

重合格子法を用いた流体-構造体連成モデルによる フラップゲートの波浪応答解析

Wave Response Analysis of Flapgate Breakwater Using Fluid-Structure Interaction Model by Overset Grid Method

木村雄一郎¹・柳 浩敏²・森西晃嗣³・森 信人⁴・安田誠宏⁵・間瀬 肇⁶

Yuichiro KIMURA, Hirotooshi YANAGI, Koji MORINISHI, Nobuhito MORI
Tomohiro YASUDA and Hajime MASE

A flapgate breakwater is a new type structure that usually lies down on the seabed and rises up as a seawall with its buoyancy when tsunami or storm surge occurs. In our previous studies, the characteristics of the flapgate motion and wave pressure were clarified through a series of hydraulic model experiments, and a numerical model that can deal with fluid-structure interactions for the flapgate employing the overset grid method and the level set method was developed for a solitary wave representing a tsunami. In this study, the numerical model was extended to the cases of flapgate motion analysis against periodic waves, and simulation results were compared with experimental ones. It is shown that the numerical model gives accurate predictions of flapgate motions and provides useful information for the design of different size flapgates and wave conditions.

1. はじめに

フラップゲートは、地震発生後に短時間で港口を閉鎖し港内への津波の進入を抑制する、図-1に示すような可動式の防波堤である（白井ら，2005；2006）。フラップゲートは、扉体、函体およびテンションロッドを主要な部材として構成される。扉体は、一端を回転支承として函体に連結され、他端に与えた浮力を利用して水面まで浮上し港口を閉鎖する。さらに、津波によって生じる港外水位の上昇により、扉体は所定の高さまで起立し、連続した止水壁となる。テンションロッドは、起立した扉体に作用する水圧荷重を支持するものである。

孤立波あるいは周期波に対するフラップゲートの応答特性は、水理模型実験により明らかにされている（木村ら，2009）。また、著者らは、重合格子法を用いた流体-構造体連成解析モデルを構築し、津波を模擬した孤立波に対するフラップゲートの起立解析を行うことで、解析モデルの有効性を確認した（木村ら，2010）。

本研究では、さらに、重合格子法により構築した連成解析モデルを用いて、周期波を対象としたフラップゲートの動揺解析を行った。数値解析による計算結果を模型実験より得られた計測結果と比較することで、数値解析

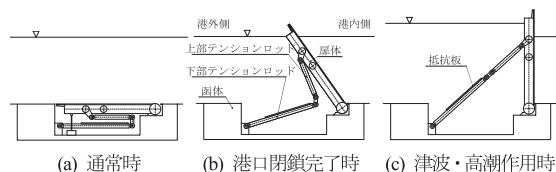


図-1 フラップゲート式可動防波堤

の精度を検証する。十分な精度が確認されれば、今後模型実験によることなく、本数値解析モデルを使用した波力計算あるいは動揺解析が可能となる。

気液境界面のモデル化には、レベルセット法（和田ら，2005）を使用した。

2. 支配方程式と数値計算法

(1) 支配方程式

本研究では、非圧縮性流体を対象としている。また、非圧縮性流体の計算手法として擬似圧縮性法を使用するため、非圧縮性ナビエ・ストークス方程式に擬似時間微分項を加えた、擬似圧縮性ナビエ・ストークス方程式を支配方程式として使用する（式(1)～(3)参照）。擬似時間に対する定常解が得られたとき擬似時間微分項は0となり、この方程式の解は非圧縮性ナビエ・ストークス方程式と等しくなる（丹野ら，2004）。

$$\frac{\partial p}{\partial \tau} + \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$\frac{\partial u}{\partial \tau} + \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial p}{\partial x} = \frac{1}{Re} \left[\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right] + f_x \quad \dots\dots\dots (2)$$

