial y}{\partial \tau} \right) \frac{\partial x}{\partial \xi} - \left(u - \frac{\partial x}{\partial \tau} \right) \frac{\partial y}{\partial \xi} \right] \frac{\partial u}{\partial \eta} \\ & = -\frac{1}{J} \left(\frac{\partial y}{\partial \eta} \frac{\partial p}{\partial \xi} - \frac{\partial y}{\partial \xi} \frac{\partial p}{\partial \eta} \right) + \frac{1}{Re} \bar{\Delta} u \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial v}{\partial \tau} + \frac{1}{J} \left[\left(u - \frac{\partial x}{\partial \tau} \right) \frac{\partial y}{\partial \eta} - \left(v - \frac{\partial y}{\partial \tau} \right) \frac{\partial x}{\partial \eta} \right] \frac{\partial v}{\partial \xi} \\ & + \frac{1}{J} \left[\left(v - \frac{\partial y}{\partial \tau} \right) \frac{\partial x}{\partial \xi} - \left(u - \frac{\partial x}{\partial \tau} \right) \frac{\partial y}{\partial \xi} \right] \frac{\partial v}{\partial \eta} \\ & = -\frac{1}{J} \left(\frac{\partial x}{\partial \xi} \frac{\partial p}{\partial \eta} - \frac{\partial x}{\partial \eta} \frac{\partial p}{\partial \xi} \right) + \frac{1}{Re} \bar{\Delta} v \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \bar{\Delta} p = & -\frac{1}{J^2} \left[\left(\frac{\partial y}{\partial \eta} \frac{\partial u}{\partial \xi} - \frac{\partial y}{\partial \xi} \frac{\partial u}{\partial \eta} \right)^2 \right. \\ & + 2 \left(\frac{\partial x}{\partial \xi} \frac{\partial u}{\partial \eta} - \frac{\partial x}{\partial \eta} \frac{\partial u}{\partial \xi} \right) \left(\frac{\partial y}{\partial \eta} \frac{\partial v}{\partial \xi} - \frac{\partial y}{\partial \xi} \frac{\partial v}{\partial \eta} \right) \\ & + \left. \left(\frac{\partial x}{\partial \xi} \frac{\partial v}{\partial \eta} - \frac{\partial x}{\partial \eta} \frac{\partial v}{\partial \xi} \right)^2 \right] \\ & + \frac{1}{J \delta t} \left(\frac{\partial y}{\partial \eta} \frac{\partial u}{\partial \xi} - \frac{\partial y}{\partial \xi} \frac{\partial u}{\partial \eta} + \frac{\partial x}{\partial \xi} \frac{\partial v}{\partial \eta} - \frac{\partial x}{\partial \eta} \frac{\partial v}{\partial \xi} \right) \end{aligned} \quad (4)$$

ここで、 u, v は速度、 p は圧力、 Re は Reynolds 数である。 $\bar{\Delta}$ は一般曲線座標系での Laplace 演算子であり、次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \bar{\Delta} \phi = & \frac{1}{J^2} \left(\alpha \frac{\partial^2 \phi}{\partial \xi^2} - 2\beta \frac{\partial^2 \phi}{\partial \xi \partial \eta} + \gamma \frac{\partial^2 \phi}{\partial \eta^2} \right) \\ & + \frac{1}{J^3} \left[\left(\alpha \frac{\partial^2 x}{\partial \xi^2} - 2\beta \frac{\partial^2 x}{\partial \xi \partial \eta} + \gamma \frac{\partial^2 x}{\partial \eta^2} \right) \right. \\ & \left. \left(\frac{\partial y}{\partial \xi} \frac{\partial \phi}{\partial \eta} - \frac{\partial y}{\partial \eta} \frac{\partial \phi}{\partial \xi} \right) \right. \\ & + \left. \left(\alpha \frac{\partial^2 y}{\partial \xi^2} - 2\beta \frac{\partial^2 y}{\partial \xi \partial \eta} + \gamma \frac{\partial^2 y}{\partial \eta^2} \right) \left(\frac{\partial x}{\partial \eta} \frac{\partial \phi}{\partial \xi} - \frac{\partial x}{\partial \xi} \frac{\partial \phi}{\partial \eta} \right) \right] \end{aligned} \quad (5)$$

