

波浪外力に対する混成防波堤の動的挙動に関する数値計算

雨森洋司*・高山知司・金泰民・永江大成*

* 京都大学大学院工学研究科

要 旨

本研究では数値波動水路 (CADMAS-SURF) によって求められた波力を用いてケーソンの挙動計算を行った。また、ケーソンが動くことによって生じるケーソン境界流速を数値波動水路に取り入れ、造波抵抗力を考慮することにより、相互的に計算を行えるよう開発した。水理模型実験との比較を行い、シミュレーションの妥当性を検討した結果、一波毎の残留滑動量は同程度になるが、大きく滑動して定性的な挙動は再現できなかった。これは、マウンドを構成している捨石の弾性メカニズムを上手く再現できていないからであると考えられる。

キーワード：個別要素法，数値波動水路，混成防波堤，動的挙動

1. 序 論

1.1 はじめに

近年、防波堤の安全度を示す指標として期待滑動量を用いた信頼性設計法が検討されている。例えば、下迫ら (1997)、池末ら (1999) はモンテカルロシミュレーション法を用いた期待滑動量の計算を試みている。期待滑動量を用いた信頼性設計法の精度を向上させるためには、堤体の滑動量を正確に求めることが不可欠である。そのような研究としては、下迫ら (1994)、谷本ら (1996) の研究がある。これらの研究では、捨石マウンドを剛体と仮定し、堤体に働く外力として波力の時系列モデルを与えてケーソンの運動方程式を解くことによって滑動量を求め、実験による実際の滑動量と比較している。しかし、これらの研究において滑動量が大きくなると実験値よりも計算値の方が大きくなる傾向が見られた。Kimら (2004) によると、ひとつには実際の防波堤ではケーソンに作用する波力によって生じるモーメントによって、ケーソン後趾がマウンドの中へめりこむ

ようにして滑動することがあり、剛マウンド上を水平に滑動する場合に比べて、滑動量が小さくなるためだと思われる。

また、高山・東良 (2002) は防波堤の被災毎の統計的解析を行い、ケーソン式混成堤では堤体が滑動したもののうち、30%強のケースにおいて堤体の傾斜がみられた。そのため、ケーソンが傾斜しながら滑動するのは、特殊なケースではないことがわかる。このため、滑動量の算定モデルにもケーソンの傾斜の効果を導入することが重要である。

堤体の大きな変形に対しても対応可能な計算方法として個別要素法 (以降 DEM) がある。防波堤への適用としては、伊藤ら (2000,2001)、藤井ら (2001) が二次元で解析し、実験との比較を行っている。しかし、マウンド構成要素を円形要素で扱っているため、噛み合わせが十分でなく実験値との差が生じてしまう。そこで、高山ら (2004) はマウンド構成要素として宮田ら (2002) が提案している Superquadric 要素の一つである楕円要素を導入して噛み合わせの改良を行っている。しかしながら、実験値と比べる

と一波毎の残留滑動量は概ね等しいが、滑動量がかなり大きくなった。この要因として、流体抵抗力を考慮していないためではないかと考察している。

また、高山ら (2004) は、押し波時は谷本ら (1996) が提案した三角形波形と正弦波形を組み合わせた波形モデルを採用し、引き波時は、壁面に波の谷があるときの波力算定式によって冲向きの最大波力 P_{br} を求め、それを最大振幅とする正弦波形で増減させるものとしている。このため、全く同じ時系列の波力が作用しており、実際の波力を再現しているとは言い難い。

1.2 本研究の目的

本研究の主要な目的を以下に述べる。

- 個別要素法において作用させる波力に、数値波動水路より得られる波力を用いることにより、より現実的な波力を作用させる。
- 個別要素法での挙動を数値波動水路に取り入れることにより、流体抵抗力を考慮し、連成運動計算を行えるよう開発する。

2. 数値計算法

2.1 個別要素法の概要

個別要素法 (Discrete Element Method) は、Cundall and Strack(1979) によって提案された手法で、不連続な要素の集合体に対し個々の要素が運動方程式を満足し、要素間の力の伝達が作用・反作用の法則に従うことを条件に集合体の動力学の挙動を数値解析するものである。要素一つ一つについて運動方程式を解き、各時間における要素の位置を逐次追跡するため、構造物の大変形問題への適用が可能である。要素間相互作用力は、接触粒子間に弾性バネと粘性ダッシュポットがあると想定し、それらによる力によって表現する。

(1) 基礎方程式

個別要素法の支配方程式は、ニュートンの運動方程式である。要素 i について考えると、重力以外の外力が働かないとき、重心に関して以下の運動方程式が成り立つ。

$$m_i \ddot{x}_i = \sum_j F_{ij} + m_i g \quad (1)$$

ここで、 m_i は要素 i の質量、 x_i は要素 i の重心位置ベクトル、 F_{ij} は要素 j が要素 i に及ぼす接触力、 g は重力加速度である。

