

オイラー表記に基づく自由表面流体解析モデル

Numerical Models of Free-Surface Flow Based on Eulerian Description

川崎 浩司

Koji KAWASAKI

1. はじめに

津波、高潮・越波による災害など沿岸域災害に対する防災・減災対策、あるいは赤潮、青潮などに対する沿岸域の水環境対策を有効に講じるためには、まず対象とする物理現象のメカニズムを詳細に解明することが必要不可欠である。そのため、沿岸域の物理環境場の解明を目的とした数多くの研究が、理論、水理模型実験、数値計算を駆使しながら、系統的にこれまで実施されてきた。しかしながら、沿岸域の物理環境場は、構造物、漂砂、風、波浪、流れなど固相・気相・液相の多相場が複雑に絡み合っており、十分な解明にまで至っていない現象が現在もなお存在している。

近年、コンピュータの目覚ましい性能向上と高精度な計算スキームの開発に伴い、海岸工学分野においても、理論や水理模型実験に代わる一手段として、数値計算により複雑な流動場を解析・研究する学問である数値流体力学 (CFD: Computational Fluid Dynamics) の重要性が認識されつつある。特に最近では、流体の支配方程式を直接計算することにより、強非線形かつ非定常な物理現象をより精緻に解明しようとする試みが積極的に実施されており、今後より一層、数値流体力学の役割が高まるものと考えられる。

本稿では、海岸工学分野における数値流体力学のうち、オイラー表記に基づく自由表面流体解析モデルを中心にその発展の歴史を略説する。また、著者がこれまで開発してきた無反射造波機能を有する数値波動モデルを通じて VOF 法 の概念を説明するとともに、実務設計に現在活用されつつある鉛直 2 次元数値波動水路 CADMAS-SURF の適用例を紹介する。さらに、著者が開発した 2 次元/3 次元固気液多相乱流数値モデル DOLPHIN-2D/3D についても解説する。

2. 海岸工学分野における自由表面流体解析モデルの発展の歴史

2.1 自由表面流体解析モデルの概要

流体解析モデルは主に格子法と粒子法の 2 種類に分類される。格子法は、基礎方程式を離散化する際、格子を使用する方法で、粒子法は格子を用いずラグランジュ的に粒子 (計算点) を追跡する方法である。

2.1.1 格子法

流体力学分野でよく使われる非定常・非圧縮性流れの差分アルゴリズムとして、MAC (Marker and Cell) 法がある。MAC 法は、Harlow and Welch(1965)により、非圧縮性粘性流体による自由表面を含む非定常流れの解析のために開発された方法である。最近では、自由表面の有無にかかわらず、連続方程式と運動方程式から誘導された圧力に関する Poisson 方程式を解き、次の時間ステップの物理量を算定する方法を MAC 法と称している (数値流体力学編集委員会, 1995)。MAC 法の提案以降、様々なモデル改良が行われており、Amsden and Harlow(1970)は、オリジナル MAC 法をより簡易に取り扱う手法として、半陰解法である SMAC (Simplified MAC) 法を開発し、MAC 法と同様な手法として、Chorin(1968)は射影法 (projection method) を提案した。また、圧力と流速の反復計算により連続式を満たす圧力・流速反復法 (pressure-velocities iteration method) が

Viecelli(1971)によって提案され、Viecelliの手法と同様で、SOLA (numerical SOLution Algorithm for transient fluid flow) スキームが Hirt et al.(1975)により開発された。

表 1.1 格子法における自由表面解析手法の分類

(a)界面追跡法 (直接的界面表現)	(b)界面捕捉法 (間接的界面表現)
ラグランジュ法, ALE 法, BFC 法など	(1)高さ関数を用いる方法 (2)マーカー粒子による方法 (3)移流方程式を用いる方法

上記に加え、自由表面を含む流体解析で

は、時空間的に変化する自由表面の表現方法に工夫する必要がある。自由表面形状を決定する方法として、表 1.1 に示すように、(a)直接的に自由表面を追跡する界面追跡法、(b)間接的に自由表面を追跡するためのモデルを導入した界面捕捉法の 2 種類に大別される。

前者に代表される方法として、ラグランジュ法がある。しかし、ラグランジュ法では、計算点が大きく歪む場合、計算が不安定になるといった欠点がある。その欠点を回避するため、格子点の移動速度を考慮しつつ、物理量の時間変化をラグランジュ的にもオイラー的にも評価可能な ALE (Arbitrary Lagrangian Eulerian) 法が提案された。その他にも、境界適合座標を用いた BFC (Boundary-Fitted Coordinate) 法などがある。しかし、界面追跡法では、格子点の間隔が著しく歪んだ場合、計算が不安定になり精度も悪化するため、碎波のように自由表面が複雑に変化し不連続になる場合には適用できなくなる。

一方、後者の界面捕捉法に関しては、主に(1)高さ関数を用いる方法、(2)マーカー粒子による方法、(3)流体の体積率に相当する関数の移流方程式を用いる方法に分類される。(1)の方法は、自由表面が一価関数のとき、有効であるが、碎波や流体内部に気泡が存在する場合など自由表面が多価関数になるとき、適用不可能となる。(2)の方法は、自由表面を直接定義する代わりに、流体が占めている領域に流体運動に何も影響を与えない仮想粒子 (マーカー粒子) を設置し、マーカー粒子を含む領域と含まない領域の境界が自由表面であると定義する方法で、マーカー粒子の運動は流体運動により決定される。しかし、マーカー粒子の取り扱いに煩雑さがあり、特に 3 次元計算においては困難を有すると考えられる。そこで、マーカー粒子による方法の利点を活かしつつ、(2)の方法で欠点となっていた計算の煩雑さがほとんどなく、3 次元への拡張が容易な方法として、(3)の方法が挙げられる。この方法は、格子ごとに流体の体積率に相当する関数を定義し、その関数の移流方程式を解くことにより自由表面を模擬するものであり、多くの問題に適用可能である。この種の方法として、近年、自由表面流体解析によく使用されている Nichols et al.(1980)、Hirt and Nichols(1981)が開発した VOF (Volume Of Fluid) 法がある。また、同手法は、Ashgriz and Poo(1991)の FLAIR (Flux Line-segment model for Advection and Interface Reconstruction) 法、Lafaurie et al.(1994)の SURFER 法へと改良されている。しかし、オリジナル VOF 法を含むこれらの方法では、界面勾配の輸送が考慮されておらず、複雑な界面挙動を十分な精度で捕獲できないといった問題点があった。そこで、同問題を克服するために、Youngs(1982)が界面勾配を考慮した手法として PLIC (Piecewise Linear Interface Calculation) を考案した。一方、功刀(1997)は、PLIC 法の特徴を活かしつつ、質量と体積の保存性を確保した手法として、MARS (Multi-interface Advection and Reconstruction Solver) を開発した。また、密度関数法として、Yabe and Aoki(1991)が提案した高精度移流計算手法 CIP (Cubic Interpolated Propagation) 法、Sussman et al.(1994)が開発した気液界面からの符号付き距離関数 (Level Set 関数) を用いた Level Set 法などがある。

2.1.2 粒子法

格子を用いない方法である粒子法では、粒子 (計算点) をラグランジュ的に追跡することから移流項を解く必要がなく、格子法で問題となる移流項の差分化による数値拡散問題を解消することができる利点を有している。自由表面解析に対する粒子法には、Gingold and Monaghan(1982)、Monaghan(1988)が開発した SPH (Smoothed Particle Hydrodynamics) 法と Koshizuka and Oka(1996)、越塚(2005)が構築した MPS (Moving Particle Semi-implicit) 法が挙げられる。両者の違いとして、SPH 法ではカーネル関数の重ね合わせにより物理量分布を誘導し、MPS 法では粒子間距離に基づく重み関数を用いて計算点でのみ物理量を定義している点である。

2.2 海岸工学分野における自由表面流体解析モデルの適用例

2.2.1 格子法

(a)1980・1990 年代

マーカー粒子による自由表面捕捉法の SMAC 法を用いて、酒井ら(1987)は斜面上の巻き波型砕波の変形過程の数値計算を行い、ジェットとトラフ水面間に生じる水平渦状運動やジェット内の水粒子速度の特性を調べた。同様に、滝川ら(1991; 1995)は、斜面上および潜堤上における砕波の内部特性を把握するために、SMAC 法を使用して砕波の数値解析を行った。

ついで、MAC 法、SMAC 法とは異なり、マーカー粒子を使用せず、流体体積率の保存式により自由表面を模擬する VOF 法の適用例について紹介する。藤間ら(1984)は我が国で初めて VOF 法を海岸工学分野に適用し、ソリトン分裂について検討を行った。van der Meer et al.(1992)は、VOF 法を用いて、砕波を伴う非一様斜面上における波変形の数値解析を行った。計算結果と実験結果の比較については示していないが、砕波の数値計算手法として、VOF 法が有力であると述べている。van Gent et al.(1994)は、VOF 法を用いた透過性潜堤による砕波変形の数値計算を行い、水位変動、流速および圧力変動の実験結果と比較することにより、VOF 法と彼らが提案した porous media flow モデルの妥当性を確認している。岩田ら(1995, 1997)、川崎・岩田(1996, 1997)、川崎(1998)、川崎ら(1998)、Iwata et al.(1996)、Kawasaki and Iwata(1996; 1998)、Kawasaki(1999)は、ソースによる造波方法 (Brorsen and Larsen, 1987; 川崎, 1998) と付加減衰領域による開境界処理法 (Hinatsu, 1992) を組み合わせた SOLA-VOF 法に基づく数値波動モデルを、2次元のみならず3次元波動場に対して構築し、潜水構造物による砕波変形・再生過程および一様斜面上の砕波過程について数値計算と水理実験の両面より系統的に研究を行った。特に川崎・岩田(1996)は我が国で最初に VOF 法を用いた無反射造波機能を有する3次元数値波動水槽を構築した。榊山・今井(1996)、榊山・香山(1997)は、透過性構造物内の波動場を計算するためにポラスボディモデルを用いた VOF 法を構築し、消波護岸の越波現象に適用した。さらに、各研究・教育機関の研究者による研究会 (数値波動水路の耐波設計への適用に関する研究会) が 1998 年に発足し、沿岸構造物の耐波設計に特化した数値モデルとして、数値波動水路 CADMAS-SURF (Super Roller Flume for Computer Aided Design of Maritime Structure) (磯部ら, 1999; 財団法人沿岸開発技術研究センター, 2001; 数値波動水路の耐波設計への適用に関する研究会, 2002) を開発した。

VOF 法以外の界面捕捉法を用いた計算例として、渡部・佐伯(1996)、渡部ら(1997)は数値拡散を極力防ぐことができる CIP 法を用いて2次元場における砕波帯内の流速場の直接計算を行い、平均流速場と流体運動スケールについて検討した。その後、渡部ら(1998; 1999)は同2次元数値解析法を3次元 Large Eddy Simulation に拡張し、砕波後の3次元渦生成および渦構造の特性を議論した。陸田ら(1998)、陸田・安田(1999)は Yabe and Wang(1991)が開発した C-CUP (CIP-Combined Unified Procedure) 法に基づく固気液共存場に適用可能な数値計算手法を用いて、砕波後の大規模ジェットによるスプレイアップサイクル過程を検討した。また、由比ら(1998)は、Level Set 法を用いて水柱崩壊と静止流体中の単一上昇気泡の流体解析を行った。

