MPS 法による大型船舶の津波中挙動と構造物に作用する 衝突荷重特性に関する研究

A RESEARCH ON CHARACTERISTICS OF DRIFTING BEHAVIOR OF HUGE SHIP IN TSUNAMIS AND THE COLLISION FORCE ACTING ON STRUCTURE WITH THE MPS METHOD

増田 光一*, 村田 一城**, 居駒 知樹***

Koichi MASUDA, Kazuki MURATA and Tomoki IKOMA

Most of the loss suffered in the Great East Japan Earthquake was due to the tsunami rather than to the earthquake itself. These tsunami drifting objects included huge ships. It is necessary to solve these problems in order to plan the safe coastal zone.

The objective in this paper is following items, 1) to propose the frictional elastic body model for collision phenomena using the MPS, 2) to clarify characteristics of collision behavior of ship.

As these results, authors found that present model is suitable for calculation of collision phenomena. And, authors confirmed the basic characteristics of behavior of ship.

Keywords : *Tsunami drifting objects, Structures, Collision, Impulse, MPS method, Friction force*

津波漂流物, 構造物, 衝突, 力積, MPS 法, 摩擦力

1. 序論

2011 年 3 月 11 日の東北地方太平洋沖地震で発生した津波は、陸域の浸水や越流現象などの直接被害のみならず、津波漂流物の接触・衝突による陸上構造物の倒壊や、陸海の物流路の閉塞による経済活動の停滞現象などのさまざまな間接被害を生んだ。岩手県釜石港に停泊していた貨物船 ASIA SYMPHONY (約 4,700 総トン) は代表的な事例の一つであり、津波によって対岸のいくつかの沿岸域施設に接触・衝突を繰り返したのち、釜石漁港魚市場施設前の岸壁に乗り上げ防潮堤に衝突した。このように、津波漂流物は沿岸域の被害規模をさらに拡大させることから、津波防災・減災対策を講じる上では、これらの漂流物の衝突現象を解明することが喫緊の課題とされている。このことから、土木工学や船舶海洋工学分野において、コンテナや木材に関する衝突問題は数多く取り組まれているものの、大質量の船舶に関する詳細な衝突現象を扱った研究はほとんどない。これは、喫水の深い大型船舶が、係留岸壁から陸域方向に乗り上がる危険性は低く、陸上へおよぼす被害について注視されてこなかったためである。また津波漂流物による衝突現象は、流体力学的振る舞いを含む物体間の微小時間における局所的な荷重の作用や変形、接触面における摩擦力による挙動の変化などが複雑に混在する強非線形現象であるため、その物理的振る舞いを把握するのは難しい。問題の解決策の一つとして模型実験が考えられるが、実機を用いた実験はもとより、妥当な現象再現が可能な縮尺模型実験で

あっても大規模となり、検討を実施するためには費用が膨大となる。

以上の問題に対して、大型船舶の漂流および接触・衝突現象を解析する有力な手法として数値シミュレーションが挙げられる。特に、MPS (Moving Particle Semi-implicit) 法は Koshizuka ら¹⁾によって開発された非圧縮性流体のための数値解析手法であり、大変形した自由表面処理が格子法よりも容易な方法である。MPS 法を用いた漂流物の漂流・衝突現象を予測するための数値解析モデル開発の試みはいくつか挙げられ^{2),3)}、主として剛体モデルを適用している。しかし、詳細な衝突挙動においては数値計算上の不安定性が報告³⁾されており、粒子による衝突力解析を行う上では計算精度上課題点が多く残る。またこれらは、物体間接触中の摩擦力は全く考慮されていないため、実際の衝突現象を再現する手法とはいえない。一般に、剛体同士で物体間の衝突問題を扱う場合、衝突時は物体の変形が生じないために衝突時間が 0 になる。すなわち、運動量があろうとも力積は 0 になり、数値計算上適切な解析結果を得ることは難しい。このことから、物体間の衝突解析では応力や摩擦力、それに伴う変形等が解析可能な評価手法が要求されるといえる。そこで、上述した課題に関連して小笠原ら⁴⁾は、物体の変形や応力解析が可能な厚肉弾性体モデル⁵⁾を津波現象へ応用することを試みている。沿岸構造物に作用する段波津波の荷重解析への適用性を検討しているものの、津波漂流物がもたらす一連の衝突問題について考慮されておらず、この手法の適用範囲は限定的であるといえる。その一方で相

* 日本大学理工学部海洋建築工学科 特任教授・工博
** 東京大学生産技術研究所 特任研究員・博士(工学)
*** 日本大学理工学部海洋建築工学科 教授・博士(工学)

Project Prof., College of Science and Technology, Nihon University, Dr.Eng.
Project Researcher, Institute of Industrial Science (IIS), the University of Tokyo, Dr.Eng.
Prof., College of Science and Technology, Nihon University, Dr.Eng.

田ら⁹⁾は、津波漂流物の漂流挙動特性において摩擦力の影響に着目し、コンテナ群の荷崩れと漂流シミュレーションについて検討している。提案された手法⁹⁾は、大きな摩擦係数でも安定して計算することが可能であると示されている。しかし、設定する摩擦係数が理論値に対して2倍程度誤差があり、いくつかの課題があることを言及している。またこの手法は、剛体モデルへの適用を前提としており、適切な衝突力の評価ができないため、衝突力解析の適用は技術的な数値モデルの拡張を要する。津波漂流物の衝突時における摩擦問題は、ほとんど着目されていなく、その研究事例は著者の知る限りない。この理由は、津波漂流物は流体と介在するため、衝突物体間の接触面で働く摩擦力は作用し難く、その影響は軽微であると考えられてきたためである。しかし、大型船舶は陸上の浸水深に対して喫水が深く大質量であるため、船底-護岸や船体-壁体が接触すること考えられる。したがって、未だ把握されていない陸上漂流した大型船舶の漂流挙動や衝突力の特性を明らかにするためには、接触し得る面での摩擦問題を考慮することが必要不可欠となる。

そこで本研究は、大型船舶が陸上構造物に与える衝突荷重や衝突接触面に生じる摩擦力を考慮した船舶挙動について解析可能な数値計算手法を、MPS法を用いて開発することを第一の目的とする。さらに本研究では、有効な津波防災対策に資するため、陸上構造物におよぼす大型船舶の衝突力や衝突挙動特性について本手法を用いて数値検討し、その基本的な特性を把握することを第二の目的とする。

なお本研究は、大型船舶がおよぼす衝突力について衝撃設計の中で一般的な考え方の一つである力積によって評価し⁷⁾、津波のみによって受ける力積と比較することでこれらの関係性を明らかにする。

2. 解析手法

2.1 MPS法の支配方程式と離散化

MPS法は勾配や発散といった微分演算子に対応する粒子間相互作用モデルを用意し、これらを微分方程式中の微分演算子に適用することによって離散化する。圧力を陰的に解き、他の物理量を陽的に解く半陰的解法である。MPS法は微分演算子に対応する粒子間相互作用モデルも用いて流体における連続体の支配方程式を離散化する。非圧縮性流れにおける支配方程式は連続の式(式[1])とナビエーストーク方程式(式[2])である。連続の式は質量保存則であり、密度の時間変化や速度の発散をゼロとする仮定から成り立つ。式(2)は運動量保存則であり、右辺第1項が圧力勾配項、第2項が粘性項、第3項が重力項である。

$$\frac{D\rho}{Dt} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{D\mathbf{u}}{Dt} = -\frac{1}{\rho_w} \nabla P + \nu \nabla^2 \mathbf{u} + \mathbf{g} \quad (2)$$