また、要素 i の重心まわりの回転に関して以下の

方程式が成り立つ。

$$I_i \ddot{\theta}_i = \sum_j M_{ij} \quad (2)$$

ここで、 I_i は要素 i の慣性モーメント、 θ_i は重心まわりの角度、 M_{ij} は要素 j による接触力が要素 i に及ぼす重心まわりのモーメントである。

(2) 差分スキーム

数値解析においては、基礎方程式をプログラム中では差分形式にして計算する必要がある。一般的には陽解法の中央差分が用いられており、タイムステップ n における要素 i の重心運動の加速度は、式 (1) を変形して、

$$\ddot{x}_i^n = \frac{\sum_j F_{ij} + m_i g}{m_i} \quad (3)$$

で与えられる。すると、タイムステップ $n+1/2$ における速度が以下で与えられる。

$$\dot{x}_i^{n+1/2} = \dot{x}_i^{n-1/2} + \ddot{x}_i^n \Delta t \quad (4)$$

ゆえに、タイムステップ $n+1$ における要素 i の位置は以下で求められる。

$$x_i^{n+1} = x_i^n + \dot{x}_i^{n+1/2} \Delta t \quad (5)$$

回転運動の方程式についても全く同様にして、角加速度、角速度、角度がそれぞれ以下のように求められる。

$$\ddot{\theta}_i^n = \frac{\sum_k M_{ik}}{I_i} \quad (6)$$

$$\dot{\theta}_i^{n+1/2} = \dot{\theta}_i^{n-1/2} + \ddot{\theta}_i^n \Delta t \quad (7)$$

$$\theta_i^{n+1} = \theta_i^n + \dot{\theta}_i^{n+1/2} \Delta t \quad (8)$$

以上のようにして、現タイムステップにおける要素の位置・角度を更新する。

(3) 要素間の接触力計算

要素 i と要素 j 間の接触力を計算する前に、まず、両者が接触状態にあるかどうかを判定する必要がある。接触しているならば接触力が働き、非接触状態ならば要素 i は要素 j から何の力も受けない。円形要素の場合、接触しているかどうかは二要素の中心座標と半径によって決定される。Fig. 1 に示すように、二要素間の侵入距離 δ_n を次式で定義すると、 $\delta_n \geq 0$ のときが接触状態であり、 $\delta_n < 0$ のとき非接触状態となる。

$$\delta_n = R_i + R_j - \sqrt{(x_i - x_j)^2 + (y_i - y_j)^2} \quad (9)$$

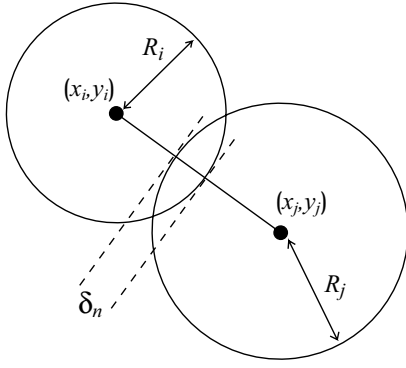


Fig. 1 The distance of intrusion

ただし，ここで (x_i, y_i) ， (x_j, y_j) は要素 i と要素 j の中心位置座標であり， R_i, R_j はそれぞれの半径である。

接触状態にある二要素間には，法線方向・接線方向それぞれに弾性バネと粘性ダッシュポットを配置して要素間作用力を計算する。ただし，要素間に引張力は働かないので，法線方向には，引っ張りに抵抗しないジョイントであるディバイダーを配置する。また，計算の対象が非粘性材料の場合，接線方向に静止摩擦以上の力が作用すると滑動するスライダを配置する。要素 j の中心の要素 i の中心に対する前タイムステップからの相対変位 $\Delta \mathbf{r}$ は

$$\Delta \mathbf{r} = \left\{ \mathbf{x}_j(t) - \mathbf{x}_j(t - \Delta t) \right\} - \left\{ \mathbf{x}_i(t) - \mathbf{x}_i(t - \Delta t) \right\} \quad (10)$$

と表せる。ゆえに，法線方向の侵入距離 δ_n と接線方向のせん断距離 δ_s の前タイムステップからの増分は以下ようになる。

$$\Delta \delta_n = \Delta \mathbf{r} \cdot \mathbf{e}_n(t) \quad (11)$$

$$\Delta \delta_s = \Delta \mathbf{r} \cdot \mathbf{e}_s(t) + R_i \{ \theta_i(t) - \theta_i(t - \Delta t) \} + R_j \{ \theta_j(t) - \theta_j(t - \Delta t) \} \quad (12)$$

ここで， $\mathbf{e}_n$ ， $\mathbf{e}_s$ は法線および接線方向の単位ベクトルである。式 (12) で表されるせん断距離 δ_s の増分のうち第一項は二要素の中心位置のずれに起因する成分であり，第二項と第三項は回転によるせん断効果を表す成分である。

