

# Fluid Forces on a Circular Cylinder in Oscillatory Flows Combined with an In-line, Transverse or Inclined Current

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	<a href="http://hdl.handle.net/2297/19886">http://hdl.handle.net/2297/19886</a>

## 波・流れ共存場における円柱に作用する流体力に 及ぼす流れの入射角の影響

馬 替 敏 治<sup>1</sup>・榎 田 真 也<sup>1</sup>・由 比 政 年<sup>1</sup>  
瀬 川 和 也<sup>2</sup>・石 田 啓<sup>1</sup>

(2002 年 8 月 31 日受付, Received August 31, 2002)

(2002 年 10 月 1 日受理, Accepted October 1, 2002)

### Fluid Forces on a Circular Cylinder in Oscillatory Flows Combined with an In-line, Transverse or Inclined Current

Toshiharu MAGAI<sup>1</sup>・Shinya UMEDA<sup>1</sup>・Masatoshi YUHI<sup>1</sup>  
Kazuya SEGAWA<sup>2</sup> and Hajime ISHIDA<sup>1</sup>

#### Abstract

This study concerns the fluid forces acting on a circular cylinder exposed to the oscillatory flow plus the mean flow. The flow fields are simulated using the unsteady incompressible Navier-Stokes equations. A generalized curvilinear coordinate system is used so that the shape of the cylinder can be expressed accurately in the numerical model. The series of calculations have been carried out for the oscillatory flows combined with the in-line current, the transverse, or the inclined steady. The examinations have been done on the effects of the attack angle, Keulegan-Carpenter number and the current ratio on fluid forces, and the vortex patterns in the wake. The range of  $KC$  numbers is  $KC = 2 \sim 10$ . The current ratio  $Uc/U_m$  ( $Uc$ : mean current velocity,  $U_m$ : maximum velocity in pure oscillatory flow) is varied from 0 to 1. The property of the wake vortices around a cylinder has been discussed in conjunction with the in-line forces and the transverse. The overall effect of the increasing current ratio is to increase the size and intensity of the wake vortices. This effect becomes more significant for the large  $KC$  and/or the current ratio. The detailed descriptions have been given for the influences of the attack angle on the magnitude and the direction of the fluid force. For the large  $KC$  number, the magnitudes of the fluid forces decrease with increasing attack angle. The magnitude of the fluid force in the oscillatory flow with a transverse current falls below half of that in the oscillatory flow with an in-line current. This is in contrast to what occurs in the small  $KC$  number flows where the fluid force is independent on the attack angle.

**Keywords**: Fluid force ; Vortex ; Combined flow ; Circular cylinder ; Numerical flow analysis

<sup>1</sup> 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

<sup>2</sup> 金沢大学大学院自然科学研究科博士前期課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

## 1. はじめに

柱体に働く流体力およびその周辺の流況特性を解明することは、橋脚、防波堤およびパイプラインなどの海岸・海洋構造物を設計する上で重要である。また、後流渦を伴う流れ現象は流体力学的に興味深い研究テーマである。こうした観点から、波動場および振動流場に設置された円柱を対象とした研究が古くから数多く行われ、Keulegan-Carpenter 数 ( $KC$  数) や Reynolds 数によって様々に変化する渦流れパターンおよび流体力に関する豊富な知見が蓄積されている<sup>1),2)</sup>。

このような問題に関して、近年、波動成分に加えて、海流、潮流および海浜流などの流れ成分が共存する流体場を考慮した研究も幾つか進められている。例えば、Iwagaki ら<sup>3)</sup> 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<sup>4)</sup> 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。また、Zhou ら<sup>5)</sup> は、振動流場に対する従来のモリソン式を共存場へ拡張し、その適用性を調べ、広い  $KC$  数範囲における流体力係数を算定した。さらに、著者ら<sup>6)</sup> は、一般曲線座標系に変換した非圧縮 Navier-Stokes 方程式を用いた解析モデルを開発し、流れ方向流体力や揚力の時間的な変動特性と後流渦の生成・放出過程との対応関係、共存流速に対する流体力係数の変化を数値的に明らかにしてきた。

先に述べたような波・流れ共存場の流況や流体力に関する従来知見は、波向きに平行な流れが作用する場合に限定され、波に対して共存流が直交または斜交するような共存場については未解明な点が多い。一般に、海岸付近には離岸流や沿岸流などの海浜流が発達するため、波向きに対して様々な角度で流れが作用するような共存場の流況や流体力を正確に評価することが必要である。

そこで本研究では、波・流れ平行、直交および斜交共存場に設置された円柱周辺の流況および流体力を数値的に解析し、共存流の入射角度の変化が渦流れパターンや流体力の変動特性に及ぼす影響を検討する。以下では、

まず、平行、直交および斜交共存場における典型的な後流渦の生成、放出過程を詳細に解説し、渦流れと流体力変動との対応関係を明らかにする。さらに、共存流の入射角の違いが流体力の大きさや作用方向に与える影響について検討を加える。

## 2. 解析手法および条件

本章では、一般曲線座標系に変換した Navier-Stokes 方程式を用いた解析モデルの概略について説明を加え、本論文で取り扱う円柱周辺の波・流れ共存場の解析に関する物理条件や境界条件を示す。