ここで、 ρ_w ：流体密度、 $\mathbf{u}$ ：速度ベクトル、 P ：圧力、 ν ：動粘性係数、 $\mathbf{g}$ ：重力加速度ベクトル、 D/Dt ：ラグランジュ微分($D/Dt = d/dt + \mathbf{u} \cdot \nabla$)である。

2.2 厚肉弾性体としての衝突物体の取り扱い⁵⁾

(1) 弾性体の支配方程式

弾性体として定義する粒子に対してはフック弾性体の速度 $\mathbf{v}^\alpha$ に関する支配方程式を与える。すなわち、

$$\rho \frac{D\mathbf{v}^\alpha}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x^\beta} (\lambda_{\text{cls}} \varepsilon^{\alpha\beta} \delta^{\alpha\beta} + 2\mu_{\text{cls}} \varepsilon^{\alpha\beta}) \quad (3)$$

ここで、 ρ ：密度、 $\mathbf{v}^\alpha$ ：フック弾性体の速度、 α, β ：空間座標、 $\varepsilon^{\alpha\beta}$ ：体積ひずみ、 $\delta^{\alpha\beta}$ ：クロネッカーシンボルである。 λ_{cls} と μ_{cls} はラメの弾性定数で、ヤング率 E およびポアソン比 ν と次の関係になる。

$$\lambda_{\text{cls}} = \frac{E\nu}{(1+\nu)(1+2\nu)} \quad (4)$$

$$\mu_{\text{cls}} = \frac{E}{2(1+\nu)} \quad (5)$$

本論で導入する厚肉弾性体の支配方程式である式(3)においても、MPS法による粒子間相互作用モデルを適用させる。

(2) 弾性体の動的解析モデル

流体の中に1つの弾性体があり、流れと相互連成を想定する場合を考え、互いに作用する粒子間の影響はあまり大きくないと仮定する。弾性体粒子は、各時間ステップにおいて、流体粒子と区別することなく非圧縮流れの計算を行い、前の時刻ステップ k から新しい時刻ステップ $k+1$ の各粒子の速度ベクトルと位置ベクトルを求める。ただし、この段階の弾性体粒子は仮の位置と速度となる。Fig.1(a)は、上述した弾性体粒子の時刻ステップ間の位置関係であり、ひずみのない状態(k ステップ)の粒子 j が、流体計算を終えた直後の弾性体粒子の $k+1$ ステップの仮の位置の様子を示している。ここで、初期のひずみのない状態の相対位置ベクトルを $\mathbf{r}_{j0}$ とし、弾性体粒子の仮の相対位置ベクトルを $\mathbf{r}_{ij}$ とすると、 ij 間の粒子間相対変位は、初期位置ベクトル $\mathbf{r}_{j0}$ の剛体回転成分である $R\mathbf{r}_{j0}$ を差し引くことで式(6)のように求めることができる (Fig.1[b])。

$$\mathbf{u}_{ij}^e = \mathbf{r}_{ij} - R\mathbf{r}_{j0} \quad (6)$$

$$R = \begin{bmatrix} \cos \theta_{ij} & -\sin \theta_{ij} \\ \sin \theta_{ij} & \cos \theta_{ij} \end{bmatrix} \quad (7)$$

$$\theta_{ij} = \frac{\theta_i + \theta_j}{2} \quad (8)$$

ここで、 $\mathbf{u}_{ij}^e$ ：粒子間相対変位ベクトル、 R は回転行列であり、2次元の場合は式(7)と書ける。また θ_{ij} は式(8)で表され、 i 側からみた角度と j 側からみた角度の平均値にすることで互いの粒子から見た相対変位が反対方向で同じ絶対値になる。ここで、粒子間相対変位ベクトル $\mathbf{u}_{ij}^e$ を $\mathbf{r}_{ij}$ の方向成分(垂直成分：上添え字 n)とそれ以外の成分(接線成分：上添え字 s)に分ける。

$$(\mathbf{u}_{ij}^e)^n = \frac{(\mathbf{u}_{ij}^e \cdot \mathbf{r}_{ij}) \cdot \mathbf{r}_{ij}}{|\mathbf{r}_{ij}|^2} \quad (9),$$

$$(\mathbf{u}_{ij}^e)^s = \mathbf{u}_{ij}^e - (\mathbf{u}_{ij}^e)^n \quad (10)$$

Fig.1 Concept of relative displacement between particles

ここで、粒子 ij 間でのひずみテンソル $\boldsymbol{\varepsilon}_{ij}$ の垂直成分と接線成分は、

$$\left(\boldsymbol{\varepsilon}_{ij}\right)^n = \frac{\left(\boldsymbol{u}_{ij}^e\right)^n}{\left|\boldsymbol{r}_{ij0}\right|} \quad (11), \quad \left(\boldsymbol{\varepsilon}_{ij}\right)^s = \frac{\left(\boldsymbol{u}_{ij}^e\right)^s}{\left|\boldsymbol{r}_{ij0}\right|} \quad (12)$$

となる。粒子の運動から生じた相対変位ベクトルの垂直成分 $\left(\boldsymbol{u}_{ij}^e\right)^n$ と接線成分 $\left(\boldsymbol{u}_{ij}^e\right)^s$ から、垂直応力 $\boldsymbol{\sigma}_{ij}$ とせん断応力 $\boldsymbol{\tau}_{ij}$ を計算する。

$$\boldsymbol{\sigma}_{ij} = 2\mu_{\text{cls}} \left(\boldsymbol{\varepsilon}_{ij}\right)^n = 2\mu_{\text{cls}} \frac{\left(\boldsymbol{u}_{ij}^e\right)^n}{\left|\boldsymbol{r}_{ij0}\right|} \quad (13)$$

$$\boldsymbol{\tau}_{ij} = 2\mu_{\text{cls}} \left(\boldsymbol{\varepsilon}_{ij}\right)^s = 2\mu_{\text{cls}} \frac{\left(\boldsymbol{u}_{ij}^e\right)^s}{\left|\boldsymbol{r}_{ij0}\right|} \quad (14)$$

また、弾性体粒子 i の圧力 P_i の計算はひずみの発散が必要であり、divergence 演算子は MPS 法の粒子間相互作用モデルを用いて粒子の位置で計算する。これにより式(15)が得られる。

$$P_i = -\lambda_{\text{cls}} \frac{d}{n^0} \sum_{j \neq i} \frac{\boldsymbol{u}_{ij}^e \cdot \boldsymbol{r}_{ij}}{\left|\boldsymbol{r}_{ij0}\right|^2} \omega\left(\left|\boldsymbol{r}_{ij0}\right|\right) \quad (15)$$