ここで、 J, α, β, γ は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} J = & \frac{\partial x}{\partial \xi} \frac{\partial y}{\partial \eta} - \frac{\partial x}{\partial \eta} \frac{\partial y}{\partial \xi}, \alpha = \left(\frac{\partial x}{\partial \eta} \right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial \eta} \right)^2, \\ \beta = & \frac{\partial x}{\partial \xi} \frac{\partial x}{\partial \eta} + \frac{\partial y}{\partial \xi} \frac{\partial y}{\partial \eta}, \gamma = \left(\frac{\partial x}{\partial \xi} \right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial \xi} \right)^2 \end{aligned} \quad (6)$$

2.2 基礎方程式の差分化

数値的な安定性を良くするために、時間積分する際には、1次精度の陰的な Euler スキームを用いた。一方、空間的な差分化においては、対流項以外はすべて2次精度の中心差分を用い、対流項の差分化に対しては、3次精度の風上差分⁹⁾を用いた。このようにして得られた差分方程式を SOR 法を用いて解き、流体場の時間発展の計算を行った。なお、計算格子には物理量の評価点と差分格子点が一一致する通常格子 (Regular mesh) を用いた。

3. 解析結果および考察

3.1 解析条件の設定

図1に示すような、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。次元解析より、その円柱周辺の流況は、振動流成分に関するKC数、 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。

$$KC = \frac{U'_m T'}{D'}, \beta = \frac{D'^2}{\nu' T'}, V_r = \frac{V'_c}{U'_m} \quad (7)$$

ここで D' は円柱の直径、 T' は振動流の周期、 ν' は流体の動粘性係数、 V'_c は定常流速、 U'_m は振動流の最大流速を表す。なお、' を付した変数は有次元量、' が無いものは無次元量を示す。相対速度 $V_r = 0$ の場合は正弦振動流場である。今回は、 β 数を 200 と固定し、KC 数を 2 から 20、 V_r を 0 から 1.0 の範囲で変化させて流体場の解析を行った。解析にあたっては、円柱表面に沿った境界適合格子を用い、周方向に 94 点、半径方向に 89 点の格子点数とした。計算領域の全体長は半径方向に円柱直径の約 120 倍とした。また、時間間隔は 1 周期を 10000 ステップに分割することにより決定した。

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定常流・振動流共存場を時間発展させ 20 周期分の計算を行った。

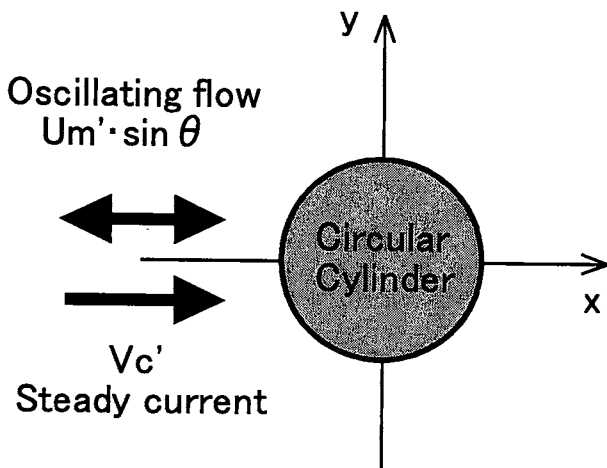


図1 共存場の設定

$$\begin{aligned} u'_\infty(t') &= U'_m \sin\left(\frac{2\pi t'}{T'}\right) + V'_c \\ &= U'_m \left[\sin\left(\frac{2\pi t'}{T'}\right) + V_r \right] \end{aligned} \quad (8)$$

ただし、第1周期の間に定常流速が V'_c となるよう徐々に加速した。振動前半周期 ($t'/T' = 0 \sim 1/2$) において振動流と定常流は同方向、後半周期 ($t'/T' = 1/2 \sim 1$) は逆方向となる。また、流体場の y 軸方向非対称性の発現を容易にするために、計算の初期の段階で、円柱に対して流れの直交方向に弱い振動を加えた。その方法は正弦振動流場の解析に関する前報³⁾と同様である。

