

## 2次元多相乱流数値モデルによる漂流剛体の衝撃波力解析

川崎浩司\*・袴田充哉\*\*

津波・高潮等による漂流物の波力特性を十分に把握することは沿岸域防災の面で重要である。しかしながら、構造物が漂流している際の時々刻々変化する波力特性については未解明であるのが現状である。そこで、本研究では、LES乱流モデルを導入した固相・気相・液相の多相流体場が解析可能な2次元多相乱流数値モデル DOLPHIN-2D を構築し、水柱崩壊問題と剛体の自由水面での振動現象に適用することにより、本モデルの妥当性を検証した。そして、同モデルを構造物と段波の衝突問題に適用し、漂流する剛体に作用する波力の解析結果より、剛体の最大波力は剛体密度の減少に伴い小さくなること、最大波力に達する時間は剛体密度の違いによって異なること、衝突後の漂流剛体の作用波力は指数関数的に減少することなどが明らかになった。

### 1. はじめに

2004年12月に発生したスマトラ沖の巨大地震による大津波はインド洋沿岸諸国で30万人を超す死者を出す大災害となった。地震が多発する我が国においても、津波災害に対する警戒心がより一層高まっている。また、津波力による直接被害もさることながら、津波力によって漂流する建材、車体、港湾内のコンテナなどが家屋、施設、橋梁などの沿岸域周辺施設に衝突することにより、被害が拡大する恐れがあるなど、津波による二次被害も危惧されている。したがって、漂流物の波力・衝突力を高精度に評価することは防災面および構造物の耐波設計面においても極めて重要である。そのため、従来から、構造物に作用する波力や衝撃力に関する数多くの研究が水理実験や数値解析を駆使しながら実施されてきた。

津波力に関する従来の研究例として、水路実験により段波の鉛直壁に作用する波圧分布を解析した松富(1991)の研究、傾斜構造物に作用する段波波力を検討した水谷・今村(2000)の研究などが挙げられる。また、池野ら(2001)、池野・田中(2003)は津波の波力と直立護岸前面に配置された漂流物の挙動と衝突力を計測し、検討している。しかしながら、これまでの研究は構造物が静止しているときの波力のみを対象に研究が進められており、津波の二次被害に大きな影響を及ぼす、構造物が漂流している際の時々刻々変化する作用波力特性に関しては、実験の計測上、極めて困難であるため、今までほとんど検討されていなかった。

本研究では、川崎ら(2001)が開発した固相・気相・液相の2次元多相流体場を取り扱うことができる数値モデルに乱流モデル LES(Large Eddy Simulation)を導入した新たな多相乱流数値モデル DOLPHIN-2D (Dynamic numerical model Of multi-Phase flow with Hydrodynamic

INteraction-2 Dimension version)を構築し、構造物と段波の衝突問題に同モデルを適用する。そして、段波により漂流する剛体の波圧分布と衝撃波力を剛体密度と関連づけて数値解析により考究する。

### 2. 2次元固気液多相乱流数値モデル

#### (1) 基礎方程式

本研究で構築する多相乱流数値モデルの基礎方程式は、以下に示すように、2次元圧縮粘性流体に対する質量保存式(1)、Navier-Stokes 方程式(2)、圧力方程式(3)、異相間の割合を示す密度関数の移流方程式(4)、バロトロピー流体に対する状態方程式(5)から構成される。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \dots\dots\dots (1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} = \mathbf{f} - \frac{\nabla p}{\rho} + \frac{\mu}{\rho} \nabla^2 \mathbf{u} + \frac{1}{3} \frac{\mu}{\rho} \nabla (\nabla \cdot \mathbf{u}) \dots\dots\dots (2)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla p = -\rho C_s^2 \nabla \cdot \mathbf{u} \dots\dots\dots (3)$$

$$\frac{\partial \phi_I}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla (\phi_I) = 0 \dots\dots\dots (4)$$