ここで、 d : 空間の次元数、 n^0 : 平均粒子数密度、 ω : 重み関数である。

粒子の並進運動は垂直応力、せん断応力、圧力の寄与を分けて計算する。divergence モデルを適用し、粒子の加速度を垂直応力項（下添え字 n）とせん断応力項（下添え字 s）とし、式(16), (17)を得る。

$$\left[\frac{\partial \boldsymbol{v}_i}{\partial t}\right]_n = \frac{2d}{\rho_i n^0} \sum_{j \neq i} \frac{\boldsymbol{\sigma}_{ij}}{\left|\boldsymbol{r}_{ij0}\right|} \omega\left(\left|\boldsymbol{r}_{ij0}\right|\right) \quad (16)$$

$$\left[\frac{\partial \boldsymbol{v}_i}{\partial t}\right]_s = \frac{2d}{\rho_i n^0} \sum_{j \neq i} \frac{\boldsymbol{\tau}_{ij}}{\left|\boldsymbol{r}_{ij0}\right|} \omega\left(\left|\boldsymbol{r}_{ij0}\right|\right) \quad (17)$$

圧力による加速度は粒子と粒子の間に与える。したがって、圧力項（下添え字 p）は式(18)のように計算する。

$$\left[\frac{\partial \boldsymbol{v}_i}{\partial t}\right]_p = \frac{2d}{\rho_i n^0} \sum_{j \neq i} \frac{P_j}{\left|\boldsymbol{r}_{ij0}\right|^2} \boldsymbol{r}_{ij} \omega\left(\left|\boldsymbol{r}_{ij0}\right|\right) \quad (18)$$

ここで、 P_j は式(15)により得られた両粒子の圧力の平均値であり、式(19)のように与えられる。

$$P_{ij} = \frac{P_i + P_j}{2} \quad (19)$$

粒子の速度と座標を式(20), (21)のように k ステップから $k+1$ ステップへ更新する。

$$\boldsymbol{v}_i^{k+1} = \boldsymbol{v}_i^k + \Delta t \left(\left[\frac{\partial \boldsymbol{v}_i}{\partial t}\right]_n + \left[\frac{\partial \boldsymbol{v}_i}{\partial t}\right]_s + \left[\frac{\partial \boldsymbol{v}_i}{\partial t}\right]_p \right)^k \quad (20)$$

$$\boldsymbol{r}_i^{k+1} = \boldsymbol{r}_i^k + \Delta t \boldsymbol{v}_i^{k+1} \quad (21)$$

さらに、粒子には回転の自由度を与えているため、粒子間のせん断応力により粒子 i が受ける力 $\boldsymbol{F}_{ij}$ は

$$\boldsymbol{F}_{ij} = m_i \left[\frac{\partial \boldsymbol{v}_{ij}}{\partial t}\right] = \frac{2dm_i}{\rho_i n^0} \sum_{j \neq i} \frac{\boldsymbol{\tau}_{ij}}{\left|\boldsymbol{r}_{ij0}\right|} \omega\left(\left|\boldsymbol{r}_{ij0}\right|\right) \quad (22)$$

となる。ここで、 $m_i (= \rho_i l_0^d)$: 粒子 1 個の質量、 l_0 : 初期の粒子間距

離、 d : 次元数である。角運動量を保存させるため、粒子に働く力によって発生するモーメントを打ち消すように粒子 ij に半分ずつトルクを与える。

$$I_i \frac{\partial \omega_i}{\partial t} = -\frac{1}{2} \sum_{j \neq i} \left(-\boldsymbol{r}_{ij} \times \boldsymbol{F}_{ij} \right) \quad (23)$$

ここで、 $I_i (= m_i l_0^2 / 6)$: 粒子が等質の正方形であるとする慣性モーメント、 ω : 自由度を持つ i の角度から得られる角速度である。

粒子 i の回転運動は式(24), (25)のように角速度ベクトルと回転角を更新することで計算する。

$$\omega_i^{k+1} = \omega_i^k + \Delta t \left(\frac{\partial \omega_i}{\partial t} \right)^k \quad (24) \quad \theta_i^{k+1} = \theta_i^k + \Delta t \omega_i^{k+1} \quad (25)$$

また、3 次元の場合では、回転角と角速度の自由度は増えるため、クォータニオンを回転角の変数として与えることで求める。

このように粒子それぞれに回転の自由度を与えることで、大変形に対しても相対変位ベクトルから回転の成分を取り除いてひずみ成分を求めることができる。同時に角運動量を離散化式において保存することができる。また、仮想仕事の原理が成立する。

2.3 衝突接触面の物体間の摩擦の取り扱い

本研究では、既存の厚肉弾性体モデル⁹⁾に加え、摩擦力の基本モデルとして相田ら⁹⁾が示す挙動解析モデルを導入し、摩擦力によって物体表面の変形挙動を解析可能な拡張モデルとして開発する。これは、MPS 法におけるアルゴリズムの中で厚肉弾性体計算が終了した時点から物体間に作用する摩擦問題を考えることで現象を再現する (Fig. 2, 3)。以下に剛体および弾性体モデルでの取り扱いを示す。

計算の段階では、流体と物体の粒子はそれぞれの支配方程式により k ステップから $k+1$ ステップへの位置と速度の情報を得ている。ここで、接触している壁粒子に対して摩擦問題を考えると、粒子間での接触の有無について判定する関数を式(26)のように定義することができる。また、物体粒子 1 つに作用する摩擦力は式(27)のように表す。 k ステップから $k+1$ ステップにかけて得られた位置ベクトルの差は、外力によって物体が移動した距離（移動長さ）と考えることができ、この移動長さから摩擦力によって修正移動量を求める。剛体モデルでは 1 つの粒子に作用する摩擦力は重心に作用する力と置き換えることができる。これを物体の接触面での粒子全てで積分すると式(28)になり、その外力による修正移動量は式(29)となる。

$$f(r) = \begin{cases} 1 & (r < l) \\ 0 & (r \geq l) \end{cases} \quad (26)$$

$$\boldsymbol{F}_i = -\mu_{\text{fric}} P_i \frac{(\boldsymbol{x}_i^* - \boldsymbol{x}_i^k)}{\left|\boldsymbol{x}_i^* - \boldsymbol{x}_i^k\right|} f\left(\left|\boldsymbol{x}_i^* - \boldsymbol{x}_j^*\right|\right) l^2 \quad (27)$$

$$\boldsymbol{F} = -\sum_{i=1}^M \mu_{\text{fric}} P_i \frac{(\boldsymbol{x}_i^* - \boldsymbol{x}_i^k)}{\left|\boldsymbol{x}_i^* - \boldsymbol{x}_i^k\right|} f\left(\left|\boldsymbol{x}_i^* - \boldsymbol{x}_j^*\right|\right) l^2 \quad (28)$$

$$\boldsymbol{x}^{**} = \frac{dt^2}{m} \boldsymbol{F} \quad (29)$$

ここで、 l : 粒子間距離, F_i : 粒子 i に作用する力, M : 1 つの物体を構成する粒子数, μ_{fric} : 静止摩擦係数, P_i : 粒子 i に作用している圧力, $\mathbf{x}_i^*$: 粒子 i の仮位置ベクトル, $\mathbf{x}_i^k$: 粒子 i の k ステップ目での位置ベクトル, $\mathbf{x}^{**}$: 摩擦による修正移動量ベクトル, dt : シミュレーション時間ステップ, m : 物体質量とする。