よって，法線および接線方向のバネ定数を k_n, k_s ，減衰定数を c_n, c_s とすると，弾性バネによる作用力 f_{ne}, f_{se} と，粘性ダッシュポットによる作用力 f_{nd}, f_{sd} は，それぞれ以下のように表される。

$$f_{ne}(t) = f_{ne}(t - \Delta t) + k_n \Delta \delta_n \quad (13)$$

$$f_{se}(t) = f_{se}(t - \Delta t) + k_n \Delta \delta_s \quad (14)$$

$$f_{nd}(t) = c_n (\Delta \delta_n / \Delta t) \quad (15)$$

$$f_{sd}(t) = c_s (\Delta \delta_s / \Delta t) \quad (16)$$

実際の物質では，歪めば歪むほど反力が大きくなるので，バネ定数は侵入距離やせん断距離の関数であるべきだが，計算が煩雑になるため，多くの研究ではそれらを一定値として計算している。本研究でも，定数を一定値とする。

要素 i と要素 j 間の法線および接線方向の接触力 f_n と f_s は，バネとダッシュポットによる作用力 f_{nd} と f_{sd} の合計である。ただし，ディバイダーとスライダの効果があるので，結局以下ようになる。

$$f_n(t) = f_{ne}(t) + f_{nd}(t) \quad (17)$$

$$f_s(t) = f_{se}(t) + f_{sd}(t) \quad (18)$$

$$\text{ただし, } f_n(t) = f_s(t) = 0 \quad (19)$$

$$\text{when } f_{ne}(t) < 0$$

$$f_s(t) = \mu \cdot \text{SIGN}(f_{ne}(t), f_{se}(t)) \quad (20)$$

$$\text{when } |f_{se}(t)| > \mu \cdot f_{ne}(t)$$

ここで， $\text{SIGN}(a, b)$ は $|a|$ に b の符号を付けることを意味する。また， μ は二要素の接触面の摩擦係数である。

2.2 Superquadric 要素を用いた際の計算方法

個別要素法によるシミュレーションの多くは，円形要素を採用している。転がり摩擦などを導入して円形要素であることによる回転しやすさを抑えてはいるものの，噛み合わせ効果は再現できていない。本研究では高山ら (2004) が行ったように捨石同士のカミ合わせを考慮できる宮田ら (2002) が提案した以下の式の Superquadric 要素を用いる。

$$\left(\frac{|x|}{a} \right)^n + \left(\frac{|y|}{b} \right)^n - 1 = 0 \quad (21)$$

式中の n の値を変えることによって，四角に近い形を表現できる。

Superquadric 要素を用いても，シミュレーションの基本的な部分は通常の円形要素と同じであるが，接触判定と粒子間力の計算については若干の相違がある。二粒子間の中心間の距離が同じでも，進入距離が異なる場合があるからである。また，粒子の回転によって法線方向の接触力が変化するのも円形要素にはない特徴である。

(1) 接触判定

Fig. 2 のような二粒子の接触について考える。各粒子ごとに，その中心を原点とし，長軸方向に x

軸，短軸方向に y 軸をとった local 座標系を導入し，geometric potential $f_i(x_i, y_i)$ を式 (22) のように定義する。

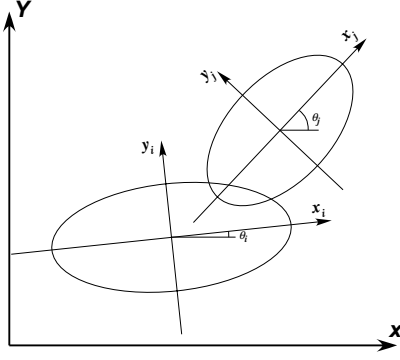


Fig. 2 The local coordinates system of Superquadric elements

$$f_i(x_i, y_i) = \left(\frac{|x_i|}{a_i} \right)^n + \left(\frac{|y_i|}{b_i} \right)^n - 1 \quad (22)$$

すると，粒子 i の表面は $f_i(x_i, y_i) = 0$ で表現され，内部は $f_i(x_i, y_i) < 0$ ，外部は $f_i(x_i, y_i) > 0$ で表される。ただし， a_i, b_i はそれぞれ，粒子 i の長径の半分の長さ，短径の半分の長さを表す。

粒子 i の表面上の任意点の座標成分は，粒子 i の local 座標系において，以下で与えられる。

$$\begin{bmatrix} x_i^I \\ y_i^I \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_i \text{sign}(\cos \alpha_i) |\cos \alpha_i|^{\frac{2}{n}} \\ b_i \text{sign}(\sin \alpha_i) |\sin \alpha_i|^{\frac{2}{n}} \end{bmatrix} \quad (23)$$

ここで， α_i は $0 \leq \alpha \leq 2\pi$ の媒介変数であり， α_i を変化させることによって表面上のさまざまな位置の座標を表す。また， x_i^I の上付き表号は座標系を表し，下付き表号は注目している粒子を表している。

