

# 振動流と定常流の共存場中の円柱に作用する流体力の数値解析

金沢大学工学部 正会員 ○楳田真也, 石田 啓, 由比政年, 馬替敏治  
金沢大学大学院 小清水信生

## 1. はじめに

海洋構造物を安全に設置・維持するには、周辺の流況と波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、波および振動流中の柱体を対象とする研究が広く進められ、渦放出パターンや作用流体力などに関する知見が蓄積されてきた。一方、実際の海象条件を考慮すると、波動成分とともに海流、潮流、海浜流などの流れ成分が共存するため、共存する流れが波動場特有の流況や流体力に及ぼす影響を正確に把握することが重要である。しかしながら、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、流体力変動とその周辺の流況特性との関連について未解明な点が多い。そこで本研究では、非圧縮性 Navier-Stokes 方程式に基づいて、振動流（波）と定常流（流れ）の共存場中に設置された円柱周辺の流体場の数値解析を行い、後流渦の生成・放出過程および流体力の変動特性について検討を行った。

## 2. 解析の手法

解析に用いた基礎方程式は、非圧縮性 Navier-Stokes 方程式および MAC 法に従って誘導される圧力に対する Poisson 方程式である。また、円柱表面付近に形成される境界層部分の流れを精度良く解析するために、円柱表面に適合した座標系を用いることとし、 $\xi_i = \xi_i(x_i, t)$ ,  $\tau = t$  で表される一般曲線座標系に変換した次の基礎方程式を用いて解析を行う。なお、 $u_i$  は速度、 $p$  は圧力、 $Re$  はレイノルズ数とする。

$$\frac{\partial u_i}{\partial \tau} + (u_i - \frac{\partial x_j}{\partial \tau}) \frac{\partial \xi_k}{\partial x_j} \frac{\partial u_i}{\partial \xi_k} = - \frac{\partial \xi_j}{\partial x_i} \frac{\partial p}{\partial \xi_j} + \frac{1}{Re} \Delta u_i, \quad \Delta p = \frac{1}{\delta t} \frac{\partial \xi_i}{\partial x_j} \frac{\partial u_j}{\partial \xi_i} - (\frac{\partial \xi_k}{\partial x_i} \frac{\partial u_j}{\partial \xi_k}) (\frac{\partial \xi_l}{\partial x_i} \frac{\partial u_j}{\partial \xi_l})$$

ここで、 $\Delta$  は一般曲線座標系でのラプラス演算子である。時間微分には 1 次精度の後退差分を、空間微分には対流項に 3 次精度の風上差分を、それ以外の項には 2 次精度の中心差分を用いて数値モデルを構築した。

## 3. 解析結果および考察

図 1 に示すような、正弦振動流と定常流が同時に作用する共存場中の円柱周辺の流況は  $KC$  数、 $\beta$  数(あるいはレイノルズ数  $Re = KC \cdot \beta$ ) と定常流の相対速度  $V_r$  により特徴づけられるが、その定義式を次に示す。

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

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。変数の右肩部に'を付したものは有次元量である。相対速度  $V_r = 0$  の場合は正弦振動流場に相当する。今回は、 $\beta$  数を 200 と固定し、 $KC$  数を 2~20、 $V_r$  を 0~1.0 の範囲で解析した結果を報告する。

図 2 に、振動流と定常流が同方向に作用する時 ( $t'/T' = 1/4$ ) の渦度分布を示す。 $KC = 4$  の振動流のみの場合、流れ場は  $x$  軸に対して非対称となるが、(a) の  $V_r = 0.6$  の場合は、後流渦の配置は上下対称となる。(b)  $KC = 8$ ,  $V_r = 1.0$  の場合、振動流と定常流が同方向の振動前半周期 ( $t'/T' = 0 \sim 1/2$ ) で、円柱上下から交互に 2 つの渦が放出され、後流域は一樣流場で形成されるカルマン渦列と類似した様相を示す。また、振動前半周期に放出される後流渦の数は  $KC$  数や  $V_r$  値と共に増加する様子が捉えられた。図 3 は、図 2 と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）の流体力の時間変化を示す。なお、図中の点線は外部流速の時間変動を表す。流れ場の上下対称性を反映して、(a) の直交方向流体力  $F_y$  はほぼゼロである。(b) では、振動前半周期の渦の生成・放出に対応した直交方向流体力  $F_y$  のピークが 2 つ出現し、後半周期の流体力は非常に小さくなる。一方、流れ方向流体力  $F_x$  は流速変動と類似した時間変化を示す。次に、振動前半周期（定常流と振動流が同方向の位相）における流れ方向流体力  $F_x$  の最大値  $|F_x|_{\max}$  と  $KC$  数、 $V_r$  との関係を図 4 に示す。ただし、 $|F_x|_{\max}$  は周期毎の最大値を平均化した値である。相対速度  $V_r$  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  $|F_x|_{\max}$  はほぼ一定値をとり，その値は  $V_r$  と共に増加する．定常流の存在によって流れ方向の流体力が増加する  $KC$  数の範囲は振動流場の渦放出現象が生じる  $KC$  数領域  $KC \geq 6 \sim 7$  とほぼ対応する．図 5 は，解析より求められた流れ方向流体力の Morison 式中の抗力係数  $C_D$  を Iwagaki ら（1983）の実験結果と比較したものである．ここでは定常流方向への水粒子の移動距離と円柱直径との比で定義される無次元パラメータ  $KC_s$  との関係を示している．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  $C_D$  の変化の傾向は従来の実験結果と良好に一致する．