### 2.1 解析モデル

円柱周辺の渦流れを精度良く解析するには、円柱表面における境界層流れを厳密に解析す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、本解析では、次に示す一般曲線座標系に変換した非圧縮性 Navier-Stokes 方程式および圧力に関する Poisson 方程式を基礎方程式とした。

$$\frac{\partial u}{\partial \tau} + \frac{1}{J} \left[ \left( u - \frac{\partial x}{\partial \tau} \right) \frac{\partial y}{\partial \eta} - \left( v - \frac{\partial y}{\partial \tau} \right) \frac{\partial x}{\partial \eta} \right] \frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{1}{J} \left[ \left( v - \frac{\partial y}{\partial \tau} \right) \frac{\partial x}{\partial \xi} - \left( u - \frac{\partial x}{\partial \tau} \right) \frac{\partial y}{\partial \xi} \right] \frac{\partial u}{\partial \eta} \quad (1)$$

$$= -\frac{1}{J} \left[ \frac{\partial y}{\partial \eta} \frac{\partial p}{\partial \xi} - \frac{\partial x}{\partial \xi} \frac{\partial p}{\partial \eta} \right] + \frac{1}{\text{Re}} \tilde{\Delta} u$$

$$\frac{\partial v}{\partial \tau} + \frac{1}{J} \left[ \left( u - \frac{\partial x}{\partial \tau} \right) \frac{\partial y}{\partial \eta} - \left( v - \frac{\partial y}{\partial \tau} \right) \frac{\partial x}{\partial \eta} \right] \frac{\partial v}{\partial \xi} + \frac{1}{J} \left[ \left( v - \frac{\partial y}{\partial \tau} \right) \frac{\partial x}{\partial \xi} - \left( u - \frac{\partial x}{\partial \tau} \right) \frac{\partial y}{\partial \xi} \right] \frac{\partial v}{\partial \eta} \quad (2)$$

$$= -\frac{1}{J} \left[ \frac{\partial x}{\partial \xi} \frac{\partial p}{\partial \eta} - \frac{\partial y}{\partial \eta} \frac{\partial p}{\partial \xi} \right] + \frac{1}{\text{Re}} \tilde{\Delta} v$$

$$\tilde{\Delta} p = -\frac{1}{J^2} \left[ \left( \frac{\partial y}{\partial \eta} \frac{\partial u}{\partial \xi} - \frac{\partial x}{\partial \xi} \frac{\partial u}{\partial \eta} \right)^2 + 2 \left( \frac{\partial x}{\partial \xi} \frac{\partial u}{\partial \eta} - \frac{\partial y}{\partial \eta} \frac{\partial u}{\partial \xi} \right) \left( \frac{\partial y}{\partial \eta} \frac{\partial v}{\partial \xi} - \frac{\partial x}{\partial \xi} \frac{\partial v}{\partial \eta} \right) \right] \quad (3)$$

$$+ \left( \frac{\partial x}{\partial \xi} \frac{\partial v}{\partial \eta} - \frac{\partial y}{\partial \eta} \frac{\partial v}{\partial \xi} \right)^2$$

$$+ \frac{1}{J \delta t} \left[ \frac{\partial y}{\partial \eta} \frac{\partial u}{\partial \xi} - \frac{\partial x}{\partial \xi} \frac{\partial u}{\partial \eta} + \frac{\partial x}{\partial \xi} \frac{\partial v}{\partial \eta} - \frac{\partial y}{\partial \eta} \frac{\partial v}{\partial \xi} \right]$$

ここで、 $(x, y)$  は物理空間の座標、 $(\xi, \eta)$  は計算空間の座標である。 $u, v$  は速度、 $p$  は圧力、 $\text{Re}$  は Reynolds 数である。 $\tilde{\Delta}$  は一般曲線座標系での Laplace 演算子を、は

座標変換のヤコビアンを表す。圧力場の計算には、MAC法<sup>7)</sup>に従って連続式の代わりに Poisson 式(3)を用いた。式(1)および式(2)を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<sup>8)</sup>を用いた。こう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とが一致する通常格子を用いた。

## 2.2 解析条件

本解析では、波の軌道運動を振動流で近似可能な長波領域における小口径円柱を対象とし、円柱周辺の正弦振動流と定常流の2次元共存場を解析する。図1に示すように振動流の向きはx軸方向に固定し、x軸に対する定常流の入射角度 $\alpha$ を $0^\circ$ (平行共存場)、 $45^\circ$ (斜交共存場)、 $90^\circ$ (直交共存場)と変化させる。それぞれの共存場における円柱周辺の流体場は、振動流成分に関するKC数とStokes数 $\beta$ (あるいはReynolds数 $=KC \cdot \beta$ )、さらに定常流成分の効果を表す相対速度 $V_r$ により特徴づけられる<sup>9)</sup>。

$$KC = \frac{U'_m T'}{D'}, \quad \beta = \frac{D'^2}{\nu' T'}, \quad V_r = \frac{V'_c}{U'_m} \quad (4)$$

ここで $D'$ は円柱の直径、 $T'$ は振動流の周期、 $\nu'$ 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、プライムを付した変数は有次元量、プライムが無いものは無次元量を示す。今回は、 $\beta$ 数を200と固定し、KC数を2から10、 $V_r$ を0.2から1.0の範囲で変

化させて、平行、斜交および直交共存場の解析を行った。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軸およびy軸方向に次式で示される共存場を時間発展させ、50周期分の計算を行った。

$$\begin{aligned} u'_\infty(t') &= U'_m \sin\left[\frac{2\pi t'}{T'}\right] + V'_c \cos\alpha \\ &= U'_m \left[ \sin\frac{2\pi t'}{T'} + V_r \cos\alpha \right] \end{aligned} \quad (5)$$

$$v'_\infty(t') = V'_c \sin\alpha = U'_m [V_r \sin\alpha] \quad (6)$$

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。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式(5)および式(6)で表される共存場の速度を与え、圧力は次式で与えた。

$$P = -\frac{2\pi}{KC} x \cos\left[\frac{2\pi t'}{T'}\right] \quad (7)$$

一方、円柱表面上では、速度を滑りなしの条件で与え、圧力は境界層近似により決定した。

## 3. 円柱周辺の振動流と定常流の共存場の解析

本章では、まず、最大振動流速と定常流速が等しい共存場( $V_r=1.0$ )を対象として、振動流に対して定常流が平行、直交および斜交する場合の円柱周辺における代表的な渦流れパターンと流体力の変動特性を明らかにする。次に、定常流の相対速度が異なる共存場の解析結果を用いて、定常流の入射角の違いが流体力の大きさや作用方向に与える影響を検討する。

### 3.1 平行共存場の流況および流体力

本節では、振動流に対して定常流が平行に作用する共存場における円柱周辺の流況と流体力変動について検討する。図2(a)および(b)は、 $KC=2$ と $KC=8$ の場合の円柱周辺における圧力分布の時間変化を示す。同図で