(b)2000 年以降

2000 年以降、さらに数値計算を軸とした研究が積極的に実施されるようになった。VOF 法に関しては、数値波動水路 CADMAS-SURF プログラムの公開に伴い、数多くの研究者が波の伝播、越波、波一構造物あるいは波一構造物―地盤の相互干渉問題に数値波動水路 CADMAS-SURF を適用し、その妥当性を検証するとともに、物理現象の解明を目指した (例えば、財団法人沿岸開発技術研究センター, 2001)。また、川崎(1998)による VOF 法を拡張し、潜堤上に設置された擬岩の作用波力に関する3次元直接数値計算を行った許・水谷(2001)、浮体の有限変位を考慮して浮体動揺を解析した水谷ら(2004)、Rahman et al.(2006)、圧力に関する連立方程式に改良を加え、波と流れの共存場に適用した水谷ら(2005)、李ら(2007)の研究などがある。

一方、VOF 法の欠点を克服するために新たな数値計算手法が提案され、海岸工学分野への適用が試みられている。例えば、二瓶・灘岡(2000)はオイラー・ラグランジュ混合型数値モデルとして GAL-LES (Grid-Averaged

Lagrangian – Large Eddy Simulation) モデルを開発し、水柱崩壊問題に適用することにより、その妥当性を検証した。陸田ら(2004)は C-CUP 法と Lagrangian 粒子群によって構成された個体の弾性・崩壊挙動の解析が可能な拡張個別要素法 EDEM (Extended Distinct Element Method) を組み合わせた CIP-EDEM 法を提案し、流体と固体の複雑な相互作用問題に応用した。また、陸田ら(2005)は重合格子法とソロバン格子法を併用した計算格子網を再構成する数値計算法を新たに提案した。中村ら (2006a, 2006b) は、波動場に MARS 法、地盤に u - p 形式の Biot の式に基づく有限要素法を適用した波動場・地盤連成数値モデルを開発した。

川崎ら(2001), 川崎・中辻(2002)は、複雑な多相場を高精度に数値解析することを目的に、CIP 法と拡張 SMAC 法を駆使した 2 次元・3 次元固気液多相流数値モデル DOLPHIN-2D/3D (Dynamic numerical model Of muLti-Phase flow with Hydrodynamic INteractions-2/3 Dimension version) を構築し、その有用性を確認した。しかし、同モデルには質量の保存性や乱流モデルを取り入れていないなど問題点があった。そこで、川崎・袴田(2005)は密度関数の取り扱いを変更し、Smagorinsky モデルに基づく乱流モデル LES を導入することにより、新たな 2 次元固気液多相乱流数値モデル DOLPHIN-2D を開発した。そして、川崎ら(2006)は、固定・非固定状態の矩形物体に段波が衝突した際の作用波圧に関する実験結果と比較し、2 次元モデルの妥当性を定量的に検証した。しかしながら、同モデルは等間隔格子に基づいているため、計算負荷上の欠点がある上、2 次元場のみに限定されていた。また、単数剛体の運動解析しか扱うことができず、Smagorinsky モデルに基づく簡易な乱流モデルを使用しているなど、未だ改良すべき問題が残されていた。そこで、川崎ら(2007)は計算負荷の低減のため不等間隔格子を採用し、さらに川崎・袴田(2007)は複数剛体の運動解析法、高精度な乱流モデルの一つである dynamic 二変数混合モデル DTM (Dynamic Two-parameter Mixed model) (Salveti and Banerjee, 1995) に基づく LES を導入した新たな 3 次元固気液多相乱流数値モデル DOLPHIN-3D を開発し、モデルの有用性・妥当性を検証した。

2.2.2 粒子法

海岸工学分野における粒子法の活用については、陸田・土井(2006)が CIP 法に基づく格子法と SPH 法による粒子法のハイブリッド数値計算手法を提案している。一方、MPS 法に関しては、後藤ら(1998, 1999)が MPS 法を斜面上での碎波を伴う遡上過程、直立護岸前面の碎波・越波過程に適用し、数値的検討を行った。また、後藤・Jørgen Fredsøe (1999), 後藤ら(2001)は、MPS 法に基づく固液二相流モデルを構築し、直投土砂の拡散過程や波・底泥相互干渉問題に適用している。さらに、後藤ら(2002, 2003)は MPS 法に SPS (Sub-Particle Scale) 乱流モデルと表面張力モデルを導入し、後藤ら(2005), 五十里ら(2006)は MPS 法による 3 次元数値波動水槽の開発、Boussinesq モデルとのハイブリッド化を行い、MPS 法の更なる展開が図られている。

3. VOF 法に基づく自由表面流体解析モデル

本章では、川崎(1998)が開発した無反射造波機能を有する VOF 法に基づく数値波動モデルを通じて、VOF 法の基本概念について説明する。また、ソースプログラムが一般公開されている VOF 法を用いた数値波動水路 CADMAS-SURF (財団沿岸開発技術研究センター, 2001) の越波現象への適用例について紹介する。

3.1 無反射造波機能を有する VOF 法に基づく数値波動モデル

3.1.1 基礎方程式

2 次元波動場に対する基礎方程式は、非圧縮性粘性流体に対する連続方程式(3.1), Navier-Stokes 運動方程式(3.2), (3.3), 自由表面の挙動を模擬するための流体の体積率を表す VOF 関数 F の移流方程式(3.4)から構成される。なお、本計算では計算領域に造波ソースと付加減衰領域を設けているため、式(3.1), 式(3.3), 式(3.4)の右辺に、これらに関連する付加項が含まれている。

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = q \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -g - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) + \frac{1}{3} \nu \frac{\partial q}{\partial z} - \gamma w \quad (3.3)$$

$$\frac{\partial F}{\partial t} + \frac{\partial (uF)}{\partial x} + \frac{\partial (wF)}{\partial z} = Fq \quad (3.4)$$

$$q = \begin{cases} q^*(z, t) / \Delta x_s & (x = x_s) \\ 0 & (x \neq x_s) \end{cases} \quad (3.5)$$

ここで, x, z は直角座標軸であり, x は水平軸, z は静水面を原点とし上向きを正とする鉛直軸である. u, w はそれぞれ x, z 方向の流速成分, p は圧力, g は重力加速度, ρ は流体密度, ν は動粘性係数, t は時間である. γ は付加減衰領域で必要となる正値の減衰係数を表し, 付加減衰領域以外の解析対象領域では γ の値を 0 としている. q は造波ソースを示し, 式(3.5)のように表現できる (川崎, 1998). q^* は造波測線 $x=x_s$ でのわかだし強さで, Δx_s は $x=x_s$ での x 方向の格子間隔である.

3.1.2 計算アルゴリズム

図 3.1 に示すとおり, まず静水深, 入射波条件, 構造物の幾何形状などの初期条件を設定する. そして, 自由表面や壁面における流速の境界条件を満足するように Navier-Stokes 方程式(3.2), (3.3)を解くことにより, 次の時間ステップの流速を計算する. しかし, 運動方程式から得られた流速値は必ずしも連続方程式(3.1)を満足していないため, 流速と圧力を調整しながら連続方程式を満たすまで繰り返し計算を行う必要があり, 本計算では SOLA スキームを採用した (Hirt et al., 1975 ; 川崎, 1998). ついで, 連続方程式を満足させた流速値を用いて, VOF 関数 F の移流方程式を計算し自由表面形状を決定する.

上述の計算フローを, 適切な境界条件の下, 繰り返すことにより, 波動場の時系列計算を行うことができる.

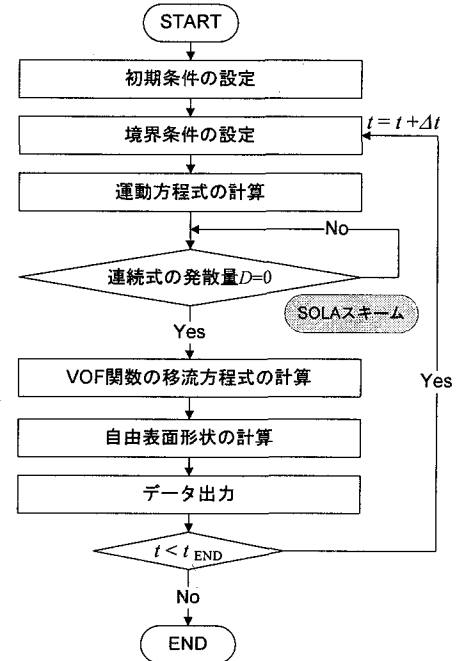


図 3.1 計算フローチャート

3.1.3 VOF 法による自由表面解析

(a)VOF 法の基本概念

まず, VOF 法の基本的な概念について述べる. 流体中に存在するある物理量 F を時間的に追跡する, つまり F をラグランジュ的に捉えるための方程式は, 一般に次のように表すことができる.

$$\frac{DF}{Dt} = \frac{\partial F}{\partial t} + u \frac{\partial F}{\partial x} + w \frac{\partial F}{\partial z} = 0 \quad (3.6)$$

物理量 F を, $F=0, 1$ をそれぞれ気体, 流体を表すと仮定すると, 式(3.6)の F は一見流体の体積率を表現しているように考えられる. しかし, 式(3.6)が意味することは, $F=0$ あるいは $F=1$ という物理量が流速 u, w で輸送されることのみを示し, 必ずしも 0 と 1 である必要がなく, 単なる気体と流体を区別する指標にすぎない. つまり, 式(3.6)は流体粒子の挙動を表すが, 自由表面上の点を直接計算するものでなく, $F=0$ と $F=1$ の間に自由表面の存在が分かるのみであり, 式(3.6)による F は流体の体積率として考えることができない.

そこで, F を流体の体積率とみなすために, 式(3.1)を用いて式(3.6)を保存形表示すると, 式(3.4)となる.

なお、本計算では計算領域内に造波ソースがあるため、式(3.5)からわかるように、Nichols et al.(1980)や Hirt and Nichols(1981)が開発したオリジナル VOF 法と異なり、式の右辺に造波ソースによる項 Fq が付加されている。以上のことから、式(3.4)は流体領域だけでなく、解析領域全域に用いることができる。つまり、 F の値 (VOF 関数) により、 $F=0$ のとき気体セル、 $F=1$ のとき流体セル、 $0<F<1$ のとき表面セルとして表現することが可能になり、図 3.2 に示すように、VOF 法によって自由表面形状をモデル化することができる。なお、表面セルを VOF 関数の値のみで $0<F<1$ と定義すると、境界処理の際に不都合になる場合が生じるため、表面セルは VOF 関数の値だけで判断せずに、必ず気体セルに隣接するという条件を課すことにする。

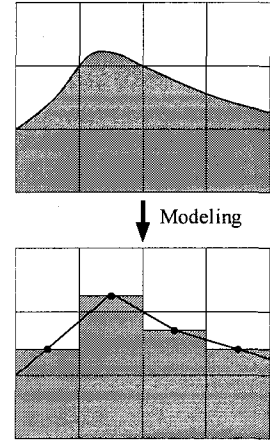


図 3.2 自由表面のモデル化

(b)セルの分類方法

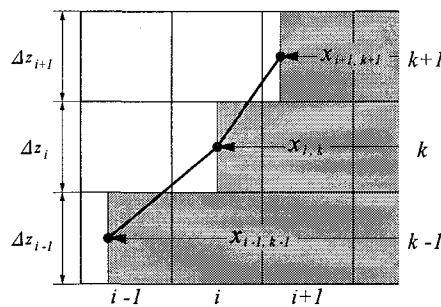
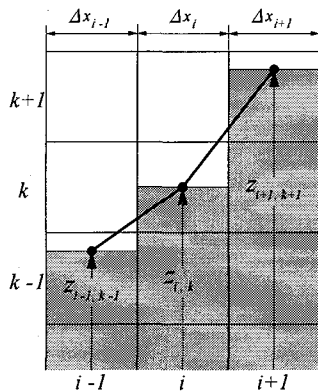
上述のとおり、VOF 関数を用いることによりセルの分類を主に行うことができるが、表面セルとなるセルでの自由表面の向きは VOF 関数の値のみを使って一意に決めることはできない。そこで、表面セルのどちら方向に流体セルが存在するかをまず見つけ出し、自由表面の勾配を計算する。そして、表面がどの座標軸により垂直になるかを判定し、表面セルでの自由表面の向きを決定することとする。