$$\rho = f(p) \dots\dots\dots (5)$$

ここで、 $\rho$ は流体の密度、 $\mathbf{u}$ は流速ベクトル ( $u, w$ )、 $p$ は圧力、 $\mu$ は粘性係数、 $C_s$ は局所音速、 $\mathbf{f}$ は重力、表面張力、Smagorinsky モデルに基づく SGS (SubGrid Scale) 応力を含む外力項、 $t$ は時間、 $\nabla = (\partial/\partial X, \partial/\partial Z)$ を示す。また、 $\phi_I$ は  $I$ 相 ( $I = 1 \sim 3$ ;  $\phi_1$ : 固相、 $\phi_2$ : 液相、 $\phi_3$ : 気相) の密度関数であり、 $\phi_1 + \phi_2 + \phi_3 = 1$  ( $0 \leq \phi_I \leq 1$ ) の関係を満足する必要がある。

式(4)に示す密度関数の方程式に関しては、川崎ら(2001)と異なり、双曲型方程式を採用することにより各相の体積率の保存性をより満足させた。また、tangent 関数変換 (Yabe・Xiao, 1993) を導入することで異相境界面をより高精度に捕獲できるようにした。

\* 正会員 博(工) 名古屋大学助教授 大学院工学研究科社会基盤工学専攻  
\*\* 学生会員 名古屋大学大学院工学研究科社会基盤工学専攻

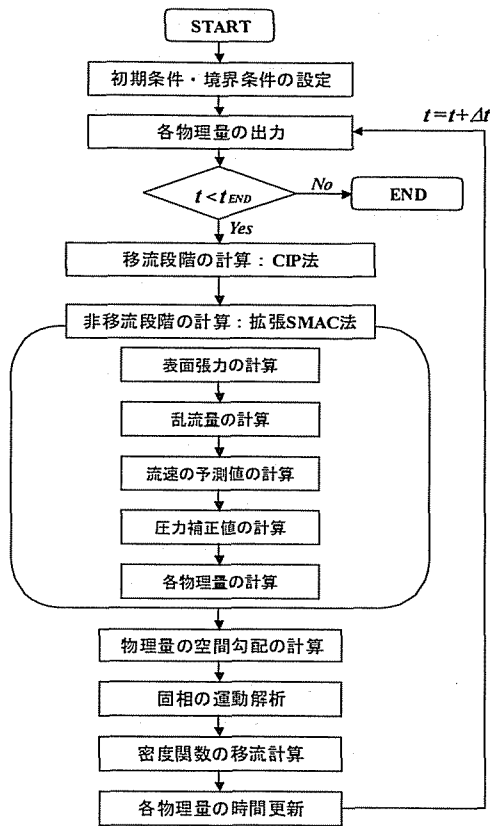


図-1 計算フローチャート

(2) 計算アルゴリズム

図-1に、本モデルの計算フローチャートを示す。本モデルでは、時間分離解法により基礎方程式(1)~(3)を移流段階と非移流段階に分割して計算を行う。まず初期条件と境界条件を設定した後、各物理量の移流段階を高精度に計算可能なCIP(Cubic Interpolated Propagation)法(Yabe・Aoki, 1991)により求める。非移流段階に関しては、非圧縮性流体のみならず圧縮性流体まで解析できるように展開した拡張SMAC(Simplified Marker And Cell)法(川崎ら, 2001)を用いて、各物理量を算定する。なお、気液界面で生じる表面張力の影響は、Brackbillら(1992)が考案したCSF(Continuum Surface Force)モデルにより評価した。非移流段階計算後、後述するように、算定された固相の内部圧力と密度関数 $\phi_i$ を用いて並進・回転運動を伴う固相の移流速度を計算する。その後、全ての密度関数 $\phi_i$ をCIP法により解析する。最終的に各物理量を更新し、次の時間ステップへ移行する。