境界条件は次のように設定した。計算領域の外縁は円柱から十分遠方にあるとして、外部境界では一様に(8)式で表される共存場の速度および圧力の値を与えた。一方、円柱表面上では、速度を滑りなしの条件で与え、圧力は外挿により決定した。

3.2 円柱周辺の流況に関する検討

振動流中における円柱周辺の流れは、半周期毎に生成される渦の干渉過程を伴い、渦流れパターンが KC 数の値によって種々変化する。KC=7 付近を境に、生成された渦が常に円柱に付着する場合と、放出される場合に区分できる¹⁾。そこで、図2と図3には、それぞれ KC=4 と KC=8 における共存場中の円柱周辺の渦度分布を示し、定常流成分 V_r に依存して生じる渦流れの変化を振動流場の流れと比較・検討する。各図は、特徴的な瞬間、すなわち、(a)は振動流成分の流速が右向き最大となる時、(b)は振動流成分の速度が0となる時、(c)は振動流成分の速度が左向き最大となる時を示している。渦度は-2 から 2 までを 20 分割し、時計回りの渦度は実線で、反時計回りの渦度は破線で表わしてある。

・KC=4 の場合 (図2)

図2(i)の $V_r = 0$ の振動流のみが存在する場合には、後流域に形成される渦は円柱表面に付着したままで、流れ場は x 軸に対して非対称である。なお、詳細な後流渦の生成・消滅過程については前報³⁾を参照されたい。

定常流成分 V_r の増加とともに、円柱周りの渦流れは上下対称な形に近づき、 $V_r = 0.6$ では、図2(ii)に示すように流体場はほぼ上下対称になる。円柱近傍で生成され