例えば、図 3.3 に示すように、セル (i, k) は VOF 関数 F の値が $0<F<1$ であり、さらに気体セルに隣接するため表面セルと判断でき、自由表面の向きは図 3.3(a)と(b)の 2 つのどちらかになることがわかる。つぎに、セル (i, k) における x, z 方向の自由表面勾配 $(dHZ/dx)_{i,k}$, $(dHX/dz)_{i,k}$ をそれぞれ計算する。ここで、 HX, HZ は式(3.7), 式(3.8)より定義され、ある基準面から自由表面までの高さを表す高さ関数を表す。基準面の取り方については、流体内部に気泡がある場合など一般に自由表面形状は一価関数になる保証がないため、自由表面形状が一価関数になるような基準面を考える必要がある。そこで、図 3.4 に示すように、表面セルに接している流体セルの底面を基準面と考える。これにより、自由表面が多価関数の場合においても、正確に自由表面形状を表現することが可能になる。

$$HX_{i,k} = F_{i-1,k} \Delta x_{i-1} + F_{i,k} \Delta x_i + F_{i+1,k} \Delta x_{i+1} \quad (3.7)$$

$$HZ_{i,k} = F_{i,k-1} \Delta z_{k-1} + F_{i,k} \Delta z_k + F_{i,k+1} \Delta z_{k+1} \quad (3.8)$$

したがって、式(3.7), 式(3.8)を用いることにより、自由表面の x, z 軸に対する勾配を算定することができる。そして、自由表面の勾配が緩やかな方がより実際の自由表面形状に近いと仮定すると、自由表面の勾配が $(dHZ/dx)_{i,k} < (dHX/dz)_{i,k}$ のとき自由表面の形状は x 軸に平行、一方 $(dHZ/dx)_{i,k} > (dHX/dz)_{i,k}$ のときは z 軸に平行になると判断できる。



(a)自由表面が x 軸に平行な場合 (b) 自由表面が z 軸に平行な場合

図 3.3 自由表面形状の評価

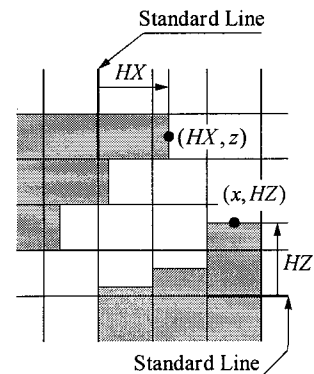


図 3.4 高さ関数 HX, HZ

以上に述べたセル(i, k)の分類をフラッグ (RF) により整理すると, 表 3.1 のようになる.

(c)donor-acceptor 法

自由表面の形状を精度よく追跡するためには, 工夫が必要である. そのため, VOF 法では, VOF 関数の移流方程式(3.4)中の移流項の取り扱いに donor-acceptor

法を採用している. donor-acceptor 法とは, 移流により移動する VOF 関数 F の値が donor セル (風上側セル) と acceptor セル (風下側セル) の F の値によって決定される方法で, 特に, 風下側の自由表面形状と移流で運ばれる流体の形状の連続性に注意して, VOF 関数 F の値を決めるところに特徴がある.

前述したように, 表面の向きはいずれかの座標軸に垂直な方向として決まるため, 表面の向きと VOF 関数 F の移流面との関係は平行か垂直かのどちらかである. このことを考慮して, 移流面での VOF 関数 F の決定する. 図 3.5(a)に示すように, 移流面と donor セルの自由表面が垂直の場合, 移流面における VOF 関数 F の値は風上側の VOF 関数 F の値に一致させる. 一方, 図 3.5(b)に示す移流面と donor セルの自由表面が平行の場合は, 移流面における VOF 関数 F の値を acceptor セルの VOF 関数 F の値とみなす. しかし, この場合, 決定される移流量によっては, donor セルに十分な流体または気体がない場合が生じる. 例えば, 図 3.5(b(3))に示すように, donor セルに移流面で気体を移流させるための気体が十分に存在しない場合であり, 図からもわかるようにその不足分は流体を移流させるべきである. また, 移流面で流体を移流させるのに十分な流体が donor セルに存在しない図 3.5(b(4))の場合は, その不足分として気体を移流させる必要がある.

以上のことをすべて考慮した VOF 関数 F の移流方程式の差分式は次式で表される.

$$F_{i,k}^{n+1} = F_{i,k}^n - \left(\frac{RX_{i+1/2,k} - RX_{i-1/2,k}}{\Delta x_i} + \frac{RZ_{i,k+1/2} - RZ_{i,k-1/2}}{\Delta z_k} - F_{i,k}^n q_{i,k}^n \Delta t \right) \quad (3.9)$$

$$\text{ここで, } RX_{i,k} = \text{sign}(u_{i,k}^{n+1}) \cdot \min \{ F_{AD} |u_{i,k}^{n+1}| \Delta t + CF_X, F_D \Delta x_D \} \quad (3.10)$$

$$RZ_{i,k} = \text{sign}(w_{i,k}^{n+1}) \cdot \min \{ F_{AD} |w_{i,k}^{n+1}| \Delta t + CF_Z, F_D \Delta z_D \} \quad (3.11)$$

$$CF_X = \max \{ (1 - F_{AD}) |u_{i,k}^{n+1}| \Delta t - (1 - F_D) \Delta x_D, 0 \} \quad (3.12)$$

$$CF_Z = \max \{ (1 - F_{AD}) |w_{i,k}^{n+1}| \Delta t - (1 - F_D) \Delta z_D, 0 \} \quad (3.13)$$

式(3.10), 式(3.11)中の $\min$ は donor セルが保有する流体以上の流体が移動するのを防ぎ, 式(3.12), 式(3.13)中の $\max$ は donor セルが保有する気体以上の気体が移動するのを防ぐことを意味する. 添字の D は donor セルを, また, 添字 AD は donor

セルのフラッグ RF により, acceptor セル A か donor セル D のいずれかになる. 前述したように, donor セルが表面セルであれば, その表面の向きにより AD が決定できる. 一方, donor セルが流体セルあるいは気体セルの場合には, AD は acceptor セルになる.

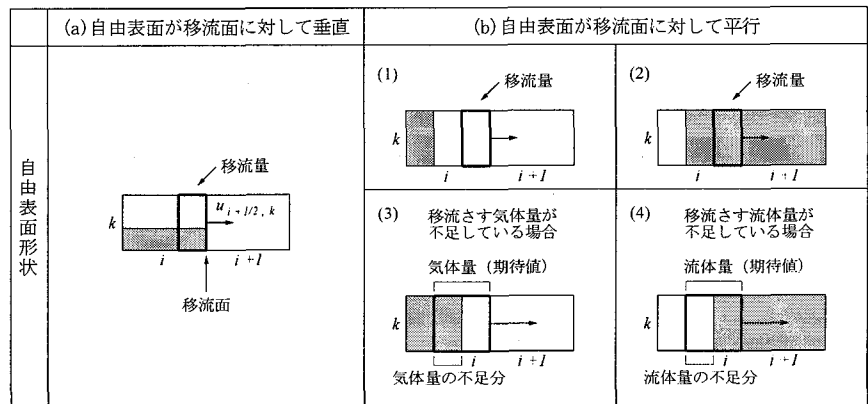


図 3.5 VOF 関数 F の移流方法

3.1.4 境界条件

(a)自由表面境界条件

自由表面境界条件は、運動学的境界条件と力学的境界条件の2種類がある。まず、運動学的境界条件は、式(3.4)に示すVOF関数の移流方程式を計算することにより満足することができる。一方、力学的境界条件については、自由表面での応力のつり合いから得られる接線応力境界条件と法線応力境界条件の2種類がある。接線応力境界条件は、次式に示すとおりであり、気体セル同士が接する境界面以外のセル界面すべての流速値を運動方程式より算定しているため、表面セルの界面上の流速を計算する際に用いられる。

$$\nu \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) = 0 \quad (3.14)$$

したがって、式(3.14)より、表面セルに隣接する気体セル界面上の流速を決定することができる。なお、VOF関数 F の移流計算の結果、表面位置が変化して表面セルが流体セルになるときでも、その流体セルにおいて連続性が保つように、表面セルで連続方程式を満足するように流速の値を決める必要がある。

ついで、自由表面での法線応力境界条件の設定の仕方について説明する。表面セル内の自由表面の向きとVOF関数 F の値により自由表面の位置が決まっているものの、一般的に表面セルにおける圧力の定義位置は実際の自由表面の位置と異なるため、ここでは表面セルの圧力の定義位置とフラッグ RF が示す流体が存在する方向の流体セルの定義位置の2点間で圧力を線形近似する。例えば、図3.6に示すように表面セル (i, k) がフラッグ $RF=1$ のときは、関係式(3.15)が成り立つ。

$$\left. \begin{aligned} p_{i,k} &= (1-d)p_{i-1,k} + dp_s \\ d &= \frac{r_c}{r} = \frac{\Delta x_{i-1} + \Delta x_i}{\Delta x_{i-1} + 2F_{i,k}\Delta x_i} \end{aligned} \right\} \quad (3.15)$$

ここで、 p_s は自由表面での圧力の値を表し、本計算では表面張力の効果を見逃しているため、 $p_s=0$ となる。

(b)開境界条件

本モデルでは、図3.7に示すような付加減衰領域(Added Dissipation Zone)を解析対象領域の端に接続し、付加減衰領域内でメッシュ間隔を変化させながら鉛直方向の流速をStokesの抵抗則に基づいて徐々に減衰させることにより波動を吸収する方法(Hinatsu, 1992)を採用した。このため、 z 方向の運動方程式(3.3)の右辺にエネルギー減衰項となる $-\gamma w$ の項を付け加える必要がある。なお、 x 方向の運動方程式に同様な減衰項を付加しないのは、 x 方向の一様流に対して減衰を避けるためである。減衰係数 γ は、図3.7に示すように、水平 x 方向に対して解析対象領域と付加減衰領域の接続線から付加減衰領域の端まで正弦的に増加させ、鉛直 z 方向に対して底面から自由表面まで0から1へと線形的に増加させることにより、その値を決定した。また、付加減衰領域の岸・沖側末端における開境界条件としては、流速やVOF関数などすべての物理量 ϕ の水平勾配が0となる条件を課した。

(c)その他の境界条件

その他の境界条件として、構造物表面および底面における法線・接線方向流速の境界条件などがあげられ、適宜設定する必要がある。

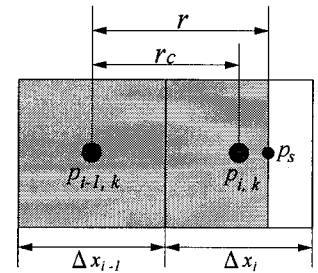


図3.6 圧力の境界条件

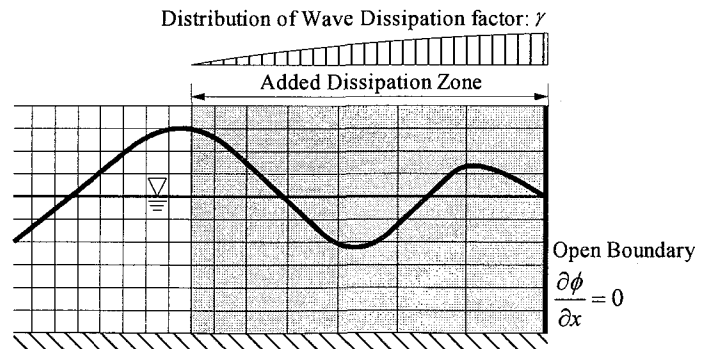


図3.7 付加減衰領域による開境界処理

3.2 数値波動水路 CADMAS-SURF

本節では、近年、海岸構造物の耐波設計に利用されつつある数値波動水路 CADMAS-SURF を、過去に越波災害を被った現地海岸に適用し、護岸の断面形状や天端高を変化させた越波解析を行うことにより、対象地域の特性に適合した越波対策工法を検討した例について紹介する（川崎ら, 2007a ; 2007b）. なお、数値波動水路 CADMAS-SURF の詳細については、磯部ら(1999), 財団法人沿岸開発技術研究センター(2001), 数値波動水路の耐波設計への適用に関する研究会(2002)などを参照されたい.

