海岸工学論文集，第 55 巻（2008）
土木学会，901-905

粒子法による鎖係留浮標シミュレーションの開発

Lagrangian simulation of buoy moored by chain by particle method

五十里洋行[1]・後藤仁志[2]

Hiroyuki IKARI and Hitoshi GOTOH

Because a moored ship can be drifted and stranded when a mooring chain is broken due to a high wave, it is important to predict the movement of a moored floating object under acting such a high wave. Some of numerical prediction has been conducted, however, there is no model to simulate a floating object appropriately under a high wave. Therefore, in this study, a simulation model based on a particle method is developed. In this model, a mooring chain is tracked by a spring-mass model. As to the track of a floating object and the tension acting on a chain, calculated results show good agreement with experimental results in the previous studies.

1. はじめに

大規模な津波や高潮の来襲時の極値波浪による流体力の作用により，係留索の破断が生じると，係留船舶が漂流・座礁したり，岸壁へ乗り上げるなどの被害が想定される．このような係留系に関する問題は，古くから研究対象とされてきており（例えば，高山ら，1979），近年においても，海上空港等を目的とした大型浮体構造物の建造に注目が集まる中で，合理的な設計方法の確立が急がれている．津波あるいは波浪中の係留浮体の運動の数値解法としては，例えば，榿木ら（1980）や久保ら（1988）の手法が一般的に用いられているが，これらの手法は線形波を対象としており，砕波が生じるような非線形性の強い波浪には適用が困難である．非線形波を対象とした浮体動揺の数値モデルの開発は，池野（2000）や水谷ら（2004）が水表面追跡の可能なモデルによって試みているが，係留索の破断が生じるような高波浪時においても浮体の挙動を適正に予測できるまでには至っていない．なぜなら，従来の水面波の解析では浮体と水面付近の流体の相互作用を精度良く記述することが容易ではなく，特に船舶が青波を被るような高波浪については，計算技術上の大きな困難が存在した．そこで，本研究では，水面の激しい変化に充分な適用性を有する粒子法によって係留浮体の運動追跡モデルの開発を行う．運動の拘束のない浮体の粒子法による波浪応答解析は，Koshizukaら（1998）や末吉ら（2002）によって行われているが，係留浮体を扱った例はこれまでにない．本研究では，一点係留浮標を対象とした二次元計算を実施し，既往の水理実験（重村ら，1987）との比較を通じて，本モデルの妥当性を検証する．

1 正 会 員　工博　（株）ニュージェック
2 正 会 員　工博　京都大学教授 工学研究科都市環境工学専攻

2. 数値解析の概要

(1) 流体の運動解析

流体解析には，MPS法（Koshizukaら，1995）を用いる．運動方程式は，Navier-Stokes式

$$\frac{\partial \boldsymbol{u}}{\partial t}+(\boldsymbol{u}\cdot\nabla)\boldsymbol{u}=-\frac{1}{\rho}\nabla p+\nu\nabla^2\boldsymbol{u}+\boldsymbol{g} \tag{1}$$

である．ここに，$\boldsymbol{u}$：流速ベクトル，p：圧力，ρ：流体の密度，$\boldsymbol{g}$：重力加速度ベクトル，ν：動粘性係数，である．MPS 法では，基礎式の各項は，粒子間相互作用モデルを通じて離散化され，圧力項における gradient および粘性項におけるLaplacianは以下のように記述される．

$$-\frac{1}{\rho}\langle\nabla p\rangle_i=-\frac{1}{\rho}\frac{D_0}{n_0}\sum_{j\neq i}\left\{\frac{p_j-p_i}{|\boldsymbol{r}_{ij}|^2}(\boldsymbol{r}_{ij})\cdot w(|\boldsymbol{r}_{ij}|)\right\} \tag{2}$$

$$\nu\langle\nabla^2\boldsymbol{u}\rangle_i=\frac{2\nu D_0}{n_0\lambda}\sum_{j\neq i}(\boldsymbol{u}_j-\boldsymbol{u}_i)w(|\boldsymbol{r}_{ij}|) \tag{3}$$

$$\lambda=\sum_{j\neq i}w(|\boldsymbol{r}_{ij}|)|\boldsymbol{r}_{ij}|^2\Big/\sum_{j\neq i}w(|\boldsymbol{r}_{ij}|) \tag{4}$$

$$\boldsymbol{r}_{ij}=\boldsymbol{r}_j-\boldsymbol{r}_i \tag{5}$$

ここに，D_0：次元数，$\boldsymbol{r}_i$：粒子iの位置ベクトル，λ：モデル定数）．粒子間相互作用の及ぶ範囲（影響円）は，重み関数

$$w(r)=\begin{cases}\dfrac{r_e}{r}-1 & for \quad r\leq r_e\\ 0 & for \quad r>r_e\end{cases} \tag{6}$$