1 正会員	修(工)	日立造船(株)	技術研究所
2		日立造船(株)	技術研究所
3	工博	京都工芸繊維大学教授	機械システム工学科
4 正会員	博(工)	京都大学准教授	防災研究所
5 正会員	博(工)	京都大学助教	防災研究所
6 正会員	工博	京都大学教授	防災研究所

$$\frac{\partial v}{\partial \tau} + \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial p}{\partial y} = \frac{1}{Re} \left[\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right] + f_y$$

..... (3)

支配方程式を保存型ベクトル表示すると、次の式になる。

$$\frac{\partial \mathbf{q}}{\partial \tau} + \frac{\partial \mathbf{h}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{E}_x}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{E}_y}{\partial y} + \frac{\partial p}{\partial x} = \frac{1}{Re} \left[\frac{\partial \mathbf{E}_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{E}_{yy}}{\partial y} \right] + \mathbf{F}$$

..... (4)

ここで、 p は圧力、 u は x 方向の流速、 v は y 方向の流速、 t は実時間、 τ は擬似時間、 Re はレイノルズ数、 f_x は x 方向に生じる外力、 f_y は y 方向に生じる外力を表し、式(4)に示される各ベクトルは次のように表される。

$$\mathbf{q} = \begin{pmatrix} p \\ u \\ v \end{pmatrix}, \quad \mathbf{h} = \begin{pmatrix} 0 \\ u \\ v \end{pmatrix}, \quad \dots\dots\dots (5)$$

$$\mathbf{E}_x = \begin{pmatrix} u \\ u^2 + p \\ uv \end{pmatrix}, \quad \mathbf{E}_y = \begin{pmatrix} v \\ uv \\ v^2 + p \end{pmatrix}, \quad \dots\dots\dots (6)$$

$$\mathbf{E}_{xx} = \begin{pmatrix} 0 \\ \partial u / \partial x \\ \partial v / \partial x \end{pmatrix}, \quad \mathbf{E}_{yy} = \begin{pmatrix} 0 \\ \partial u / \partial y \\ \partial v / \partial y \end{pmatrix}, \quad \dots\dots\dots (7)$$

$$\mathbf{F} = \begin{pmatrix} 0 \\ f_x \\ f_y \end{pmatrix} \quad \dots\dots\dots (8)$$

実時間における計算時間間隔を Δt 、擬似時間における計算時間間隔を $\Delta \tau$ としたとき、両者の間には $\Delta t \geq \Delta \tau$ の関係が満たされている。擬似時間とは、陰的な計算における内部反復の時間スケールを表すものである。

(2) 空間微分項の離散化

慣性項の計算は、2次精度風上差分を用いて行った。例えば $\partial E_x / \partial x(i, j)$ は、次のように表せる。

$$\frac{\partial E_x}{\partial x}(i, j) = \frac{E_{x(i+1/2, j)} - E_{x(i-1/2, j)}}{\Delta x} \quad \dots\dots\dots (9)$$

拡散項の計算は、三つの格子点を用いた差分法を使用した。例えば $\partial E_{xx} / \partial x(i, j)$ は、次のように表せる。

$$\frac{\partial E_{xx}}{\partial x}(i, j) = \frac{2E_{xx(i+1, j)}}{h_1(h_1 + h_2)} - \frac{2E_{xx(i, j)}}{h_1 h_2} + \frac{2E_{xx(i-1, j)}}{h_2(h_1 + h_2)} \quad \dots\dots (10)$$

ここで、 (i, j) は x 方向に i 番目、 y 方向に j 番目の格子点、 Δx は x 方向の格子幅を表し、 h_1 および h_2 はそれぞれ以下の式で表される。

$$h_1 = x_{(i, j)} - x_{(i-1, j)}, \quad h_2 = x_{(i+1, j)} - x_{(i, j)} \quad \dots\dots\dots (11)$$