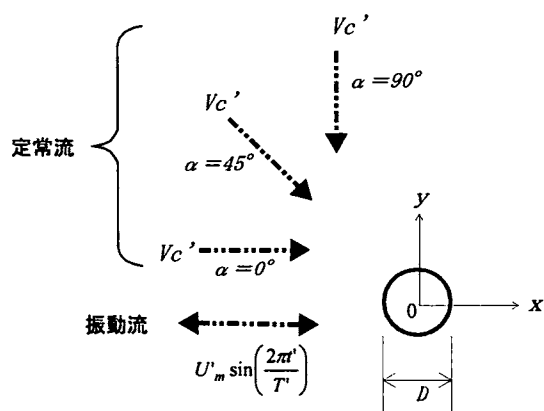


図1 平行、直交および斜交共存場の定義

は、円柱から十分離れた主流域での圧力値を基準値（ゼロ）とし、実線の等圧力線は正の圧力値、点線は負の圧力値を表す。図3 (a) および (b) には、図2に対応する  $KC=2$  と  $KC=8$  の振動1周期間の無次元流体力  $F$  ( $F=F'/(\rho' D' U_m^2)$ ) の時間変化を示す。ここで、振動方向流体力  $F_x$  を実線で、振動直交方向流体力  $F_y$  を破線で表す。

#### (a) $KC=2$ の場合

振動流のみが存在する場合と同様に、定常流が共存する場合も流れ場は  $x$  軸対称である。ただし、振動流の場合、後流渦は円柱表面に付着したまま成長・消滅を繰り返すのに対して<sup>1)</sup>、図2(a)に示した共存場の場合、次のような渦流れパターンが生じる。 $t'/T'=2/20$  の時、先の1周期間に発生した渦が円柱の斜め下流側にそれぞれ残存する。この渦対は、主流が右向きに加速するにつれて ( $t'/T'=0\sim 1/2$ )、下流域に押し流され、徐々に減衰し、消滅する。両者の渦は離れ、相互干渉することはないので、下流域においてもほぼ対称な流れ場が維持される。この間に、円柱上下側面においては、新たな渦が成長し、 $t'/T'=9/20$  の時は円柱下流側に双子渦が形成される。その後も、主流は右向きに作用するものの、減速段階では圧力勾配は左向き（円柱右側が高圧、左側が低圧）となるので、双子渦はそれぞれ円柱の上下に押し戻される ( $t'/T'=19/20$ )。この渦対は次の周期において下流域へ離脱する。

流れ場の  $x$  軸対称性を反映して、振動直交方向の流体力はゼロである。振動方向流体力は主流と同じ周波数で余弦的な周期的変動を示し、流体力に対して慣性力成分が卓越することが分かる。この理由は、円柱近傍での渦の発達は十分でないので、後流渦が流体力変動に及ぼす影響は小さくためと、低  $KC$  領域では振動流に伴って発生する(7)式の圧力勾配の影響が大きくなるためである。

#### (b) $KC=8$ の場合

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<sup>1)</sup>。共存場においては、後流渦は円柱斜め下流側へ放出される。図2(b)は渦が円柱斜め上方へと放出される様

子を示しているが、渦放出方向は円柱斜め上方と下方で1周期毎に変化することが確認された。1周期あたりの渦の放出数は2個である。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、円柱上下側面からそれぞれ渦が交互に放出される。この渦放出過程は一樣流場のカルマン渦列の場合と同じく、両者の渦の相互干渉によるものである。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。

振動方向流体力は流速変動と類似した時間変化を示し、流体力に対して慣性力成分よりも抗力成分の寄与が卓越することが分かる。振動直交方向流体力の最大振幅は、振動方向流体力と同程度である。直交方向流体力の変動は後流渦の生成・放出に対応し、振動前半周期で2つのピークをとる。図2(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。

### 3.2 直交共存場の流況および流体力

本節では、 $x$  軸方向の振動流に対して、それと直角な  $y$  軸の負方向へ定常流が作用する共存場における円柱周辺の流況と流体力変動を検討する。 $KC=2$  と  $KC=8$  のそれぞれの円柱周辺における圧力分布の時間変化を図4に示し、対応する流体力の時間変化を図5に示す。

#### (a) $KC=2$ の場合

平行共存場の場合とは異なり、円柱下側の渦が発達するので、流れ場は非対称となる。また、平行共存場の場合に比べ、直交共存場の個々の渦は非常に弱い。振動流反転後の  $t'/T=2/20$  では、円柱周辺では前周期中に生成された渦が円柱上方（定常流の上流側）の右側に円柱に接して存在しており、円柱下方には放出された渦が存在している。この放出された渦は、主流が右向きに加速するにつれて成長し、やがて減衰・消滅してゆく。円柱上方で円柱に接していた渦は、主流が右向きに加速するにつれて減衰し消滅する。この間に円柱下側（定常流の下流域）に渦が発生し、振動流の左側へ回りこんで発達し、振動流の反転後、同じく円柱下側（定常流の下流域）で発生した渦に吸収され、次の周期に放出される。