粒子 i の中心の global 座標系における成分を (X_i^C, Y_i^C) ，粒子 j の中心を (X_j^C, Y_j^C) とすると，式 (23) で表される粒子 i の表面上の点の local 座標系成分 (x_i^I, y_i^I) は，粒子 j の local 座標系における点 (x_i^J, y_i^J) として，座標変換によって次式のように表現される。

$$\begin{bmatrix} x_i^J \\ y_i^J \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(\theta_j - \theta_i) & \sin(\theta_j - \theta_i) \\ -\sin(\theta_j - \theta_i) & \cos(\theta_j - \theta_i) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_i^I \\ y_i^I \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \cos \theta_j & \sin \theta_j \\ -\sin \theta_j & \cos \theta_j \end{bmatrix} \begin{bmatrix} X_i^C - X_j^C \\ Y_i^C - Y_j^C \end{bmatrix} \quad (24)$$

ここで， θ_i, θ_j はそれぞれ，粒子 i と粒子 j の各 local 座標軸が global 座標の座標軸に対してなす角であり，半時計まわりを正とする。

粒子 j の geometric potential $f_j(x_j, y_j)$ は，

$$f_j(x_j, y_j) = \left(\frac{|x_j|}{a_j} \right)^n + \left(\frac{|y_j|}{b_j} \right)^n - 1 \quad (25)$$

で表される。式 (24) の成分を式 (25) に代入すると， $f_j(x_j, y_j)$ は α_i の関数となって，ある値が得られる。粒子 i の表面上の点が粒子 j の内部にあるなら，その値は負になり，外部にあるなら正となる。ゆえに， α_i を $0 \leq \alpha_i \leq 2\pi$ の間で変化させたとき，粒子 j の geometric potential が負で最小（絶対値が最大）となる点が，粒子 i の表面上の点のうち，粒子 j の最も内部にある点ということになる。この点を粒子 i 側の接触点とする。 α_i をいかに変化させても，粒子 j の geometric potential が負にならないときは，粒子 i と粒子 j は接触していないことになる。以上が本研究で採用した接触判定法である。

(2) 法線方向接触力

既に述べたように Superquadric 要素の場合，要素同士の間距離に法線方向の接触力が比例せず，また，要素回転によって接触力が変化するという特徴がある。これを表現するために以下のようにした。

一般に，関数 $f(x, y) = 0$ 上の任意の点における曲率半径 ρ は次式で表される。

$$\rho = \frac{\left\{ \left(\frac{\partial f}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial y} \right)^2 \right\}^{3/2}}{\left\{ \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} \left(\frac{\partial f}{\partial y} \right)^2 - 2 \frac{\partial^2 f}{\partial x \partial y} \frac{\partial f}{\partial x} \frac{\partial f}{\partial y} + \frac{\partial^2 f}{\partial y^2} \left(\frac{\partial f}{\partial x} \right)^2 \right\}} \quad (26)$$

よって，接触判定の際に求めた接触点における曲率半径 ρ_i が求まる。また，関数 $f(x, y) = 0$ 上の任意の点における法線ベクトル n は次式で与えられるので，接触点における法線ベクトル n_i が求まる。

$$n = \frac{\nabla f(x, y)}{|\nabla f(x, y)|} \quad (27)$$

Fig. 3 のように，接触点において，粒子 i の曲率半径と等しい半径を持つ円を考える。すると，その中心の座標成分 c_{xi}, c_{yi} は粒子 i の local 座標系において，

$$\begin{bmatrix} c_{xi} \\ c_{yi} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} x_i^I \\ y_i^I \end{bmatrix} - \rho_i n_i \quad (28)$$

で与えられる。ただし， (x_i^I, y_i^I) は粒子 i の geometric potential を最小とする点の粒子 i の local 座標である。粒子 j の側においても全く同様にして，楕円 j の曲率半径と同じ半径をもつ円が定まる。そして，これら仮想の円同士が接触しているものとして，法線方向の接触力を求める。その意味で，これらを仮

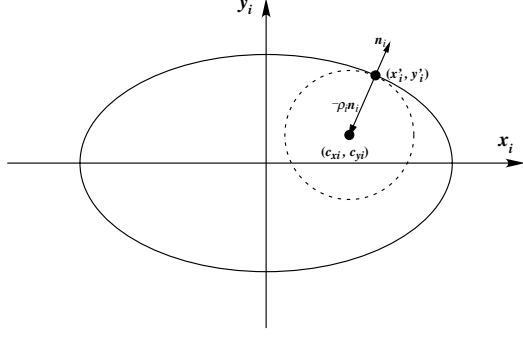


Fig. 3 The virtual contact circle

想接触円と呼ぶ。仮想接触円の中心間距離を d として、二要素間の侵入距離 δ_n を式 (29) で定義する。

$$\delta_n = \rho_i + \rho_j - d \quad (29)$$

すると、進入距離の増分 $\Delta\delta_n$ は以下で与えられる。

$$\Delta\delta_n = \delta_n(t) - \delta_n(t - \Delta t) \quad (30)$$

これらの式を用いて、弾性バネによる作用力 f_{nd} と、粘性ダッシュポットによる作用力 f_{nd} を円要素と同様に式 (13)、式 (15) で求める。

以上の求め方では、必ずしも仮想接触円の中心を結んだ線上に接触点が存在するわけではないが、力の作用方向は、仮想接触円の中心を結んだ線分に平行な方向とし、力の作用点は接触点とする。