3.2.1 計算条件

図 3.8 は解析対象断面における海底地形および現況の護岸形状を示しており、約 1/30 の比較的緩やかな勾配の海底地形の岸側に、消波ブロックを有する天端高 EL+5.34m の護岸が設置されている.

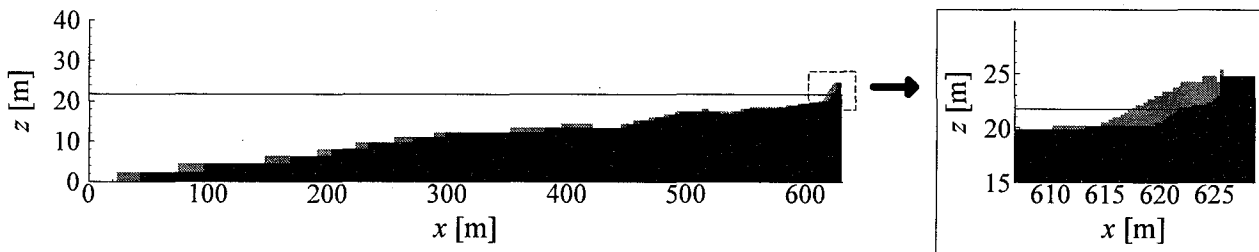


図 3.8 計算対象領域の海底地形と現況の護岸形状

表 3.2 に解析で使用した各パラメーターを示す. 本計算では、海岸護岸周辺の越波状況を高精度かつ効率的に解析できるように、不等間隔格子を採用した. 基礎方程式の移流項の差分には、1 次精度風上差分と 2 次精度中央差分のハイブリッド差分法を使用した. そして、両者の比率を示す VP-DONOR の値を変化させた試行計算の結果に基づき、VP-DONOR=0.5 を用いた.

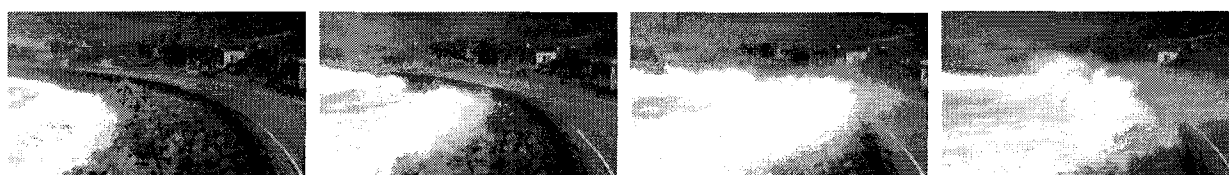
越波量は、越波升を護岸背後に設けることで求めた. 具体的には、水塊が護岸背後に越波・越流することによって、越波升内の VOF 関数 F の面積積分値が変化するため、初期値からの増分を求め、これを越波量とした.

表 3.2 解析条件

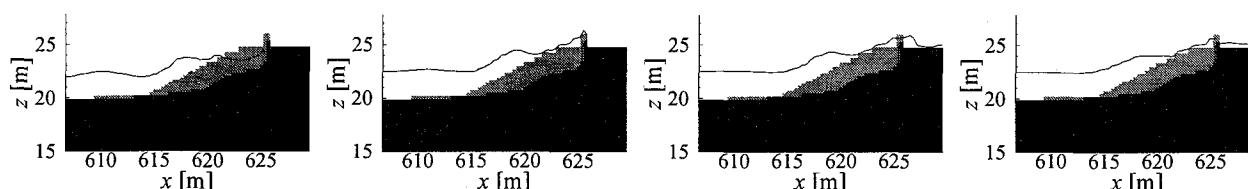
格子間隔	水平・鉛直方向	0.2~2.0m
計算時間	時間間隔	0.001
	終了時間	200s
移流項の差分	VP-DONOR	0.5
TimerDoor 法	気泡上昇速度	0.2m/s
	水滴落下速度	3.0m/s
境界条件	流速・圧力	Slip
	VOF 関数 F	Free
消波工	空隙率	0.5
	慣性力係数 C_M	1.2
	抗力係数 C_D	1.0

3.2.2 現況護岸に対する越波再現計算

図 3.8 に示す現況断面での越波状況を把握するため、越波を記録した台風時を対象に再現計算し、越波流量を算定した. 入射条件は波高 $H=4.5\text{m}$, 周期 $T=12.0\text{s}$ である. 図 3.9 は台風時にビデオカメラによって記録された越波画像と計算結果を比較したものである. 図 3.9(a)に示す画像から、消波ブロックに沿って水位上昇が生じ、越波水塊が山側の道路車線まで達している様子が確認できる. 一方、図 3.9(b)に示す計算結果においても、波浪来襲時に水塊が消波ブロックに沿って打ち上がり、護岸天端上を流れる様子がみられることから、数値波動水路は実際の越波状況を良好に再現しているといえる. また、平均越波流量を求めたところ、 $10^2\text{m}^3/\text{m/s}$ オーダーとなった. 一方、合田の算定図から求められる越波流量は $10^4\text{m}^3/\text{m/s}$ オーダーであり、土木工事設計要領（沖縄総合事務局開発建設部, 2004）で定められている許容越波流量 $1.0 \times 10^3\text{m}^3/\text{m/s}$ を下回



(a)ビデオ画像



(b)再現計算結果

図 3.9 台風時の越波状況

っている。しかし、実際には台風来襲時に当該地域で通行規制が行われており、車両通行に危険性があると判断されるほどの越波が発生していることから、計算結果の方が実現象を再現していると考えられる。

3.2.3 越波対策工法の検討

図 3.10 に越波対策工法の選定方法の概要を示す。越波対策工法として、図 3.11 に示すように、沖合 50m に離岸堤を有する直立堤、消波ブロック被覆式護岸、フレア式護岸の 3 断面を取り上げた。設計波高は 50 年確率波とし、波高 $H=6.2\text{m}$ 、周期 $T=15.39\text{s}$ を入射させた。ここでは、数値波動水路による解析結果だけでなく、合田の算定図によって得られた天端高も参考にすることにより、余裕高を含む設計天端高を決定することとした。さらに、天端高の設定のみならず、各断面における工事費や海域環境への影響なども考慮した総合的な評価により、護岸形状の選定を行った。

設計天端高を決定するために、3 形状の護岸に対して護岸天端高を 1.0m 単位で変化させて数値

解析を行った。図 3.11 に各断面での護岸周辺における水面波形の空間変化を例示する。同図から、(a)では離岸堤設置の効果による進行波の減衰、(b)では消波ブロック内での進行波の消散効果、(c)では特殊断面形状による沖合への波返しがみられ、数値波動水路によって各護岸形状の特徴が計算できていることがわかる。

数値波動水路によって算出した各断面の天端高と越波流量の関係図を用いて、許容越波流量 $1.0 \times 10^{-3} \text{m}^3/\text{m/s}$ 以下となる必要天端高を求めたところ、離岸堤を有する直立堤では EL+6.6m、消波ブロック被覆式護岸では EL+7.5m、フレア式護岸では EL+6.6m となった。したがって、計算結果より、前面に離岸堤を有する直立堤とフレア式護岸は、消波ブロック被覆式護岸よりも天端高を低く抑えられることがわかった。さらに、離岸堤を有する直立堤と消波ブロック被覆式護岸に関して、表 3.3 に示すように、合田の算定図から求めた必要天端高は計算値を上回っている。特に、離岸堤を有する直立堤に対し、合田の算定図では、沖合に設置された離岸堤を考慮できないため、離岸堤による消波効果が反映されていない。このことから、特殊形状を有する構造物や複雑な海底地形を対象とする場合、数値波動水路の有用性がより発揮されるといえる。