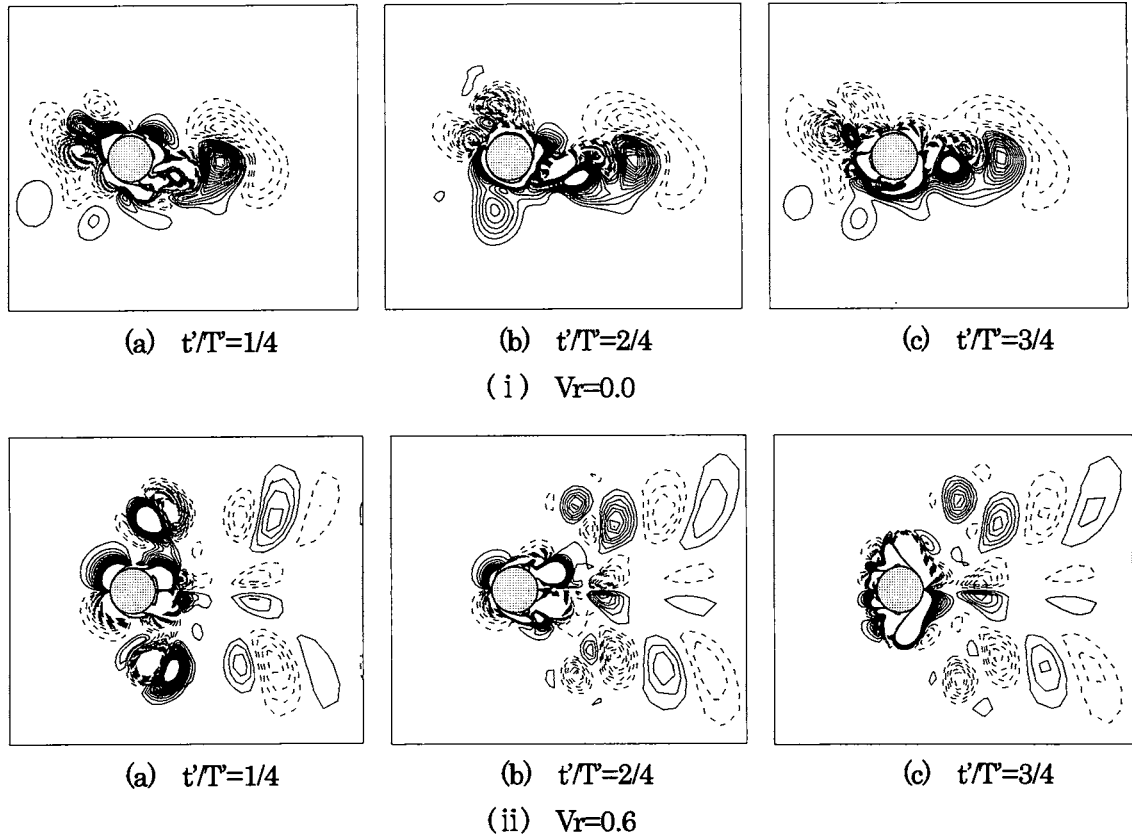


図2 $KC=4$ の円柱周辺の渦度分布

た渦は定常流に従って右方向に移流し、3組の渦対が流れと直交方向に並ぶ。この周期的に安定した後流渦の配列は共存場に特有のものであり、Sarpkayaら⁷⁾の結果とほぼ一致するものである。次にその後流渦の生成過程について説明する。まず、振動流が加速するにつれて、円柱上方と下方の大きく発達した渦対はそれぞれ右方へ流され、(a)の振動流速度が最大となるあたりで放出される。円柱右側の渦は、右方向へ伸びていき大きく発達し、振動流速の減速段階においてもさらに発達を続ける。振動流速の反転後((b)-(c)間)は、加速にしたがって円柱上方と下方に存在した渦は左方向へ流され発達し、減速段階((c)以後)に入ると、それぞれ渦対を成す。円柱左側の渦はさらに発達するが、振動流がゼロになる1周期の終わりに近づくと徐々に小さくなる。

さらに V_r が増加した場合、流体場の上下対称性は再び崩れる。その定常流成分の相対速度 V_r の変化によって生じる後流渦パターンの変化の様子は Sarpkayaら⁷⁾の結果と全体的に良く一致するものであった。

・ $KC=8$ の場合 (図3)

$V_r=0$ の振動流のみが存在する場合には、流れ場の上下非対称性が顕著となり、1周期あたり1組の渦対が放出される。振動流の速度がゼロになる前後で、円柱表面から放出された複数の渦が振動方向に対して直交方向に並ぶ形で存在し、トランスバース・ストリートと呼ばれる渦列ができる。

$V_r=0.4$ の場合、周期毎に流れ場は上下対称・非対称と変化し、不安定である。ここでは、図3(i)に示すように、ほぼ上下対称となる周期について検討する。この場合、振動流が反転した直後では、前の周期に生成された渦が複数存在する。振動流が右向きに加速するにつれて、円柱上方と下方の大きく発達した渦対がそれぞれ右方に移動し、それらの渦付近で新たな渦が発生する(a)。減速段階((a)-(b)間)に入ると、この新たに生成された渦は右方向へ放出される。振動流反転後((b)-(c)間)は、加速にしたがって、円柱上方と下方で渦が大きく発達し、減速段階に入ると、円柱上方と下方で発達した渦が、振動速度が最大になった直後に左斜め上 45° 、左斜め下 45°