また、長短軸を有する要素を用いる場合は異方性の問題がある。本来、法線方向の直応力 σ は物性によるヤング率 E にひずみ ε を乗じたものであるから、浸入距離 δ_n が同じ場合でも接触力が異なるはずである。別な言い方をすると、長軸方向の方が短軸方向よりもめり込みやすい(粒子どうしが厚く重なりやすい)はずである。しかし、本研究ではその効果を考慮すると計算が煩雑になるため、無視した。

(3) 接線方向接触力

要素を superquadric 要素にすることにより、接線方向のせん断距離は式 (12) の第二項、第三項が以下のように変化する。

$$\begin{aligned} \Delta\delta_{sr} = & (Arm_{ij} \cdot \Delta\theta_i) e_i(t - \Delta t) \cdot e_s(t) \quad (31) \\ & + (Arm_{ji} \cdot \Delta\theta_j) e_j(t - \Delta t) \cdot e_s(t) \end{aligned}$$

ただし、Fig. 4 に表すように Arm_{ij} は粒子 i の中心から接触点までの距離である。同様に Arm_{ji} は粒子 j の中心から接触点までの距離であり、 e_i, e_j はそれぞれ、粒子 i, j の中心から接触点に向かうベ

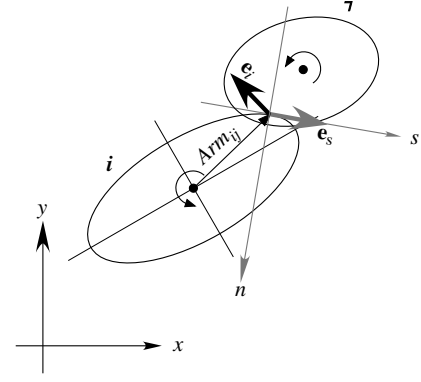


Fig. 4 The definition of the direction contact power of a tangent

クトルと直行する単位ベクトルである。また、

$$\Delta\theta_k = \theta_k(t) - \theta_k(t - \Delta t) \quad (k = i, j) \quad (32)$$

である。

2.3 剛体要素の取り扱い

ケーソンのモデル化手法として、本研究では、後藤ら (2000) の剛体連結モデルによってケーソンをモデル化する。これは、円形要素の集合によってケーソンなどの矩形や、または任意の形状を作成する手法である。ただし、要素同士を間隙バネによって結合するのではなく、ケーソン構成要素に対し、要素同士の相対位置関係を変化させないための補正計算を行って、全体として剛体運動させるというものである。座標修正計算は以下のように行う。

まず、ケーソンの変位は重心の並進変位と重心まわりの回転に分解できる。ゆえに、特殊な連結関係がないものとして算出したケーソン構成要素の次タイムステップの仮位置 r_i と仮速度 $\dot{r}_i$ からケーソン重心の並進速度ベクトル $\dot{r}_g$ を求め、重心まわりの回転角速度ベクトル ω を求めると、剛体的挙動を満足するためのケーソン構成要素 i の速度ベクトル $\dot{x}_i$ は次式で表される。

$$\dot{x}_i(t) = \dot{r}_g + \omega \times (r_i - r_g) \quad (33)$$

これを用いてケーソン構成要素 i の次タイムステップの位置は以下の式で修正される。

$$x_i(t + \Delta t) = x_i(t) + \dot{x}_i(t) \Delta t \quad (34)$$

なお、並進速度ベクトル $\dot{r}_g$ と重心まわりの回転角速度ベクトル ω は以下の式で求められる。

$$r_g = \frac{1}{N} \sum_i^N r_i \quad (35)$$

$$\dot{\mathbf{r}}_g = \frac{1}{N} \sum_i^N \dot{\mathbf{r}}_i \quad (36)$$

$$\omega = \frac{1}{I_g} \sum_i^N \left\{ (\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_g) \times m_i (\dot{\mathbf{r}}_i - \dot{\mathbf{r}}_g) \right\} \quad (37)$$

$$I_g = \sum_i^N m_i |\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_g|^2 \quad (38)$$

ただし、 N はケーソン構成要素の総数であり、 I_g はケーソンの重心まわりの慣性モーメントを表す。

個別要素法による要素の座標更新が行われるたびに、ケーソン構成要素に対してのみ以上のような座標修正を施すことにより剛体的挙動が表現できる。

2.4 数値波動水路の概要

本研究で用いる数値波動水路は「数値波動水路の耐波設計への適用に関する研究会（代表：磯部）」が開発した自由表面解析モデルに VOF 法を用いた数値波動水路（以降 CADMAS-SURF）を用いる。ここでは簡単な概要を述べるが、詳しくは沿岸開発技術研究センター（2001）を参照されたい。CADMAS-SURF の特徴を以下に列挙する。