上述の計算過程を時間ステップごとに繰り返し実施することにより、固相・気相・液相の相互干渉を考慮した多相流体場の数値解析を行うことができる。

(3) 剛体の運動解析

本モデルでは、Xiaoら(1997)と同様に固相の運動を取り扱う。固相群は剛体であり、その運動形態は並進と回転の両方から構成される。剛体の運動解析方法としては、まず固相を高粘性流体と考え、全相に対して前述した流動解析を行う。そして、得られた固相の内部圧力と密度関数を用いて剛体の重心における並進速度 $V$ と角速度 $\Omega$ を下式より求め、剛体形状を保持するように固相に対してのみ相対的位置を修正する。

$$\frac{dV}{dt} = \frac{1}{M} \int \frac{du}{dt} \rho_s \phi_1 dV \dots \dots \dots (6)$$

$$\frac{d\Omega}{dt} = \frac{1}{I} \int R \times \frac{du}{dt} \rho_s \phi_1 dV \dots \dots \dots (7)$$

$$R = x - x_0 \dots \dots \dots (8)$$

$$U = V + \Omega R \dots \dots \dots (9)$$

ここで、 $M$ は固体の総量、 $I$ は慣性モーメント、 $\rho_s$ は固体の密度、 $R$ は固体の重心 $x_0$ からの位置ベクトルである。

(4) モデルの検証

a) 水柱崩壊問題

気液移動境界流れ解析として水柱崩壊問題を取り上げ、水柱崩壊に伴う流動場、圧力場などから本モデルの妥当性を検討する。計算領域を5.0m×5.0mとし、 $x, z$ 方向の格子幅を $\Delta x = \Delta z = 0.05$ mとした。水柱の初期形状を幅1.0m、高さ2.0mとし、左壁に接するように水柱を配置した。時間ステップ間隔 $\Delta t$ を0.0001sとし、水の密度 $\rho_w$ を998.8kg/m<sup>3</sup>、空気密度 $\rho_a$ を1.20kg/m<sup>3</sup>、表面張力係数 $\sigma$ を $7.2 \times 10^{-2}$ N/m、重力加速度 $g$ を9.80665m/s<sup>2</sup>、初期大気圧 $P_a$ を1013hPaとした。なお、計算領域の上面には開境界条件し、それ以外の計算領域の境界面に対してはslip条件を課した。

図-2に、水柱崩壊に伴う流速ベクトル、圧力変動を示す。なお、太実線は気液境界面を表す。同図より、水柱は右方へ形状を崩しながら移動し、先端が右壁に衝突して遡上した後、下部の液相に衝突する。圧力変動の空間分布に注目すると、時刻 $t = 2.1$ sでは碎波する水塊の先端が下部の水塊に衝突し、液相に囲まれた内側の気相の圧力が大気圧1013hPaより大きな値となっている。これは気体が急激に圧縮されたためである。なお、液相フロントが右壁に衝突した際、液相圧力は局所的に非常に大きな値となることを確認した。図-3に示す時刻 $t = 2.1$ sにおける渦動粘性係数をみると、液相同士が衝突したときにその値が急増しており、水面への水塊の突入によりエネルギーが激しく逸散されているといえる。紙面の制約上、図示しないが、液相フロントの時間変化に関する計算結果は、川崎ら(2001)と同様、Martin・Moyce(1952)による水理実験を精度良く再現しており、本モデルは複雑に変化する自由表面形状、流速場および