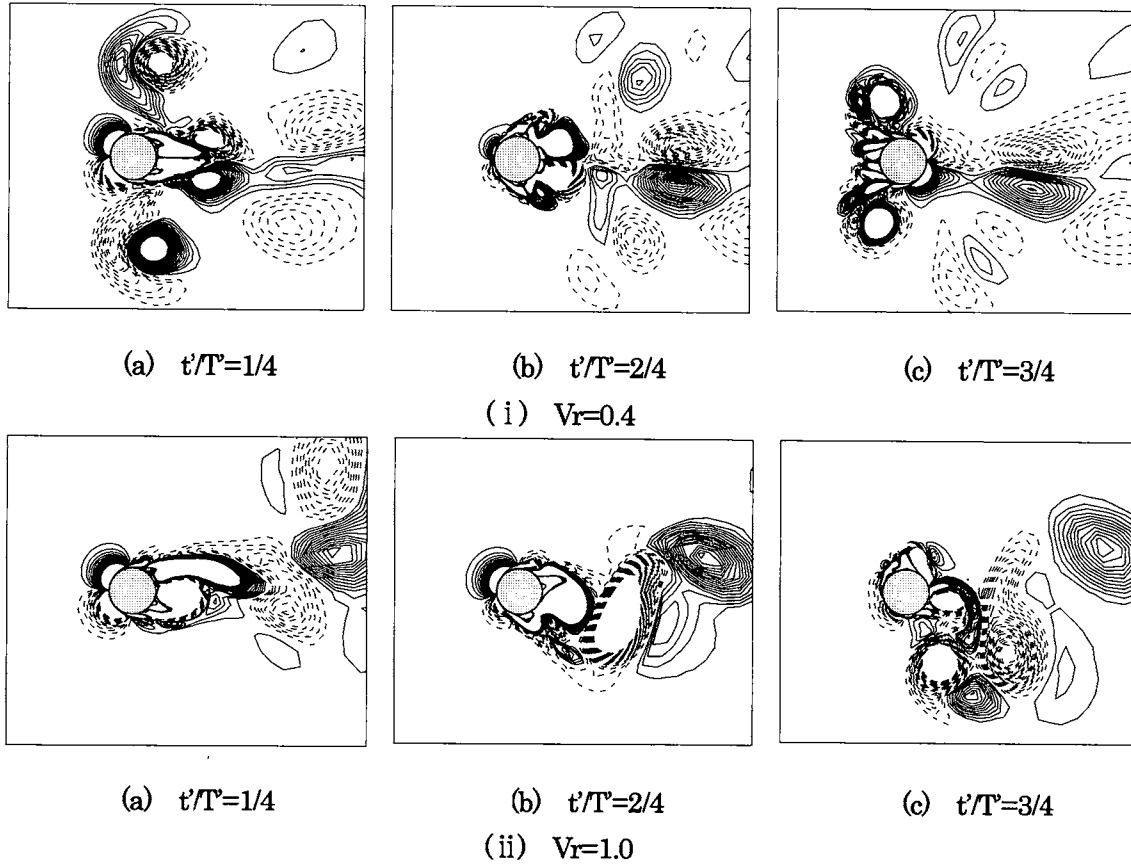


図3 $KC=8$ の円柱周辺の渦度分布

に放出される。その放出された渦は、定常流に従って右方向に移流し、1周期当たり4組の渦対から成る後流渦パターンが形成される(図3(i)(a))。

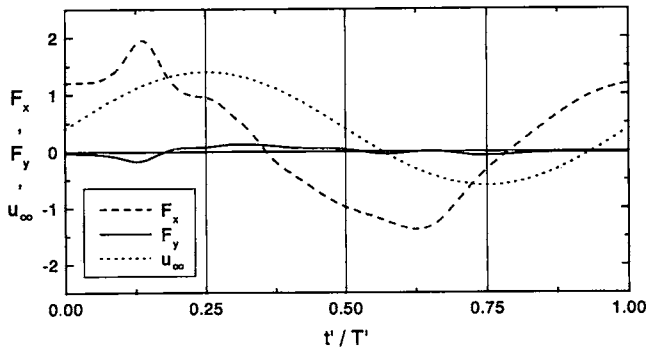
さらに V_r が増加し $V_r=1.0$ になると、図3(ii)に示すように、流れ場は常に上下非対称となる。定常流と振動流成分が同方向となる振動前半周期($t'/T'=0\sim 1/2$)に、円柱上下から強い渦が交互に2つ放出され、後流域は一樣流場のカルマン渦列に類似した様相を呈する((a)と(b))。一方、後半周期では、定常流と振動流の向きが逆向きとなるため、渦の生成・放出が抑制される。(c)の円柱下方に複数存在する渦は前半周期に形成されたものである。 KC 数が大きくなるにしたがい、より小さな V_r の条件の下で、前半周期におけるカルマン渦列は形成され、 KC 数と V_r 値が増加すると多数の後流渦が生成・放出される。