並進運動により摩擦力の取り扱いと同様に、壁粒子と接触している 1 つの物体粒子が重心周りに与えるトルクを考えると式(30)になる。回転に対しても構成している物体粒子全体で積分すると式(31)になり、物体重心周りに作用するトルクとすることができる。

$$N_i = (\mathbf{x}_i^* - \mathbf{x}_g) \times \mathbf{F}_i \quad (30)$$

$$\mathbf{N} = \sum_{i=1}^M (\mathbf{x}_i^* - \mathbf{x}_g) \times \mathbf{F}_i \quad (31)$$

$$\boldsymbol{\theta}^* = \mathbf{I}^{-1} \mathbf{N} dt^2 \quad (32)$$

$$\mathbf{x}_i^{k+1} = \mathbf{x}^{**} + \mathbf{R}_{\boldsymbol{\theta}^*} (\mathbf{x}_i^* - \mathbf{x}_g^k) \quad (33)$$

ここで、 $\mathbf{N}_i$: 粒子 i が重心に与えるトルク, $\mathbf{x}_g^k$: 物体の k ステップ目での重心位置ベクトル, $\boldsymbol{\theta}^*$: 修正回転角ベクトル, $\mathbf{I}$: 物体の慣性モーメントとする。

式(29)、式(32)によって求めた修正する移動量ベクトルと回転角ベクトルによって摩擦力が作用した場合の物体粒子全体の修正位置が求まる[式(33)]。ただし、修正移動量ベクトルの各方向成分の摩擦力に対して、その成分を除いた外力による物体の移動量を超える場合、物体は k ステップから移動しないものとする。また、修正する移動量によって物体の位置関係が k ステップでの位置まで戻すことができない場合、摩擦係数を動摩擦係数にすることで静止摩擦と動摩擦の両方の問題を考慮することができる。

本研究で導入する厚肉弾性体モデルに対しては、摩擦力は物体表面に作用するものとし、その変位を解く。したがって、摩擦力による粒子の修正移動量は、物体表面粒子にのみ作用させ、その後再度表面に作用した外力による弾性変位を解き、物体の挙動を再現するようにモデル化を行う。すなわち式(33)は式(34)となる。

$$\mathbf{x}_{\text{surface}}^{k+1} = \mathbf{x}^{**} + \mathbf{R}_{\boldsymbol{\theta}} (\mathbf{x}_i^* - \mathbf{x}_g^k) \quad (34)$$

ここで、下添え字 surface: 接触面の粒子 i である。

Fig.2 Concept of the friction model

Fig.3 Simulation algorithm of the MPS method

3. 水槽実験による衝撃津波波圧の再現

3.1 実施概要

津波中の大型船舶と陸上構造物の衝突現象の評価の中では、初期検討として、遡上流体の再現精度について評価する必要がある。既存研究³⁾では、孤立波の流体遡上解析や、剛体モデルにおける浮体の乗り上がり問題について MPS 法の解析精度は確認されているものの、段波津波のような構造物に作用する衝撃波圧の精度評価においては十分でない。本節では、水柱崩壊によって造波される津波水槽を用いて、陸上遡上後の浸水深や遡上流速、構造物に作用する衝撃波圧について、MPS 法によって再現シミュレーションし、その計算精度について検討する。なお、構造物は剛体壁とし流体-構造物間の摩擦はないものとして検討を行う。

実験概要図を Fig.4 に示す。水槽実験による津波は水柱崩壊とした。Fig.4 (上図、左) に示すように、水柱を貯める貯水部があり、ゲートを鉛直上向きに開くことで造波する。ゲート前面から 4.5m 離れた位置に模型岸壁を設置し、海域から伝播する津波が陸上に遡上する状況を仮定する。海域地点 P_0 において水面変動量および流速を計測し、陸域を想定する $P_1 \sim P_4$ の地点で浸水深と遡上流速を計測した。 P_1 は岸壁先端から 0.12m にあり、 $P_2 \sim P_4$ は陸域に向かって順に 0.12m 間隔で設置した。岸壁と水深の先端高さは 0.02m となっており、前面水深は 0.2m を有する。次に、 $P_1 \sim P_4$ の地点に構造物模型 (高さ 0.4m × 幅 0.6m × 奥行 0.12m) を検証毎に設置する。構造物の壁面に圧力センサーを等間隔に接着させ、陸上遡上した津波の構造物に作用する衝撃波圧を計測する。なお、圧力センサーは Fig.5 に示すように $H_1 \sim H_3$ の高さに 0.02m 間隔で設定した、構造物前面部における長さ方向に対して中線になるように接着した。

以上水槽実験の同様の状況を MPS 法により再現し計算を実施する。解析点は水槽実験と同様の位置にて行う。数値計算条件は Table1 に示す。なお、本論では紙面の都合上、代表点での浸水深と遡上流速、衝撃波圧について両者の比較および考察を行った。

Fig.4 Setup systems of tank experiment

Fig.5 Details of elevation plan of structure

Table1 Details of simulation data

Simulation condition	Parameter
Simulation time (s)	10.0
Dt (s)	1.0×10^{-3}
Number of particle (num.)	173,639
Particle distance (m)	0.005
Particle density (kg/m ³)	1000.0

3.2 結果および考察

(1) 水面変動量と流速の比較

構造物による遡上流の反射影響によって実験時の計測値も複雑となるため、本項は構造物を設置しない場合における結果について考察する。Fig.6は P_0 の地点における岸壁遡上前の水面変動量(a)と流速の結果(b)であり、Fig.7は P_1 の地点における岸壁遡上後の浸水深(a)と遡上流速の結果(b)である。

Fig.6の P_0 の地点の結果から、MPS法は実験結果に対して良好な一致を示す傾向が結果から確認できる。ただし、第1波目の立ち上がりから第2波が伝播し、それ以降にも津波が作用し続けていくに従って、両者の軽微な差異が確認できる。これは水槽実験における水柱崩壊の造波法の僅かな再現の違いによるものと考えられる。本水槽実験での造波の問題の中で、貯水部のゲート境界において水漏れが確認している。これにより、貯水域の高さと岸壁前面水深の深さ関係が軽微ながら流量の差を生じ、結果として上記に挙げた両者の差異が生じたと考えられる。この影響は流速分布にも表れており、第1波目の立ち上がりがMPS法の方が若干大きい傾向を示している。

Fig.7の P_1 での浸水深と遡上流速の比較では、全体の傾向は再現することが出来ているといえる。浸水深は、Time=3.0s付近からMPS法が僅かに上回っていることが見受けられる。これは上述した造波による流量の差異が遡上後にも影響をおよぼしていると考えら

れるが、 P_1 での両者の差異は P_0 と比較してさらに大きくなってきている。この要因は、MPS法が持つ特有の離散化上の問題が考えられる。すなわち、MPS法では壁境界に対してフリースリップ条件を導入しているが、厳密には粒子で構成された面には凹凸が存在し、流体粒子が壁粒子同士の間に入り込む余地が発生する。これらの凹凸により位置や速度、圧力にも影響が生じ差異が広がったと考えられる。また P_1 よりもさらに陸域で計測した $P_2 \sim P_4$ の解析地点では、その影響が強く表れたことを確認した。計算点を粒子として空間離散させている以上発生してしまう原因ではあるが、MPS法の計算精度を向上させたい場合は、空間解像度をさらに上げることで改善することができるといえる。

(a) Water elevation in time series

(b) Flow velocity in time series

Fig.6 Comparison results of P_0

(a) Water elevation in time series

(b) Flow velocity in time series

Fig.7 Comparison results of P_1

(2) 衝撃津波波圧の比較

本項では計測地点 P_1 における両者の比較を行い、再現性の考察を行う。Fig.8は構造物壁 H_1 地点における両者の時系列の比較結果を示しており、Fig.9は H_2 地点、Fig.10は H_3 地点である。