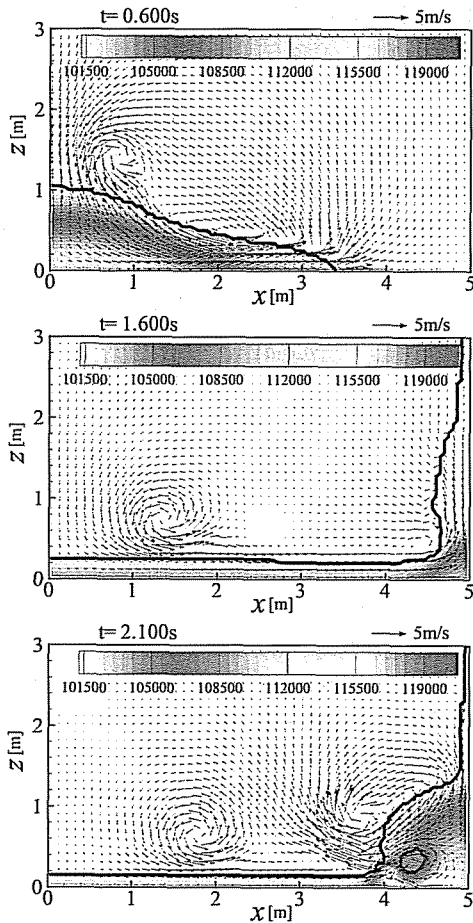


図-2 水柱崩壊に伴う流動と圧力

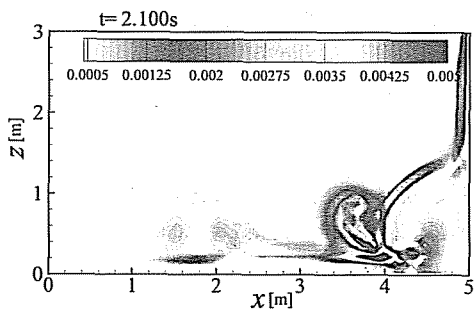


図-3 渦動粘性係数の空間分布 (t=2.100s)

圧力場を高精度に数値解析できることが検証される。

b) 自由水面における剛体の振動問題

本節では、固相を含めた多相流体場の物理現象の一例として、静水面上に配置された密度の小さい剛体が自重と浮力の影響により自由水面上を振動する現象を取り上げる。計算の概念図を図-4に示す。剛体形状は幅  $L = 0.04\text{ m}$ 、高さ  $H = 0.06\text{ m}$  とし、 $\rho_s$ 、 $\rho_w$ 、 $\rho_a$  はそれぞれ固相、液相、気相の密度で、 $\rho_w = 1000\text{ kg/m}^3$ 、 $\rho_a =$

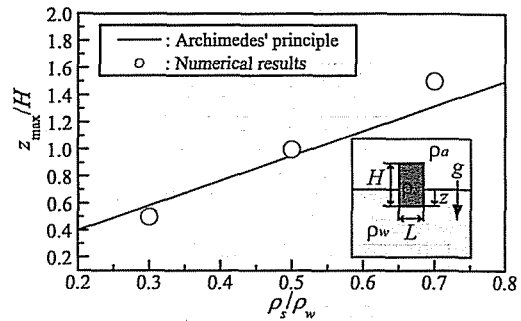


図-4 剛体密度と最大水面振幅の関係

1.25 kg/m<sup>3</sup>とした。なお、静水深は0.3 mと一定に保った。図-4に剛体の密度 $\rho_s$ と最大水面振幅  $z_{\max}$  の関係を示す。ここで、縦軸、横軸は、それぞれ剛体高さ  $H$ 、液相密度 $\rho_w$ で無次元表示している。また、図中の○印、実線は、それぞれ計算結果およびアルキメデスの原理による理論値(式(10))を表す。

$$z_{\max} = 2 \frac{(\rho_s - \rho_a)}{(\rho_w - \rho_a)} H \dots\dots\dots (10)$$

同図より、計算結果は、理論値の傾向と同様、300.0、500.0、700.0 kg/m<sup>3</sup>と剛体密度の増加に伴い、最大水面振幅が一次関数的に増加している。また、計算値は理論値を良好に再現していることが認められる。なお、ここでは図示しないが、自由水面上における剛体の振動に伴い、周辺の水面上は上下運動し、それが波高の小さい波として左右側方へと伝播していく様子が確認された。以上より、本モデルは固相を含む多相流体場を精度高く解析できることが定量的に検証される。

3. 段波による漂流剛体の衝撃波力特性

本章では、前章で取り扱った水柱崩壊問題で水柱前面部に剛体を配置し、崩壊する水塊が剛体に衝突する現象を検討する。なお、ここでは水柱崩壊する水塊を段波として考えることにする。

(1) 正方形剛体

図-5は自由水面および波圧分布の時間変化と剛体の動的挙動を同時に図示しており、固相、気相、液相間の境界を太線で表現している。(a)~(c)はそれぞれ剛体の密度 $\rho_s$ が800.0 kg/m<sup>3</sup>、8000.0 kg/m<sup>3</sup>、剛体を固定した場合である。なお、水柱の初期形状は1.0 m × 2.0 mである。剛体形状は0.5 m × 0.5 mの正方形であり、剛体の初期位置は  $x = 3.0\text{ m}$  とした。それ以外の条件は前章の水柱崩壊問題と同様である。図-5(a)に示す剛体密度が水の密度よりも小さい場合、水塊が剛体に衝突した直後に剛体は移動し始める。また、この場合の作用波圧は、図-5(b)に示す $\rho_s = 8000.0\text{ kg/m}^3$ と固定した場合に比べて、全体的に小さい。一方、図-5(b)をみると、水塊が