によって制限され，粒子数密度は重み関数を用いて

$$\langle n\rangle_i=\sum_{j\neq i}w(|\boldsymbol{r}_{ij}|) \tag{7}$$

と定義される．非圧縮条件は，粒子数密度を常に一定値n_0に保つことによって満足される（越塚，2005）．

(2) 係留索の運動解析

浮体に作用する係留索張力は，カテナリー理論（上田ら，1981）や，あるいは単純にアンカー点と浮体との間

に非線形バネを適用して外力として与えることが一般的であり，特に，浮体の運動を推定する際に係留索の垂下形状まで解を得る必要はない．しかし，弛緩係留の場合は，係留索が底面と接触することによって摩耗し，破断強度が減少する恐れがある．そこで，本研究では，係留索の運動も解析する．ただし，係留索を再現するために粒子を水面から底面まで配置すると，鉛直2次元場では係留索によって流体が分断され，係留索を横切る流体運動が阻害される．そこで，五十里ら（2008）と同様に，流体と係留索との間では，前節で述べた粒子間相互作用は用いず，抗力係数を介して間接的に流体力を考慮するものとした．これによって鉛直2次元場でも流体は係留索に分断されることがなくなる．本研究で用いた係留索のモデルは，五十里らが可撓性のある植生に適用したモデルとほぼ同様であるが，本研究では係留索として鎖を想定したため，曲げに対する復元力は考慮しないものとした．係留索は，$2.0d_0$（d_0：粒子径）の間隔で粒子を配置し，各粒子において体積を求める際には，断面径 d_c = 0.0019m，長さ $l_c = 2.0d_0$ の円柱に換算した．ただし，後述する衝突計算の接触判定においては，簡単のため直径 d_0 の球を想定した．

係留索構成粒子の運動方程式は，

$$\rho\left(\frac{\sigma}{\rho}+C_M\right)V\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{u}}{\mathrm{dt}}=\boldsymbol{F}_n+\boldsymbol{F}_{Df}+\boldsymbol{F}_c-(\sigma-\rho)V\boldsymbol{g} \tag{8}$$

と記述される．ここに，σ：鎖の密度，V：体積，C_M：慣性力係数，$\boldsymbol{F}_n$：隣接係留索粒子間の軸方向力ベクトル，$\boldsymbol{F}_{Df}$：流体から受ける抗力ベクトル，$\boldsymbol{F}_c$：衝突力ベクトルである．右辺の各項の詳細を以下に示す．

まず，軸方向力 $\boldsymbol{F}_n$ は，弾性バネと減衰を目的としたダッシュポットによって以下のように記述する．

$$\boldsymbol{F}_n=\sum_{j=1}^{N_m}\left[\left\{-k_n\left(l_0-\left|\boldsymbol{r}_{ij}\right|\right)+c_n v_{ij\xi}\right\}\frac{\boldsymbol{r}_{ij}}{\left|\boldsymbol{r}_{ij}\right|}\right] \tag{9}$$

ここに，N_m：隣接係留索粒子の個数，k_n：軸方向のバネ定数，c_n：軸方向のダッシュポット定数，l_0：初期隣接係留索粒子間距離，$v_{ij\xi}$：隣接係留索粒子間の相対速度の軸方向成分である．なお，鎖に軸圧縮方向の力が作用すると，鎖環間の接触によって変形するが，復元力は発生しない．したがって，圧縮に対する軸方向力は与えないものとした．バネ定数は，

$$k_n=\frac{EA}{l_0} \tag{10}$$

と与える（E：弾性係数，A：係留索の断面積）．ダッシュポット定数については，

$$c_n=\alpha_n\cdot 2\sqrt{M_p k_n} \tag{11}$$

とした（ここに，M_p：係留索粒子の質量，α_n：モデル定数）．

流体抗力は，以下のように与える．

$$\boldsymbol{F}_{Df}=\frac{1}{2}\rho C_D S\left|\overline{\boldsymbol{u}}-\boldsymbol{u}\right|\left(\overline{\boldsymbol{u}}-\boldsymbol{u}\right)_\zeta \tag{12}$$