Fig.8~Fig.10を通して、水槽実験の結果に対してMPS法は良好に再現できていることがわかる。また、衝撃波圧の波形は遡上流体の先端が模型構造物に作用する第1波と、その後再度衝撃波形が立ち上がるような特徴が確認できる。これは遡上した流体の先端が構造物に反射し、上方向に跳ね上がった水塊が再度落下したものであると推察できる。水槽実験とMPS法でも圧力計測地点が高くな

る H_3 (Fig.10) の地点が H_1 (Fig.8), H_2 (Fig.9) と比較して小さい傾向を示していることが確認できる。一方で、水槽実験結果と比較して MPS 法の結果は低い傾向にある。この原因は、前項でも述べたように、構造物壁面の境界を粒子で構成している表面の凹凸による影響が圧力に対しても生じていることが考えられる。一般に MPS 法の圧力評価においては、重要なパラメータである粒子数密度が用いられ、この物理量を基準に圧力が計算される。影響半径の範囲内に存在する粒子との粒子間距離を変数とし、以上に述べた凹凸に影響を受けるとき、壁境界で構成された粒子面を滑るような現象では、構造物表面上において流体の剥離が発生しやすくなり、結果として衝撃津波波圧での差異が生じる。またこの問題は、自由表面として判定されやすい水しぶきの先端となるほど傾向が強くなると推察できる。しかしこれらの問題は、空間解像度である粒子径を小さくすることで十分に解決することができると考えられ、また、本結果からは構造物に作用する強非線形な衝撃波圧の再現や、その特徴を上手く説明することができ、その精度においても十分に実用性があることが確認できたといえる。

Fig.8 Tsunami wave pressure acting on structure (H_1)

Fig.9 Tsunami wave pressure acting on structure (H_2)

Fig.10 Tsunami wave pressure acting on structure (H_3)

4. 弾性体モデルの変形に対する応力の妥当性の評価

4.1 数値シミュレーション概要

本節では、衝突現象下における物体の変形や本研究で導入した厚肉弾性体モデルの変形に対する応力の再現精度について解析解と既存の試験結果(越塚ら 1999 年)との比較から考察する。本検討では 2 次元弾性梁に対して強制的に軸方向に対して正弦波の変位を与える際の応力分布と弾性体内部による圧力分布に関して検討した。

数値シミュレーションにおける概要を示す。Fig.11 に示すような幅 0.2m、長さ 1.0m の 2 次元の棒状の弾性体に対して強制的に振幅 1.0×10^{-4} m、変位を周期的に 0.64m の正弦波状に与える。Table2 に数値計算諸元を示す。

Fig.11 Setup system of numerical calculation

Table2 Details of simulation data

Simulation condition	Parameter
Simulation time (s)	1.0×10^{-3}
Number of particle (num.)	2,903
Particle distance (m)	0.01
Particle density (kg/m^3)	1000.0
Young's modulus (Pa)	1.0×10^3
Poisson's ratio (-)	0.3

4.2 結果および考察

Fig.12 は棒状弾性体における中心線上の弾性体粒子の垂直応力から体積ひずみ成分を除いた計算結果であり、 y 方向の長さに対する分布を示している。また、図中解析解として求められる最大主応力を実線で示した。○印が MPS 法の結果である。Fig.13 (上図) は中心線上の圧力の分布を Fig.12 と同様に y 方向の長さに対して示した結果であり、細実線が解析解によって得られた値であり、○印が MPS 法による結果を示している。太実線はその際の長さ方向に対する変位の分布を示している。Fig.13 (下図) は既存の越塚ら⁵⁾による同様の検討結果である。

Fig.12 から、垂直応力は、長さ方向に対して正弦波状に分布していることが確認できる。図中、大きな分布は主応力方向の結果であり、小さな分布は斜め方向の分布を示している。最大主応力との解析解との比較では最大値と良好な一致を示すことができた。

一方で、Fig.13 (上図) では、正弦波状の変位を与えていることから棒状弾性体には縦波のような形で y 方向に疎となる箇所と密となる変位が発生することが見て取れる(太実線)。正弦波状の変位に対しては体積ひずみとしては変位が 0.0m となる地点において大きな値を示し、疎もしくは密となる際に体積ひずみが 0.0Pa となることが分かる。圧力値は解析解との良好な一致を示した。また、Fig.13 (下図) の越塚ら⁵⁾の既存モデルとの比較結果では、越塚ら⁵⁾は棒状弾性体の長さ方向に対する圧力の分布において軽微なばらつきが認められるのに対し、本手法による圧力分布はその数値振動がなく、長さ方向に対して既存モデル以上に解析解の傾向を追えていることが分かった。これらのことから、厳密な解析解や既存の結果から比較を通して、本研究の厚肉弾性体モデルは、既存モデルに対して計算精度を向上できたとともに、変形による応力解析が十分に高い精度で再現できているといえる。

Fig.12 Normal stress distribution of elastic beam

Fig.13 Comparison of results with previous model^[5] (pressure)

5. 物体間摩擦モデルの妥当性の評価

5.1 数値シミュレーション概要

本節では、本研究において新しく導入した摩擦モデルの実用計算上の妥当性を解析解との比較から検証する。試験方法は摩擦係数を計測する際に用いる傾斜試験とした。試験を再現するにあたって、本検討では詳細な物体の滑り出しを評価するため、変形が生じない剛体モデルとして検討を行うこととした。数値試験に用いる物体は、各辺が 6.0m となるような規模を想定し、2 次元および 3 次元モデルをそれぞれ検討する。また数値計算では物理的に壁境界を傾斜させず、重力加速度を各方向成分に与えることで傾斜を再現した。数値計算諸元を Fig.14 および Table3 に示す。

Fig.14 Setup system of numerical calculation

Table3 Details of simulation data

Simulation condition	Parameter (2D)	Parameter (3D)
Simulation time (s)	10.0	10.0
Dt (s)	2.0×10^{-2}	2.0×10^{-2}
Number of particle (num.)	4,653	44,504
Particle distance (m)	0.1	0.2
Particle density (kg/m ³)	1500.0	100.0

5.2 結果および考察

Fig.15 は、2 次元および 3 次元モデルにおける数値計算結果と理論上で算出される摩擦係数との比較を行っている。y 軸が本手法によって得られた結果であり、x 軸が理論値となっている（左図：2 次元モデル、右図：3 次元モデル）。理論値に対する MPS 法の結果の割合をみると、2 次元モデルは 9 割以上再現できていることが確認できた。一方で 3 次元モデルは 8 割程度となった。解析解との差異の原因は、2 つあると考えられる。1 つ目は、空間解像度の違いによるものである。本検討のうち、2 次元モデルでの粒子間距離は 0.1m に対して、3 次元モデルは計算コストの関係上 0.2m とした。これにより、物体の粒子数が相対的に少なくなってしまうことで 2 次元モデルと 3 次元モデルでの結果の差異が生じたといえる。2 つ目は、MPS 法上の物体表面の取り扱い方に起因する。すなわち、物体表面粒子は MPS 法上で自由表面境界として判定されており、壁境界である床の粒子と設置している物体粒子の両端は圧力が根本的に計算されない。物体粒子は床粒子と接触する面において弾性的な変形がない場合は一様に自重に対する反力を床から付与される。しかし、上述した境界条件の問題により物体の各辺に対して圧力が計算されない粒子の数が全体数として多くなり、この影響から解析解との差異が生じてしまったと考えられる。以上については、空間解像度を向上させ、自由表面判定として扱われている粒子の影響を小さくすることで解決することが出来ると考えられる。