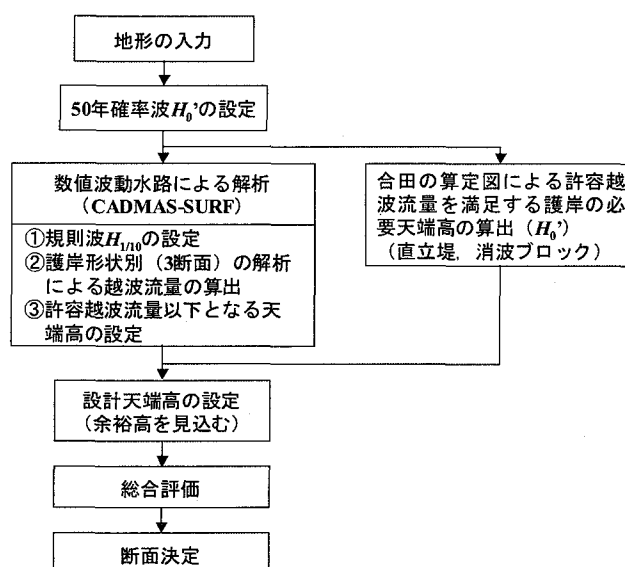


図 3.10 越波対策工法の選定方法

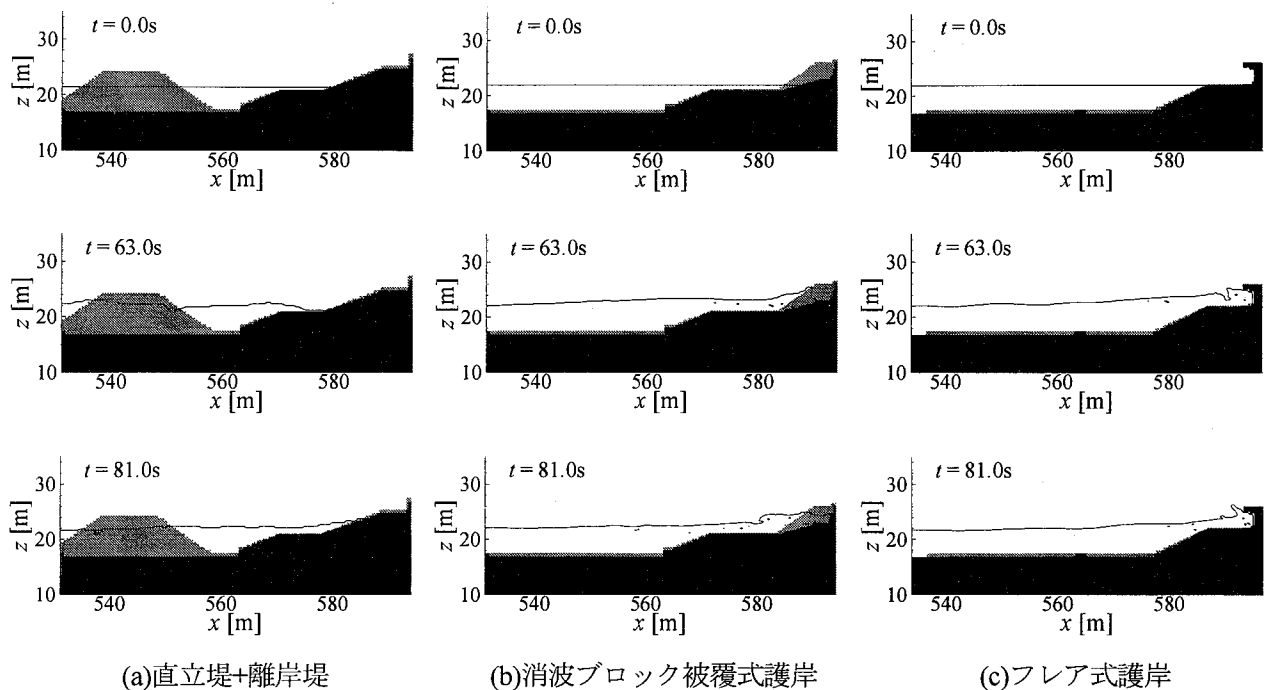


図 3.11 数値波動水路 CADMAS-SURF による各種護岸に対する越波計算

表 3.3 越波低減のための最低天端高の比較および設計天端高の決定

現況護岸天端高	直立堤+離岸堤		消波ブロック被覆式護岸		フレア式護岸
	数値計算	合田の算定図 ^{*1}	数値計算	合田の算定図	数値計算
EL+5.34m	EL+6.60m	EL+11.90m	EL+7.50m	EL+8.10m	EL+6.60m
	設計天端高 EL+7.5m		設計天端高 EL+8.0m		設計天端高 EL+7.5m

^{*1} 直立堤前面の離岸堤は考慮していない

堤防天端高の設定においては、海岸保全施設技術研究会(2004)によると、若干の不確実性を考慮し、最大 1.0m 程度を限度とする余裕高を設定した方がよいとされている。そこで、越波の現況や護岸背後の状況、合田の算定図によって得られた結果などを勘案し、表 3.3 に示すように、余裕高を含む最終的な設計天端高を、離岸堤を有する直立堤では EL+7.5m、消波ブロック被覆式護岸では EL+8.0m、フレア式護岸では EL+7.5m として比較を行った。

検討箇所における各護岸の概算工事費、検討地域の特性を踏まえた施工性、施工に伴う海岸環境への負荷、完成後の景観などを考慮し、越波対策工法の総合評価を各護岸に対して行った。概算工事費を算出した結果、検討箇所における施工では、フレア式護岸が最も低く費用を抑えられ、経済的であることがわかった。また、他の工法と比較して、フレア式護岸は海岸環境への影響が小さい断面形状のため、景観・環境面に優れた特徴を有しており、さらに、消波ブロック被覆式護岸よりも天端高を低く抑えられる。以上のことから、検討箇所ではフレア式護岸が最も適合した越波対策工法であると推定される。

3.2.4 まとめ

以上から、従来、合田の算定図では解析できなかった複雑な海底地形や特殊形状護岸に対する越波流量を適切に算定することができることを示した。さらに、計算結果に基づき、各種護岸形状に対して総合的に評価することにより、経済的で景観や環境面にも優れた護岸断面の提案が可能となった。以上のことから、対象地域の特性に適した越波対策工法の選定検討に、数値波動水路 CADMAS-SURF が活用できるといえる。

4. 固気液多相乱流数値モデル DOLPHIN

著者がこれまで系統的に開発してきた、固相・気相・液相の相互干渉を考慮できる固気液多相乱流数値モデル DOLPHIN の概要について説明するとともに、その計算例を紹介する。

4.1 基礎方程式

基礎方程式は、圧縮性粘性流体に対する質量保存式(4.1)、運動方程式(4.2)、圧力方程式(4.3)、異相間の割合を示す密度関数の移流方程式(4.4)、バロトロピー流体に対する状態方程式(4.5)から構成される。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (4.1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \mathbf{F} \quad (4.2)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla p = -\rho C_s^2 \nabla \cdot \mathbf{u} \quad (4.3)$$

$$\frac{\partial \phi_I}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \phi_I = 0 \quad (4.4)$$

$$\rho = f(p) \quad (4.5)$$

ここで、 ρ は流体密度、 $\mathbf{u}$ は流速ベクトル、 p は圧力、 $\mathbf{F}$ は粘性項、重力項、乱流項などの外力ベクトル、 C_s は局所音速、 t は時間を示す。また、 ϕ_I はセル内に I 相 ($I=1\sim 3$; ϕ_1 : 固相, ϕ_2 : 液相, ϕ_3 : 気相) が占める割合であり、 $\phi_1 + \phi_2 + \phi_3 = 1$ ($0 \leq \phi_I \leq 1$) の関係を満たす。

4.2 計算アルゴリズム

本モデルでは、以下に示すように、時間分離解法を用いて、基礎方程式のうち質量保存式(4.1)、運動方程式(4.2)、圧力方程式(4.3)を移流段階と非移流段階に分割して計算を行う。ここで、非圧縮・圧縮性流体解析 C-CUP 法 (Yabe and Wang, 1991) では、非移流段階を解いた後、移流段階の計算を行っている。しかし、移流段階→非移流段階の順序で計算した方が質量の保存性がよいといった報告 (Yabe, 1997) があり、本モデルでは、移流段階計算後、非移流段階を解くこととした。また、非移流段階に対しては、C-CUP 法と異なり、非圧縮性流体解析 SMAC 法の利点を活かしながら圧縮性流体まで拡張・展開した手法を構築し、同手法を用いて解析を行う。なお、基礎方程式の離散化・差分化は不等間隔格子に基づいて行った。

【移流段階】

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \rho = 0 \quad (4.6)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} = 0 \quad (4.7)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla p = 0 \quad (4.8)$$

【非移流段階】

$$\frac{\rho^{n+1} - \rho^*}{\Delta t} = -\rho^* \nabla \cdot \mathbf{u}^{n+1} \quad (4.9)$$

$$\frac{\mathbf{u}^{n+1} - \mathbf{u}^*}{\Delta t} = -\frac{1}{\rho^*} \nabla p^{n+1} + \mathbf{F}^* \quad (4.10)$$

$$\frac{p^{n+1} - p^*}{\Delta t} = -\rho^* C_s^2 \nabla \cdot \mathbf{u}^{n+1} \quad (4.11)$$

ここで、 Δt は時間ステップ間隔、 $n+1$ は時刻 $(n+1)\Delta t$ における物理量、 $*$ は移流項計算後の物理量を示す。

図 4.1 に固気液多相乱流数値モデル DOLPHIN の計算フローチャートを示す。まず初期条件と境界条件を設定した後、物理量の移流計算を高精度移流計算スキーム CIP 法 (Yabe and Aoki, 1991) により行う。ついで、非圧縮性・圧縮性流体を同時解析可能な拡張 SMAC 法を用いて、非移流段階における各物理量を求める。なお、気液界面で生じる表面張力を、Brackbill et al.(1992)が考案した CSF (Continuum Surface Force) モデルにより算定した。また、乱流量を、LES モデルによって評価した。非移流段階の計算後、次節で述べる複数剛体の運動解析法により各固相の移流速度 U_i を求める。その後、密度関数 ϕ_i の移流計算を、固相 ϕ_i に対しては U_i を用いて、液相 ϕ_2 、気相 ϕ_3 には U_i を考慮した修正流速を使って CIP 法により計算する。また、式(4.5)に示すバロトロピー流体の仮定の下で各相の音速を求め、密度関数を用いて各格子での局所音速 C_s を算定した。粘性係数に関しても密度関数を利用して求めた。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、異相間の相互干渉を考慮した複数物体が混在する多相流体場の数値解析を行うことが可能となる。

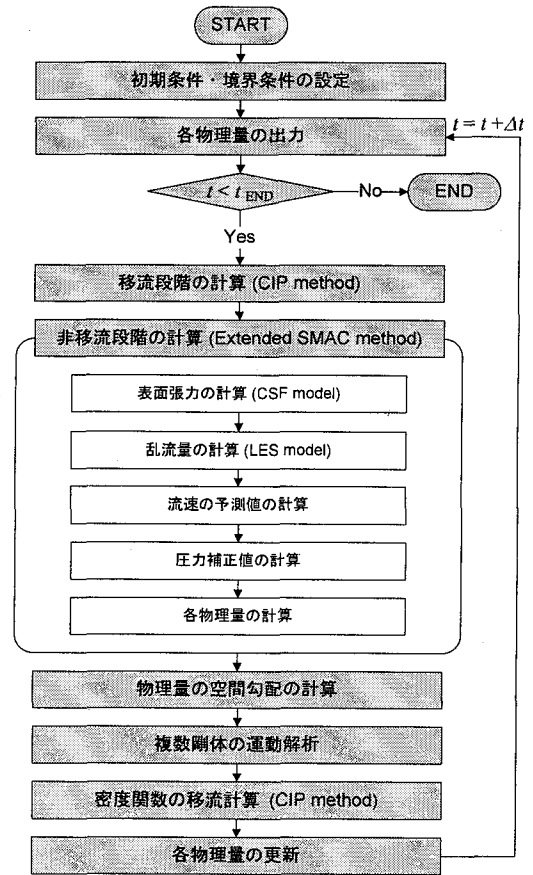


図 4.1 計算フローチャート

4.3 拡張 SMAC 法による非移流段階計算

式(4.9)～式(4.11)からわかるように、同式から次の時間ステップにおける物理量を陽的に求めることはできない。そこで、SMAC 法と同様、運動方程式の離散化において、流速の予測値 $\tilde{u}$ を導入する。

まず、次に示すように、移流段階計算後の物理量を用いて、流速の予測値 $\tilde{u}$ を算定する。

$$\frac{\tilde{u} - u^*}{\Delta t} = -\frac{1}{\rho^*} \nabla p^* + F \quad (4.12)$$

式(4.10)から式(4.12)を引いた式と式(4.11)を用いて、 $\nabla \cdot u^{n+1}$ を消去することにより、式(4.13)に示す圧力補正值 δp に関する連立一次方程式を誘導することができる。

$$\nabla \cdot \left(\frac{1}{\rho^*} \nabla \delta p \right) = \frac{1}{\rho^* C_s^2 \Delta t^2} \delta p + \frac{1}{\Delta t} \nabla \cdot \tilde{u} \quad (4.13)$$

ここで、 $\delta p = p^{n+1} - p^*$ である。

式(4.13)から、局所音速 C_s が大きい場合、つまり流体の非圧縮性が仮定される場合には、右辺第一項は他項に比べて微小となるため自動的に無視される。このことは、本数値解法が圧縮性流体場を対象とした手法でありながら、局所音速を利用することにより、非圧縮性流体も同時に解くことができることを示す。

最後に、式(4.13)から算定された δp を使って、次の時間ステップにおける物理量を次式より求める。

$$u^{n+1} = \tilde{u} - \frac{\Delta t}{\rho^*} \nabla \delta p \quad (4.14)$$

$$p^{n+1} = p^n + \delta p \quad (4.15)$$

$$\rho^{n+1} = \rho^* - \rho^* \nabla \cdot u^{n+1} \Delta t \quad (4.16)$$

4.4 複数剛体の運動解析

本モデルでは、Xiao et al.(1997)と同様、複数剛体に対して独立に運動解析ができるよう、従来の単数剛体の運動解析法に個々の剛体に対する固相密度関数 ϕ_{li} を導入する。なお、1つのセル内における固相の密度関数 ϕ_1 と各剛体に対する ϕ_{li} は式(4.17)の関係を満足する必要がある。

