

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および津波応答解析

木村雄一郎*・柳浩敏**・森信人・安田誠宏・間瀬肇

* 京都大学大学院工学研究科

** 日立造船株式会社

要 旨

フラップゲート式可動防波堤は、通常海底に倒伏し、津波あるいは高潮発生時には浮力を利用して浮上し、短時間で港口を閉鎖できる可動式の防波堤である。フラップゲートの津波あるいは周期波に対する応答特性は、従来の水理模型実験により概ね明らかにされている。しかしながら模型実験では、実験設備の制約により、模型寸法や実験条件を自由に設定することは容易ではない。そこで本研究では、流体と構造体とを連成する2次元数値解析モデルを構築し、フラップゲートの扉体を模擬した構造体に孤立波あるいは周期波を作用させ、波の伝播過程および扉体の運動特性や波圧特性について評価を行った。解析の結果、本モデルによって水理模型実験の結果を良好に再現できることが確認された。

キーワード：フラップゲート、数値解析、重合格子法、レベルセット法、津波、波浪

1. 緒 論

南海、東南海および東海地震津波に代表される大規模地震津波の発生リスクの高まりを背景に、著者らは、フラップゲート式可動防波堤（以後、フラップゲートと呼称）の開発を進めている。フラップゲートは、Fig.1 に示すように、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可動式の防災施設である。扉体は、所定の幅で分割され、一端を回転支承として函体に連結し、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。浮力によって水面まで浮上した扉体は、津波あるいは高潮によって生じる港外水位上昇により、所定の高さまで起立し連続した止水壁をなす。テンションロッドは、上部ロッドおよび下部ロッドの2つの部材からなり、起立した扉体に作用する水圧荷重を支持するとともに、対をなす下部テンションロッド間に設置した流体抵抗板が、扉体の急激な起立動作を抑制する。

フラップゲートは、従来の津波・高潮防災施設とは異なり、通常海底に倒伏しているため、海水の交換を妨げず、景観への影響も小さい。また、フラップゲートの扉体部は、海底に設置された水平軸を回

転中心として起伏するため、港口部の径間に対する制限がない。さらに、フラップゲートは、従来の施設と比較して、建設費用ならびに維持管理費用の大幅な削減が可能であり、多くの利点を有している。

これまで、白井ら（2005；2006a；2006b）および木村ら（2007；2009a；2009b）によって、フラップゲートの実用化に向けての実験的研究が継続的になされており、さらに、実海域における実証試験も進められている。しかしながら、このような実験的な検証では、実験設備の制約により、模型寸法や実験条件を自由に設定することは容易ではなく、縮尺変化による影響も排除しきれない。そこで本研究では、流体と構造体との連成運動を取り扱える2次元数値解析モデルを構築し、その精度検証を行う。フラップゲート形式の構造物を対象として行われた固定座標系を用いた解析的な研究として、川崎（2006）や清宮ら（2006）によるものがある。しかし、これらは構造物を流体の一部として扱うものであり、流体と構造物の連成を直接取り扱うものではない。また、多方面で様々なモデルが構築されている MPS 法等に代表される粒子法では、流体を連続体として取り扱わないため、応力の評価が厳密ではない。一方、ALE（Arbitrary Lagrangian-Eulerian）法等による移動

座標系を用いた連成運動解析（中野ら，2000）は、波と剛体の連成を高精度に扱うものであるが、構造物の時々刻々の変位に応じて計算格子をリメッシュするため、計算の負荷が大きい。

そこで、著者らは、連成解析モデルの構築にあたり、計算精度と計算負荷の問題を両立できる、リメッシュの不要な重合格子法（小幡ら，1993）を採用した。重合格子法とは、有限差分法による解析手法の一つであり、主格子中に補助格子（ここでは、扉体および扉体周囲の移動格子をあらわす）を重ねて配置することで数値解析を行うものである。また、気液境界面のモデル化には、界面より液相側が正、気相側が負となる垂直距離関数（レベルセット関数 f ）を用いて界面を捕捉するレベルセット法（和田ら，2005）を導入した。解析モデルの精度検証には、周期波および孤立波を対象として実施した水理模型実験の結果を使用した。以下、数値解析モデル、模型実験との比較検証について記す。

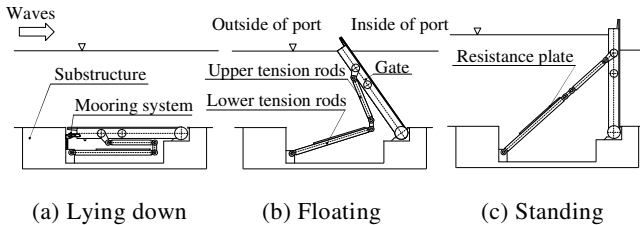


Fig.1 Behavior of flap-gate rising up from seabed

2. 重合格子法

2.1 物理量の空間内挿法

重合格子法とは、Fig.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は非計算格子「■」（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。

$$(n, a) = \begin{cases} \leq 0 & \text{HOLE} \\ > 0 & \text{Not HOLE} \end{cases} \quad (1)$$

内挿される主格子点 P 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。

$$\begin{aligned} f_{AB}(x_P, y_P) f_{AB}(x_G, y_G) f_{CD}(x_P, y_P) f_{CD}(x_G, y_G) &\geq 0 \\ f_{BC}(x_P, y_P) f_{BC}(x_G, y_G) f_{DA}(x_P, y_P) f_{DA}(x_G, y_G) &\geq 0 \end{aligned} \quad (2)$$

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セルの各頂点（Fig.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。

$$\begin{bmatrix} x_P \\ y_P \\ q_P \end{bmatrix} = (1-X)(1-Y) \begin{bmatrix} x_A \\ y_A \\ q_A \end{bmatrix} + X(1-Y) \begin{bmatrix} x_B \\ y_B \\ q_B \end{bmatrix} + XY \begin{bmatrix} x_C \\ y_C \\ q_C \end{bmatrix} + (1-X)Y \begin{bmatrix} x_D \\ y_D \\ q_D \end{bmatrix} \quad (3)$$

式 (3) 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。

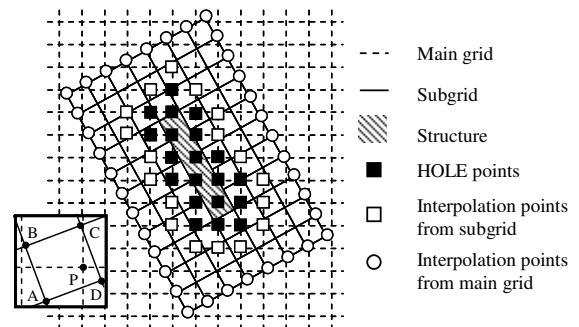


Fig.2 Overset grid method

2.2 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。ここで、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、両者は $\Delta t \geq \Delta \tau$ の関係を満たしているものとする。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。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。

3. レベルセット法

3.1 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。

$$\rho = \begin{cases} \rho_w & f \geq \alpha \\ \rho_a & f \leq -\alpha \\ \tilde{\rho} + \Delta \rho \sin(\pi f / 2\alpha) & \text{otherwise} \end{cases} \quad (4)$$

$$\mu = \begin{cases} \mu_w & f \geq \alpha \\ \mu_a & f \leq -\alpha \\ \tilde{\mu} + \Delta \mu \sin(\pi f / 2\alpha) & \text{otherwise} \end{cases} \quad (5)$$

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、 $\tilde{\rho}$ 、 $\tilde{\mu}$ 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 Fig.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。

$$\frac{\partial f}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) f = 0 \quad (6)$$

3.2 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。

$$\frac{\partial f}{\partial \tau} = \text{sgn}(f^0)(1 - |\nabla f|) \quad (7)$$

$$\text{sgn}(f^0) = \frac{f^0}{\sqrt{(f^0)^2 + \varepsilon^2}} \quad (8)$$

ここで、 τ は反復計算における擬似時間、 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 (7)、(8) 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に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。

しかし、再初期化には、界面の移動に伴い質量の保存性に問題が生じる。その対策として、質量保存処理を施した再初期化手法を採用する。ここでは、Heaviside 関数 H_a と呼ばれるレベルセット関数 f の関数を使用した。

$$H_a = \begin{cases} 1 & f \leq -\alpha \\ 1 - \frac{f + \alpha}{2\alpha} - \frac{1}{2\pi} \sin\left(\frac{\pi f}{\alpha}\right) & |f| \leq \alpha \\ 0 & f \geq \alpha \end{cases} \quad (9)$$