3.3 流体力に関する検討

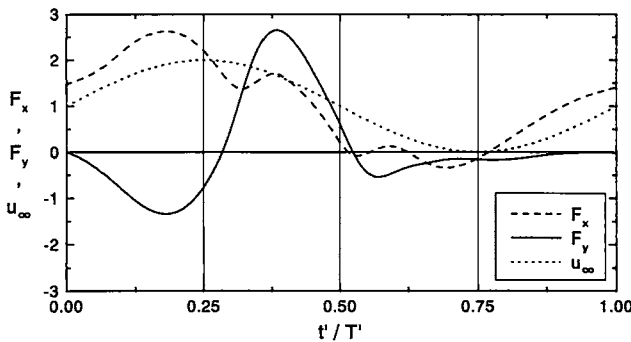
図4は、図3に対応する振動周期の1周期間の流れ方

向(破線)および流れ直交方向(実線)の無次元流体力 $F(F=F'/(\rho'D'U_m^2))$ の時間変化を示す。なお、図中の点線は(8)式で表される外部流速の変動を表す。相対速度 $V_r=0.4$ の場合、定常流の存在により、流速変動は正弦曲線を正方向に平行移動した形となっている。流れ方向の流体力 F_x は $V_r=0$ の振動流場と類似した変動を示す。

揚力変動は微小であり、渦流れの y 軸方向の対称性を反映している。一方、 $V_r=1.0$ の場合、流れ方向の流体力 F_x は小さな変動が見られるものの、1周期を通して外部流速と類似した時間変化を示す。揚力は定常流と振動流が同方向と逆方向の位相でその変動特性が大きく異なる。同方向の位相($t'/T'=0\sim 1/2$)では、2つの激しい渦の生成・放出過程に従い、負と正の大きな揚力ピークが現れる。一方、逆方向の位相($t'/T'=1/2\sim 1$)では、主流の減速により渦の生成・放出が抑制されるため、揚力変動は非常に小さくなる。また、 KC 数が大きくなるにしたがい、より小さな V_r 値で、前半周期の流体力変動が