- 自由表面が多価関数となる複雑な流れを解析対象とする。
- 2次元非圧縮流体の Navier-Stokes(Reynolds) 方程式と連続の式を基礎方程式とする。
- 自由表面解析モデルに VOF 法を採用する。
- ポーラスモデルを用いて形状近似精度を高める。
- セル単位で任意の位置に構造物や境界条件を設定可能とする。
- 造波モデルとして、造波境界および造波ソースの2つを採用する。
- 造波関数（造波用の流速と水位の計算方法）として、ストークス波等の6種類を採用する。
- 無反射モデルとして、Sommerfeld の放射境界とエネルギー減衰帯の2つを採用する。
- 気泡および水滴の処理として、TimerDoor 法を採用する。

2.5 個別要素法と数値波動水路の連成計算手法

個別要素法では、固定地盤要素以外の要素は逐一移動しているが、CADMAS-SURF では、計算法によりケーソンおよび捨石マウンドは動かない。そのため、シミュレーションでは個別要素法のケーソンの移動量および回転量は微小であり、CADMAS-SURF の格子幅以上は移動せず、CADMAS-SURF での計算はケーソンは移動していないという仮定を用いた。ケーソンが大変形をする場合には、カット

セル法等を用いて CADMAS-SURF 側でもケーソンを逐一移動させて計算を行わなければならないと考えられる。

(1) 防波堤に作用する波力

本研究では CADMAS-SURF によって求まるケーソン壁側面の波圧を用いて、個別要素法でのケーソンに作用する波力とした。前述したとおり、変位量は微小という仮定から作用する波力は前面・後面に関しては水平方向成分のみを、底面部分に関しては鉛直方向成分のみを作用させた。

(2) 防波堤の運動による造波抵抗力の導入

物体が水中を運動すると水面には波ができる。これはその物体が波を起こしているということであり、この波を起こすことによる抵抗を造波抵抗と呼んでいる。本研究では、ケーソン構成粒子の移動量から計算される速度を、壁面境界条件の速度として CADMAS-SURF に取り込むことにより、造波抵抗を考慮した。壁面境界条件の速度は、CADMAS-SURF で与える格子と対応する個別要素法のケーソン構成粒子を用いて、以下の式で定義する。

$$u = \frac{x^{t+\Delta t} - x^t}{\Delta t_{CADMAS}} \quad (39)$$

ここで、 Δt_{CADMAS} は CADMAS-SURF における1タイムステップ分の時間間隔である。 x^t は前タイムステップでのケーソン粒子位置であり、 $x^{t+\Delta t}$ は Δt_{CADMAS} 後のケーソン粒子位置である。

3. 数値計算結果

3.1 計算条件

(1) 数値波動水路

計算領域として、Fig. 5 に示すように、高山ら（2004）の行った実験および計算と同じものを用いた。沖側水深 0.7m、ケーソン設置位置での水深は 0.4m であり、マウンドの高さ 0.1m、ケーソンの高さ、幅、ともに 0.4m、斜面の勾配 1:30 となっている。

数値波動水路はデカルト座標系で記述された基礎方程式を離散化した流体解析プログラムであり、格子としては一般セル、ポーラスセル、構造物セルに分けられる。本研究では左下端を原点にとり、 $x = 34.0\text{m}$ から $x = 36.0\text{m}$ 間は $\Delta x = 0.02\text{m}$ のメッシュ間隔にとり、それ以外は $\Delta x = 0.05\text{m}$ 間隔となっている。また、 $y = 0.3\text{m}$ から $y = 0.7\text{m}$ までは $\Delta y = 0.02\text{m}$ のメッシュ間隔になっている。計算時間間隔 Δt_{CADMAS} は安定した計算ができるように自動的に設定される。また捨石については慣性