ここに，C_D：抗力係数，S：投影面積，$\overline{\boldsymbol{u}}$：係留索粒子の周囲流速である．周囲流速には，当該粒子の影響円（半径 r_{ev}=$2.0d_0$）内に含まれる水粒子の流速のアンサンブル平均値を用いた．ζは，軸方向と垂直な方向を示している．

衝突力は，係留索粒子，浮体構成粒子あるいは壁粒子との接触によって発生し，以下のように一般的な個別要素法（Cundallら，1979）と同様の鉛直および接線バネ・ダッシュポットに基づいて推定する．

$$\boldsymbol{F}_c=\sum_j\left\{\boldsymbol{f}_n(t)+\boldsymbol{f}_s(t)\right\}_j \tag{13}$$

$$\left.\begin{aligned}\boldsymbol{f}_n(t)&=-e_n(t)\frac{\Delta\boldsymbol{\xi}_n}{\left|\Delta\boldsymbol{\xi}_n\right|}+\boldsymbol{d}_n(t)\\ \boldsymbol{f}_s(t)&=-e_s(t)\frac{\Delta\boldsymbol{\xi}_s}{\left|\Delta\boldsymbol{\xi}_s\right|}+\boldsymbol{d}_s(t)\end{aligned}\right\} \tag{14}$$

$$\left.\begin{aligned}e_n(t)&=e_n(t-\Delta t)+k_n\cdot\left|\Delta\boldsymbol{\xi}_n\right|\\ e_s(t)&=e_s(t-\Delta t)+k_s\cdot\left|\Delta\boldsymbol{\xi}_s\right|\\ \boldsymbol{d}_n(t)&=\eta_n\cdot\Delta\boldsymbol{\xi}_n/\Delta t\\ \boldsymbol{d}_s(t)&=\eta_s\cdot\Delta\boldsymbol{\xi}_s/\Delta t\end{aligned}\right\} \tag{15}$$

$$\left.\begin{aligned}\Delta\boldsymbol{\xi}_n&=\left(\Delta\boldsymbol{\xi}\cdot\frac{\boldsymbol{r}_{ij}}{\left|\boldsymbol{r}_{ij}\right|}\right)\frac{\boldsymbol{r}_{ij}}{\left|\boldsymbol{r}_{ij}\right|}\\ \Delta\boldsymbol{\xi}_s&=\Delta\boldsymbol{\xi}-\Delta\boldsymbol{\xi}_n\end{aligned}\right\} \tag{16}$$

ここに，$\boldsymbol{f}_n$, $\boldsymbol{f}_s$：係留索粒子 i,j 間の法線（添字 n）および接線（添字 s）方向の作用力ベクトル，k_n, k_s：弾性スプリング定数，η_n，η_s：粘性ダッシュポット定数，e_n，e_s：バネによる抗力，$\boldsymbol{d}_n$，$\boldsymbol{d}_s$：ダッシュポットによる抗力ベクトル，$\Delta\xi$, $\Delta\xi_n$, $\Delta\xi_s$：時間 Δt 間の変位ベクトルである．

浮体との接続点には，ダミー粒子が配置され，近傍の浮体構成粒子の位置および速度の内挿値を与えて，係留索計算の際の境界条件とした．また，アンカー点には固定粒子を配置した．

(3) 浮体の運動追跡

浮体は，複数の粒子を剛体連結モデル（Koshizukaら，1998）によって連結させて構成する．浮体の運動は，流体と同じ解空間で追跡する．先述の粒子間相互作用モデルによって計算された流体力に係留索張力を加えて，以下の式から並進加速度と角加速度を得て，移動量および速度が計算される．

$$M_b\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{u}_b}{\mathrm{dt}}=\boldsymbol{F}_f+\boldsymbol{F}_{cb}+M_b\boldsymbol{g}+\boldsymbol{T}_c \tag{17}$$

$$I\boldsymbol{\omega}=\boldsymbol{N}_f+\boldsymbol{N}_{cb}+\boldsymbol{N}_g+\boldsymbol{T}_c\times\boldsymbol{r}_{Gc} \tag{18}$$