この Heaviside 関数 H_a を用いて、式 (7) を以下のように修正する。

$$\frac{\partial f}{\partial \tau} = \text{sgn}(f^0)(1 - |\nabla f|) + \zeta H'_a(f) |\nabla f| \quad (10)$$

再初期化の前後において、セル内での Heaviside 関数 H_a の積分値が不変であればそのセル内での質量が保存されるため、以下の関係式が成り立つ。

$$\begin{aligned} \frac{\partial \int_{\Omega} H_a(f) d\Omega}{\partial \tau} &= \int_{\Omega} H'_a(f) \frac{\partial f}{\partial \tau} d\Omega \\ &= \int_{\Omega} H'_a(f) \cdot \left\{ \text{sgn}(f^0)(1 - |\nabla f|) + \zeta H'_a(f) |\nabla f| \right\} d\Omega \\ &= 0 \end{aligned} \quad (11)$$

ここで、 Ω は質量保存を考えるセル領域を示すものである。式 (11) より、 ζ は以下の式で表示できる。

$$\zeta = - \frac{\int_{\Omega} H'_a(f) \cdot \text{sgn}(f^0)(1 - |\nabla f|) d\Omega}{\int_{\Omega} H'_a(f)^2 \cdot |\nabla f| d\Omega} \quad (12)$$

移流方程式の空間微分項の離散化には、3 次精度風上差分法を用いる。また、時間積分には、レベルセット関数に関する擬似時間項を付加した上で、陰

的方法である LU 分解対称ガウス・ザイデル法 (LU-SGS 法) を使用した。

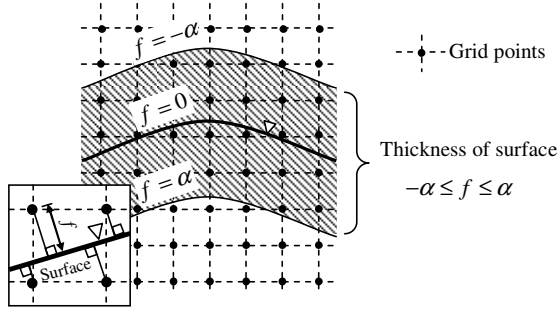


Fig.3 Level set method

4. 支配方程式と数値解析法

4.1 2次元非圧縮性流体の支配方程式

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 (9) ~ (11) 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)。

$$\frac{\partial p}{\partial \tau} + \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (9)$$

$$\frac{\partial u}{\partial \tau} + \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial p}{\partial x} = \frac{1}{Re} \left[\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right] + f_x \quad (10)$$

$$\frac{\partial v}{\partial \tau} + \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial p}{\partial y} = \frac{1}{Re} \left[\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right] + f_y \quad (11)$$

支配方程式を保存型ベクトル表示すると、次の式になる。

$$\frac{\partial \mathbf{q}}{\partial \tau} + \frac{\partial \mathbf{h}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{E}_x}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{E}_y}{\partial y} + \frac{\partial p}{\partial x} = \frac{1}{Re} \left[\frac{\partial \mathbf{E}_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{E}_{yy}}{\partial y} \right] + \mathbf{F} \quad (12)$$

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 (12) に示される各ベクトルは次のように表される。

$$\mathbf{q} = \begin{pmatrix} p \\ u \\ v \end{pmatrix}, \quad \mathbf{h} = \begin{pmatrix} 0 \\ u \\ v \end{pmatrix} \quad (13)$$

$$\mathbf{E}_x = \begin{pmatrix} u \\ u^2 + p \\ uv \end{pmatrix}, \quad \mathbf{E}_y = \begin{pmatrix} v \\ uv \\ v^2 + p \end{pmatrix} \quad (14)$$

$$\mathbf{E}_{xx} = \begin{pmatrix} 0 \\ \partial u / \partial x \\ \partial v / \partial x \end{pmatrix}, \quad \mathbf{E}_{yy} = \begin{pmatrix} 0 \\ \partial u / \partial y \\ \partial v / \partial y \end{pmatrix} \quad (15)$$

$$\mathbf{F} = \begin{pmatrix} 0 \\ f_x \\ f_y \end{pmatrix} \quad (16)$$

支配方程式の x 方向および y 方向の移流項に対する流束ヤコビアン行列は、次のように定義される。

$$\mathbf{A}_x = \frac{\partial \mathbf{E}_x}{\partial \mathbf{q}} = \begin{pmatrix} 0 & \beta & 0 \\ 1 & 2u & 0 \\ 0 & v & u \end{pmatrix}, \quad \mathbf{A}_y = \frac{\partial \mathbf{E}_y}{\partial \mathbf{q}} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & \beta \\ 0 & v & u \\ 1 & 0 & 2v \end{pmatrix} \quad (17)$$

また、この流束ヤコビアン行列の相似変換は、それぞれ次のようになされる。

$$\mathbf{A}_x = \mathbf{R}_x \mathbf{\Lambda}_x \mathbf{R}_x^{-1}, \quad \mathbf{A}_y = \mathbf{R}_y \mathbf{\Lambda}_y \mathbf{R}_y^{-1} \quad (18)$$

ここで、 $\mathbf{\Lambda}_x$ 、 $\mathbf{\Lambda}_y$ 、 $\mathbf{R}_x$ 、 $\mathbf{R}_y$ 、 $\mathbf{R}_x^{-1}$ および $\mathbf{R}_y^{-1}$ は以下の行列である。

$$\mathbf{\Lambda}_x = \begin{pmatrix} u & 0 & 0 \\ 0 & u + c_x & 0 \\ 0 & 0 & u - c_x \end{pmatrix}, \quad \mathbf{\Lambda}_y = \begin{pmatrix} v & 0 & 0 \\ 0 & v + c_y & 0 \\ 0 & 0 & v - c_y \end{pmatrix} \quad (19)$$

$$\mathbf{R}_x = \frac{1}{2\beta c_x^2} \begin{pmatrix} 0 & \beta c_x & -\beta c_x \\ 0 & u(u + c_x) + \beta & u(u - c_x) + \beta \\ 2\beta & v(u + c_x) & v(u - c_x) \end{pmatrix} \quad (20)$$

$$\mathbf{R}_y = \frac{1}{2\beta c_y^2} \begin{pmatrix} 0 & \beta c_y & -\beta c_y \\ -2\beta & u(v + c_y) & u(v - c_y) \\ 0 & v(v + c_y) + \beta & v(v - c_y) + \beta \end{pmatrix} \quad (21)$$

$$\mathbf{R}_x^{-1} = \begin{pmatrix} -v & -uv & u^2 + \beta \\ -u + c_x & \beta & 0 \\ -u - c_x & \beta & 0 \end{pmatrix} \quad (22)$$

$$\mathbf{R}_y^{-1} = \begin{pmatrix} u & -v^2 - \beta & uv \\ -v + c_y & 0 & \beta \\ -v - c_y & 0 & \beta \end{pmatrix} \quad (23)$$

式中の c_x と c_y は、それぞれ x 方向と y 方向擬似音速成分であり、次のように定義される。

$$c_x = \sqrt{u^2 + \beta}, \quad c_y = \sqrt{v^2 + \beta} \quad (24)$$

本解析では、擬似音速 $\beta=1$ とした。

4.2 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。

$$\frac{\partial E_x}{\partial x_{(i,j)}} = \frac{E_{x(i+1/2,j)} - E_{x(i-1/2,j)}}{\Delta x} \quad (25)$$

$$E_{x(i+1/2,j)} = \frac{1}{2} \{ E_x(q_r) + E_x(q_l) - |A_x|(q_r - q_l) \} \quad (26)$$

上式は、次の関係を用いて計算される。

$$|A_x| = R_x |\Lambda_x| R_x^{-1} \quad (27)$$

$$q_r = q_{(i+1,j)} - \frac{1}{2} (q_{(i+2,j)} - q_{(i+1,j)}) \quad (28)$$

$$q_l = q_{(i,j)} + \frac{1}{2} (q_{(i,j)} - q_{(i-1,j)}) \quad (29)$$

拡散項の計算は、3 つの格子点を用いた差分法を使用した。例えば $\partial E_{xu} / \partial x_{(i,j)}$ は、次のように表せる。