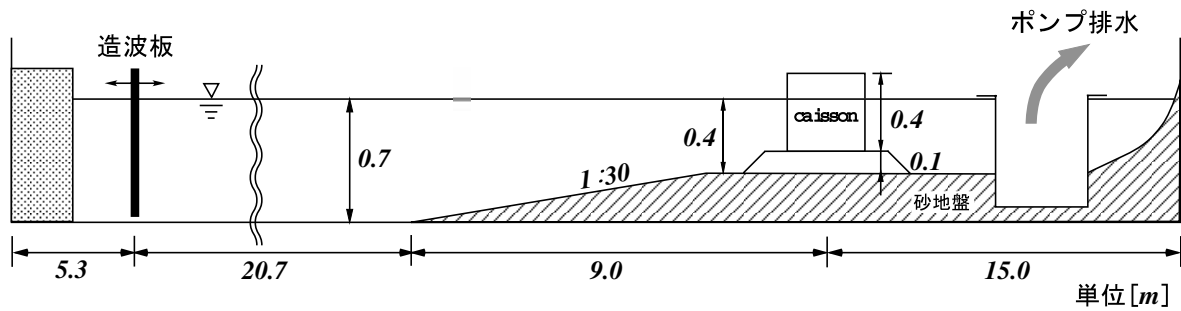


Fig. 5 The domain of calculation

Table 1 Parameter of DEM

	between rubble particles	between rubble and caisson particles
Normal spring constant	$k_n = 6.2 \times 10^3 \text{ N/s}$	$k_{n2} = 6.2 \times 10^4 \text{ N/s}$
Tangent spring constant	$k_s = 2.4 \times 10^3 \text{ N/s}$	$k_{s2} = 2.4 \times 10^4 \text{ N/s}$
Normal damping constant	$c_n = 8.9 \times 10 \text{ N} \cdot \text{s/m}$	$c_{n2} = 2.81 \times 10^2 \text{ N} \cdot \text{s/m}$
Tangent damping constant	$c_s = 5.5 \times 10 \text{ N} \cdot \text{s/m}$	$c_{s2} = 1.74 \times 10^2 \text{ N} \cdot \text{s/m}$
Friction coefficient	$\mu = 0.5$	$\mu_2 = 0.5$

力係数を 1.2, 代表径を 0.153m とした。また空隙率は実験で使用していた捨石で調べてみた所 0.44 となり, それを採用した。

(2) 個別要素法

個別要素法での捨石同士間, 捨石とケーソン構成粒子間の法線方向バネ定数, 接線方向バネ定数, 法線方向減衰定数, 接線方向減衰定数, 摩擦係数は Table 1 のようになっており, 高山ら (2004) が個別要素法によりケーソンの動的挙動を計算した際と同じ値を用いた。

また, ケーソンの構成については, 高山ら (2004) が行った計算と同様に直径 0.02m の円要素で構成し, 底面は滑らかにするため重なり合わせた。この際, 重心は下がるが, 実験でのケーソンも重りを入れて調節していたため, 重心が下にあったことからこれを考慮したと考える。

時間間隔は $\Delta t_{DEM} = 2 \times 10^{-5}$ 秒とした。

3.2 ケーソンの強制振動

CADMAS-SURF において, ケーソン壁面に境界流速を与えることによって造波抵抗を検証するテストケースを行った。ケーソンを水平に強制運動させたように, 境界流速は, 最大速度 $u_{max} = 0.15\text{m/s}$, 周期 $T = 2.0\text{s}$ で次式のように正弦的に運動させた。

$$u = 0.15 \sin(\pi/t) \quad (40)$$

その時のスナップショットを Fig. 6 に示す。ケー

ソンの前面と後面に対称な波が現れ, 堤体が動くことによって生じる流速を用いて, 流体に作用させ造波抵抗が考慮できることが分かる。

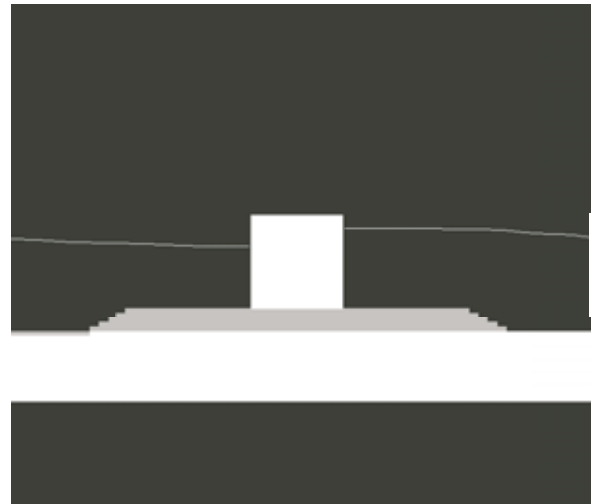


Fig. 6 Snap shot of horizontal force vibration

3.3 水理模型実験との比較

高山ら (2004) が行った水理模型実験と本研究のシミュレーション結果との比較を行った。波高 $H = 0.25\text{m}$, 周期 $T = 0.1\text{s}$ の規則波を入射させた場合の結果を Fig. 7 に示す。

造波抵抗力を考慮して連成運動計算した場合 (破線) の一波に対する最大滑動量は, しない場合 (一

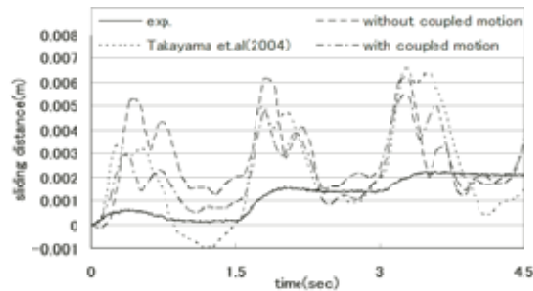


Fig. 7 Comparison as results of experiment and calculations

点鎖線)と比べて20~40%程度小さくなっている。これより、造波抵抗力を考慮することにより、滑動量が抑えられることが確認された。

しかしながら、実験値(実線)と比べると一波毎の残留滑動量は概ね等しいが、計算では押し波の際に大きく岸側へ滑動し、その後引き波の際に沖側へ戻ってくる。このような挙動は、高山ら(2004)が行ったモデル波を作用させた場合(点線)でも同様に起こっている。本研究では、ケーソンが大きく滑動する主要因として「流体抵抗力を計算に考慮していない」ためと想着て計算を行ったが、それよりも他の要因が大きく関わっていることが分かった。