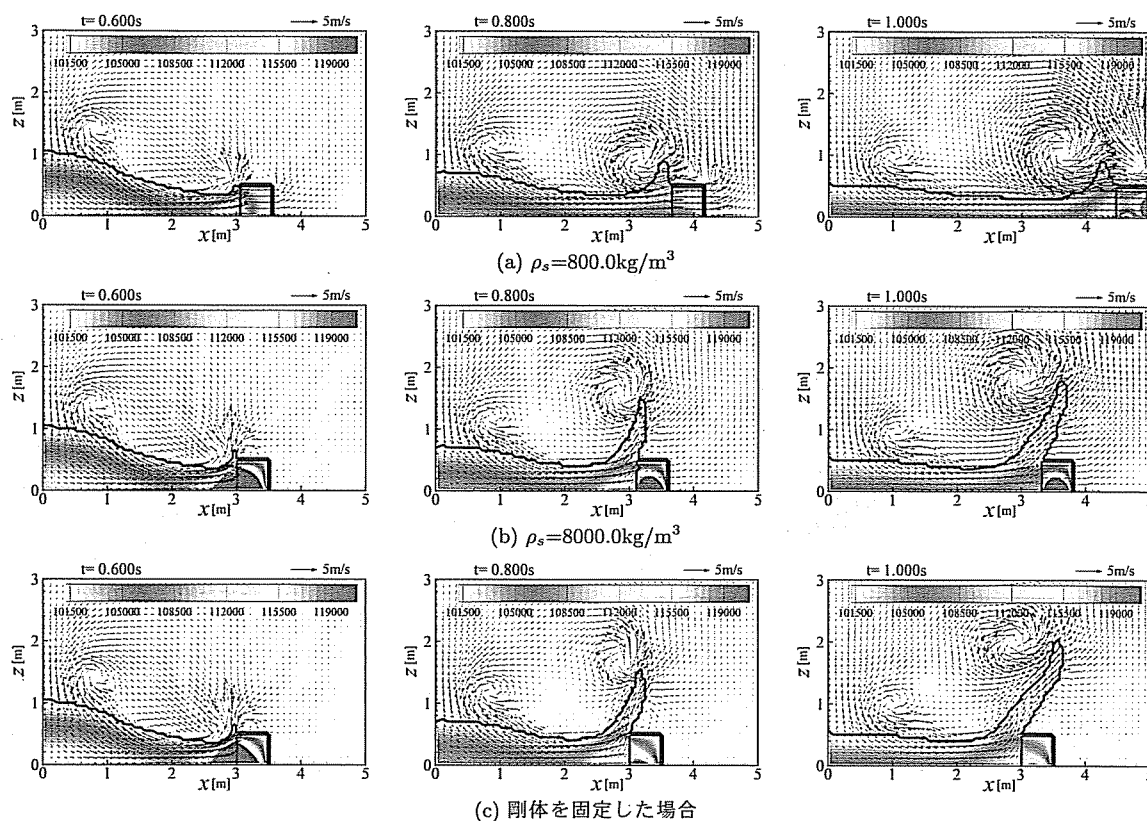


図-5 段波と正方形剛体の衝突シミュレーション

剛体に衝突した直後に剛体が移動するのではなく、水塊が剛体の高さ付近にまで達し、剛体が衝突力に耐えきれなくなった時点で移動し始める。これは、剛体に作用する外力が静止摩擦力を上回った時点で動き出すという物理現象を定性的に表現している。また、図-5(c)に示す剛体を固定した場合は $\rho_s = 8000.0 \text{ kg/m}^3$ の計算結果と比較してより水塊が上方に打ち上げられている。また、同図の波圧分布より、 $t = 0.6 \text{ s}$ では、段波が剛体に接する面で波圧が急激に増加し、剛体内部ではその左隅角部を中心に広がる波圧分布になっていることが理解できる。