個々の剛体運動解析に関しては、固相群を剛体とし、その運動形態は並進と回転の両方から構成されると仮定して解析を行う。まず固相を高粘性流体と考え、全相に対して上述した流動解析を行う。そして、得られた固相領域内の圧力を用いて個々の剛体の重心における並進速度 V_i と角速度 Ω_i を式(4.18)、式(4.19)より算定し、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。なお、式中の du/dt の項は、Newtonの第2法則より、剛体内部の圧力を用いて単位質量あたりの力として算定している。

$$\phi_1 = \sum_{l=1}^L \phi_{li} \leq 1 \quad (4.17)$$

$$\frac{dV_i}{dt} = \frac{1}{M_i} \int_V \frac{du}{dt} \phi_{li} \rho_{sl} dV \quad (4.18)$$

$$\frac{d\Omega_i}{dt} = \frac{1}{I_i} \int_V \mathbf{R}_i \times \frac{du}{dt} \phi_{li} \rho_{sl} dV \quad (4.19)$$

$$\mathbf{R}_i = \mathbf{x} - \mathbf{x}_{0i} \quad (4.20)$$

$$\mathbf{U}_i = \mathbf{V}_i + \Omega_i \mathbf{R}_i \quad (4.21)$$

4.5 気液混相場への多相乱流数値モデル DOLPHIN の適用

4.5.1 表面張力作用下でのエタノール形状変化

本モデルにおいて、表面張力を模擬するCSFモデルが精度よく機能しているかどうかを確認するために、Brackbill et al.(1992)が行ったVOF法による数値計算と同様の条件下で数値シミュレーションを実施した。計算条件は次のとおりである。 x, z 方向のメッシュサイズを $\Delta x = \Delta z = 0.0025\text{m}$ と一定にし、エタノールと空気の密度をそれぞれ 797.88kg/m^3 、 1.25kg/m^3 、表面張力係数を $2.361 \times 10^{-2}\text{N/m}$ とした。また、表面張力が支配的な場となるように無重力場($g=0\text{m/s}^2$)を想定し、エタノールの初期形状を $0.035\text{m} \times 0.035\text{m}$ の矩形とした。

図4.2はエタノール形状の時間変化を示したものである。ここで、液相に関する密度関数 ϕ_2 が $\phi_2=0.5$ となる地点を気液界面と定義した。計算開始直後、大きな曲率をもつ隅角部に大きな表面張力が働き、気液界面が変形し始める。その後、エタノール塊は大きく変化しながら振動し、最終的には力学的平衡状態である円形に収束していく。

この一連の計算結果はBrackbill et al.(1992)による計算結果と一致しており、VOF法と異なる界面捕捉法に対してもCSFモデルは高精度に機能することがわかった。

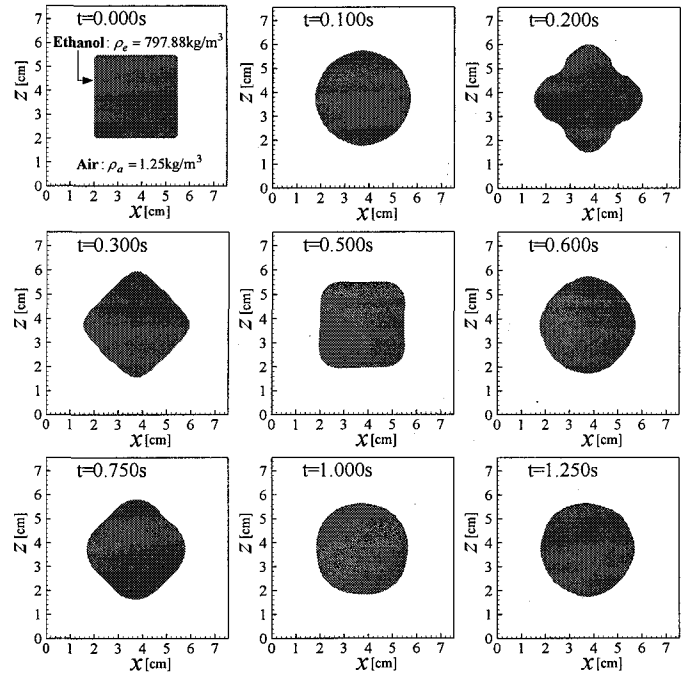


図4.2 エタノール形状の時間変化

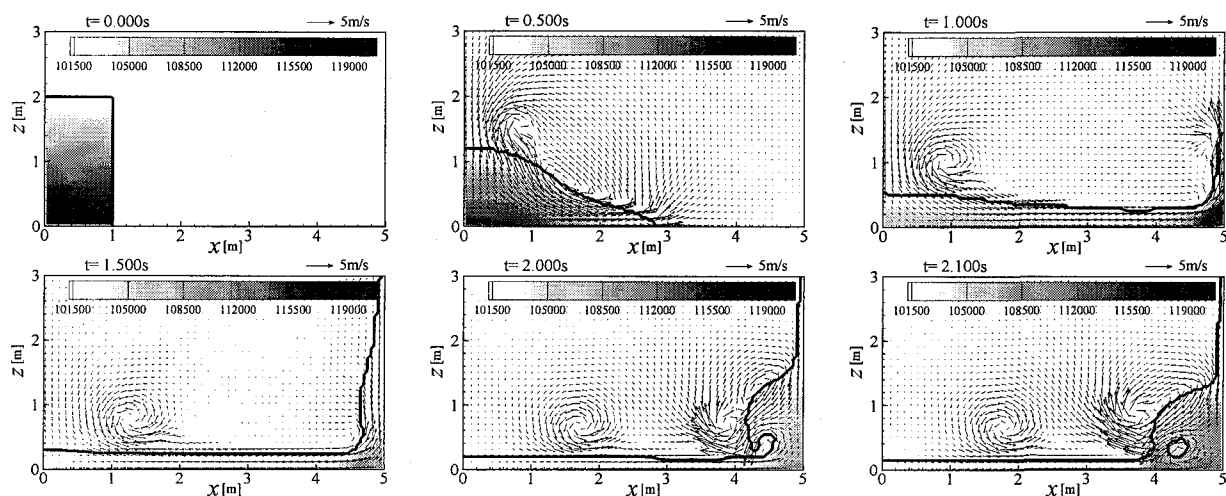


図 4.3 水柱崩壊シミュレーション

4.5.2 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 $5.0\text{m} \times 5.0\text{m}$ とし、 x, z 方向の格子幅を $\Delta x = \Delta z = 0.05\text{m}$ 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 Δt を 0.0001s とし、水の密度 ρ_w を 998.8kg/m^3 、空気の密度 ρ_a を 1.20kg/m^3 、表面張力係数 σ を $7.2 \times 10^{-2}\text{N/m}$ 、重力加速度 g を 9.80665m/s^2 、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 4.3 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、下部の液相に衝突している。圧力変動の空間分布に注目すると、時刻 $t=2.1\text{s}$ 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 4.4 に図示するように、液相フロントの時間変化に関する計算結果は、Martin and 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、流速場および圧力場を高精度に数値解析できることが検証される。

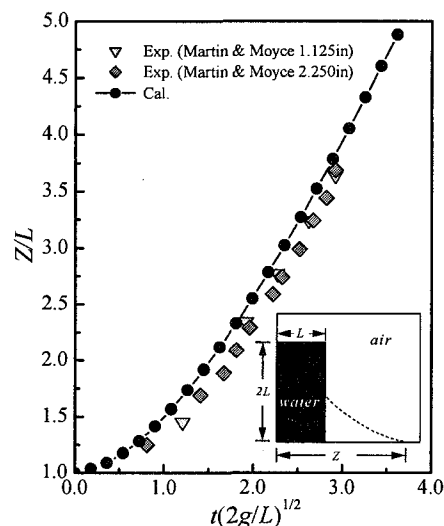


図 4.4 液相先端の経時変化

4.5.3 交換密度流問題

本節では、液相領域に密度の異なる流体が存在する場合、つまり密度流現象に対して本手法を適用し、その妥当性を検証する。図 4.5 は交換密度流の計算結果で、液相領域での密度分布と流速場の時間変化を示す。計算領域を $1.0\text{m} \times 0.20\text{m}$ 、 x, z 方向の格子サイズを $\Delta x = 0.01\text{m}$ 、 $\Delta z = 0.005\text{m}$ とした。各相の初期密度分布は、 $t=0.00\text{s}$ の図面に示すとおりで、初期水深は $h_0 = 0.155\text{m}$ である。図中の点線は気液界面（自由水面）を表す。

図 4.5 から、密度差に伴う圧力水平勾配によって、重い水塊は軽い水塊の底部へと侵入していく。 $t=1.00\text{s}$ では、大きな循環流が密度界面付近で発生している。これは図 4.4 に示す水柱崩壊の計算結果と同様な傾向である。しかし、この場合、空気と水の密度差に比べて、2つの液体の密度差が 33kg/m^3 と極めて小さい。そのため、 $t=1.50\text{s}$ でみられるように、密度界面が不安定になり、螺旋状の波形と局所的な循環渦が形成され

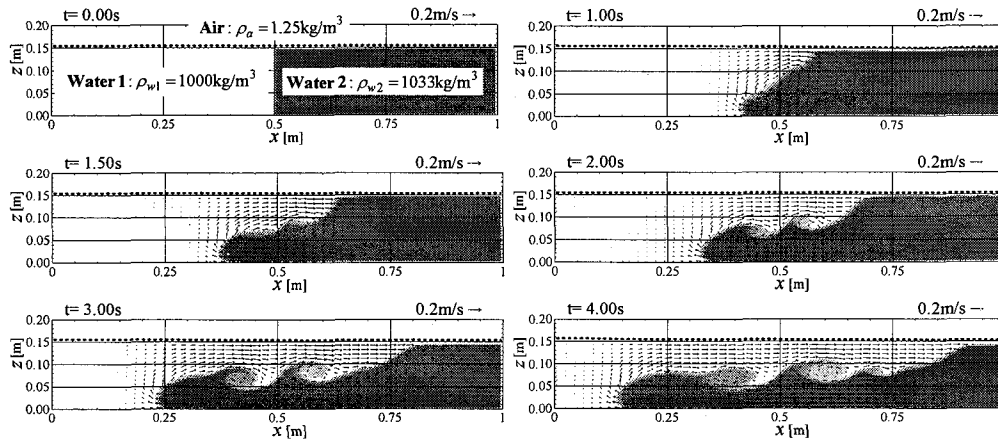


図 4.5 交換密度流シミュレーション

る。これは Kelvin-Helmholtz 不安定の特徴に類似している。\$t=2.00\sim 4.00\text{s}\$ からわかるように、この連行渦は発達していき、その後、連行渦は崩壊し、重い水塊は混合しながら閉水槽内をゆっくり振動する。以上のことから、本モデルは気液相のみならず各相内に異なる密度を有する流動場に対しても有効であるといえる。