ここで考えられる主な要因としては、捨石マウンドが実際よりも軟らかい要素になっており、ケーソンが沈み込みやすくなっていたり、マウンドが動きやすくなっていることが挙げられる。また、実際の捨石マウンドでは衝撃的な荷重を受けると石自体が割れるような現象が起こり、弾性係数が非線形的なものになると考えられる。

4. 結 論

本研究で得られた主要な知見を以下に挙げる。

- 数値波動水路(CADMAS-SURF)によって得られる波力を個別要素法に取り入れてケーソンの挙動計算を行った。
- ケーソンが動くことによって生じるケーソン境界流速を数値波動水路に取り入れ、造波抵抗力を考慮することにより、相互的に計算を行えるよう開発した。
- ケーソンを強制水平振動させる様な境界流速を与えた結果、堤体が動くことによって生じる流速を用いて、流体に作用させ造波抵抗が考慮できることを確認した。
- 造波抵抗力を考慮することにより、ケーソンの

滑動量が抑えられることを確認した。

- 水理模型実験との比較を行った結果、一波毎の残留滑動量は同程度になるが、大きく滑動し、定性的な挙動は再現できなかった。

参考文献

池末俊一・高山知司・下迫健一郎(1999): 混成防波堤の滑動信頼性の及ぼす波浪の波向変化特性の影響, 海岸工学論文集, 第46巻, pp.926-930.

伊藤一教・東江隆夫・勝井秀博(2000): DEM法とVOF法を用いた粒状体構造物の破壊シミュレーション, 海岸工学論文集, 第47巻, pp.746-750.

伊藤一教・樋口雄一・東江隆夫・勝井秀博(2001): 個別要素法に基づく捨石のランダム性を考慮した潜堤の変形予測手法, 海岸工学論文集, 第48巻, pp.806-810.

沿岸開発技術研究センター(2001): 数値波動水路の研究・開発(CADMAS-SURF), 456 pp.

後藤仁志・原田英治・酒井哲郎(2000): 数値移動床による混合粒径流砂の流送過程のシミュレーション, 水工学論文集, 第44巻, pp.665-670.

下迫健一郎・高橋重雄(1997): モンテカルロ法を用いた混成防波堤の期待滑動量の計算, 海岸工学論文集, 第44巻, pp.831-835.

下迫健一郎・高橋重雄(1994): 混成防波堤の期待滑動量の計算法, 海岸工学論文集, 第41巻, pp.756-760.

高山知司・東良宏二郎(2002): 防波堤の被災特性に関する統計解析, 海洋開発論文集, 第18巻

高山知司・東良宏二郎・金泰民(2004): 個別要素法を用いた混成堤の挙動計算, 海岸工学論文集, 第51巻, pp.756-760.

谷本勝利・古川浩司・中村廣昭(1996): 混成堤直立部の滑動時の流体抵抗力と滑動量算定モデル, 海岸工学論文集, 第43巻, pp.846-850.

藤井直樹・奥野俊也・安田勝則・大熊義夫(2001): 個別要素法によるケーソン防波堤の滑動計算, 海岸工学論文集, 第48巻, pp.801-805.

宮田正史・Graham G.W.Mustoe・Masami NAKAGAWA・菅野高弘(2002): 個別要素法による粒状体の荷重支持機構に関する研究, 国総研資料, 第33号

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

Kim,T.M and Takayama,T.(2004): Effect of
Caisson Tilting on the Sliding Distance of a
Caisson,Annual Journal of Civil Engineering in
the Ocean,JSCE,Vol.20.pp.89-94.

Dynamic numerical simulation of caisson breakwater for wave force

H. Amamori* , T. Takayama , T.Kim , T.Nagae*

*Graduate School of Engineering, Kyoto University

Synopsis

This study develops caisson and wave coupled motion simulation model. The wave force which works in caisson is calculated by the numerical wave motion channel(CADMAS-SURF). Moreover, numerical wave motion channel takes into the boundary flow velocity of caisson by caisson moved at DEM, and consider wave making resistance, it developed so that it could calculate correlatively. For the purpose of validity of the simulation, numerical results compare with experiment result, although caisson slid widely and the qualitative motion has not been recreated. As this cause, the elastic mechanism of rubble mound is not sufficient reproducible.

Keywords : DEM, CADMAS-SURF, rubble mound wavebreaker, dynamic coupled motion