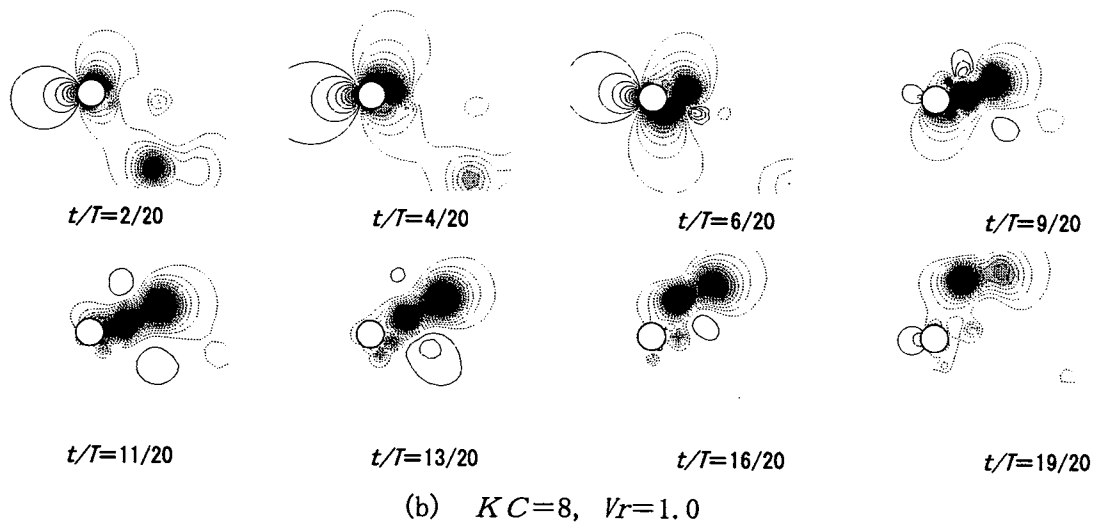
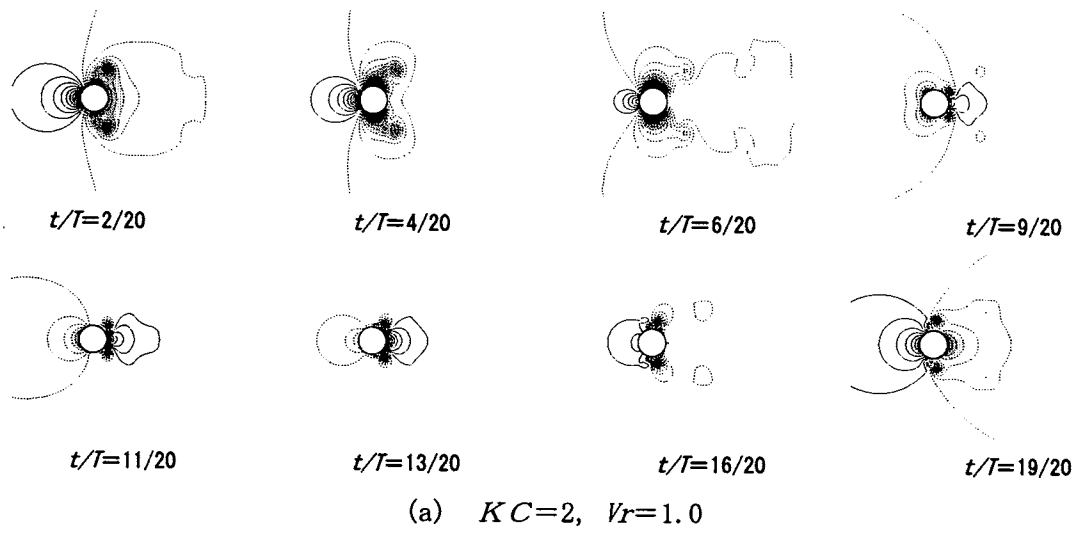


図2 平行共存場における円柱周辺の圧力分布の時間変化

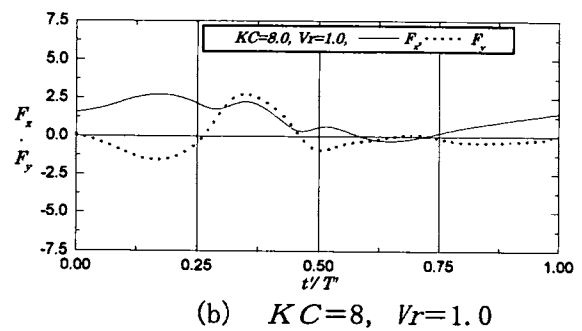
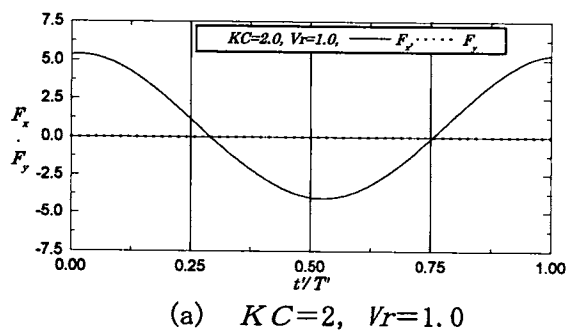