Fig.15 左図の 3 次元計算結果では、相田ら^[6]が行った同様の数値試験結果を引用した。相田ら^[6]の結果と解析解の直線の傾きをみると、解析解の傾きに対して 2 倍ほど大きいことが確認できる。相田ら^[6]の数値試験の中では明確な空間解像度について記述はなく、モデル化に対する詳細な考察はこれ以上できないものの、本検討では既存結果と比べて、それ以上の精度を確認することができた。

本摩擦モデルは、摩擦係数が大きな場合においても特別な措置を取ることなく計算が可能であり、モデル上での計算コストも安価である。計算精度の評価を通して軽微な改善の余地はあるものの、物体表面間の摩擦問題に対してその現象を再現できているといえ、実用計算上問題ない範囲であるといえる。

Fig.15 Comparison of results of friction coefficient

6. 陸上構造物におよぼす大型船舶の衝突力および挙動特性

6.1 数値シミュレーション概要

本節では、陸上構造物におよぼす大型船舶の基本的な衝突力やその挙動特性を把握するため、その最大の衝突力や挙動特性について焦点を当てる。したがって構造物を単純矩形の剛体、船舶を弾性体

と仮定し、局所的な変形・破壊はない衝突問題を想定する。また大型船舶の衝突挙動特性は、構造物による津波の反射成分に伴って変化すると考えられるため、本検討では、構造物の幅の変化によるこれらの影響を定量的に考察する。

対象とする大型船舶は静岡県清水港に係留する船舶とし、東北地方太平洋沖地震津波によって乗り上がり被害が報告された船舶規模と同程度のものとした。津波条件は、内閣府⁸⁾が想定する清水港に來襲するとされる津波の最大津波高が同等となるように水面変動量を H_1 、流速を V_1 地点において設定した。また、上述した想定津波規模には流速の記述がないことから、本検討の津波条件は増田ら⁹⁾の係留船舶の津波中挙動解析で示された水面変動量と流速と同程度となるようにした。実施概要図を Fig.16～17、津波条件を Fig.18 に示す。また、船舶より先に遡上する津波の流量の変化に伴う構造物から発生する反射流の影響と衝突挙動特性の関係性も検討するため、船舶の離岸距離を変えていくことでその状況を再現する。Fig.19 に概要図を示す。船舶幅に対する津波の位置関係を定量的に比較するため、船舶と護岸の位置関係として、2.0m 離岸させた場合と、船体幅に対して 1.5 倍 ($1.5B$)、2.5 倍 ($2.5B$) の場合とした。

衝突問題においては物体間の接触直前の速度が支配的なパラメータとなることから、船舶の漂流速度が最大となる陸域の距離に構造物前面が位置するように設置する。そこで、陸域で船舶の漂流速度が最大を迎える時刻をあらかじめ数値計算することで算出し、その際の遡上する船舶の先端位置を解析することで構造物設置位置 X （岸壁先端から 89.0m）を得た。なお、船舶の漂流速度は水平方向成分における最大値とした。ここで、上述した離岸距離との関係から、船舶が陸域での最大漂流速度を迎える時刻や位置は異なってくることが考えられる。さらに構造物からの反射流の影響も離岸距離を変化させた場合、船舶の漂流挙動の傾向を把握することが困難になることが予想される。そこで本検討では、離岸距離＝2.0m の場合の構造物設置位置に統一し、これらの傾向を考察することとした。

構造物規模は、構造物から生じる反射流の影響による漂流した船舶の挙動特性を考察するため、船舶長さ l_{sh} （下添え字 sh : ship）に対して衝突を受ける構造物前面長さ l_{st} （下添え字 st : structure）の比を定義し（以下、 l_{st}/l_{sh} ）、Table4 に示すような条件規模を設定した。船舶と岸壁および構造物間の摩擦係数は、熊谷¹⁰⁾による実物コンテナとアスファルト面で用いた値の中で 0.5 程度を推奨していることから、本検討もこれに倣った。なお検討の中では摩擦力が働かない場合についても検討する。

船舶が及ぼしうる最大の衝突現象を想定するため、構造物側を剛体と仮定し、船舶に弾性体摩擦モデルを適用する。船舶の剛性は、実際の曲げ剛性と等価となるように設定する。すなわち、衝突面全体の外板を考慮することにより曲げ剛性を設定した。これは、構造物との衝突現象中は船舶全体が構造物の反力により曲がることはなく、接触面側の外板のみが変形することが考えられるからである。選定した船舶の外板は貨物船を対象としていることから、サイドタンクにバラスト水を有する二重船殻構造を仮定し、これによる船舶の外板の曲げ合成を設定した。なお、外板における板厚や二重船殻構造の隔離距離は、本検討における船舶の鋼船規則^{11),12)}を参照することで、その剛性を得た。数値計算上での弾性体の剛性は、以上と等価となるように剛性を与えた。Table5 に数値計算諸元を示す。

Fig.16 Setup system of numerical calculation (sectional plan)

Fig.17 Setup system of numerical calculation (ground plan)

Fig.18 Incidence conditions of tsunami point at H_1 and V_1

Fig.19 Position of ship (case of 2.0m and 2.5B)

Table4 Details of scale of structure and ship		
l_{st}/l_{sh} (-)	l_{st} (m)	l_{sh} (m)
0.3	30.0	100.0
0.6	60.0	100.0
0.8	80.0	100.0
1.0	100.0	100.0
1.5	150.0	100.0

Table5 Detail of simulation data	
Simulation condition	Parameter
Simulation time (s)	50.0
Particle distance (m)	0.1
Particle density (kg/m ³)	450.0
Young's modulus (Pa)	1.0×10^6
Poisson's ratio (-)	0.3
Static μ_{fric} (-)	0.5
Dynamic μ_{fric} (-)	0.5

6.2 結果および考察

以下に結果を示す。衝突力を含む力積は、それぞれのケースにおける衝突開始時刻 t_a から計算終了 t_b までとした (式[35])。Fig.20 は、構造物面長・船舶長比 l_{st}/l_{sh} の構造物の規模ごとに流体のみ外力が作用した際の衝撃力の時系列分布である。Fig.21 および Fig.22 は構造物前面で受けた外力に関する力積分布の比較であり、最も傾向が確認できたケースを示した。図中、□印は、摩擦力が作用しない場合の複合外力の力積の分布であり、■印は摩擦力が作用する場合のそれである。○印は、波力のみ構造物に作用した際の力積（以降、衝撃波力の力積）分布である。