(3) 時間に対する積分法

実時間に対する積分は、二次精度の後退差分法を使用した。離散式は次のようになる。

$$\left(\frac{\partial \mathbf{h}}{\partial t} \right)^{n+1, m+1} = \frac{3\mathbf{h}^{n+1, m+1} - 4\mathbf{h}^n + \mathbf{h}^{n-1}}{2\Delta t} \quad \dots\dots\dots (12)$$

ここで、 n は実時間段階、 m は擬似時間段階を示す。

本解析で使用した擬似圧縮法では、各時間段階における擬似時間に対する収束解が必要となる。擬似時間に対する数値積分は、LU-SGS法を使用した。

3. 重合格子法

(1) 物理量の空間内挿法

重合格子法とは、図-2のように主格子中に補助格子を重ねて配置することで数値解析を行う手法である(小幡ら, 1993)。主格子では、構造物と重なる格子点およびその近傍の格子点是非計算格子■(以後、HOLEと呼称)として扱われ、その他の格子点において物理量の計算が行われる。補助格子における最外周部の境界○には主格子から物理量が内挿され、補助格子領域における計算が行われた後、主格子におけるHOLE点周囲の格子□に物理量が戻される。HOLEは、物体から数周目の補助格子における周方向(物体に沿う方向)の曲線をHOLE境界としたときに、その内部に含まれる主格子点を指す。物体近傍の主格子点が、HOLE境界の内部か外部かのいずれに存在するかは、以下の方法により判定される。まず、判定されるべき主格子点Pに最も近いHOLE境界上の補助格子点Qを求める。つぎに、点QでのHOLE境界の外向き法線ベクトル $\mathbf{n}$ と、点Qから主格子点Pへの位置ベクトル $\mathbf{a}$ との内積を算定する。その計算値が正であった場合、格子点PはHOLE境界外部の点、負であった場合は境界内部の点とする。

$$(\mathbf{n}, \mathbf{a}) = \begin{cases} \leq 0 & \text{HOLE} \\ > 0 & \text{Not HOLE} \end{cases} \quad \dots\dots\dots (13)$$

内挿される主格子点が、補助格子におけるいずれのセルから物理量を内挿するかについては、次式により判定する。

$$\begin{aligned} f_{AB}(x_P, y_P) f_{AB}(x_G, y_G) f_{CD}(x_P, y_P) f_{CD}(x_G, y_G) &\geq 0 \\ f_{BC}(x_P, y_P) f_{BC}(x_G, y_G) f_{DA}(x_P, y_P) f_{DA}(x_G, y_G) &\geq 0 \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (14)$$

ここで、添え字A, B, CおよびDは主格子点Pを内包する補助格子上のセルの各頂点(図-2左下の拡大図参照)、 $f_{AB}(x, y)=0$ は直線AB、点 (x_P, y_P) は主格子点Pの座標、点 (x_G, y_G) はセルABCD内の任意の点の座標を表す。

内挿には、以下に示す2次元の線形内挿(bi-linear interpolation)を用いた。

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} x_P \\ y_P \\ q^P \end{bmatrix} &= (1-X)(1-Y) \begin{bmatrix} x_A \\ y_A \\ q^A \end{bmatrix} + X(1-Y) \begin{bmatrix} x_B \\ y_B \\ q^B \end{bmatrix} \\ &+ XY \begin{bmatrix} x_C \\ y_C \\ q^C \end{bmatrix} + (1-X)Y \begin{bmatrix} x_D \\ y_D \\ q^D \end{bmatrix} \quad \dots\dots\dots (15) \end{aligned}$$