図3 平行共存場における円柱に作用する流体力の時間変化

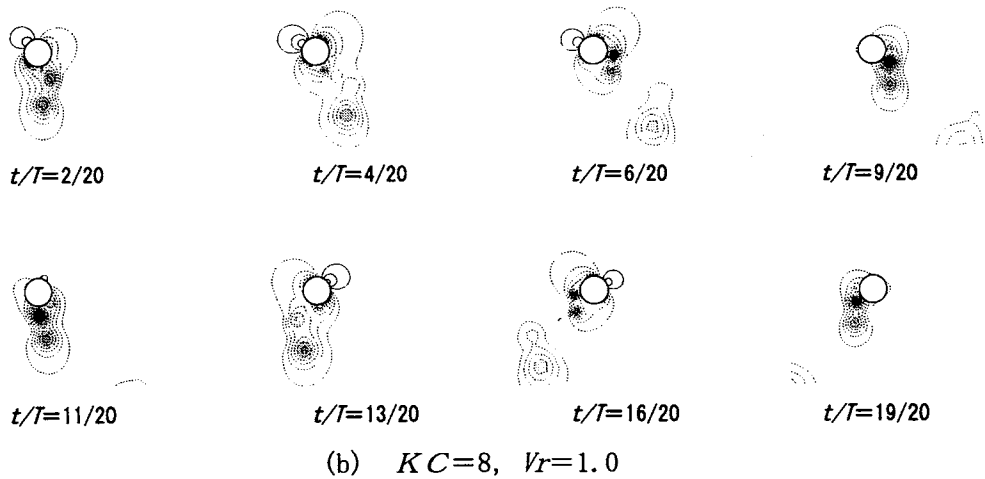
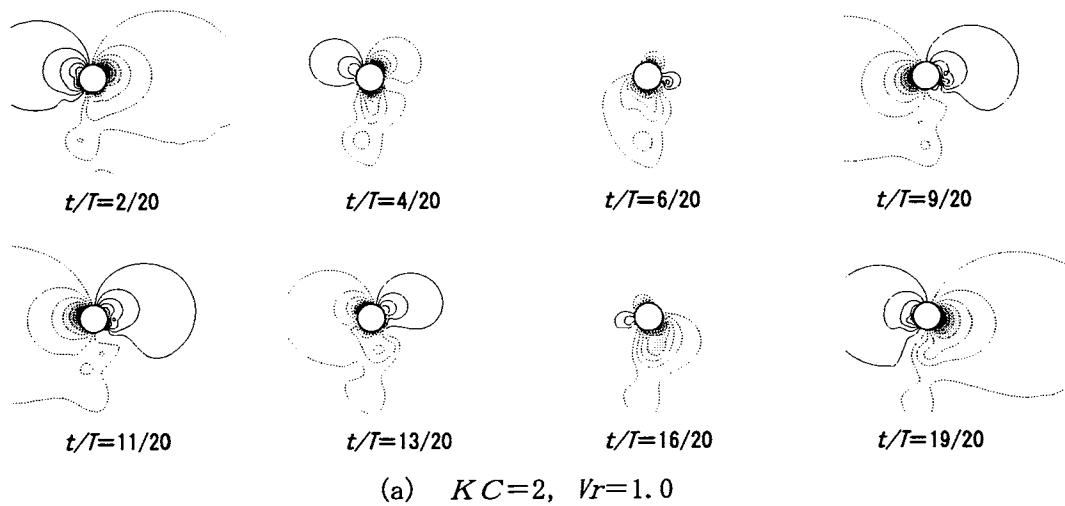


図4 直交共存場における円柱周辺の圧力分布の時間変化

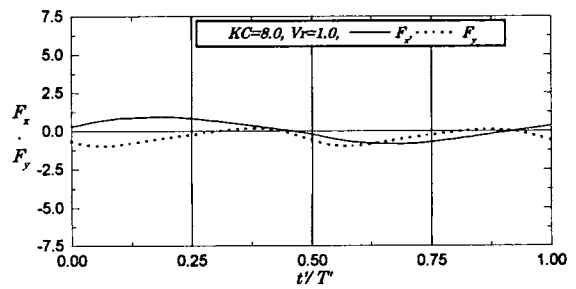
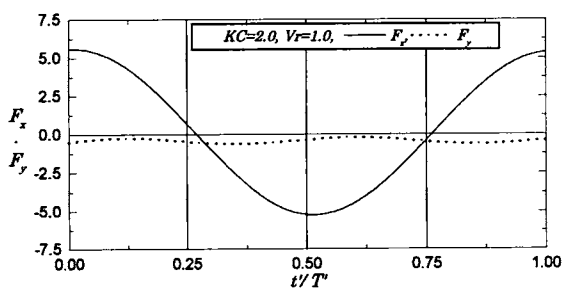


図5 直交共存場における円柱に作用する流体力の時間変化

振動方向流体力は主流（振動流）と同じ周波数で、主流の加速度変化と同じ余弦的な周期的変動を示していることより、慣性力が支配的であることが分かる。振動直交方向流体力は主流（振動流）と2倍の周波数で周期的変動を示し、円柱下側（定常流の下流域）での弱い渦の発生に同期する。振動方向流体力と比較すると、直交方向流体力の大きさは非常に小さく、その値は1周期を通して負である。

#### (b) $KC=8$ の場合

円柱の左右で生成された後流渦は共存流に従って流下し、円柱下側に渦列が形成される。振動流反転後の $t/T=2/20$ では、円柱下方に前周期中に放出された渦対が存在しており、円柱に付着して左下に渦が発達している。放出された渦対はその後次第に一方の渦を吸収しつつ、減衰しながら円柱から離れる。振動流が右向きに加わるにつれて、円柱右上で生成された渦が成長を続けながら次第に円柱に沿って下方へ移動する。この間に振動流反転直後に円柱に付着して左下に存在していた渦が円柱に沿って左から右へ移動し、円柱の右側に沿って下方へ移動した前述の渦に接近し、渦対を形成する。この渦対は、その後円柱下側に沿って右側から左側へ移動し、振動流の反転後左下方へ放出される。渦対が形成され放出されるまでの間に円柱右下ではもう一つの渦が生成され、この渦は円柱の下側に沿って左方向へ移動し、その後、円柱の左下で新たに生成された渦と対を成す。この渦対は、振動流反転までに左から右へ移動し、放出される。

振動方向流体力は主流（振動流）と同じ周波数で、振動流速変動と類似した時間変化を示し、流体力に対しては慣性成分よりも抗力成分の寄与が卓越していることが分かる。ただし、最大値は $KC=2$ のときに比べて5分の1程度にまで低下する。振動直交方向流体力の時間変化は、全体的に負であるが、最大値は振動方向の渦形成が弱いことを反映して $KC=2$ のときに比べて2倍であり、主流（振動流）の2倍の周波数で、円柱下方での渦の発生・放出に対応した周期的変化を示している。

### 3.3 斜交共存場の流況および流体力

本節では、 $x$ 軸方向の振動流に対して、左上斜め $45^\circ$ から右下斜め $45^\circ$ 方向への定常流が作用する共存場における円柱周辺の流況と流体力変動を検討する。 $KC=2$ と

$KC=8$ のそれぞれの円柱周辺における圧力分布の時間変化を図6に示し、対応する流体力の時間変化を図7示す。

#### (a) $KC=2$ の場合

振動流反転後の $t/T=2/20$ では、円柱下方、円柱右側に前周期中に放出された渦が停滞している。下方の渦は、主流の振動につれて、次第に減衰・消滅してゆく。振動が加わるにつれて、円柱の下側に渦が発生し、反転後に放出されるが円柱下方付近に停留する。斜交共存場における個々の渦の強度は、平行と直交共存場の中間であり、生成される後流渦の個数は平行共存場の場合と等しい。