(a) $Vr=0.4$

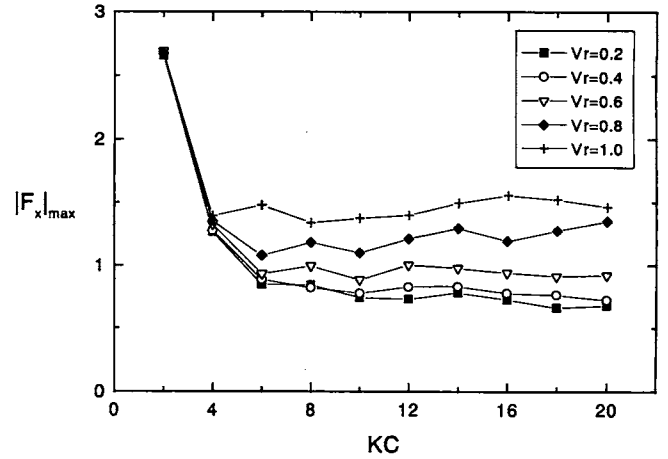


(b) $Vr=1.0$

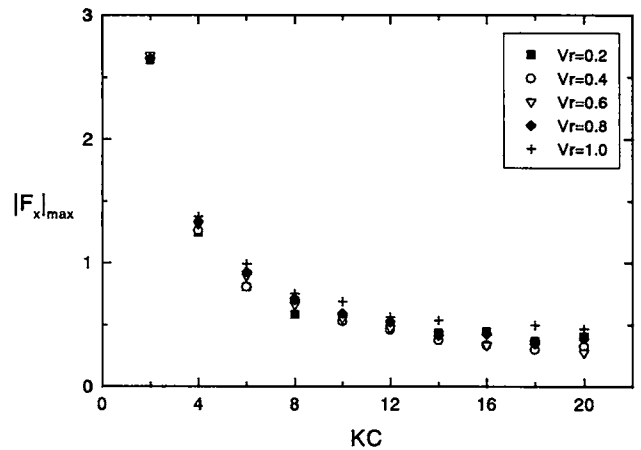
図4 $KC=8$ の流体力の時間変化

卓越することが分かった。

図5は、振動前半周期($t'/T'=0\sim 1/2$)と後半周期($t'/T'=1/2\sim 1$)における流れ方向の無次元流体力 F_x の最大値 $|F_x|_{\max}$ と KC 数, Vr との関係を示したものである。ただし, $|F_x|_{\max}$ は第10周期から第20周期までの周期毎の最大値を平均した値である。相対速度 Vr の変化に依らず $KC=2$ から4にかけて $|F_x|_{\max}$ は急激に減少する。一方, $KC=6$ 以上では, 多少変動するが, KC 数に対して前半周期の $|F_x|_{\max}$ はほぼ一定値をとり, その値は Vr とともに増加する。定常流の存在が流れ方向の流体力に影響を及ぼす範囲は KC が6以上である。一方, 後半周期の $|F_x|_{\max}$ は, KC 数の増加に従って指数関数的に減少し, $KC=14$ 付近からほぼ一定となる。また, 後半周期の $|F_x|_{\max}$ は全 KC 数の範囲でほとんど Vr に依存しない。前半周期と後半周期の $|F_x|_{\max}$ の値を比較すると, $KC=4$ まではほぼ等しく, $KC\geq 6$ で前半周期の値が大きくなる。以上の結果より, 渦放出がなく, 常に円柱表面に渦が付着する $KC=4$ 付近までは, 流れ方向の流体力に対する定常流の効果は非常に小さく, 渦の放



(a) 前半周期



(b) 後半周期

図5 流れ方向流体力の最大値

出現が始まる $KC=6$ 付近から, 流れの影響が顕著となることが分かる。

定常流・振動流共存場中の柱体に作用する単位スパン当たりの流れ方向の流体力 F'_x の変動特性は, 共存場の流速変動 u'_∞ を用いた次の修正 Morison 式で良く表現される⁵⁾。

$$F'_x = \frac{1}{2} \rho' C_D D' u'_\infty |u'_\infty| + \rho' C_M A' \frac{du'_\infty}{dt'} \quad (9)$$

ρ' は流体の密度, A' は柱体の断面積, 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(9)は振動流中の柱体に作用する流体力の算定に用いられる Morison 式と同形である。流速 u'_∞ が式(8)で表わされる共存場中の円柱に作用する流れ方向の流体力 F_x から, 最小2乗法に基づいて算出した C_D, C_M は次式のように

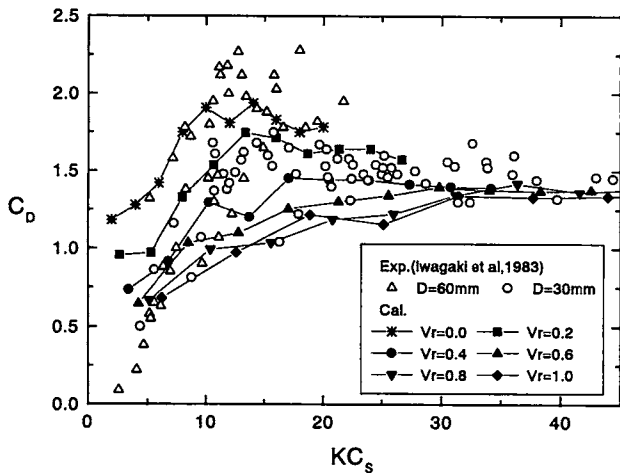
表される。

$$C_D = \frac{\int_0^{2\pi} F_x |V_r + \sin\theta| (V_r + \sin\theta) d\theta}{\frac{4}{3}\pi + 6\pi V_r^2 + 2\pi V_r^4} \quad (V_r \leq 1.0) \quad (10)$$

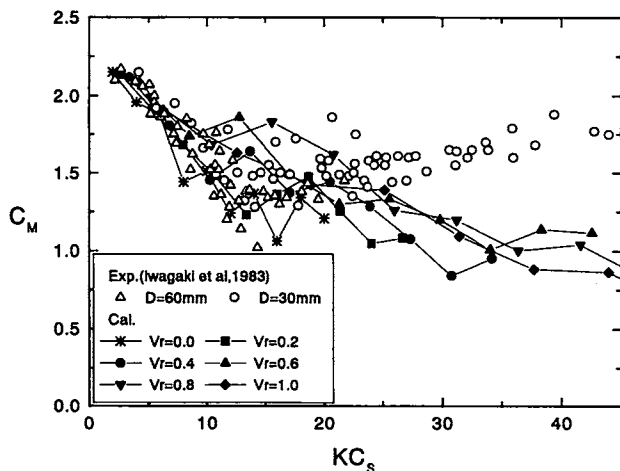
$$C_M = \frac{KC_s}{\pi^3} \int_0^{2\pi} F_x \cos\theta d\theta \quad (11)$$