#### 4. まとめ

一般曲線座標系に変換した非圧縮性 Navier-Stokes 方程式を用いた数値解析を行い，正弦振動流と定常流の共存場中に設置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検討を行った． $KC$  数および  $V_r$  値の変化に対応して生じる渦の生成，放出過程の変化やそれに関連した流れ方向および直交方向の流体力の変動特性を詳細に捉えることができた．また，流体力係数の算出に関しても，解析結果は従来の実験値と良好に一致し，本手法の流体力解析の有効性が検証された．

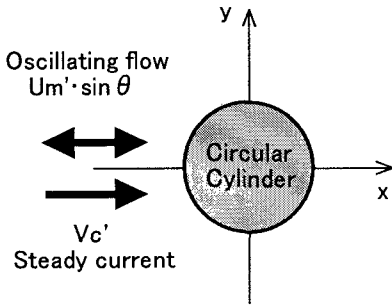
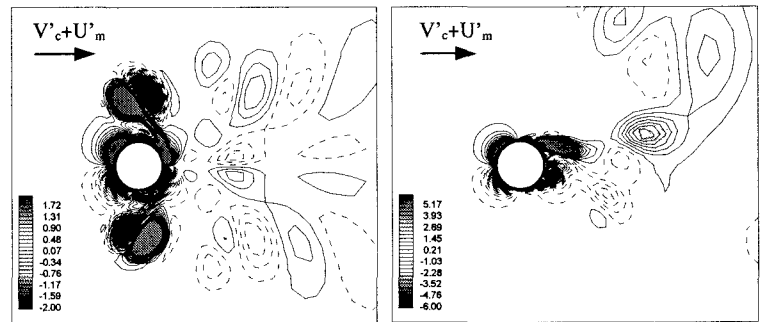


図 1 共存場の設定



(a)  $KC=4$ ,  $V_r=0.6$

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

図 2 最大流速時の渦度分布 ( $t'/T'=1/4$ )

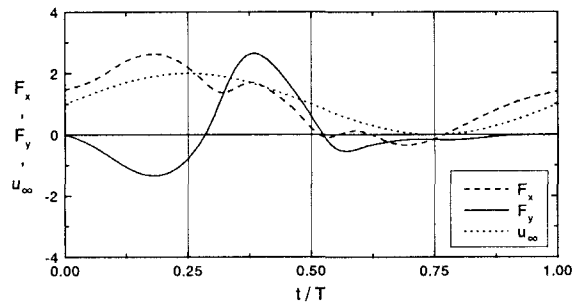
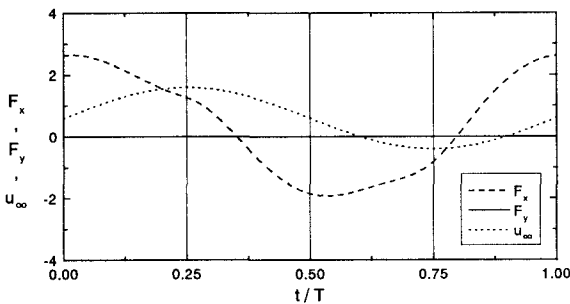


図 3 流体力の時間変化（左図：(a) $KC=4$ ,  $V_r=0.6$ ，右図：(b) $KC=8$ ,  $V_r=1.0$ ）

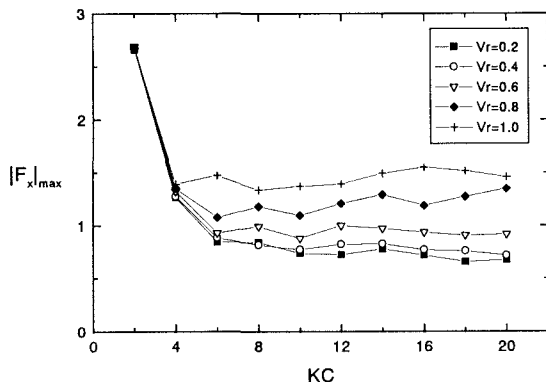


図 4 流れ方向の流体力の最大値の変化

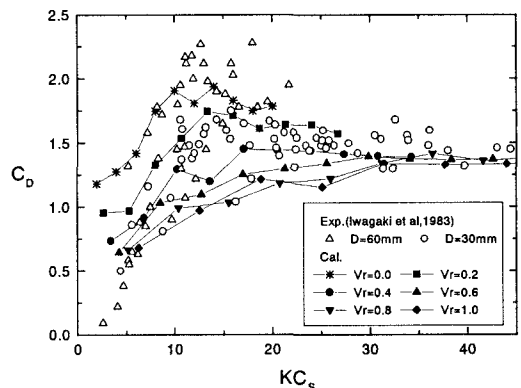


図 5  $KC_s$  に対する抗力係数の変化