振動方向流体力は主流（振動流）と同じ周波数で、主流の加速度変化と同じ余弦的な周期的変動を示していることより、慣性力が支配的であることが分かる。振動直交方向流体力は主流（振動流）と同じ周波数の周期的変化を示し、円柱下方での渦の発生・放出と対応した変化を示すのに対して、渦が放出された後半周期の変化はほぼゼロとなる。

#### (b) $KC=8$ の場合

振動流反転後の $t/T=2/20$ では、円柱の斜め右下方には、前周期中に放出された渦列が存在し、複数の渦が円柱周辺に付着している。振動流が右向きに加わるにつれて、円柱右側上方の渦は発達しながら回り込むように下方へ移動し、右下で、円柱右側下方で発達してきた渦に出会い、振動流反転とともに1周期後には放出され、これらの渦が1周期後に右斜め下方に並ぶ。このとき、円柱右側下方で発達してきた渦は吸収されてしまう。

振動方向流体力、最大値は $KC=2$ のときに比べて2分の1程度にまで落ちている。振動周期前半では振動流の時間変化に類似した時間変化を示すが、渦が放出されてしまった振動後半周期では、変化の幅はわずかである。振動直交方向流体力は振動前半周期では振動方向流体力と同じく、振動流の時間変化に類似した時間変化を示すが、振動後半では円柱下方の渦の寄与もわずかである。

### 3.4 共存流の入射角の変化が流体力に及ぼす影響

本節では、平行、斜交および直交共存場に関する流体力データをまとめ、共存流の入射角の違いによる流体力の卓越方向や大きさの変化について検討する。

図8は、横軸に振動方向流体力 $F_x$ 、縦軸に振動直交方



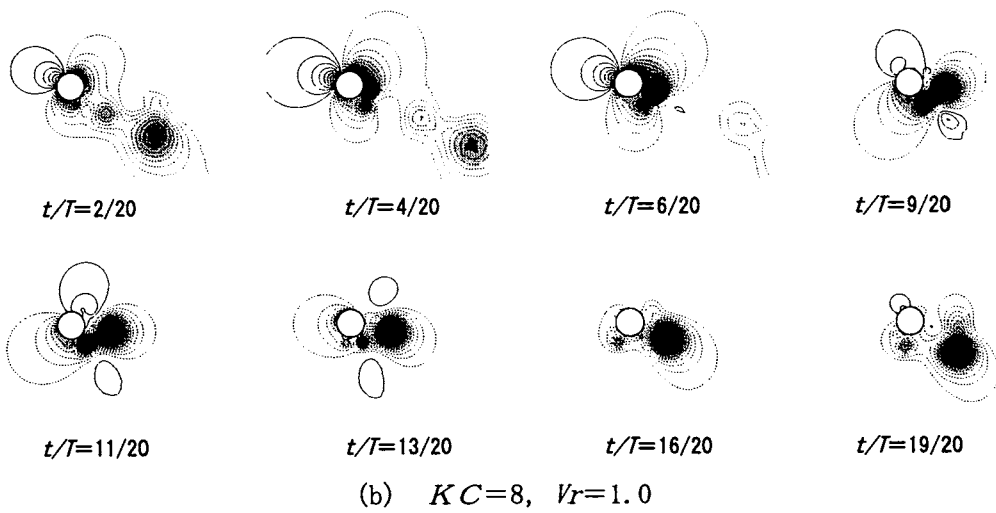
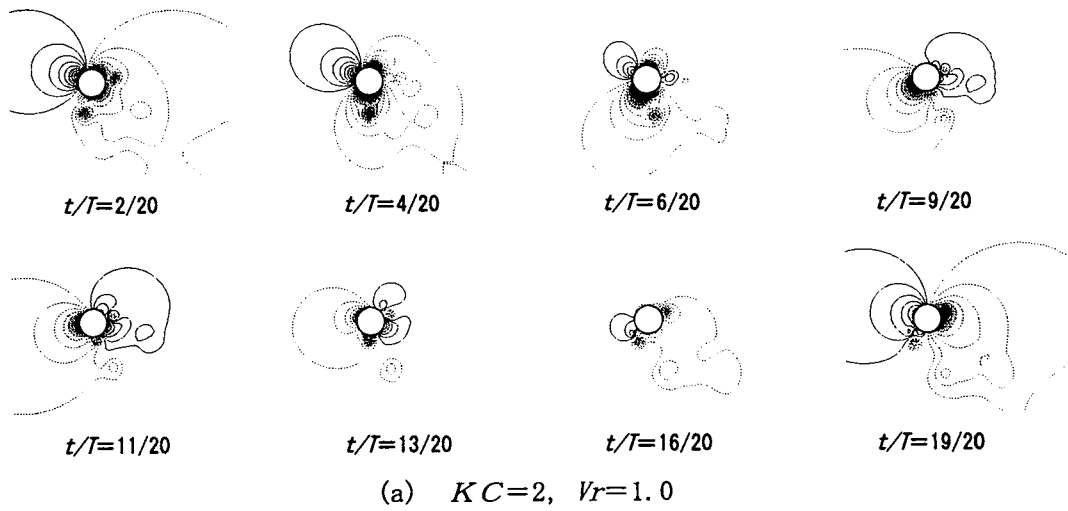