ついで、図-6に、剛体に作用する $x$ 方向の波力 $F_x$ を剛体の密度と関連づけて示す。なお、剛体内部の圧力を積分することにより、作用波力 $F_x$ を算定した。同図より、段波が剛体に衝突した直後は剛体の密度に関わらず作用波力は急激に増加する。特に、剛体密度が小さいほど最大波力に達する時間が早いのが理解できる。また、剛体はほぼ最大波力時に移動し始めることも確認している。その後、波力は指数関数的に減少しているのがわかる。また、剛体を固定した場合は滑らかに減少していくが、固定していない場合、特に $\rho_s = 800.0 \text{ kg/m}^3$ の場合は波力の時間波形は振動している。

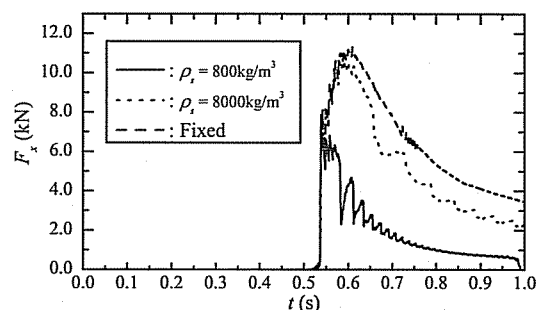


図-6 漂流正方形剛体の波力特性

## (2) 細長矩形剛体

重心位置の高い細長矩形剛体に段波が衝突したときの圧力変動および流速ベクトルの時間変化を図-7に示す。なお、剛体形状は $0.25 \text{ m} \times 1.0 \text{ m}$ であり、それ以外の初期条件および計算条件は前節と同様である。同図より、剛体が縦長で重心位置が高く不安定であるため、前節で得られた計算結果とは大きく異なる。流動してきた水塊が剛体に衝突する際、剛体は衝突直後に水塊の衝突力に耐えきれずに反時計回りに横転するとともに、水平方向に移動し始める。その後、水塊は上方に打ち上げられることなく、そのままの勢いで剛体を右方へ運び、右壁で

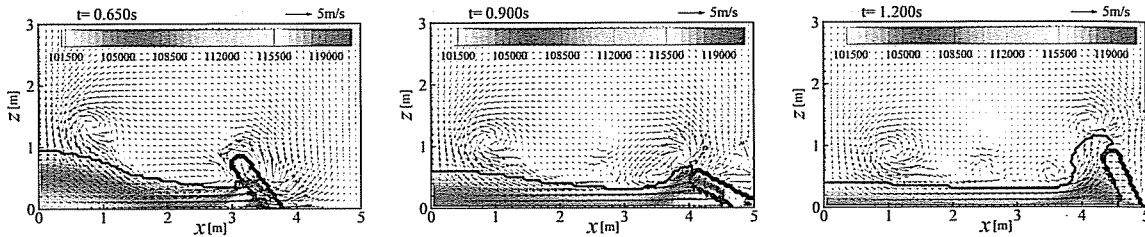


図-7 段波と細長矩形剛体の衝突シミュレーション

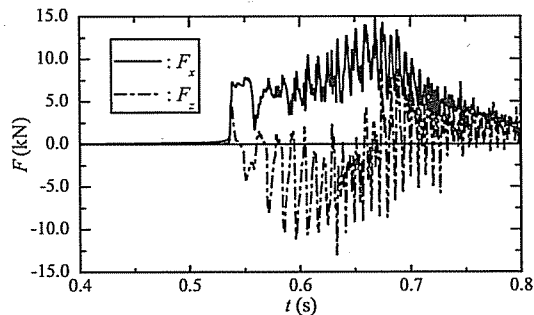


図-8 漂流細長矩形剛体の波力特性

倒れかけている剛体を持ち上げ、壁に押しつけようとしている様子が認められる。このとき、剛体は壁からの反作用の影響で、一度壁から跳ね返り再び壁に衝突していることを確認した。