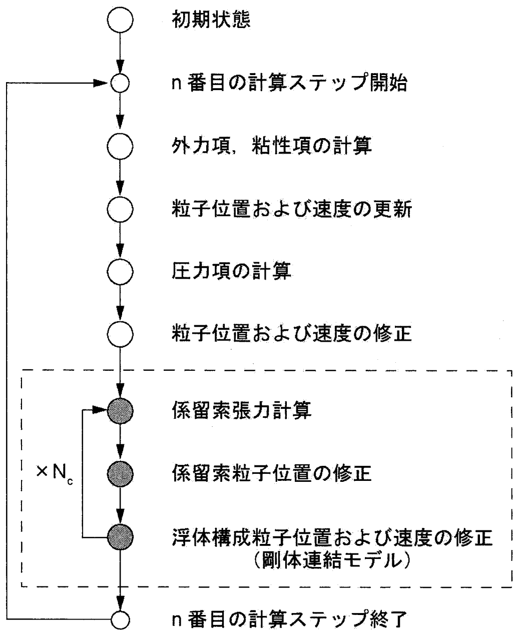

図-1 計算フロー

ここに，M_b：浮体の質量，$\boldsymbol{u}_b$：浮体重心の並進速度，$\boldsymbol{F}_f$：流体力ベクトル，$\boldsymbol{F}_{cb}$：衝突力ベクトル，I：慣性モーメント，$\boldsymbol{\omega}$：角加速度ベクトル，$\boldsymbol{N}_f$：流体力によるトルク，$\boldsymbol{N}_{cb}$：衝突力によるトルク，$\boldsymbol{r}_{Gc}$：浮体重心と先述のダミー粒子との相対位置ベクトルである．$\boldsymbol{T}_c$には，このダミー粒子とその隣接係留索粒子との間に作用したバネによる復元力を用いた．

$$\boldsymbol{T}_c = -k_n\left(l_0 - \left|\boldsymbol{r}_{ij}\right|\right)\frac{\boldsymbol{r}_{ij}}{\left|\boldsymbol{r}_{ij}\right|} \tag{19}$$

(4) 計算アルゴリズム

図-1に，計算フローを示す．流体計算の時間積分では，通常のMPS法と同様にオイラー陽解法を用いるが，係留索の運動解析においては，用いた弾性係数の値が非常に大きく，計算が破綻しやすいので，流体計算の計算時間間隔Δt (=5.0×10^{-4}s) の $1/N_c$($N_c=500$) の計算時間間隔Δt_c (=1.0×10^{-6}s) を用い，さらに，鈴木ら (2005) と同様に，newmark-β法を用いた．すなわち，位置座標および速度の更新を

$$\boldsymbol{r}^{t+\Delta t} = \boldsymbol{r}^t + \frac{\Delta t_c^2}{2}\left\{(1-2\beta)\boldsymbol{a}^t + 2\beta\boldsymbol{a}^{t+\Delta t}\right\} \tag{20}$$

$$\boldsymbol{u}^{t+\Delta t} = \boldsymbol{u}^t + \frac{\Delta t_c}{2}\left\{\boldsymbol{a}^t + \boldsymbol{a}^{t+\Delta t}\right\} \tag{21}$$

によって行い（ここに，$\boldsymbol{a}$：加速度ベクトル，β=1/4），(20)式および(21)式を(8)式に代入して得られる加速度に関する連立一次方程式を，反復計算によって求めた．