式(15)の上2つの式を用いて X, Y を求め、それらを3つ目の式に代入することで、主格子点Pに内挿される物

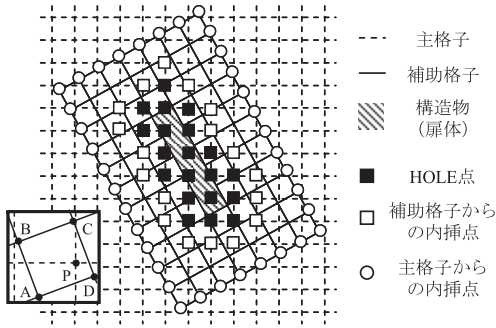


図-2 重合格子法概念図

理量 q_p が求められる。補助格子の最外周の境界についても同様の方法により算定され、主格子から補助格子へ物理量が内挿される。

(2) 構造物（扉体）変位量の計算

扉体の変位量は、扉体に作用する流体力（回転軸周りのモーメント）と扉体の慣性モーメントを用いて、運動方程式を解くことで算定される。扉体に作用するモーメントは、扉体周りに作用する圧力および粘性力に回転軸からの距離を乗じ、扉体の全周にわたって積分することで得られるものである。実時間における計算では、扉体は変位を伴わない固定壁として扱われ、物理量の移流計算のみがなされる。一方、擬似時間における計算は、実時間ステップでの計算が1回なされる毎に複数回行われ、計算の安定性を向上させるとともに扉体変位量の計算も対象とする。扉体変位量の計算は、擬似時間において、所定の収束条件が満たされるまで繰り返し実施され、その実時間ステップにおける適正な変位量として算出される。

4. レベルセット法

(1) 界面の捕捉

レベルセット法は、相の界面より液相側が正、気相側が負となるような垂直距離関数（レベルセット関数）を用いて界面の位置を捕捉する界面捕捉法の一つであり、界面の曲率や法線方向等の微分量についても比較的精度良く求めることができる。また、レベルセット関数 f は界面に有限な厚さ α を持たせることができ、密度や粘性係数のように界面で急激に変化するものでも、その界面の厚さに応じて値を分布させ、比較的安定した計算を行うことができる。密度および粘性係数は、以下の式を用いて各計算セルに付与される。

$$\rho = \begin{cases} \rho_w & f \geq \alpha \\ \rho_a & f \leq -\alpha \\ \bar{\rho} + \Delta \rho \sin(\pi f / 2\alpha) & \text{otherwise} \end{cases} \quad \dots\dots\dots (16)$$

$$\mu = \begin{cases} \mu_w & f \geq \alpha \\ \mu_a & f \leq -\alpha \\ \bar{\mu} + \Delta \mu \sin(\pi f / 2\alpha) & \text{otherwise} \end{cases} \quad \dots\dots\dots (17)$$

ここで、 ρ_w 、 ρ_a は液相と気相の密度、 μ_w 、 μ_a は液相と気相の粘性係数、 $\bar{\rho}$ 、 $\bar{\mu}$ は両者の平均値、 Δ は両者の差の1/2を示すものである。レベルセット法における界面の概念図を図-3に示す。界面厚さを制御できる点に加えて、グリッドスケール以下で界面を捕捉できる点についても、レベルセット法のすぐれた特徴といえる。

レベルセット関数 f の移流は、以下の移流方程式を解くことにより行われる。ここで、 $\mathbf{u}$ は流速を表すベクトルである。

$$\frac{\partial f}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) f = 0 \quad \dots\dots\dots (18)$$

(2) 距離関数の再初期化

界面からの垂直距離関数であるレベルセット関数 f を移流方程式により移流させると、距離関数としての性質が徐々に失われる。そこで、レベルセット関数 f を常に界面からの距離関数として保持するため、再初期化が必要となる。

再初期化には以下の式を用いる。

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \text{sgn}(f^0)(1 - |\nabla f|) \quad \dots\dots\dots (19)$$

$$\text{sgn}(f^0) = \frac{f^0}{\sqrt{(f^0)^2 + \varepsilon^2}} \quad \dots\dots\dots (20)$$