$$\text{Impulse} = \int_{t_a}^{t_b} F_{\text{total}} dt \quad (35)$$

Fig.21 の離岸距離が 2.0m である場合、衝突力を含む力積は摩擦力の有無にかかわらず、衝撃波力の力積と比較してすべてのケースで上回る傾向となった。特に衝撃波力の力積との差は l_{st}/l_{sh} が 0.3 の場合が最も大きくなることが確認できる。力積の値は、津波のみが $3.04 \times 10^5 \text{ kN} \cdot \text{s}$ に対して、衝突現象が付加され、且つ摩擦力が働かない場合は、 $1.59 \times 10^6 \text{ kN} \cdot \text{s}$ と大きく上回った結果を示した。一方で摩擦力が働く場合、力積は減少し $1.25 \times 10^6 \text{ kN} \cdot \text{s}$ となった。これは、接触面に生じる摩擦力によって衝突中の船舶の運動量が失われ衝撃力が減少したことが起因したと考えられる。衝突を含む力積と衝撃波力の力積との差は、 l_{st}/l_{sh} が 0.6 になると小さくなり、 l_{st}/l_{sh} が 0.8 以上の場合ではさらに小さくなることがわかる。これは l_{st}/l_{sh} が大きくなるにつれ構造物前面で発生する遡上津波の反射量が多くなり、流体が緩衝材のような効果が生じたためと考えられる。ここで、摩擦力の有無による衝突力を含む力積は、 l_{st}/l_{sh} が 0.3~0.6 まで両者の差は確認できるものの、 l_{st}/l_{sh} が 0.8 以降はこれらの差は顕著でないことがわかる。これは、上述した構造物前面に介在する流体に関係しており、接触面に流体が入り込むことで摩擦力が生じ難くなったと考えられる。反対に、 l_{st}/l_{sh} が 0.3 の場合は、衝突前面に存在する流体の量が他のケースに比べて少なくなったことで、この差が開いたといえる。

Fig.22 の離岸距離 2.5B の場合は、 l_{st}/l_{sh} が 0.3 において衝突力を含む力積が $7.28 \times 10^5 \text{ kN} \cdot \text{s}$ (摩擦力：無)、 $6.76 \times 10^5 \text{ kN} \cdot \text{s}$ (摩擦力：有) となり、衝撃波力との力積の差は摩擦力による影響も含め顕著な差はなかった。 l_{st}/l_{sh} が 0.6 以上は三者ともほぼ変わらない結果となった。これらの理由は、反射流の影響が Fig.21 のケースに比べてさらに顕著に表れたことが考えられる。すなわち、船舶より先に遡上する津波は、船舶が護岸から離れていることによりさらに増加する。これに伴い遡上流量が多くなることから構造物からの反射流量はさらに増加する。反射成分によって船舶の漂流速度は Fig.21 の状況よりさらに低減するため、結果として衝突力が小さい傾向となる。構造物からの反射成分が比較的少ない $l_{st}/l_{sh}=0.3$ の場合、船舶は僅かに接触することができるが、 l_{st}/l_{sh} がそれ以上になると、構造物前面に作用する外力の成分は衝撃波力の成分が支配的になるため、摩擦力の有無も傾向として軽微な差となると考えられる。本論での記載はないが、離岸距離が 1.5B の場合でも、衝突力を含む力積は Fig.21~22 の中間を示す減少傾向を示しており、 l_{st}/l_{sh} が 0.8 以上増加する場合 Fig.22 と同様の値を示した。

Fig.20 Impact tsunami wave forces

Fig.21 Total impulse (distance = 2.0m)

Fig.22 Total impulse (distance = 2.5B)

以上の結果の結果をもとに、本検討で得られた衝撃波力の力積と衝突力を含む力積に対しての割合を求める。Fig.23 は、衝突力を含む力積 I_{total} を、衝撃波力の力積 I_{fluid} によって無次元化した結果を示している。横軸は l_{st}/l_{sh} であり、離岸距離が 2.0m は○印、1.5B は△印、2.5B は□印で描画した。なお、衝突力を含む力積は、最も大きな傾向を示した摩擦力が生じない際の結果を用いた。

図中、三者の力積の割合 ($I_{\text{total}}/I_{\text{fluid}}$) は、離岸距離が 2.0m の場合で最も高い傾向を示した。離岸距離 2.0m で l_{st}/l_{sh} が 0.3 のとき、衝撃波力の力積に対しておよそ 5.5 倍の大きさとなることが分かった。 l_{st}/l_{sh} が 0.6 付近では $I_{\text{total}}/I_{\text{fluid}}$ は 2 倍程度となり、 l_{st}/l_{sh} が 1.0 の規模までは $I_{\text{total}}/I_{\text{fluid}}$ は 1.0 付近となることが確認できる。一方で、離岸距離が 2.5B まで離れる場合、すなわち船舶より先に陸上に遡上した津波の量が增加すると、 $I_{\text{total}}/I_{\text{fluid}}$ は、 l_{st}/l_{sh} が 0.3 であっても 2.4 倍程度までしか増加しないことがわかった。

以上までの結果により、剛体構造物が受ける大型船舶による衝突力の基本的な特性は、構造物からの津波の反射流量が大きな影響を持つことがわかった。船舶が構造物へ衝突する際、これらの間に流体が全くない場合は漂流速度を保ったまま衝突するため、結果として衝撃波力の力積に比べて衝突力を含む力積は大きくなる。一方で、船舶の長さと同じ規模 ($l_{st}/l_{sh}=1.0$) の構造物であれば、津波の反射

の効果により三者の力積の差は無くなる傾向を示す。このとき、船舶より先の段階で遡上した津波の流量が増加するほど、上述した傾向はさらに小さくなる。また衝突力は、接触面で生じる摩擦力を考慮しない場合に最も大きくなり、接触面での流量が増加するに従って、衝突力は減少傾向を示す。そして衝突力を含む力積を、衝撃波力の力積によって無次元化 ($I_{\text{total}}/I_{\text{fluid}}$) すると、 $I_{\text{st}}/I_{\text{sh}}$ が 0.3 程度であるとき、摩擦力が考慮されない場合ではおよそ 2~5.5 倍大きくなる。 $I_{\text{st}}/I_{\text{sh}}$ が大きくなるにつれ、構造物による反射流量が増加することで、衝突力を含む力積は減少傾向を示し、 $I_{\text{total}}/I_{\text{fluid}}$ はやがて衝撃波力の力積と同じ規模へ近づく。

以上の検討から、本研究で提案した弾性体摩擦モデルにより摩擦力の有無による衝突特性の差異を明確に示すことができた。このことから、大型船舶がおよぼす陸上構造物への衝突力および挙動特性を把握するためには、摩擦力による影響が重要であると考えられ、本モデルはこれらの現象の予測が可能な有効な手法であるといえる。

Fig.23 Dimensionless quantity of impulse

7. 結論

本研究によって得られた知見は以下のとおりである。

- 1) 大型船舶が陸上構造物が与える衝突荷重や、衝突接触面に生じる摩擦力を考慮した船舶挙動について解析可能な数値計算手法を、MPS法を用いて開発した。また、水槽実験結果や解析解との比較から、その基本的な数値計算の妥当性を得た。
- 2) 1)による手法を用いて、大型船舶の漂流・衝突挙動の基本特性やその衝突力規模について数値検討した。本論では局所的な損壊や破壊が生じない剛体の構造物に対して、船舶の側壁が構造物と衝突する状況を想定した。本検討により、大型船舶の漂流挙動や衝突特性は、構造物から生じる反射流や衝突接触面の摩擦力の影響に関係することを明らかにした。
- 3) 構造物によって生じる反射流は、構造物面長・船舶長比に関係し、構造物面長・船舶長比が 1.0 程度のとき、大型船舶の漂流速度は低減される傾向を示す。この傾向は、船舶よりも先の段階で遡上する津波の流量が増加するほど顕著に表れる。
- 4) 3)に伴い、大型船舶が構造物におよぼす衝突力積は、物体間の摩擦を考慮せず構造物からの反射成分がない場合に最大となり、衝撃波力の力積に比べて 5.5 倍程度増加する。一方、同条件で摩擦力が生じる場合は、4 倍程度となる。
- 5) 2)~4)から、陸上漂流した大型船舶がもたらす衝突問題は、単純な津波被害以上の規模となることを把握できたと共に、大型船舶がおよぼす衝突力の推定の必要性を示すことが出来た。一方で、構造物側の挙動や壁面の局所的な破壊などにより、反射