この式は、格子幅が等間隔のとき 2 次精度となる。

$$\frac{\partial E_{xu}}{\partial x_{(i,j)}} = \frac{2E_{xu(i+1,j)}}{h_1(h_1 + h_2)} - \frac{2E_{xu(i,j)}}{h_1 h_2} + \frac{2E_{xu(i-1,j)}}{h_2(h_1 + h_2)} \quad (30)$$

$$h_1 = x_{(i,j)} - x_{(i-1,j)}, \quad h_2 = x_{(i+1,j)} - x_{(i,j)} \quad (31)$$

4.3 時間に対する積分法

実時間に対する積分は 2 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。

$$\left(\frac{\partial h}{\partial t} \right)^{n+1,m+1} = \frac{3h^{n+1,m+1} - 4h^n + h^{n-1}}{2\Delta t} \quad (32)$$

本解析で使用了擬似圧縮法では、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。前述のように、擬似時間に対する数値積分には、LU-SGS 法を使用した。支配方程式を完全陰解法により変形すると、次の式が得られる。

$$\left[I'_t + \left\{ \frac{\partial A_x}{\partial x} + \frac{\partial A_y}{\partial y} - \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial E'_{xu}}{\partial x} + \frac{\partial E'_{yv}}{\partial y} \right) \right\} \right] \Delta q^{n+1,m} = \left[Q(q^{n+1,m}) - \left(\frac{\partial h}{\partial t} \right)^{n+1,m} \right] \quad (33)$$

ここで、 I'_t は、

$$I'_t = \begin{pmatrix} \frac{1}{\Delta \tau} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{3}{2\Delta t} + \frac{1}{\Delta \tau} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{3}{2\Delta t} + \frac{1}{\Delta \tau} \end{pmatrix} \quad (34)$$

となる。左辺の $\Delta q^{n+1,m}$ 、および、慣性項と拡散項との和を表す $Q(q)$ は、次の式で与えられる。

$$\Delta q^{n+1,m} = q^{n+1,m+1} - q^{n+1,m} \quad (35)$$

$$Q(q) = - \left(\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} \right) + \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial E_{xu}}{\partial x} + \frac{\partial E_{yv}}{\partial y} \right) \quad (36)$$

4.4 境界条件

本数値解析では、フラップゲートに作用させる入射波として、周期性押波初動津波、周期波および段波性津波を対象とした。

押波初動津波を対象とした数値計算では、流速の水平方向成分が鉛直方向に一樣であると仮定した微小振幅波としての長波を使用した。長波の表面波形 η 、境界における流速の鉛直分布 (u, v) は、以下の式で表される。

$$\eta = a \cos(-\sigma t) \quad (37)$$

$$u = \frac{a\sigma}{kh} \cos(-\sigma t) \quad (38)$$

$$v = a\sigma \left(1 + \frac{y}{h} \right) \sin(-\sigma t) \quad (39)$$

ここで、 a は波の振幅、 k は波数、 h は水深、 σ は角周波数を表す。

周期波は、水面変動量、速度の 2 乗の項および水面勾配を無視しない有限振幅波として与えた。特に、オイラーの運動方程式と連続式に基づいて、微小振幅波と同じ方法で非回転運動を取り扱うストークス波を使用した。ストークス波の表面波形、境界における流速の鉛直分布は、以下の式で表される。

$$\eta = a \cos(-\sigma t) + a^2 k \frac{(2 \cosh^2 kh + 1) \cosh kh}{4 \sinh^3 kh} \cos 2(-\sigma t) + a^3 k^2 \frac{3(8 \cosh^6 kh + 1)}{64 \sinh^6 kh} \cos 3(-\sigma t) \quad (40)$$

$$\frac{u(y,t)}{c} = F_1 \cosh k(h+y) \cdot \cos(-\sigma t) + F_2 \cosh 2k(h+y) \cdot \cos 2(-\sigma t) + F_3 \cosh 3k(h+y) \cdot \cos 3(-\sigma t) \quad (41)$$

$$\frac{v(y,t)}{c} = F_1 \sinh k(h+y) \cdot \sin(-\sigma t)$$

$$\begin{aligned}
& +F_2 \sinh 2k(h+y) \cdot \sin 2(-\sigma t) \\
& +F_3 \sinh 3k(h+y) \cdot \sin 3(-\sigma t)
\end{aligned} \quad (42)$$

ここで、 F_1 、 F_2 および F_3 は、それぞれ以下の関係を満たすものとする。

$$F_1 = \frac{ak}{\sinh kh} \quad (43)$$

$$F_2 = \frac{3}{4} \frac{a^2 k^2}{\sinh^4 kh} \quad (44)$$

$$F_3 = \frac{3}{64} \frac{a^3 k^3 (13 - 4 \cosh^2 kh)}{\sinh^7 kh} \quad (45)$$

段波性津波については、造波境界を閉境界とした上で、水柱崩壊により模倣的な津波を発生させた。

4.5 計算領域

計算領域の概略を Fig.4 に示す。水路長 27.6m の数値波動水路に、フラップゲートの扉体を表す補助格子を図のように配置し、模型実験の条件と合うよう水深を設定した。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、Fig.4 に示すように、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 75 グリッド、扉体の厚さ方向 30 グリッドとして作成し、60×5 のセルを使用して扉体部分を形成した。計算領域の沖側を造波境界、岸側を透過境界とし、水深以下の海底床は非計算領域として与えた。

5. 数値解析

5.1 押波初動津波に対する動揺特性評価

(1) 解析条件

本数値解析で入射波として使用した押波初動津波は、式 (37) ~ (39) を使用して作成した。入射波の周期は 30s、波高は 12cm とし、これらを実海域のスケ

ールに換算すると、周期 166s、波高 3.6m の孤立波に相当する。また、水深は 42.4cm とした（実海域のスケールでは 13m に相当）。これらの入射波の条件は、2次元造波水槽にて実施した水理模型実験（木村ら、2009b）の条件と合うように設定したものである。模型実験および数値解析における、波高計の設置位置あるいは水位の出力点を Fig.5 に示す。H2 および H3 については、実験、解析ともに同一の位置で水位の出力を行った。しかし、H1 については、水路長の都合上、水位の出力地点が双方で若干異なる。

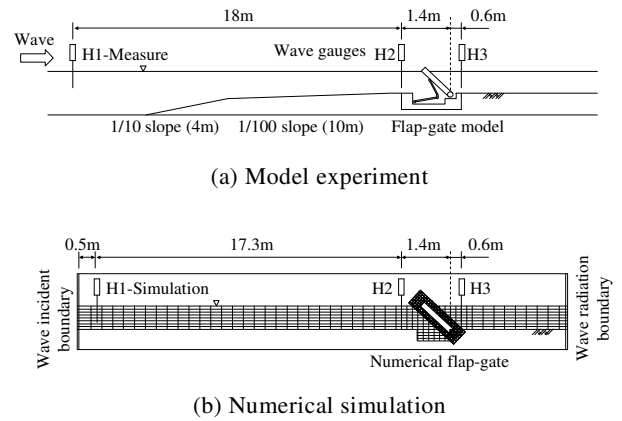


Fig.5 Experimental and numerical setup

(2) 解析結果

模型実験および数値解析における、フラップゲートの沖側と岸側の水位および扉体角度の時間変化を Fig.6 および Fig.7 に示す。水位変化は、Fig.5 の H1、H2 および H3 における出力値を示すものである。

Fig.6 より、H1 における水位の変動には、実験値と解析値の間に時間的な差異がみられる。これは、模型実験と数値解析とでは、フラップゲート沖側における水深の条件が異なるため、孤立波の伝播速度に違いが生じたためと考えられる。数値解析におけ