4.6 固気液多相場への多相乱流数値モデル DOLPHIN の適用

4.6.1 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。剛体形状は幅 0.04m、高さ 0.06m とし、 ρ_s , ρ_w , ρ_a はそれぞれ固相、液相、気相の密度で、 $\rho_w=1000\text{kg/m}^3$, $\rho_a=1.25\text{kg/m}^3$ と一定とした。なお、静水深は 0.3m と一定に保った。図 4.6 に剛体の密度 ρ_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 ρ_w で無次元化している。また、図中の○印、実線はそれぞれ計算値およびアルキメデスの原理による理論式(4.22)の値を表す。

$$z_{\max} = 2 \frac{(\rho_s - \rho_a)}{(\rho_w - \rho_a)} H \quad (4.22)$$

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^3 と剛体密度の増加に伴い、最大水面振幅が一次的に増加している。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。

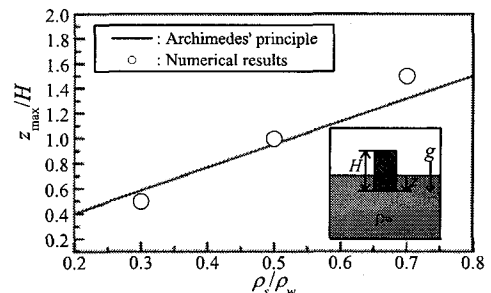


図 4.6 剛体密度と最大水面振幅の関係

4.6.2 ピストン型造波による浮体の動揺解析

波作用下での漂流物の動的解析の一つとして、ここではピストン型造波による浮体の動揺問題を取り上げる。図 4.7 に示すように、計算領域内に 3 つの剛体を配置し、図面左から順に、造波板、浮体、エプロン（陸域）と定義する。高さ 0.75m、幅 0.2m の造波板を流速 $0.5\sin(2\pi t)$ で周期的に強制振動させることにより、水深 0.5m の静水状態から造波させた。また、 y 方向中央部に密度 800kg/m^3 の五角柱型浮体（幅 0.25m×高さ 0.225m×奥行き 0.5m）を非拘束状態で配置した。エプロンに関しては、剛体内のすべての流速値を 0m/s とすることで固定した。計算格子間隔については、 y 方向に $\Delta y=0.025\text{m}$ の等間隔格子とし、 x , z 方向に対して本モデルで導入した不等間隔格子を採用した。具体的には、 $x=2.0\text{m}\sim 3.5\text{m}$ の範囲で $\Delta x=0.0125\text{m}$ 、それ以外の範囲を $\Delta x=0.025\text{m}$ とした。一方、 z 方向に対しては、 $z=0.0\text{m}\sim 1.0\text{m}$, $1.0\text{m}\sim 1.5\text{m}$ の各範囲で $\Delta z=0.0125\text{m}$, 0.025m と設定した。なお、時間ステップ間隔 Δt を 0.0001s と一定に保ち、水の密度 ρ_w を 1000.0kg/m^3 、空気の密度 ρ_a を 1.20kg/m^3 、表面張力係数 σ を $7.2\times 10^{-2}\text{N/m}$ 、重力加速度 g を 9.80665m/s^2 、初期大気圧 p_a を 1013hPa とした。

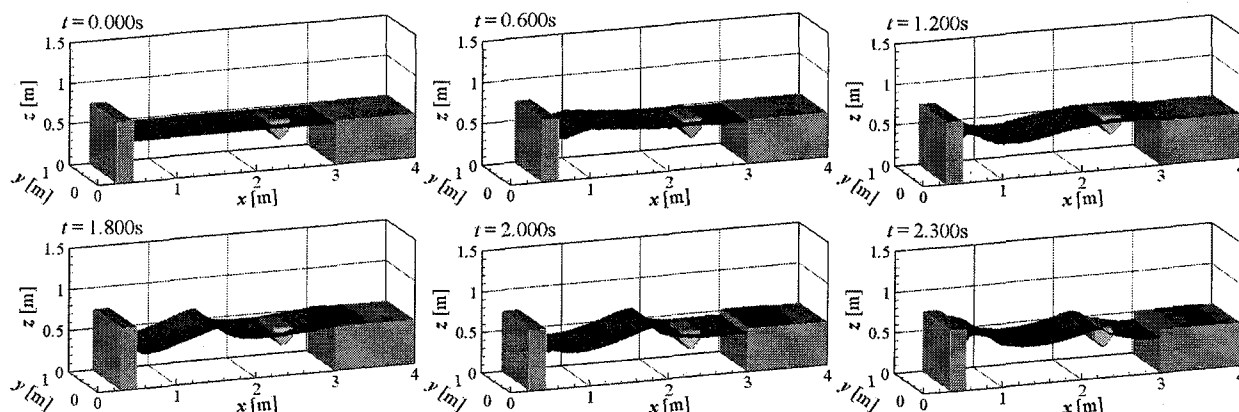


図 4.7 ピストン型造波による浮体の動揺解析結果

また、計算領域の上面には開境界条件を、それ以外の境界面に対しては slip 条件を課した。

図 4.7 にピストン型造波による水位変動と浮体の動揺挙動の時間変化を示す。静水状態から発生する第 1 波（時刻 $t=0.6\text{s}\sim 1.2\text{s}$ ）は正弦波のように緩やかな波形で進行するが、時刻 $t=1.8\text{s}$ 以降の第 2 波は浮体やエプロンからの反射波の影響で波峰が前傾し碎波している。特に時刻 $t=2.3\text{s}$ では、碎波した波峰が浮体に覆い被さっている様子が確認できる。ついで、 y 方向中央（ $y=0.5$ ）における x - z 断面の水位変動と流速場の計算結果を示す図 4.8 をみると、前傾した波峰付近で反時計回りの渦が形成され、波谷付近では時計回りの緩やかな循環流が発生している。波峰が浮体と衝突する時刻 $t=2.3\text{s}$ では、気相領域で反時計回りの強い渦の形成が認められる。このことは液相と固相の相互干渉が気相部にも大きな影響を及ぼしていることを示唆するものである。また、浮体は反時計回りに若干回転していることがわかる。

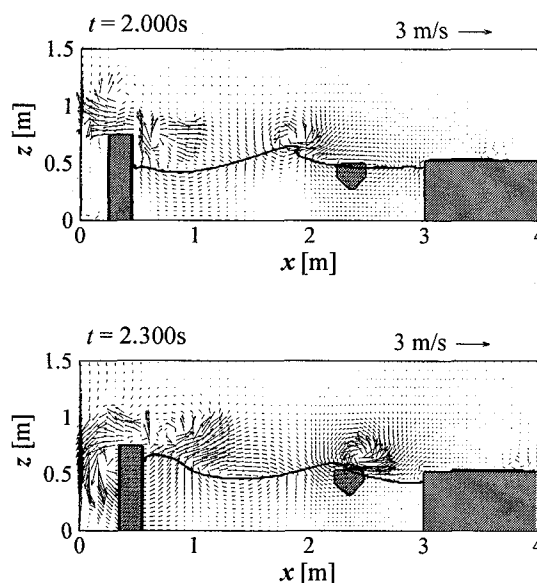


図 4.8 x - z 断面における水面変動と流速場

4.6.3 段波と矩形剛体の衝突・漂流解析

ここでは、陸上遡上する津波によって漂流する木材やコンテナなどが沿岸周辺施設に衝突する場合を想定して計算を行う。具体的には、川崎ら(2006)が実施した水柱崩壊に伴う段波と矩形剛体の衝突・漂流に関する水理実験および 2 次元計算と同一条件下で 3 次元数値解析を行う。そして、既往の結果との比較より、本モデルの妥当性を定量的に検証する。

図 4.9 は水柱崩壊に伴う段波と矩形剛体の動的挙動の時間変化を示す。同図より、段波との衝突後、漂流した剛体は回転を伴わず右方に並進運動し、計算開始から約 0.6s 後、右壁に衝突する。その後、水塊が剛体の上方に打ち上がり、越流している様子が認められる。矩形剛体前面に作用する波圧の時間変化を図 4.10 に示す。時刻約 0.4s に段波が剛体に衝突することにより発生する 1 回目のピークは底面近傍の P1 地点で最大値を示し、底面から離れるにつれて小さくなり、P3 地点では明確なピークが確認できない。一方、漂流剛体が右壁に衝突した時刻約 0.6s のときの最大波圧は段波が物体に衝突した波圧の 10 倍程度と非常に大きい。これは、両計算結果と実験結果においても同じ傾向を示す。計算結果と実験結果を比較すると、漂流剛体が右壁に衝突するまでに約 0.04s の時間差が認められるものの、数値計算の再現性は良好である。なお、この差違の原因として、底面および側面境界に slip 境界を課していること、水理実験ではゲートを上方に急開す

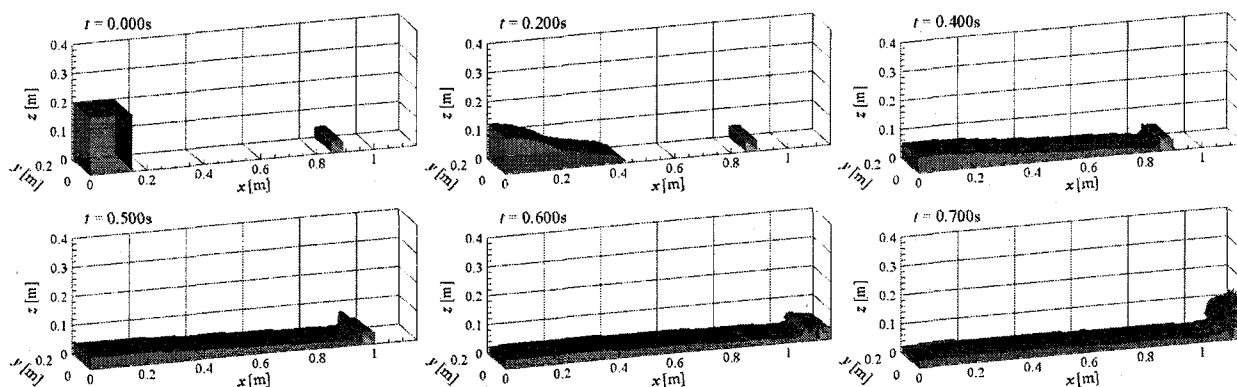


図 4.9 水柱崩壊に伴う段波と矩形剛体の衝突・漂流解析結果

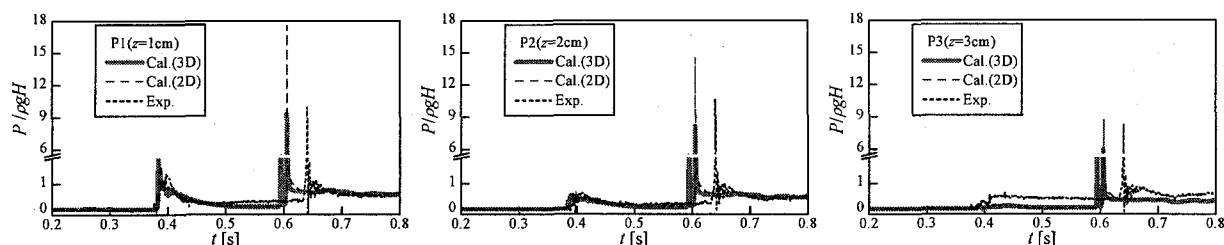


図 4.10 非固定剛体に作用する波圧の時系列変化

ることにより段波を発生させており、段波の波形が若干異なることなどがあげられる。また、3次元計算結果は2次元計算結果より高精度に実験結果を再現しているといえる。一方、右壁衝突直後の剛体周辺の圧力空間分布を示す図 4.11 より、剛体と段波水塊あるいは右壁の接地面で急激な圧力の増加が確認される。

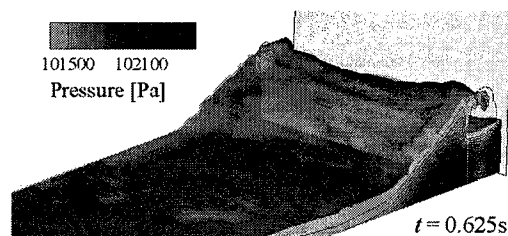


図 4.11 右壁衝突直後の剛体周辺の圧力分布

4.7 まとめ

以上より、固気液多相乱流数値モデル DOLPHIN の妥当性と有用性が確認された。今後、更なるモデルの高精度化を図る必要があるものの、固気液多相乱流数値モデル DOLPHIN は、風-波・流れ-構造物の相互干渉を伴う複雑な水理現象の解明を目的とした数値波動水路/水槽として活用できるといえる。

5. おわりに

冒頭で述べたように、理論、水理模型実験に代わる物理現象解明の一手段として、数値計算の役割は今後さらに高まることが予想される。一方、更なる高精度な数値モデルの開発も必要不可欠である。しかし、技術者、研究者は、計算結果を単に鵜呑みにするのではなく、使用した数値モデルの精度や適用限界などに十分留意した上で、計算結果の有意性を判断し、工学的に総括することが重要であろう。

参考文献

- 李 光浩・大堀文彦・水谷法美(2007)：河口から遡上する孤立波および周期波と流れの相互作用に関する基礎的研究，海洋開発論文集，第 23 巻，pp.159-164.
- 五十里洋行・後藤仁志・酒井哲郎・奥田一弘(2006)：三次元数値波動水槽のための粒子法と Boussinesq モデルとのハイブリッド化，海岸工学論文集，第 53 巻，pp.11-15.