流の影響や大型船舶の衝突力挙動特性は変化すると考えられる。本検討では、剛体構造物に作用する状況を想定しているため、最大の被害規模の傾向を把握できたといえる。また、構造物面長・船舶長比の関係から任意の規模に対する被害規模も推定することができる。ただし、規模によっては構造物側の破壊や損傷影響などもある。このような構造物側の被害を評価したい場合は、本手法で得ることができる時系列の衝突力を外力データとして他の構造解析手法に活用することで、その状況を評価できると考えられる。このように、本手法は衝突時の挙動や荷重の予測のほか、上述した構造解析の一助にもなりうるといえる。また、本モデルの系統的な精度評価として、基本的な解析解との比較のみならず、2011 年東北地方太平洋沖地震津波による被害事例や、実規模の衝突実験事例⁷⁾の再現計算を検討し、提案モデルの実用性について今後評価することが重要である。

謝辞

本研究は、JSPS 科研費 16K06588 の助成を受けたものです。また、本論文を完成させるにあたり、日本大学理工学部海洋建築工学科小林昭男教授、宮本卓次郎客員教授、惠藤浩朗准教授から多大なるご助言を頂きました。ここに感謝の意を表します。

参考文献

- 1) Koshizuka, S. and Oka, Y. : Moving-Particle Semi-implicit Method for Fragmentation of Incompressible Fluid, the Journal of the American Nuclear Society, 123, pp. 421-434, 1996.6
- 2) Goto, H., Ikari, H., Sakai, T. and Oku, T. : Numerical Simulation on Tsunami due to Sector Collapse by Solid-Liquid Two-Phase Flow Model Based on Accurate Particle Method, Journal of the Japan Society of Civil Engineers, No.53, pp.196-200, 2006.10 (in Japanese)
- 3) Aida, Y. : A Fundamental Study on Application of the MPS Method to Collision of a Tsunami Drifting Object and a Structure, Nihon University, Ph.D. thesis, 2014.3 (in Japanese)
- 4) Ogasawara, T., Kikuchi, S., Sasaki, S. and Sakai, S. : Dynamic Analysis of Fluid-Elastic Solids Using MPS Method, Journal of Coastal Engineering, JSCE 55-1, pp.21-25, 2008.10 (in Japanese)
- 5) Koshizuka, S., Chikazawa, Y. and Oka, Y. : Development of an Explicit Particle Calculation Model for Elastic Structures, Proceedings of the Conference on Computational Engineering and Science, Vol.4, pp.33-36, 1999.5 (in Japanese)
- 6) Aida, Y., Hoshino, S., Masuda, K., Ikoma, T. and Eto, H. : The Study on the Simulation of Collapsing and Drifting Group of Containers in Tsunami with Particle Methods, Conference Proceedings of the Japan Society of Naval Architectures and Ocean Engineers, Vol.18, CD-ROM, pp.129-132, 2014S-FS2-6, 2014.5 (in Japanese)
- 7) Ishikawa, N., Ohno, T., Fujikake, K. and Beppu, M. : Impact engineering, Morikita, 2013. (in Japanese)
- 8) Port and Airport Department, Chubu Regional Bureau, Ministry of Land, Infrastructure, Transport and Tourism : 1st Conference Materials of Business Continuity Plan for Port in Ise Bay, No.1-1, 2013.11 (in Japanese)
- 9) Masuda, M., Minami, K. and Masuda, K. : Tsunami Simulation and Motion Analysis of Moored Vessel Using the MPS Method, The Journal of Japan Institute of Navigation, Vol. 127, pp.41-49, 2012. (in Japanese)
- 10) Kumagai, K. : A Research on Evaluation Method of Damages of Drifting Containers Caused by Tsunamis in a Harbor, Osaka University, Ph.D. thesis, 2010.3 (in Japanese)
- 11) Class NK : ClassNK Rules for Common Structural Rules for Double Hull Oil Tankers (Part CSR-T), pp.90, 2015. (in Japanese)
- 12) Class NK : ClassNK Rules for Common Structural Rules for Bulk Carriers (Part CSR-B), pp.34, 2010. (in Japanese)

A RESEARCH ON CHARACTERISTICS OF DRIFTING BEHAVIOR OF HUGE SHIP IN TSUNAMIS AND THE COLLISION FORCE ACTING ON STRUCTURE WITH THE MPS METHOD

Koichi MASUDA^{}, Kazuki MURATA^{**} and Tomoki IKOMA^{***}*

^{*} Project Prof., College of Science and Technology, Nihon University, Dr.Eng.

^{**} Project Researcher, Institute of Industrial Science (IIS), the University of Tokyo, Dr.Eng.

^{***} Prof., College of Science and Technology, Nihon University, Dr.Eng.

Most of the loss suffered in the Great East Japan Earthquake was due to the tsunami rather than to the earthquake itself. An unusual aspect of these disasters was that much of the structural wreckage that was swept up by the tsunami remained and drifted on the sea. Some of the wreckage caused subsequent damage to coastal structures. These drifting objects caused by the tsunami included containers, boats and ships, cars, caissons, and other objects from the harbors. Thus, it is necessary to solve these problems in order to plan the safe coastal zone. However, there is no effective method in order to verify this subject, and few reports are available on characteristics of collision behavior of huge ship in tsunami.

These problems can be resolved by the hydraulic model experiment. However, it is difficult to verify the scale model experiment, in addition these need enormous cost. On the other hand, numerical simulation method is suitable for analyze the collision phenomena of huge ship in tsunami. The MPS method is a particle based method originally proposed by Koshizuka et al. and is a Lagrangian procedure for simulating a flow field employing the moment-to-moment motions of particles distributed in a space. The most distinctive aspect of particle methods is that they do not require consideration of connections between calculation points. Because of this, the MPS method is well suited for analysis of strongly non-linear phenomena accompanying large deformations of free surfaces.

The objective in this paper is following items, 1) to propose and evaluate the friction elastic body model for collision phenomena using MPS method, 2) to clarify characteristics of collision behavior of huge ship.

The present numerical model of the MPS method is applied the dynamic analysis of elastic solids developed by Koshizuka et al. And, the authors approach the new method of the MPS which can analysis friction phenomena between solid in this research.

As these results, the authors found that present model is suitable for calculation of collision phenomena through the verifications of the wave tank experiment and the analytical solution. In addition, the authors confirmed basic characteristics of behavior of collision phenomena of huge ship in tsunamis. Further, it was concluded that, the impulse due to collision force without friction force on the surface of the huge ship is 55% larger than the impulse of only tsunami waves in case of reflection tsunami flow from the land structure is small.

(2017 年 3 月 9 日原稿受理, 2017 年 8 月 15 日採用決定)