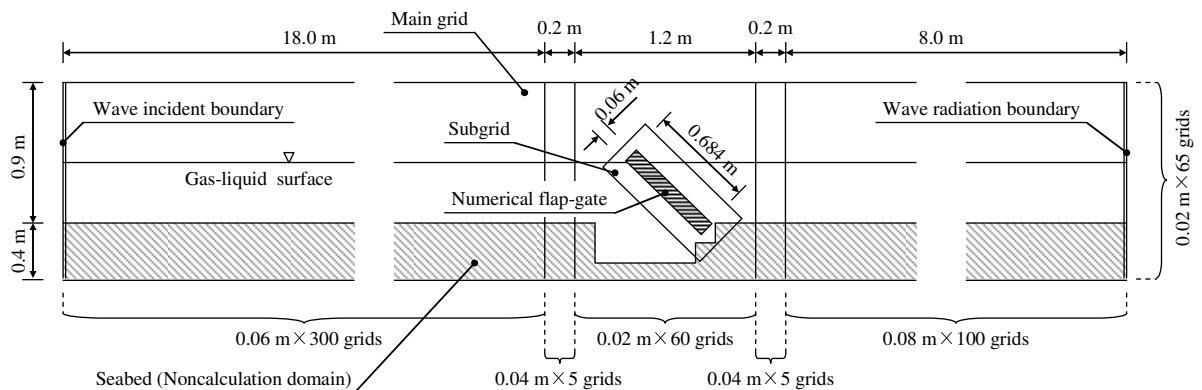


Fig.4 Numerical simulation domain

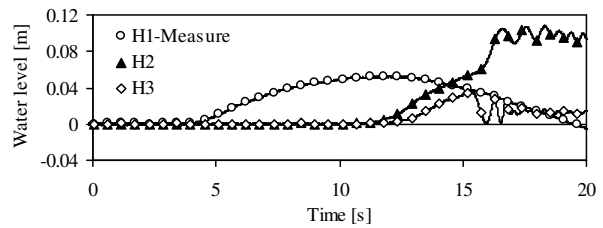
る孤立波の伝播速度と、極浅海域 ($1/25 \geq h/L$, h : 水深, L : 波長) における長波の理論的な伝播速度とを比較した場合、両者が概ね一致することを確認している。H2 における水位の解析結果では、水位の上昇の様子に実験結果との違いがみられるものの、フラップゲートに孤立波が作用し、扉体前面の水位が盛り上がる様子、さらに、その後水面が変動する様子について、実験結果と良く一致した。H3 における解析結果では、フラップゲートによって港内への孤立波の伝播が遮断されている様子、また、その後の水位変動について、解析結果は実験結果と良く一致した。ただし、扉体起立後における両者の港内の平均水位 (H3) を比較すると、解析値は実験値よりも低いことがわかる。これは、実験では、港外から生じる漏水により港内の水位が若干上昇するが、数値解析においては、港内外が完全に遮蔽されており、そのような水位上昇は生じないためである。

Fig.7 より、孤立波来襲時における扉体角度の時間変化について、扉体の起立に要する時間、あるいは、扉体角度が示す曲線の勾配など、解析結果は実験結果と良く一致した。

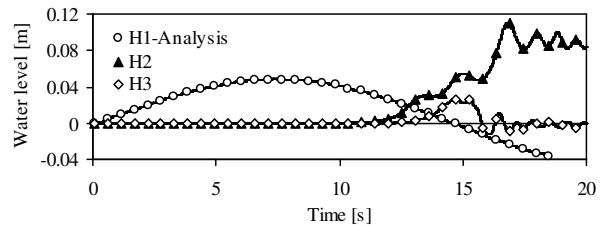
Fig.8 に、扉体起立完了前後の時刻における、数値解析による流速ベクトルのスナップショットを示す。これら (a) ~ (f) の図は、0.32 秒毎の出力結果である。Fig.8 において、白線は計算格子、ベクトルを表示した領域は液相、下方の濃灰色の領域は海底床 (函体; 扉体格納部) を示すものである。また、扉体の周りに配置された格子が補助格子であり、扉体周りにおける物理量の計算を細密に行うとともに、扉体に働く流体力を算定することで扉体を回転運動させる。

Fig.8 (a) ~ (d) より、扉体に作用する流体力によって、扉体が徐々に起立している様子がわかる。このとき、扉体は港内側に水塊を押し出しながら運動しており、港内領域にも流れが生じているのが確認できる。(d) は扉体起立完了直後の流速の分布を表すものである。扉体角度が 90 度に至り扉体が急停止したことにより、扉体のすぐ左側の水面付近のベクトルが、沖方向に反り返っている様子が再現されている。その後、水面付近に生じた乱れが波状となって沖方向に伝播することで、Fig.6 (b) に示される水面の変動となって現れたと推測できる。

数値解析における扉体の運動特性が実験結果と一致しているということは、扉体運動の取り扱いとその主たる駆動力である流体の圧力、および流速場に関して、その評価の精度が高いことを意味する。これより、本解析モデルが、フラップゲート型構造物を対象とした、流体と構造物とを連成する手法として適切なものであることが確認できた。

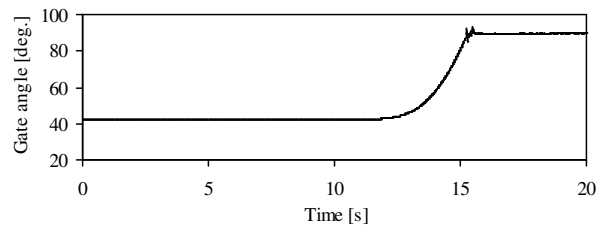


(a) Model experiment

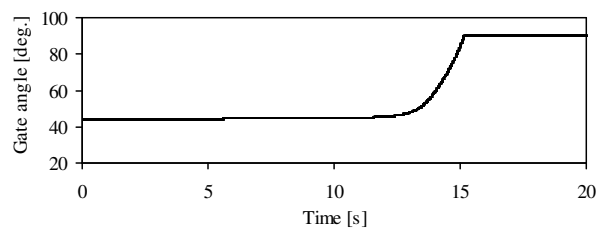


(b) Numerical simulation

Fig.6 Time series of water level



(a) Model experiment



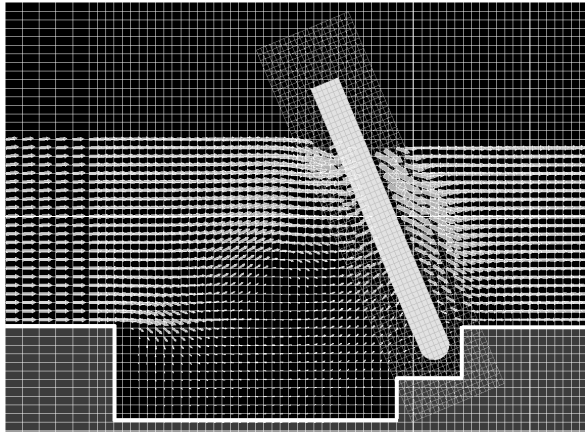
(b) Numerical simulation

Fig.7 Time series of gate angle

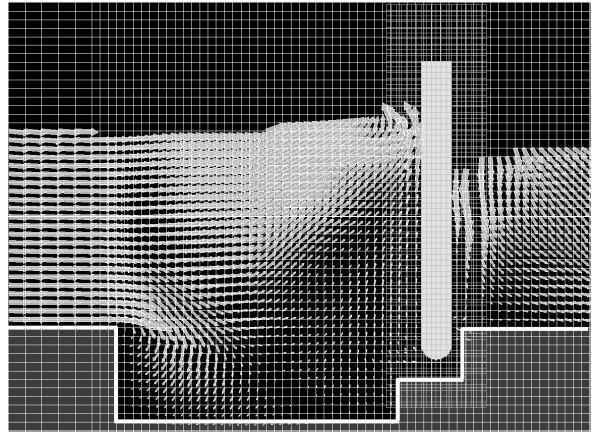
5.2 周期波に対する動揺特性評価

(1) 解析条件

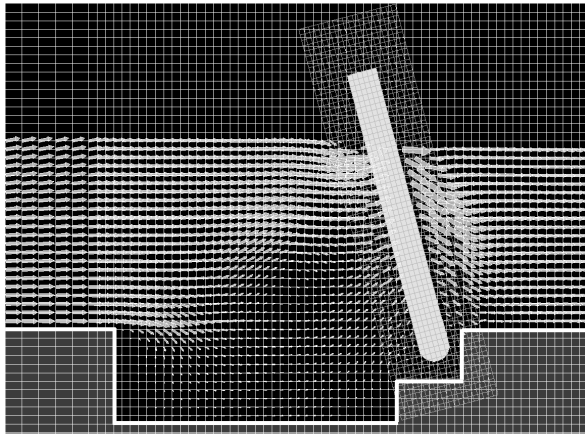
本数値解析で入射波として用いた周期波は、式 (40) ~ (45) を使用して作成した。使用した入射波の条件を Table 1 に示す。また、水深は 42.4cm とした (実海域のスケールでは 13m に相当)。これらの入射波の条件は、2 次元造波水槽にて実施した水理模型実験 (木村ら, 2009b) の条件と合うように設定したものである。模型実験および数値解析における、波高計の設置位置あるいは水位の出力点を Fig.9 に示す。H1 と H2 および H3 と H4 は、入射波と反射波を分離するために設置したものであり、それぞれの間隔は 50cm とした。



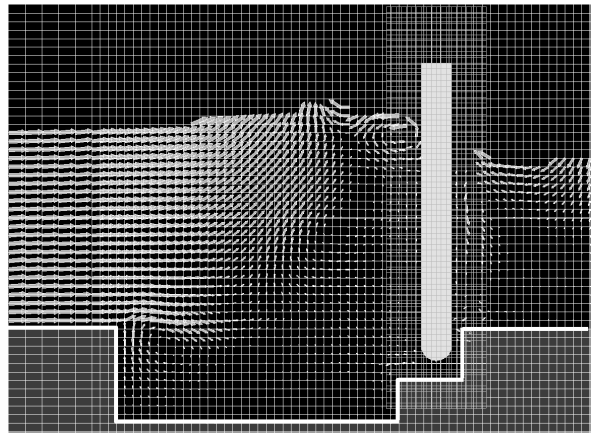
(a) Gate angle: 68 deg.