図6 斜交共存場における円柱周辺の圧力分布の時間変化

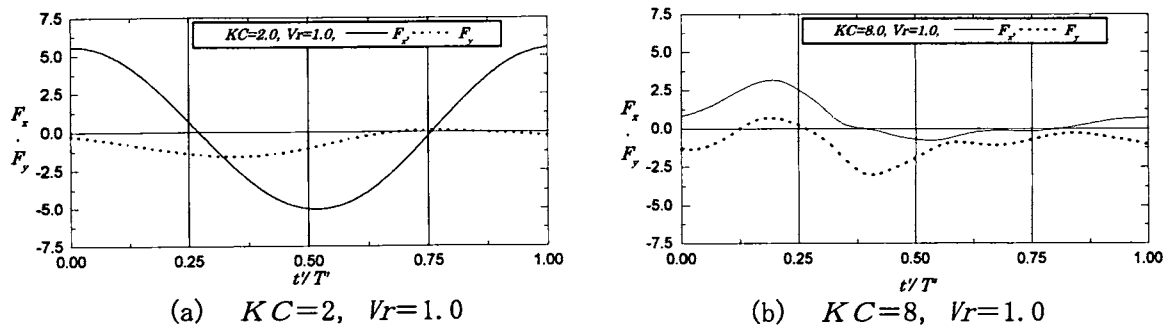
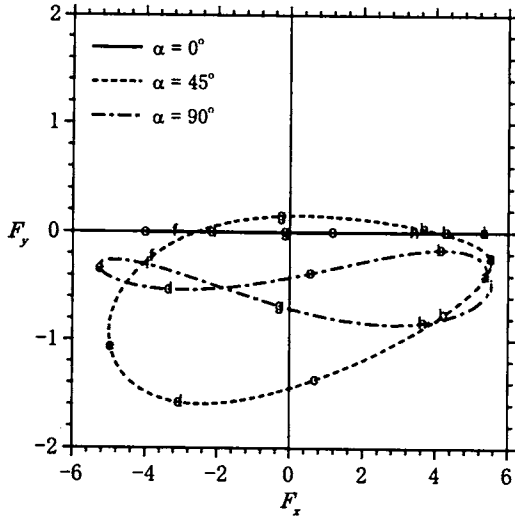
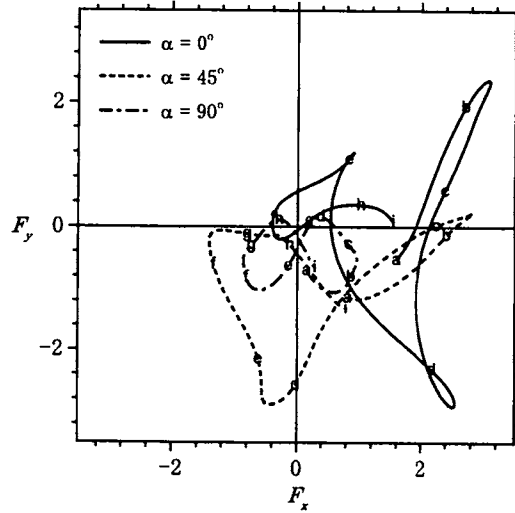


図7 斜交共存場における円柱に作用する流体力の時間変化



(a)  $KC=2, V_r=1.0$



(b)  $KC=8, V_r=1.0$

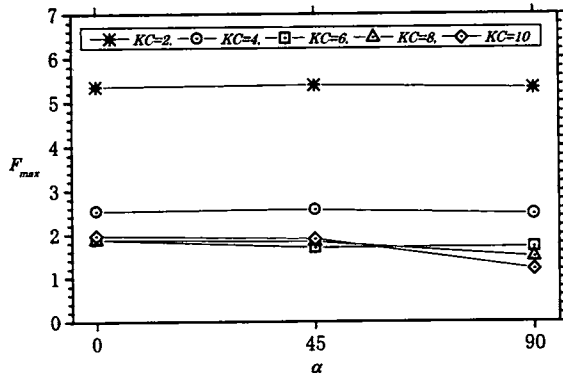
図8 入射角 $\alpha$ に対する流体力の変化

向流体力 $F_y$ をとり、円柱の受ける流体力の1周期間の変化を示したものである。平行、斜交および直交共存場の流体力をそれぞれ実線、破線および一点鎖線で表し、曲線上に付したa~iの記号は $t'/T'=1/8$ 刻みの各瞬間の流体力を示す。 $KC=2, V_r=1.0$ の場合、平行共存場の揚力はほぼゼロであるので、 $F_x-F_y$ 曲線は直線状になる。これに対して、 $\alpha=45^\circ$ の斜交共存場の軌道は楕円、直交共存場の軌道は8の字を描く。 $F_y$ と $F_x$ の基本周波数が同じ場合は楕円、 $F_y$ の基本周波数が $F_x$ の2倍の場合は8の字(交点が1つの閉曲線)となる。振動直交方向流体力 $F_y$ は、直交共存場より斜交共存場の方が大きい。これは、斜交共存場の場合、円柱下方から後流渦は発生し、円柱付近に渦は停滞し(図6(a))、その時に大きな直交方向流体力が発生するのに対して、直交共存場の場合、共存流が円柱背後で生成された渦を円柱付近から押し流し(図4(a))、円柱には後流渦による低圧が作用しないためと考えられる。

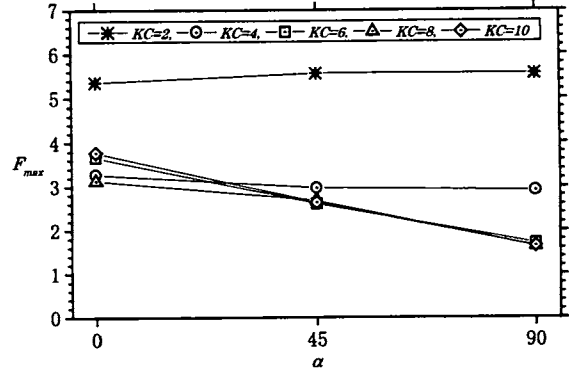
$KC=2$ に比べて、 $KC=8$ の流体力の $F_x-F_y$ 曲線は凹凸が激しく、流体力の作用方向が急激に変化することが良く分かる。平行共存場の $F_x-F_y$ 曲線が閉曲線とならないのは、3.1節で述べたように、後流渦の放出方向が1周期毎に円柱上方・下方と変化するので、流体力変動も1周期毎にパターンが異なるためである。ただし、2周期分の流体力軌道はほぼ閉曲線を描く。振動前半周期の円柱下流域で後流渦が交互に生成される時(bおよびd)、