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、Iwagakiら⁹⁾の実験結果($\beta=450\sim 4000$)と比較したものである。ここでは、Iwagakiら⁹⁾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 との関係を示す。



(a) 抗力係数 C_D



(b) 慣性力係数 C_M

図6 流れ方向流体力の係数

$$KC_s = KC \left[V_r \left(\theta_0 + \frac{\pi}{2} \right) + \cos\theta_0 \right] \quad (12)$$

$$\theta_0 = \sin^{-1} V_r \quad \left(0 \leq \theta_0 \leq \frac{\pi}{2} \right) \quad (13)$$

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 とともに増加し、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 とともに単調に増加し、 $KC_s=30$ 付近から V_r の変化に依らず一定値となる。その値は、Re数が同程度の一樣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、 $KC_s \geq 30$ において、定常流と振動流が同方向の時に発達する渦パターンが一樣流場のものに近づくためと考えられる。

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。 $KC_s=15$ 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、波・流れ共存場と定常流・振動流共存場の違い、流れの条件設定(β 数および V_r)の相違、乱れや軸方向流れの影響などが考えられる。

4. 結 論

非圧縮性 Navier-Stokes 方程式を用いた数値解析を行い、定常流と正弦振動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との関連について詳細な検討を行った。共存場の解析条件 $\beta=200, 2 \leq KC \leq 20, 0 \leq V_r \leq 1$ の下で得られた結果を以下にまとめる。

1. 定常流成分 V_r の変化に対応して生じる共存場に特有の後流渦の配列および定常流と振動流が同方向となる位相で発生するカルマン渦列に類似した後流渦などの特徴的な渦放出パターンを捉えることに成功した。

2. KC 数および V_r の違いによる渦放出パターンの変化と、対応する流れ方向および直交方向の流体力の変動特性との関連を捉えることができた。
3. 定常流・振動流が同方向および逆方向の位相での流れ方向流体力の最大値と KC 数および V_r との関係について検討し、流れ方向の流体力変動に対する定常流の効果は $KC \geq 6$ で顕著となることを明らかにした。
4. 流れ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_s 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ことが確認された。ただし、高 KC_s の条件下での慣性力係数 C_M は過小評価されるため、今後さらに検討を要する。

参考文献

- 1) Williamson, C.H.K., (1985), Sinusoidal flow relative to circular cylinders, *Journal of Fluid Mechanics*, 155, pp141-174.
- 2) Sumer, B.M. and Fredsoe, J., (1997), *Hydrodynamics around cylindrical structures*, World Scientific Co. Pte. Ltd. p. 530.
- 3) 石田 啓・由比政年・馬替敏治・榎田真也, (2000), 正弦振動流中に設置された円柱に作用する流体力および周辺の流況に関する数値解析, 日本海域研究所報告, 第 31 号, pp135-153.
- 4) Verley, R.L.P. and Moe G., (1979). The forces on a cylinder oscillating in a current'/The Norwegian Institute of Technology, Report No. STF60, A79061, p58.
- 5) Sarpkaya, T. and Storm, M., (1985), In-line force on a cylinder translating in oscillatory flow, *Applied Ocean Research*, 7,4, pp188-196.
- 6) Iwagaki, Y., Asano, T. and Nagai, F., (1983), Hydrodynamic forces on a circular cylinder placed in wave-current co-existing fields, *Mem. Fac. Engg., Kyoto Univ.*, 45, 1, pp11-23.
- 7) Sarpkaya, T., Pulzig, C., Gordon, D., Wang, X. and Dalton, C., (1992), Vortex Trajectories Around a Circular Cylinder in Oscillatory Plus mean flow, *Journal of Offshore Mechanics and Arctic Engineering*, 114, pp291-298.
- 8) Harlow, F.H. and Welch, E., (1965), Numerical calculation of time-dependent viscous incompressible flow of fluid with free surface, *The Physics of Fluids*, 8, 12, pp2182-2189.
- 9) Kawamura, T. and Takami, H., (1986), Computation of high Reynolds number flow around a circular cylinder with surface roughness, *Fluid Dynamics Research*, 1, pp145-162.