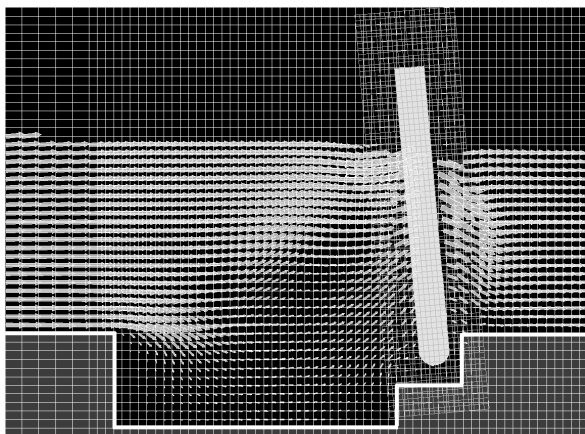
(d) Just having stood



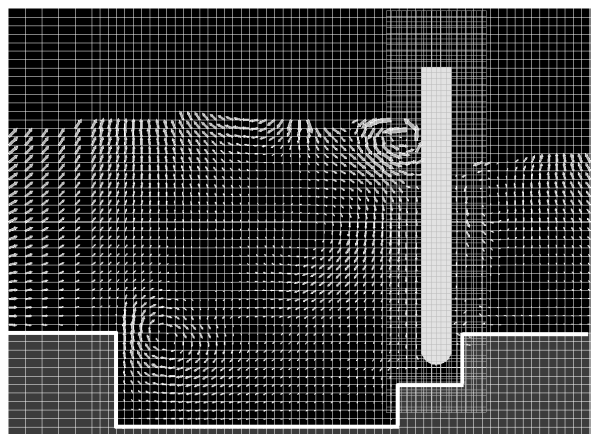
(b) Gate angle: 76 deg.



(e) 0.32 s after standing



(c) Gate angle: 85 deg.



(f) 0.64 s after standing

Fig.8 Snapshots of flow vectors in numerical simulation

Table 1 Conditions of periodic waves

Prototype	Numerical simulations		
Wave periods	Wave periods	Wave heights [cm]	
T [s]	T [s]	$H/L=0.02$	$H/L=0.04$
8.0	1.44	5.08	10.2
9.0	1.62	5.91	11.8
10.0	1.81	6.71	13.4
11.0	1.99	7.50	15.0
12.0	2.17	8.28	16.6

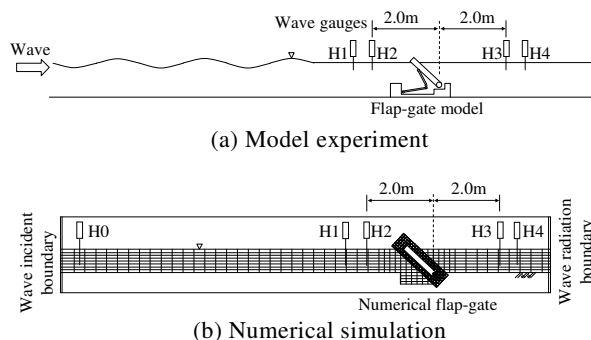


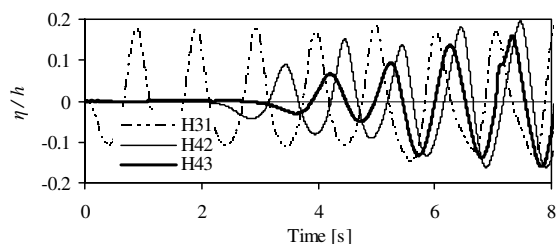
Fig.9 Experimental and numerical setup

(2) 解析結果

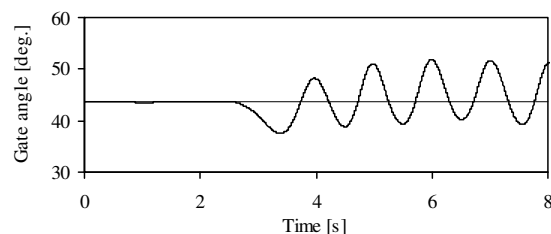
Fig.10 に、計算結果の一例として、(a) 港内外の水位および (b) 扉体角度の時間変化を示す。図中、H0、H2 および H3 は、Fig.9 (b) における水位の出力点に対応するものである。Fig.10 より、扉体の動揺によって扉体背後の H3 に波が伝播している様子、また、扉体からの反射波によって H2 における波の振幅が途中から変化している様子が確認できる。

模型実験および数値解析による扉体角度の時間変化の 1 周期分を Fig.11 および Fig.12 に示す。Fig.11 は $H/L=0.02$ の入射波、Fig.12 は $H/L=0.04$ の入射波に対する扉体動揺を示すものである。また、縦軸は扉体の釣合角度 θ_0 ($=42.4$ 度) 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 2.17s の入射波をそれぞれ作用させた際の結果を示している。さらに、Fig.13 は、Fig.11 および Fig.12 の結果より、扉体動揺角の最大値および最小値を示したものである。

Fig.11 および Fig.12 より、数値解析における扉体角度の時間変化は、実験結果と比較して動揺の振幅が若干小さいものの良く一致した。Fig.13 (a) および (b) を比較すると、波形勾配の小さいケースにおいて、実験結果と解析結果の差が大きくなっている様子が確認できる。解析領域における鉛直方向の格子サイズ Δy は 2.0cm であり、波形勾配 $H/L=0.02$ のケースにおける入射波の波高は 5.08~8.28cm である。波高が小さいケースでは格子サイズが十分ではなく、解析の精度が低かったと考えられる。実験では、作用

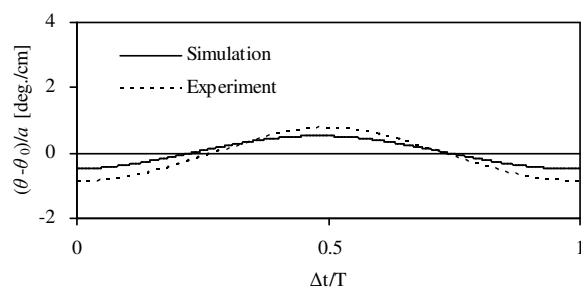
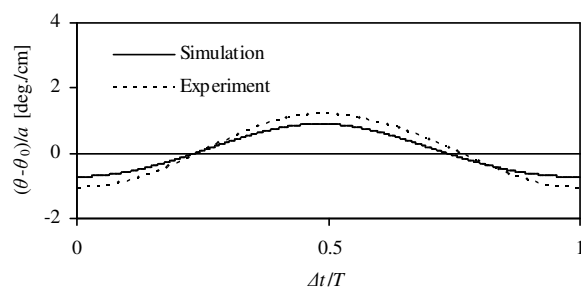
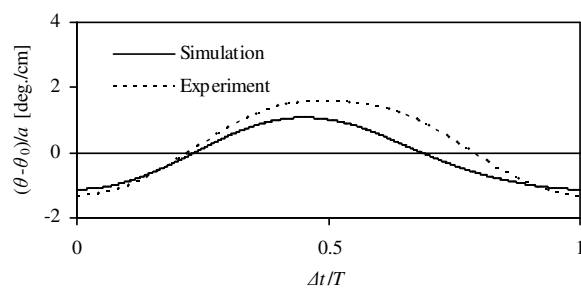


(a) Time series of water level



(b) Time series of gate angle

Fig.10 Example of numerical simulation

(a) $T = 1.44$ s(b) $T = 1.81$ s(c) $T = 2.17$ sFig.11 Time series of gate angle against waves $H/L=0.02$