ここで、 f^0 は移流された直後、再初期化する前のレベルセット関数、 ε は微小量、 sgn は f^0 の符号を示す。

式 (19)、(20) は、各点におけるレベルセット関数の勾配 $|\nabla f|$ が1から外れた分を誤差として修正することを意味し、修正されたレベルセット関数は次の時刻の初期値として用いられる。これにより、界面以外の点で $|\nabla f|=1$ となり、実際の界面の正確な位置を探し出すことをせず、界面からの垂直距離関数を再構築できる。実際の計算では、実時間計算1ステップ毎に再初期化を行っている。

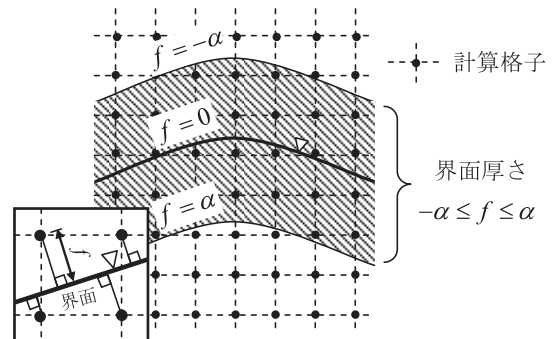


図-3 レベルセット法概念図

5. 模型実験と数値解析の条件

水理模型実験は、長さ50m、幅1m、高さ1.2mの2次元造波水槽を用いて、模型縮尺1/30で実施した。実験装置全体の概略を図-4に示す。実験模型は、水深13mの実海域（実験では、42.4cm）を対象とした実機をモデル化したものであり、実機の扉体一門の高さは22m、対応する模型の扉体高さは71.7cmに相当する。

数値解析では、水路長を27.6mとし、フラップゲートの扉体を表す補助格子を図-5のように配置した。水深は、実験の条件と合うように設定した。主格子における格子数は、水平方向440グリッド、鉛直方向65グリッドとし（最小解像度20mm）、フラップゲート設置位置の周囲については計算格子を密に配置した。また、補助格子は、扉体の長手方向74グリッド、扉体の厚さ方向29グリッドとして作成し、扉体部分を60グリッド×5グリッドの格子（最小解像度12mm）により形成した。

実験模型では、テンションロッドが設置されていることにより、扉体角度が90度を越えることはない。数値解析でもこれに合わせて扉体角度が90度を越えないようにした。計算領域の沖側は造波境界、岸側は透過境界とし、水深以下の海底床については非計算領域として与えた。造波境界では、有限振幅波であるストークス波によって入射波を作成した。

6. 解析結果

図-6に数値解析におけるフラップゲート周囲の流速ベクトルのスナップショットを示す。図中、直線は計算格子、ベクトルを表示した領域は液相、下方の濃灰色の領域は海底床（函体；扉体格納部）を示す。また、灰色で表示した扉体の周りに配置された格子が補助格子である。

図-7に、計算結果の一例として、港内外の水位および扉体角度の時間変化を示す。図中、H0、H2およびH3は、図-5における水位の出力点に対応するものである。図-7より、扉体の動揺によって扉体背後のH3に波が伝播している様子、また、扉体からの反射波によってH2における

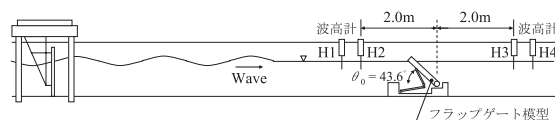


図-4 実験装置全体の概略図

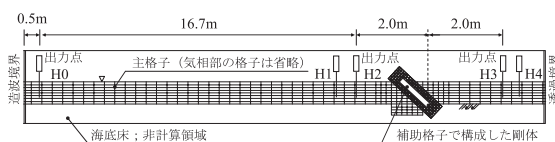


図-5 解析領域の模式図

波の振幅が途中から変化している様子が確認できる。

模型実験および数値解析による扉体角度の時間変化の一周期分を図-8に示す。図中、縦軸は扉体の釣合角度 θ_0 からの動揺角度を入射波高で除した値、横軸は波周期で無次元化した時間を示し、(a)は波周期1.44s、(b)は波周期1.81s、(c)は波周期2.16sの入射波をそれぞれ作用させた際の結果を示したものである（実機に換算した波周期は、現地スケールでそれぞれ8s、10s、12sに相当する）。また、模型実験と数値解析における、扉体動揺角の最大値および最小値を図-9にまとめる。図-8および図-9は、いずれも波形勾配 $H/L=0.04$ の入射波を対象としたケースによるものである。