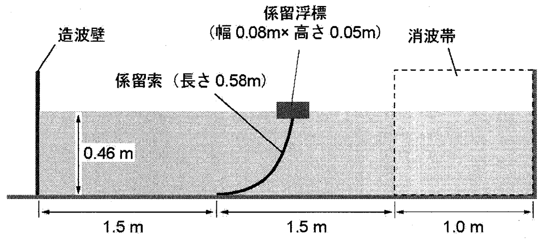

図-2 計算領域

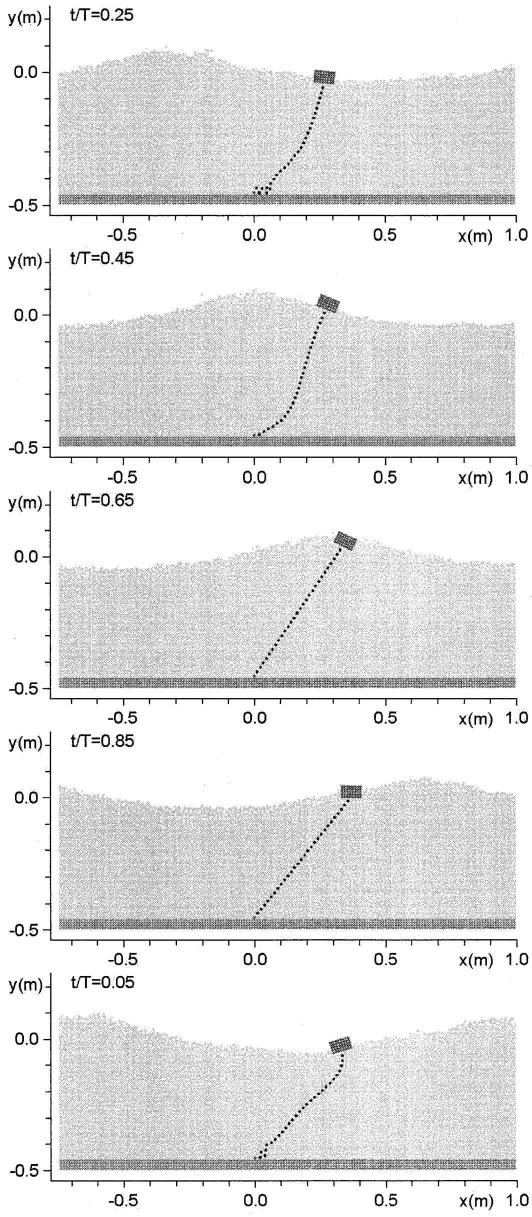

図-3 瞬間像(case1)

3. 波浪中の係留浮標運動のシミュレーション

(1) 計算領域

図-2に，計算領域を示す．用いた数値造波水槽は，勾配ゼロで，初期水深は0.46mとした．係留アンカー点は，領域左側に配置した造波壁から1.5m岸側に設置し，さらに1.5m離して消波領域を配置した．この領域では，末吉ら（2003）と同様に，壁粒子を隙間をあけて配置することにより波のエネルギーを吸収し，反射波を抑制する．係留索は，鉄製の鎖を想定し，弾性係数 $E=2.1\times10^{10}$ kg/m^{2}とした．係留索の全長は，水深よりも長い0.58mであるので，通常時は弛緩係留となる．浮標は，幅0.08m×高さ0.05m，単位体積重量 0.25×10^3kg/m^{3}である．また，重村ら（1987）は，浮標には岸側に向かって吹く風力が常に作用するものとし，40m/sの風に相当する荷重を浮標中央部に取り付けた糸を介して作用させている．したがって，本計算でも浮標に同様の力を与えた．入射波は，波形勾配の異なる2種類の規則波を用いた．

(2) case1（T=1.0s, H=0.13cm）：波形勾配大

図-3に，一周期分の瞬間像を示す．係留索粒子は，見易いように計算点の位置に水粒子と同じ大きさの粒子を描画して表示している．$t/T=0.25$では，浮標は波の谷に存在し，係留索は弛緩状態にあり，アンカー点近辺に係留索の一部が集まる．波峰に差し掛かるとともに，浮標は水面勾配と同じ勾配で傾きながら，岸側へと移動する（$t/T=0.45$）．波頂に至ると，浮標はほぼ水没し，係留索は緊張する（$t/T=0.65$）．そして，再び係留索は弛緩し，浮標は沖側に移動する（$t/T=0.85$~0.05）．

図-4に，浮標重心の軌跡の一例を，重村らの水理実験結果と併せて示す．浮標は時計回りに移動し，その軌跡は，幅，高さ共に約0.1mの斜め右上に引き延ばされた楕円を描く．四角形のプロットは，1/10周期ごとに重心位置を示したものであるが，ほぼ等間隔であることから，一周期内で移動速度はあまり変化しない．