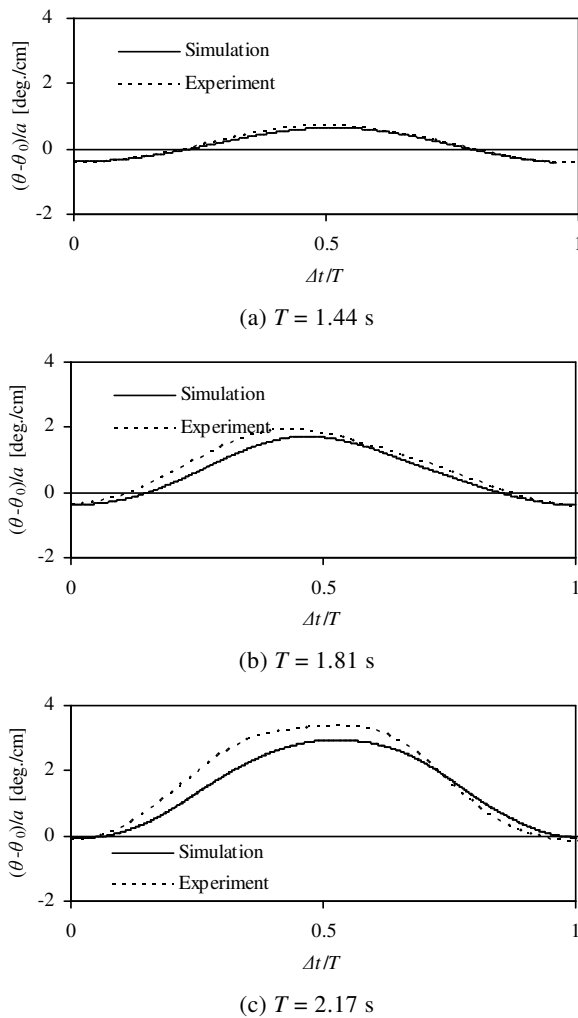


Fig.12 Time series of gate angle against waves $H/L=0.04$

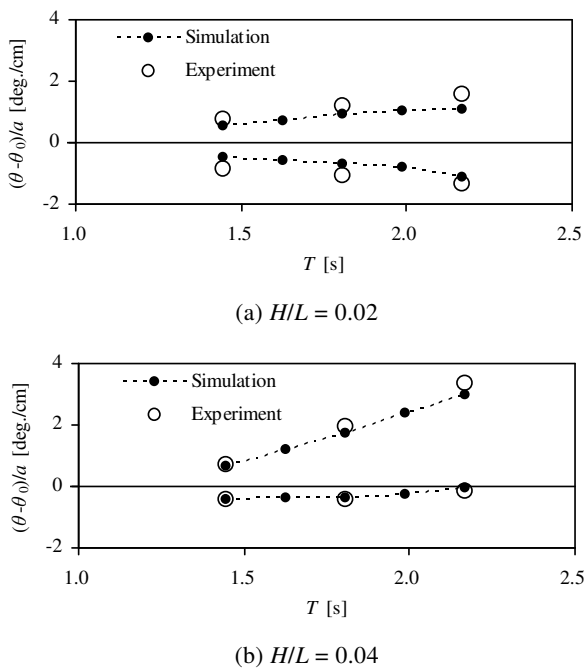


Fig.13 Maximum and minimum angle of gate motions

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振幅が増加し、扉体動揺の中心が正方向（扉体が起立する方向）に偏向する傾向がみられた。Fig.13 (b) より、数値解析においても、このようなフラップゲートの動揺特性を再現することができた。一方で、作用波の周期が長くなるほど波高が増大し、格子サイズの影響が小さくなると予測されたが、数値解析と実験結果との動揺振幅の差異は増加する傾向がみられた。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、扉体の付加質量の変化が考えられる。

5.3 段波性津波に対する波圧特性評価

(1) 解析条件

段波津波を対象とした従来の水理模型実験（木村ら, 2009b）では、Fig.5 (a) の実験設備を使用し、水深を 22.8cm（実機スケールで 7m）とした上で、ピストン型の造波装置を用いて発生させた孤立波を砕波させることにより段波を作成した。本数値解析では、前述のように、フラップゲート沖側において水柱を崩壊させることにより段波性の津波を作成している。このため、水深および段波波高の設定が比較的容易であることから、6 ケースの水深の下で数値解析を実施し、それぞれの水深に対して 8 ケースの波高の段波を作成した。水深および崩壊させた水柱の単位幅あたりの容積を Table 2 に、解析領域における水柱のイメージを Fig.14 に示す。

また本数値解析では、比較検討のため、扉体角度を 90 度に固定した鉛直壁についても解析の対象とした。

Table 2 Conditions of bore type tsunamis

Prototype	Numerical simulations							
Depth	Depth	Water volumes						
h [m]	h [cm]	V [m ³ /m]						
		case1	case2	case3	case4	case5	case6	case7
5	16.3	0.59	0.78	0.98	1.17	1.37	1.56	1.76
7	22.8	0.44	0.66	0.88	1.10	1.31	1.53	1.75
9	29.3	0.21	0.42	0.63	0.84	1.06	1.27	1.48
11	35.9	0.16	0.32	0.48	0.65	0.81	0.97	1.13
13	42.4	0.10	0.20	0.31	0.41	0.51	0.61	0.71
15	48.9	0.09	0.18	0.26	0.35	0.44	0.53	0.62

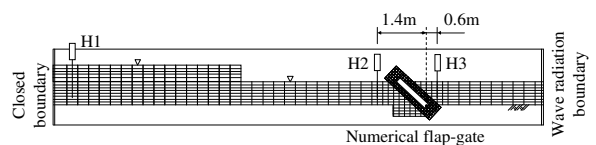


Fig.14 Numerical setup

(2) 解析結果

Table 2 の条件の下で作成した段波の波高を Table 3 に示す。解析の結果、水深の条件によって分裂性の高い段波もみられたため、第 1 波後の谷における水位と第 2 波における峰の水位との平均値として段波波高を定義した。

Fig.15 および Fig.16 に、フラップゲート扉体および鉛直壁に段波津波を作用させた際の最大波圧の鉛直分布を示す。各図中、(a) ~ (f) は、段波波高 ζ を変えた 8 ケースの解析結果をそれぞれ水深毎に示したものである。これらの波圧は、扉体あるいは鉛直壁に作用する圧力のうち、静水圧成分を除いた動圧によるものである。段波波高が低く扉体が 90 度まで起立しなかったケースについては、作用波圧の大部分が静水圧によるものであったため、図からは割愛した。また、各図において、横軸を圧力、縦軸を扉体回転中心（扉体回転軸は水底面より 0.03m 下方に位置する）からの鉛直高さとして表記しており、水平に引かれた破線は初期水位 h_0 を示すものである。

Fig.15 より、フラップゲート扉体に作用する波圧の鉛直分布は、いずれの水深、いずれの段波を対象としたケースにおいても、水底付近からなだらかに増加し、初期の水位より高い位置において最大値をとる様子が確認できる。段波波高が大きいケースほど、波圧の作用する到達点が高くなっているが、いくつかのケースでは当てはまらないものもみられた。段波の波高は、扉体より 1.41m 前方で評価しているため、評価位置と数値模型との間で、碎波あるいは分裂により波の形状が変化したためと考えられる。Fig.16 より、鉛直壁に作用する波圧の鉛直分布は、フラップゲートを対象としたケースとは異なり、解析の条件によっては明確なピーク値をとらずに水底付近から漸減するものもみられた。

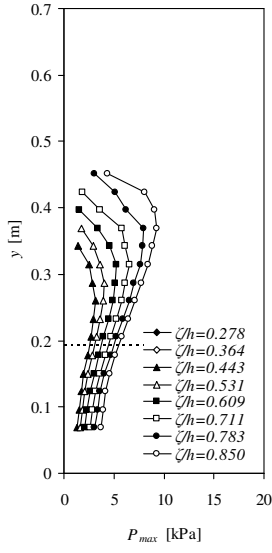
Fig.17 および Fig.18 に、Fig.15 および Fig.16 の波圧分布を無次元化したものを示す。各図中、横軸は比重量 ρg および段波波高 ζ を用いて無次元化した最大波圧、縦軸は段波波高で無次元化した初期水面を基準とする鉛直高さを示すものである。また、谷本ら（1984）と池野ら（2001）により提案された鉛直壁に作用する段波波圧の評価式、従来の水理模型実験結果（木村ら、2009b）とともに 1/48 スケールのフラップゲート模型を用いた白井ら（2006b）による実験結果も併記した。