$x$ 軸斜め $45^\circ$ 方向に非常に大きな流体力のピークが2つ発生する。その後、3つ目の小さな渦が円柱右斜め上方で生成されるので(図2(b))、3つ目の流体力のピーク(e点付近)が存在する。斜交共存場の場合、円柱右側で強い渦が発生するので、 $x$ 軸方向に流体力ピーク(b~cの間)が生じる。円柱左側では、後半周期に掛けて渦が発生するが、渦は弱く、円柱付近に停滞するため、流体力変動は小さい。直交共存場の場合、 $KC=2$ と同様に $KC=8$ の $F_x-F_y$ 曲線も8の字を描く。これは、放出渦の個数は異なるものの、後流渦は共存流により速やかに円柱表面から押し出されるため、個々の渦が流体力変動に与える影響が低下したと考えられる。

次に、共存流の入射角 $\alpha$ に対する流体力の最大値の変化を図9に示す。同図には、第10~50周期間の各周期の最大値を平均化した値を用いた。(a)  $V_r=0.4$ の場合、 $KC \leq 6$ においては、流体力は共存流の入射角 $\alpha$ に関係なく、ほぼ一定値をとるのに対して、 $KC=8$ や10になると、直交共存場の流体力が約2~3割ほど低下する。その結果、この直交共存場の最大流体力は振動流単独の場合( $V_r=0$ )の流体力値(1.6~1.78)より小さくなる。(b)  $V_r=1.0$ の場合、 $KC=2$ の斜交および直交共存場の流体力が平行共存場の値よりも若干大きく、一方、 $KC \geq 4$ では、平行、斜交、直交共存場の順に流体力が低下する。特に、 $KC=6 \sim 10$ の流体力の低下が著しく、直交共存場の最大流体力は平行共存場の半分以下にまで低下する。



(a)  $V_r=0.4$



(b)  $V_r=1.0$

図9 入射角 $\alpha$ に対する流体力の最大値の変化

直交共存場の流体力は振動流単独の場合と同程度になる。図9(a)と(b)より、 $KC$ 数や $V_r$ がある程度大きな値 ( $KC \geq 6$ ,  $V_r \geq 0.4 \sim 1.0$ ) の場合に、流体力に及ぼす共存流の入射角度の影響が顕著になることが分かる。

#### 4. まとめ

一般曲線座標系に変換した非圧縮性 Navier-Stokes 方程式を用いた解析モデルを用いて、定常流と正弦振動流の平行、直交および斜交共存場中に固定された円柱周りの流体場の数値解析を行った。後流渦の挙動および振動方向と直交方向の流体力の変動パターンを解析し、流況と流体力との関連、共存流の入射角度の変化が渦流れパターンおよび流体力の大きさや卓越方向に及ぼす影響について詳細な検討を行った。共存場の解析条件  $\beta = 200$ ,  $2 \leq KC \leq 10$ ,  $0 \leq V_r \leq 1$  の下で得られた結果を以下にまとめる。

1. 定常流と正弦振動流の平行、直交および斜交共存場において、 $KC$ 数および共存流の相対速度 $V_r$ の違いによる後流渦の配列および特徴的な渦放出パターンを捉えることに成功した。
2. 上述の渦放出パターンの変化に対応する流れ方向流体力および直交方向流体力の時間変化を計算し、 $KC$ 数および $V_r$ の異なる各共存場に対する流体力の $F_x - F_y$ 図形を描くことにより、流体力の変動特性と渦の発生・放出挙動との関連を見出した。
3. 各共存場での流体力の最大値と $KC$ 数および $V_r$ との関係について調べ、流体力変動に対する共存する定常

流の効果と入射角 $\alpha$ の影響について検討した。その結果、 $KC$ 数が小さい場合の流体力の最大値は入射角 $\alpha$ によらずほぼ一定であるが、 $KC$ 数や $V_r$ がある程度大きな値 ( $KC \geq 4 \sim 8$ ,  $V_r \geq 0.4 \sim 1.0$ ) になると、流体力の最大値は共存流の入射角 $\alpha$ が大になるほど小さくなり、 $KC$ 数が小さい場合の半分以下になることを明らかにした。

#### 謝辞

本論文を作成するにあたり、金沢大学工学部土木建設工学科の水工学研究室の卒業生、小清水信生君および寺崎健司君の多大な協力を得た。ここに記して、感謝の意を表したい。

#### 参考文献

- 1) Williamson, C. H. K., Sinusoidal flow relative to circular cylinders, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 155, pp. 141-174, 1985.
- 2) Sumer, B. M. and Fredsoe, J., *Hydrodynamics around cylindrical structures*, World Scientific Co. Pte. Ltd. p. 530, 1997.
- 3) Iwagaki, Y., Asano, T. and Nagai, F., Hydrodynamic forces on a circular cylinder placed in wave-current co-existing fields, *Mem. Fac. Engg., Kyoto Univ.*, 45, 1, pp. 11-23, 1983.
- 4) Sarpkaya, T., Pulzig, C., Gordon, D., Wang, X. and Dalton, C., Vortex trajectories around a circular cylinder in oscillatory plus mean flow. *Journal of Offshore Mechanics and Arctic Engineering*. Vol. 114. pp. 291-298. 1992.

- 5) Zhou, C.Y. and Graham, J.M.R.. A numerical study of cylinders in waves and currents. *Journal of Fluid and Structures*, 14, pp. 403-428, 2000.
- 6) 榎田真也・馬替敏治・由比政年・石田 啓, 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, 海岸工学論文集, 第 48 巻, pp. 886-890, 2001.
- 7) Harlow, F.H. and Welch, E., Numerical calculation of time-dependent viscous incompressible flow of fluid with free surface, *The Physics of Fluids*, Vol. 8, No. 12, pp. 2182-2189, 1965.
- 8) Kawamura, T. and Takami, H., Computation of high Reynolds number flow around a circular cylinder with surface roughness, *Fluid Dynamics Research*, 1, pp. 145-162, 1986.
- 9) Sarpkaya, T. and Storm, M., In-line force on a cylinder translating in oscillatory flow, *Applied Ocean Research*, Vol. 7, No. 4, pp. 188-196, 1985.