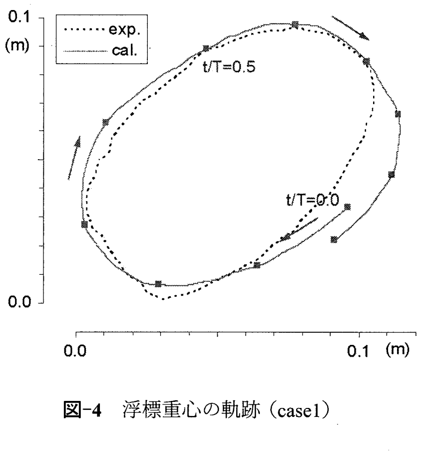

図-4　浮標重心の軌跡（case1）

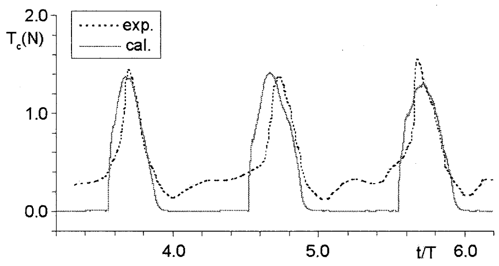

図-5　係留索張力（case1）

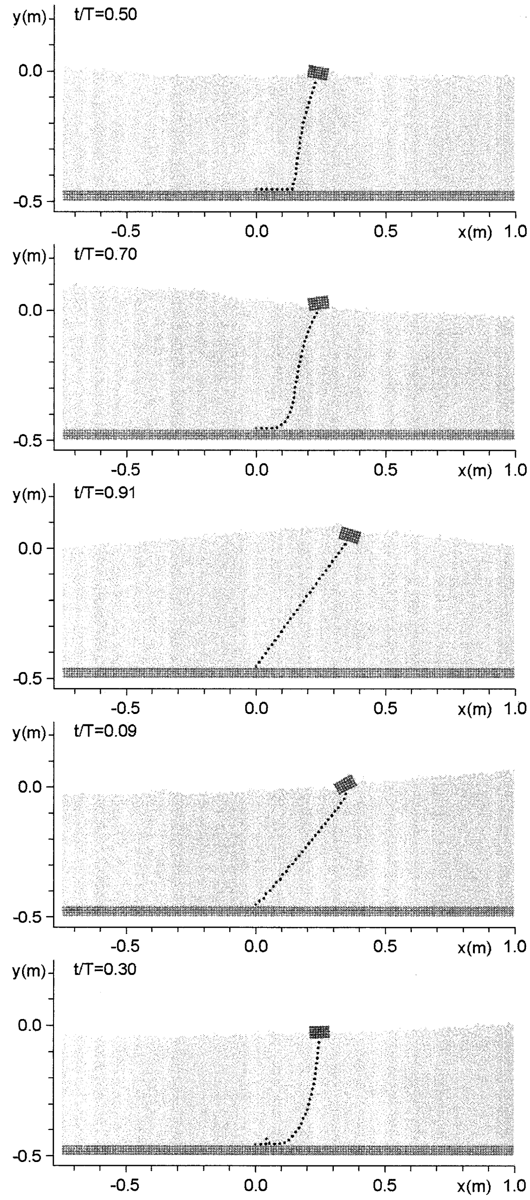

図-6　瞬間像（case2）

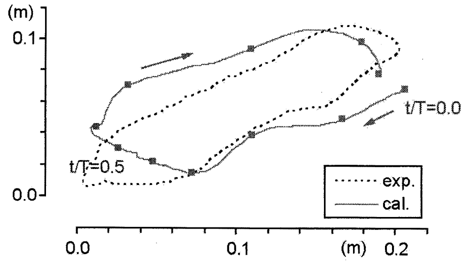

図-7　浮標重心の軌跡（case2）

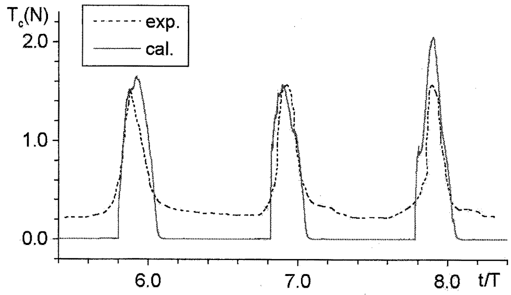

図-8　係留索張力（case2）

図-5に，浮標に作用した係留索張力の時系列変化を示す．計算では，係留索が弛緩状態にあるときに張力がほぼゼロとなってしまい，水理実験結果と異なるが，緊張状態に見られるピーク値は，実験結果と良好に対応している．