Fig.18 より、数値解析により算出した鉛直壁に作用する波圧分布の形状は、谷本らあるいは池野らによる評価式と概ね一致した。数値解析の結果、 $z/\zeta=0$ 付近で、評価式と比較して鉛直壁への作用圧が大きくなっている様子が確認できる。模型実験では、圧力計を壁面上に連続的に配置するのは難しく、また、

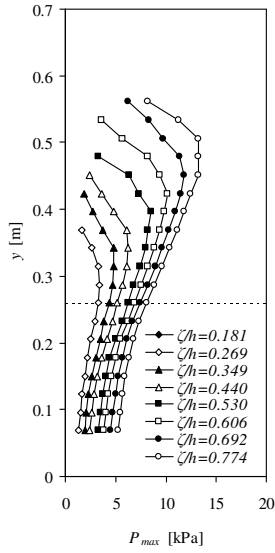
サンプリング周波数についても 1000Hz 程度での出力が一般的である。数値解析では、セル毎に物理量を出力できるため、模型実験と比較して格段に細密なデータを得ることができ、さらに、サンプリング周波数にも上限がない。数値解析結果が谷本らあるいは池野らによる評価式より大きくなった一因として、段波波高の定義方法の違いが考えられるが、本手法を用いた数値解析により、高い精度の計算結果が得られたといえる。Fig.17 より、フラップゲート扉体に作用する波圧は、実験結果および解析結果ともに、鉛直壁のケースと比較して広い範囲に分布しており、それらの最大値は、実験結果の方がやや大きい。これは、段波の作成方法の違いにより、実験では、模型直前で碎波を生じるようなケースも含まれるためと考えられる。しかし、解析結果が示す分布の範囲は、実験結果が示す範囲を概ね包括しており、精度の高い解析がなされているものと考えられる。フラップゲートに作用する波圧は、鉛直壁に作用する波圧と比較して 3 倍程度に達しているが、従来の模型実験により、下部テンションロッドに抵抗板を設置することで、フラップゲート扉体への作用波圧を軽減できることが確認できている。

Table 3 Tsunami heights by numerical simulations

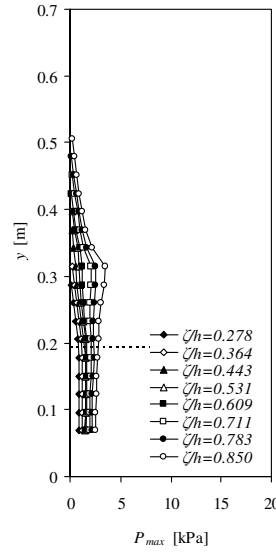
Prototype	Numerical simulations			ζ/h	Numerical conditions
Depth h [m]	Depth h [cm]	Tsunami heights ζ [m]	Maximum amplitude H_{max} [m]		
5	16.3	0.045	0.060	0.278	case1
		0.059	0.078	0.364	case2
		0.072	0.097	0.443	case3
		0.087	0.112	0.531	case4
		0.099	0.115	0.609	case5
		0.116	0.117	0.711	case6
		0.128	0.130	0.783	case7
		0.139	0.142	0.850	case8
7	22.8	0.041	0.058	0.182	case1
		0.061	0.089	0.269	case2
		0.080	0.120	0.349	case3
		0.100	0.143	0.440	case4
		0.121	0.135	0.530	case5
		0.138	0.153	0.606	case6
		0.158	0.166	0.693	case7
		0.177	0.181	0.775	case8
9	29.3	0.028	0.037	0.096	case1
		0.053	0.077	0.182	case2
		0.077	0.120	0.264	case3
		0.102	0.163	0.349	case4
		0.131	0.153	0.446	case5
		0.154	0.172	0.526	case6
		0.180	0.193	0.613	case7
		0.204	0.215	0.698	case8
11	35.9	0.026	0.034	0.071	case1
		0.049	0.070	0.135	case2
		0.071	0.108	0.197	case3
		0.095	0.149	0.264	case4
		0.116	0.191	0.323	case5
		0.143	0.200	0.399	case6
		0.167	0.201	0.464	case7
		0.191	0.231	0.532	case8
13	42.4	0.018	0.024	0.042	case1
		0.042	0.057	0.099	case2
		0.060	0.086	0.141	case3
		0.078	0.117	0.183	case4
		0.096	0.148	0.226	case5
		0.114	0.181	0.268	case6
		0.130	0.213	0.307	case7
		0.147	0.246	0.348	case8
15	48.9	0.023	0.033	0.048	case1
		0.042	0.066	0.085	case2
		0.065	0.100	0.134	case3
		0.085	0.136	0.174	case4
		0.107	0.174	0.218	case5
		0.125	0.213	0.255	case6
		0.145	0.251	0.297	case7
		0.165	0.293	0.338	case8