漂流する細長矩形剛体に作用する波力特性を図-8に示す。図中の実線、一点鎖線はそれぞれ  $x$ ,  $z$  方向の作用波力  $F_x$ ,  $F_z$  である。細長矩形剛体の場合、波が剛体に衝突すると、波力  $F_z$  が一度急激に増加した後、最大波力に達するまで振動しながら徐々に増加していく。その後、剛体が移動し倒れかかる約  $t = 0.65$  s で最大波力に達している。一方、 $z$  方向波力  $F_z$  は、段波の衝突後の約  $t = 0.55$  s 以降、主に負方向に作用している。これは鉛直下向きの加速度が卓越したためと推察される。

以上のことから、本モデルは漂流中の剛体に作用する波圧分布および衝撃波力を解析可能であるといえる。

#### 4. おわりに

本研究では、乱流モデル LES を導入した 2 次元固気液乱流数値モデル DOLPHIN-2D を新たに構築した。そして、水柱崩壊問題と剛体の自由水面での振動現象に適用することにより、モデルの妥当性を検証した。さらに、同モデルを構造物と段波の衝突問題に適用し、段波により漂流する剛体の衝撃波力について検討した。以下に、本研究で得られた主要な成果を列挙する。

- 1) 剛体の最大波力特性は、剛体を固定した場合が最も大きく、剛体密度の減少に伴い波力が小さくなることがわかった。

- 2) 最大波力時には、段波が剛体に接する面で波圧が急激に増加し、剛体内部で衝突面隅角部を中心に広がる高波圧分布になることが判明した。
- 3) 最大波力に達する時間は剛体密度の違いによって異なること、衝突後、漂流する剛体への作用波力は指数関数的に減少することが明らかとなった。
- 4) 本モデルは瞬時に変化する漂流剛体の作用波力を評価可能であり、波・流れと構造物の動的挙動を解明する一手段としての活用が期待される。

謝辞：本研究の一部は平成17年度財団法人前田記念工学振興財団研究助成（代表：川崎浩司）を受けていることを付記し、深甚なる謝意を表する。

#### 参考文献

- 池野正明・田中寛好 (2003) : 陸上漕上津波と漂流物の衝突力に関する実験的研究, 海岸工学論文集, 第50巻, pp. 721-725.
- 池野正明・森信人・田中寛好 (2001) : 砕波段波津波による波力と漂流物の挙動・衝突力に関する実験的研究, 海岸工学論文集, 第48巻, pp. 846-850.
- 川崎浩司・大谷知樹・中辻啓二 (2001) : 固気液多相共存場に対する統一数値解法の構築と複雑水理現象への応用, 海岸工学論文集, 第48巻, pp. 1026-1030.
- 松富英夫 (1991) : 砕波段波衝突時の圧力分布と全波力, 海岸工学論文集, 第38巻, pp. 626-630.
- 水谷 将・今村文彦 (2000) : 構造物に作用する段波波力の実験, 海岸工学論文集, 第47巻, pp. 946-950.
- Brackbill, J.U., D.B. Kothe and C.Zemach (1992) : A Continuum Method for Modeling Surface Tension, J. Computational Physics, Vol.100, pp. 335-354.
- Martin, J.C. and W.J. Moyce (1952) : An Experimental Study of the Collapse of Liquid Columns on a Rigid Horizontal Plane, Philos. Trans. Roy. Soc. London Ser.A, Vol.244, pp. 312-324.
- Xiao, F., T. Yabe, T. Ito and M. Tajima (1997) : An Algorithm for Simulating Solid Objects Suspended in Stratified Flow, Computer Physics Communications, Vol.102, pp. 147-160.
- Yabe, T. and T. Aoki (1991) : Universal Solver for Hyperbolic Equations by Cubic-Polynomial Interpolation LOne-Dimensional Solver, Computer Physics Communications, Vol.66, pp. 219-232.
- Yabe, T. and F. Xiao (1993) : Description of Complex and Sharp Interface during Shock Wave Interaction with Liquid Drop, J. Physical Society of Japan, Vol.62, No.8, pp. 2537-2540.