図-8および図-9より、数値解析における扉体動揺角度の最大値および最小値は、実験結果と比較して若干小さいものの良く一致している。実験でもみられたように、作用波の周期が長くなるのに伴い、単位振幅あたりの扉体の動揺角度が増加し、扉体動揺の中心が正方向（扉体が生じる方向）に偏向する傾向が、数値解析においても確認できた。これらの結果より、フラップゲートを設計する上で有用な扉体運動特性が本数値解析モデルによって得られることが確認された。一方で、作用波の周期が長くなるほど、数値解析結果と実験結果との運動の様子に差異が生じる結果となった。

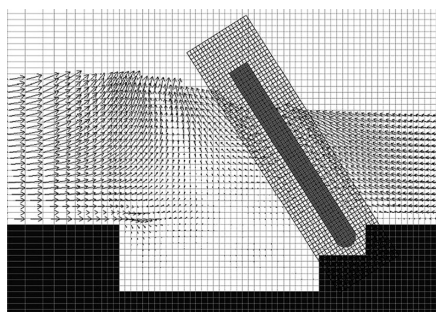


図-6 フラップゲート周囲の流速ベクトルのスナップショット

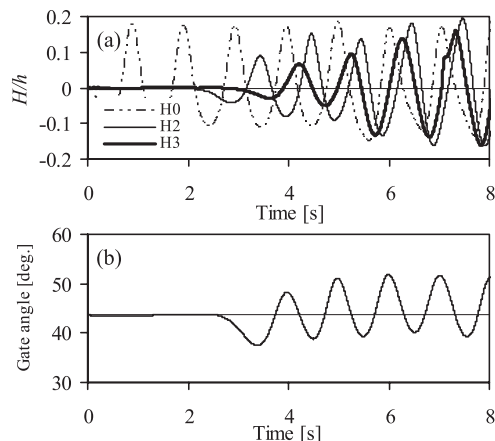


図-7 水位（上）および扉体角度（下）の時間変化

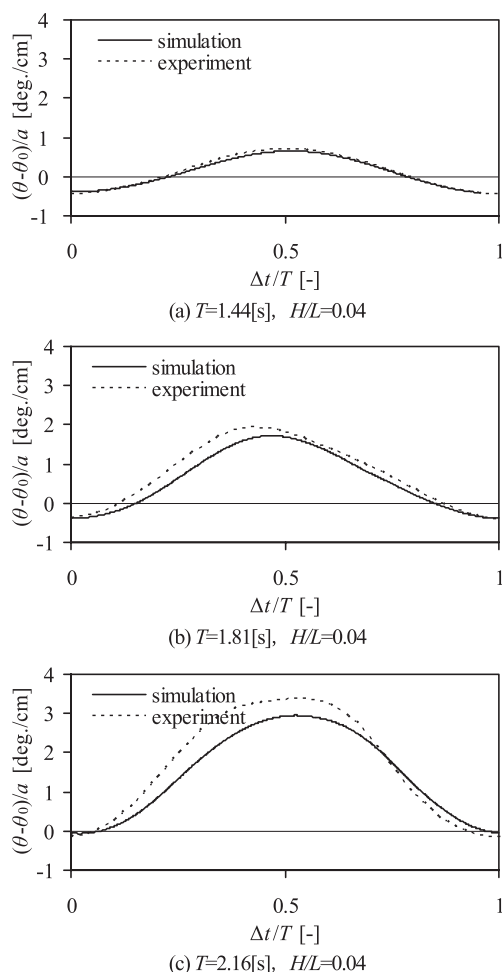


図-8 模型実験および数値解析による扉体角度の時間変化

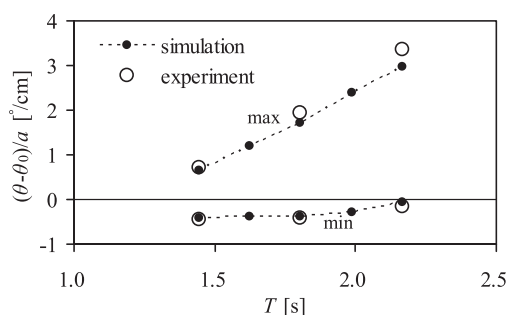


図-9 扉体動揺角度の最大値と最小値と入射波周期の関係

数値解析は、模型実験とは異なり側壁などの影響をまったく受けない、完全な2次元の条件の下で行われている。このため、奥行き方向への運動量の拡散が生じず、流れ場において比較的規模の大きな渦が発生しやすい。数値解析における扉体の動揺量が実験結果と比較して小さくなった一因として、このような渦の発生による付加

質量の変化が考えられる。

7. まとめ

本研究を通して得られた主要な結論を以下に示す。

- (1) 重合格子法およびレベルセット法を用いた流体-構造体連成モデルによって、周期波を対象としたフラップゲート扉体部の動揺解析を実施した。
- (2) 数値解析において、扉体の動揺を介して港内側に伝播する伝達波，ならびに扉体からの反射波を再現することができた。