(3) case2（T=2.2 s, H=0.12 cm）：波形勾配小

図-6に，瞬間像を示す．基本的な特徴は，case1と同様であるが，弛緩状態にある時間が長いので，係留索が底面を這う状態が現れる（t/T=0.5)．

図-7に，浮標重心の軌跡を示す．このケースでは，case1 と比較して軌跡がさらに引き延ばされた形になり，移動幅は case1 の約2倍の0.2mに達する．実験結果と比較すると，やや高さ方向の移動量が大きいが，概ね良好に対応している．また，このケースでは，移動速度は一定ではなく，長軸方向に移動が支配的な位相で移動速度が大きくなる．

図-8に，係留索張力を示す．このケースでも，係留索の緊張状態におけるピーク値は，実験値とほぼ良好に一致している．

4. おわりに

本研究では，粒子法を用いて，波浪中の係留浮体の挙動を推定する解析手法の開発を行った．計算結果は，水理実験結果と概ね対応するものであったが，いくつかの課題は存在する．特に，係留索張力については，弛緩状態における再現性が不充分である．また，本手法は収束性を保つために充分に小さな計算時間間隔を必要とすることもアルゴリズムの改善を要する点である．

参　考　文　献

五十里洋行・後藤仁志（2008）：粒子法による水没柔軟植生の揺動現象の数値シミュレーション，水工学論文集，第52巻，pp. 973-978.

池野正明（2000）：境界要素法を用いた浮体構造物の3次元非線形挙動解析，土木学会論文集，No.656/II-52，pp. 167-181.

上田　茂・白石　悟（1981）：カテナリー理論による最適係留鎖の選定法および計算図表，港湾空港技術研究所資料，No.379，55p.

久保雅義・斉藤勝彦・榊原繁樹（1988）：岸壁前面係留船の船体動揺へのストリップ法への拡張，海岸工学論文集，第35巻，pp. 682-686.

越塚誠一（2005）：粒子法，丸善，144 p.

槇木亨・久保雅義（1980）：荷役限界からみた港内静穏度に関する研究，海岸工学論文集，第27 巻，pp. 307-311.

重村利幸・林建二郎・神崎智志（1987）：外洋に面した海浜上にある係船浮標の挙動について，海岸工学論文集，第34巻，pp.621-625.

末吉　誠・内藤　林（2003）：粒子法による強非線形流体現象の研究（その３） -水波と浮体の数値シミュレーションに関する検討-，関西造船協会論文集，第239号，pp. 81-86.

鈴木克幸・中住昭吾・伊藤陽介・正木剛（2005）：ケーブル運動のリアルタイムシミュレーション，計算力学講演会講演論文集，No.18，pp. 789-790.

高山知司・鈴木康正・永井紀彦・蜂須賀和吉（1979）：一点係留ブイバースに働く波浪中の係留力に関する模型実験，海岸工学論文集，第26巻，pp. 471-475.

水谷法美・A. Rahman・許　東秀・島袋洋行（2004）：VOF法による潜水浮体の波浪動揺と波変形に関する有限変位解析手法の開発，海岸工学論文集，第51巻，pp. 701-705.

Cundall, P. A. and O. D. L. Strack (1979): A discrete numerical model for granular assembles, *Gētechnique*, 29, No.1, pp. 47-65.

Koshizuka, S., H. Tamako and Y. Oka (1995): A particle method for incompressible viscous flow with fluid fragmentation, *Comp. Fluid Dyn. J.,* Vol.4, pp. 29-46.

Koshizuka, S., A. Nobe and Y. Oka (1998): Numerical analysis of breaking waves using the moving particle semi-implicit method, *Int.J.Numer.Mech.Fluids,* Vol.26, pp.751-769.