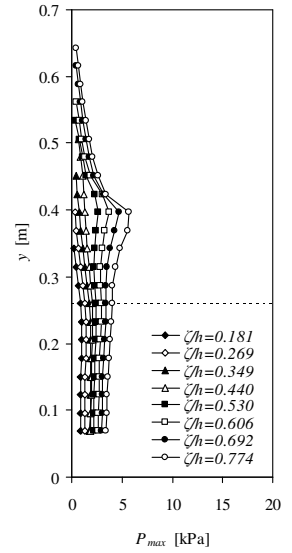
(a) $h = 16.3$ cm



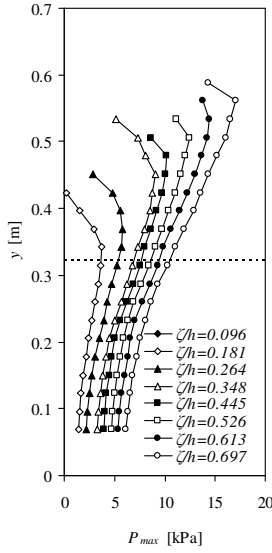
(b) $h = 22.8$ cm



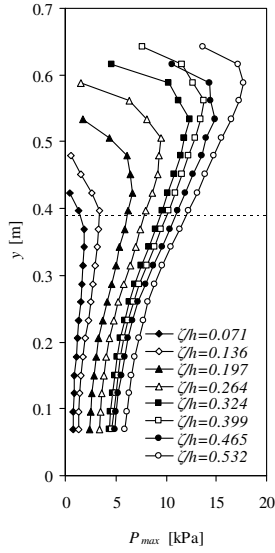
(a) $h = 16.3$ cm



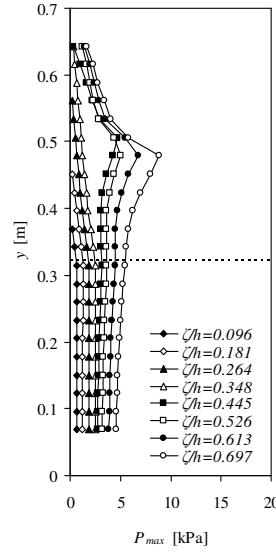
(b) $h = 22.8$ cm



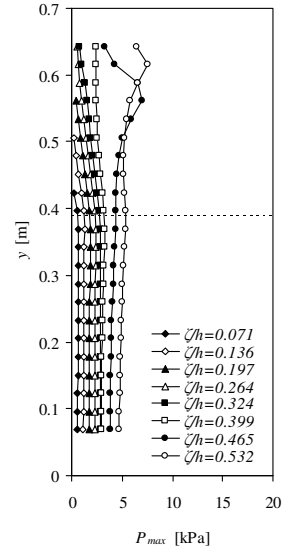
(c) $h = 29.3$ cm



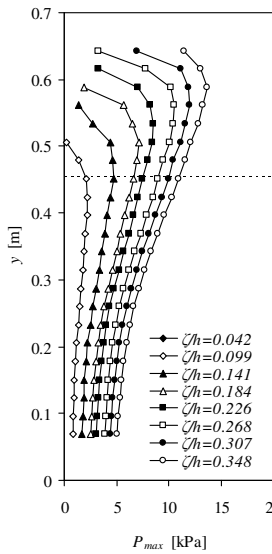
(d) $h = 35.9$ cm



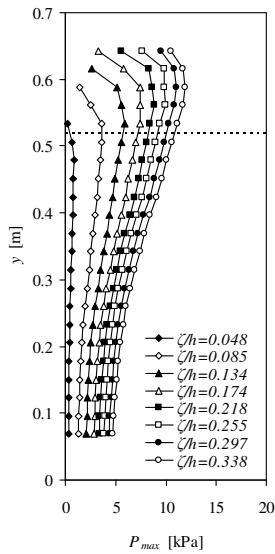
(c) $h = 29.3$ cm



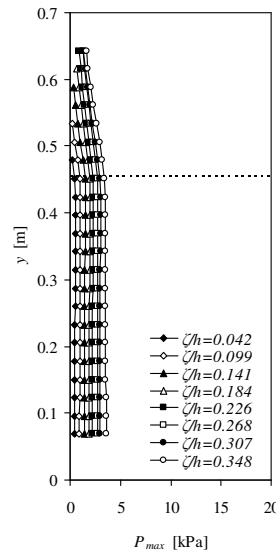
(d) $h = 35.9$ cm



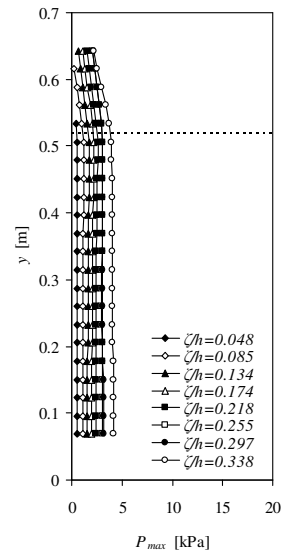
(e) $h = 42.4$ cm



(f) $h = 48.9$ cm



(e) $h = 42.4$ cm



(f) $h = 48.9$ cm

Fig.15 Vertical distribution of pressure on flap-gate

Fig.16 Vertical distribution of pressure on wall

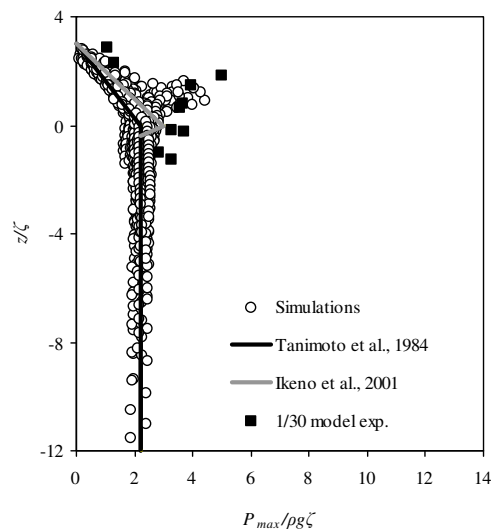


Fig.17 Normalized vertical distribution of pressure on wall

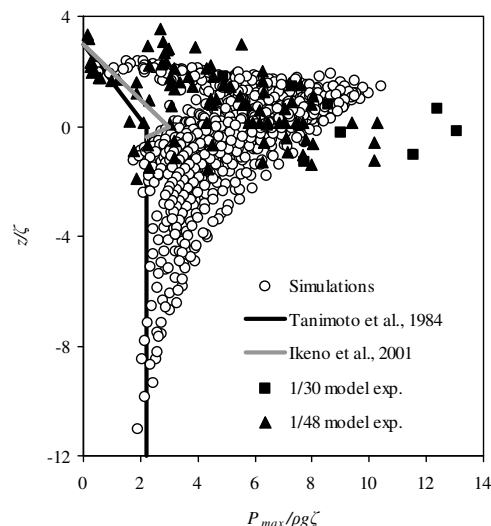


Fig.18 Normalized vertical distribution of pressure on flap-gate

6. 結 論

本研究では、流体と構造物との連成運動を取り扱える 2 次元数値解析モデルを構築し、2 次元水槽実験の結果を援用することで、その数値モデルの精度検証を行った。本研究を通して得られた主要な結論を以下に示す。

6.1 押波初動津波に対する動揺特性評価

① 孤立波の伝播および扉体の起立運動により港内外に生じる水面の変動を再現でき、解析結果は、水理模型実験による計測結果と比較して、その特徴をよく捉えることができた。

② 扉体角度に関する解析結果は、実験結果と良く一致しており、扉体先端が水面を切りながら起立する様子など、扉体の運動を精度良く再現できた。

6.2 周期波に対する動揺特性評価

③ 周期波の伝播、扉体の動揺を介して港内側に伝達する透過波、ならびに扉体からの反射波を再現することができた。

④ 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。

⑤ 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みられた。

6.3 段波性津波に対する波圧特性評価

⑥ 段波津波作用時における鉛直壁への作用波圧は、谷本らあるいは池野らが提案する実験式、ならびに従来の水理模型実験の結果とも良く一致した。

⑦ 段波津波による、フラップゲートへの作用波圧の鉛直分布は、水面よりやや高い位置で最大値を示し、従来の模型実験の結果を概ね包括するものであった。

⑧ 衝撃的な波圧が作用する段波性の津波に対しても、重合格子法を用いた本解析手法が有用であ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

- 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.
- 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.
- 川崎浩司（2006）：構造物の並進・回転運動を導入した VOF 法に基づく 2 次元数値波動水路の構築，海洋開発論文集，第 22 巻，pp.685-690.
- 木村雄一郎，仲保京一，伊墻昭一郎，柳 浩敏

- (2007) : 高潮・津波対策用フラップ式可動ゲート津波低減性能に関する模型実験 (その 2) - 起立安定化プレートの力学特性の把握 -, 海洋開発論文集, 第 23 巻, pp.93-98.
- 木村雄一郎, 新里英幸, 仲保京一, 安田誠宏, 間瀬肇 (2009a) : 倒伏状態の津波・高潮対応フラップ式可動ゲートの係留特性に関する実験的研究, 海洋開発論文集, 第 25 巻, pp.93-98.
- 木村雄一郎, 新里英幸, 仲保京一, 安田誠宏, 間瀬肇 (2009b) : 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 (2010a) : 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.
- 木村雄一郎, 柳 浩敏, 森西晃嗣, 森 信人, 安田誠宏, 間瀬 肇 (2010b) : 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, 土木学会論文集 B2 (海岸工学), 第 66 巻, pp.811-815.
- 清宮 理, 下迫健一郎, 由井孝昌, 山下誠也, 椎名正樹, 土屋昌義 (2006) : フラップ式水門の浮上・沈降挙動の解析, 海洋開発論文集, 第 22 巻, pp.691-696.
- 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, 木村雄一郎, 藤田 孝, 山口映二, 仲保京一 (2006a) : 高潮・津波対策用フラップ式可動ゲートの伝達波低減機構の開発, 海洋開発論文集, 第 22 巻, pp.583-588.
- 白井秀治, 藤田 孝, 木村雄一郎, 山口映二, 仲保京一 (2006b) : 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.
- 谷本勝利・鶴谷広一・中野 晋 (1984) : 1983 年日本海中部地震における津波力と埋立護岸の被災原因の検討, 海岸工学論文集, 第 31 巻, pp.257-261.
- 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.
- 中野 修, 田中伸和, 榊山 勉, 興野俊也, 大熊義夫 (2000) : ALE 法による 2 次元動揺数値解析を用いた浮体式カーテンウォールの動揺・波力特性評価, 海岸工学論文集, 第 47 巻, pp.851-855.
- 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.
- Kimura, Y., Niizato, H., Nakayasu, K., Yasuda, T., Mori, N., Mase, H. (2010) : Response Analysis of Flapgate Breakwater for Tsunami and Storm Surge Protection, Proc. of 32nd ICCE, Shanghai, in press.

Numerical Analysis of Flap-gate Breakwater against Tsunami and Waves by Overset Grid Method

Yuichiro KIMURA*, Hirotoshi YANAGI**, Nobuhito MORI, Tomohiro YASUDA and Hajime MASE

* Kyoto University, Graduate School of Engineering

** Hitachizosen Corporation, Japan

Synopsis

A flap-gate breakwater is a new type structure for coastal disaster reduction caused by tsunamis and storm surges. The flap-gate usually lies down on the bottom of sea and rises up as a seawall with its buoyancy when tsunamis or storm surges occur. In our previous experimental studies, blocking capabilities of the flap-gate against tsunamis were confirmed, and the characteristics of the gate motion and wave pressure have been clarified. Present study develops a numerical simulation model considering fluid-structure interactions for the flap-gate and validation of the numerical model is conducted. It is shown that the present developed model gives accurate predictions of flap-gate motions and wave pressures against hydraulic model experiments.

Keywords: flap-gate, numerical analysis, overset grid method, level set method, tsunami, wave