- (3) 数値解析による計算結果は、水理模型実験より得られた計測結果と比較して、扉体の動揺振幅を比較的良好に再現できており、作用波の周期が長くなるのに伴い、単位振幅あたりの扉体の動揺角度が増加し、扉体動揺の中心が正方向に偏向する現象を再現することができた。
- (4) 数値解析における扉体の動揺振幅は、作用する波の周期が長くなるほど、実験結果より小さくなる傾向があった。
- (5) 本数値解析モデルの使用により、多くの実験によることなく、フラップゲートの設計において有用なデータを得られることが確認された。

謝辞：本研究の一部は、科学研究費補助金・挑戦的萌芽研究（代表：間瀬 肇，研究課題名：津波リアルタイム予測とフラップゲートによる津波被害防止・軽減）によるものである。ここに記して謝意を表する。

参 考 文 献

- 小幡正規，中尾年雄，里深信行，森西晃嗣（1993）：重合格子法による二次元パタフライ弁モデルの数値計算，日本機械学会論文集（B編），第59巻，562号，pp.220-226。
- 木村雄一郎，新里英幸，仲保京一，安田誠宏，間瀬 肇（2009）：フラップゲート式可動防波堤の波浪応答特性に関する実験的研究，海岸工学論文集，第56巻，pp.806-810。
- 木村雄一郎，柳 浩敏，森西晃嗣，森 信人，安田誠宏，間瀬 肇（2010）：フラップゲート型構造物の流体連成解析モデルの構築とその精度検証，海洋開発論文集，第26巻，pp.237-242。
- 白井秀治・永田修一・藤田 孝・新里英幸・仲保京一・高橋和夫（2005）：高潮・津波対策用のフラップ式可動ゲートの開発，海洋開発論文集，第21巻，pp.109-114。
- 白井秀治・藤田 孝・木村雄一郎・山口映二・仲保京一（2006）：フラップ式可動ゲートの津波低減性能に関する模型実験，海洋開発論文集，第22巻，pp.577-582。
- 丹野 格，森西晃嗣，松野謙一，西田秀利（2004）：仮想的な流速を用いた直交格子系での任意物体周りの計算，日本機械学会論文集，第70巻，pp.9-16。
- 和田好隆，森西晃嗣，松野謙一：レベルセット関数法を用いた気泡の結合及び分離シミュレーション（2005），第19回数値流体力学シンポジウム，B5-5。