- 磯部雅彦・高橋重雄・余 錫平・榊山 勉・藤間功司・川崎浩司・蔣 勤・秋山 実・大山洋志(1999): 数値波動水路の耐波設計への適用に関する研究—VOF 法基本プログラムの作成—, 海洋開発論文集, 第 15 巻, pp.321-326.
- 岩田好一郎・川崎浩司・安藤敏宏(1997): 潜水構造物による砕波再生過程と砕波持続距離に関する研究, 海岸工学論文集, 第 44 巻, pp.71-75.
- 岩田好一郎・川崎浩司・金 度三(1995): 水中構造物による砕波の数値解析, 海岸工学論文集, 第 42 巻, pp.781-785.
- 沖縄総合事務局開発建設部(2004): 土木工事設計要領, pp. 270-298.
- 海岸保全施設技術研究会 (2004): 海岸保全施設の技術上の基準・同解説, pp. 3-27-3-29.
- 川崎浩司(1998): 潜水構造物による砕波変形と再生過程に関する基礎的研究, 名古屋大学学位論文, 186p.
- 川崎浩司・岩田好一郎(1996): 3 次元波動場に設置された潜堤による Spilling 型砕波の変形過程に関する数値解析, 海岸工学論文集, 第 43 巻, pp.96-100.
- 川崎浩司・岩田好一郎(1997): 潜堤による平面 2 次元波の砕波変形の数値解析, 海岸工学論文集, 第 44 巻, pp.81-85.
- 川崎浩司・岩田好一郎・村瀬政善(1998): 砕波持続域での水中圧力特性, 海岸工学論文集, 第 45 巻, pp.131-135.
- 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.
- 川崎浩司・菊 雅美・嶋田 宏・柴多哲郎・板橋直樹・馬淵幸雄(2007a): 現地リーフ地形における波浪変形と護岸周辺の越波に関する数値解析, 海洋開発論文集, 第 23 巻, pp.201-206.
- 川崎浩司・菊 雅美・眞菜里和也・米須俊彦・嶋田 宏・五味久昭・柴多哲郎・板橋直樹(2007b): 数値波動水路を用いた海岸護岸周辺の越波対策工法の検討, 海岸工学論文集, 第 54 巻 (印刷中).
- 川崎浩司・中辻啓二(2002): 3 次元固気液多相流数値モデルの構築とその検証, 海岸工学論文集, 第 49 巻, pp.56-60.
- 川崎浩司・袴田充哉(2005): 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, 海岸工学論文集, 第 52 巻, pp.726-730.
- 川崎浩司・袴田充哉(2007): 3 次元固気液多相乱流数値モデル DOLPHIN-3D の開発と波作用下での漂流物の動的解析, 海岸工学論文集, 第 54 巻 (印刷中).
- 川崎浩司・袴田充哉・小木曾圭祐(2007): 不等間隔格子と複数剛体の運動解析法を導入した多相乱流数値モデル DOLPHIN-2D/3D の構築, 海洋開発論文集, 第 23 巻, pp.207-212.
- 川崎浩司・山口 聡・袴田充哉・水谷法美・宮島正悟(2006): 段波と矩形物体の衝突・漂流過程における作用波圧特性, 海岸工学論文集, 第 53 巻, pp.786-790.
- 功刀資彰(1997): 自由界面を含む多相流の直接数値解析法, 日本機械学会論文集(B 編), 63 巻, 609 号, pp.1576-1584.
- 越塚誠一(2005): 粒子法, 丸善, 144p.
- 後藤仁志・五十里洋行・酒井哲郎(2005): 粒子法による三次元数値波動水槽の開発, 海岸工学論文集, 第 52 巻, pp.26-30.
- 後藤仁志・五十里洋行・八木哲生・酒井哲郎(2003): MPS 法による砕波解析のための自由水面境界条件の改良, 海岸工学論文集, 第 50 巻, pp.21-25.
- 後藤仁志・酒井哲郎・沖 和哉・芝原知樹(1998): 粒子法による巻き波型砕波を伴う斜面遡上過程の数値シミュレーション, 海岸工学論文集, 第 45 巻, pp.181-185.
- 後藤仁志・酒井哲郎・目見田哲・沖 和哉・林 稔(1999): 粒子法による直立護岸前面の砕波・越波過程の数値解析, 海岸工学論文集, 第 46 巻, pp.46-50.
- 後藤仁志・林 稔・織田晃治・酒井哲郎(2002): SPS 乱流モデル付き拡張 MPS 法による砕波過程の数値解析, 海岸工学論文集, 第 49 巻, pp.31-35.
- 後藤仁志・林 稔・酒井哲郎(2001): 固液二相流型 MPS 法による波・底泥相互干渉の数値解析, 海岸工学論文集, 第 48 巻, pp.1-5.
- 後藤仁志・Jørgen Fredsøe(1999): Lagrange 型固液二相流モデルによる海洋投棄微細土砂の拡散過程の数値解析, 海岸工学論文集, 第 46 巻, pp.986-990.
- 財団法人沿岸開発技術研究センター (2001): 数値波動水路 (CADMAS-SURF) の研究・開発, 沿岸開発技術ライブラリー No.12, 457p.
- 酒井哲郎・水谷太作・田中秀明・多田幸夫(1987): 斜面上の巻き波型砕波の砕波後の運動機構の数値解析, 第 34 回海岸工学講演会論文集, pp.71-75.
- 榊山 勉・今井澄雄(1996): 消波護岸の越波に関する数値シミュレーション, 海岸工学論文集, 第 43 巻, pp.696-700.
- 榊山 勉・香山真祐(1997): 海底斜面上で砕波を伴う消波護岸への越波の数値計算, 海岸工学論文集, 第 44 巻, pp.741-745.
- 数値波動水路の耐波設計への適用に関する研究会(2002): [研究展望] 海域施設の耐波設計に適用できる数値波動水路 (CADMAS-SURF) の研究・開発とその将来展望, 土木学会論文集, No.705/II-59, pp.1-17.
- 数値流体力学編集委員会(1995): 数値流体力学シリーズ 1 非圧縮性流体解析, 東京大学出版会, 319p.
- 滝川 清・山田文彦・有元光久・田淵幹修(1991): 斜面上の砕波変形過程の内部特性とその数値解析, 海岸工学論文集, 第 38 巻, pp.61-65.
- 滝川 清・山田文彦・松本健作(1995): 潜堤上砕波変形の内部特性とその数値解析, 海岸工学論文集, 第 42 巻, pp.66-70.
- 中村友昭・倉光泰樹・水谷法美(2006a): 陸上遡上津波による矩形構造物周辺の洗掘と地盤の応力変動に関する研究, 海岸工学論文集, 第 53 巻, pp.521-525.
- 中村友昭・許 東秀・水谷法美(2006b): 捨石護岸背後の埋立土砂の吸い出し機構, 土木学会論文集 B, Vol. 62, No. 1, pp. 150-162.
- 二瓶泰雄・灘岡和夫(2000): GAL モデルに基づく移動境界流れ解析法の構築とその応用, 土木学会論文集, No.642/II-50, pp.19-30.
- 藤間功司・後藤智明・首藤伸夫(1984): 非線形分散波理論の数値的な検討, 第 31 回海岸工学講演会論文集, pp.93-97.
- 許 東秀・水谷法美(2001): 3 次元物体に作用する砕波波力の直接数値計算, 海岸工学論文集, 第 48 巻, pp.811-815.
- 水谷法美・李 光浩・小松克弘・許 東秀(2005): 波と流れの相互作用に関する基礎的研究, 海洋開発論文集, 第 21 巻, pp.307-312.
- 水谷法美・AtaurMd. Rhaman・許 東秀・島袋洋行(2004): VOF 法による潜水浮体の波浪動揺と波変形に関する有限変位解析手法の開発, 海岸工学論文集, 第 51 巻, pp.701-705.
- 陸田秀実・河合ひろみ・安田孝志(1998): C-CUP 法による気液界面の直接数値計算, 海岸工学論文集, 第 45 巻, pp.55-59, 1998.
- 陸田秀実・清水研一・土井康明・福田和宏(2004): CIP-EDEM 法による自由液面と弾性体運動連成解析, 海岸工学論文集, 第 51 巻, pp.41-45.
- 陸田秀実・常山鉄平・土井康明(2005): 重合ソロバン格子法による自由表面境界層の数値解析, 海岸工学論文集, 第 52 巻, pp.16-20.

- 陸田秀実・土井康明(2006) : 砕波による衝撃圧の直接推定と構造物の動的解析, 土木学会論文集 B, Vol.62, No.3, pp.224-237.
- 陸田秀実・安田孝志(1999) : 砕波後の気液混相流体場の力学的運動機構に関する数値解析, 海岸工学論文集, 第 46 巻, pp.161-165.
- 由比政年・石田啓・保智正和(1998) : 界面の大変形を伴う気液二相流体場の数値解析, 海岸工学論文集, 第 45 巻, pp.61-65.
- 渡部靖憲・佐伯 浩(1996) : 砕波帯内の流速場のダイレクトシミュレーション, 海岸工学論文集, 第 43 巻, pp.71-75.
- 渡部靖憲・森 憲広・稲垣 啓・佐伯 浩(1997) : 砕波帯内の平均流速場と流体運動スケールについて, 海岸工学論文集, 第 44 巻, pp.121-125.
- 渡部靖憲・森 憲広・佐伯 浩(1998) : 砕波の 3 次元 Large Eddy Simulation, 海岸工学論文集, 第 45 巻, pp.146-150.
- 渡部靖憲・安原幹雄・佐伯 浩(1999) : 大規模旋回渦, 斜行渦, 3 次元砕波ジェットの生成及び発達機構, 海岸工学論文集, 第 46 巻, pp.141-145.
- Amsden, A. A. and F. H. Harlow(1970) : A simplified MAC technique for incompressible fluid flow calculations, Journal of Computational Physics, Vol.6, pp.322-325.
- Ashgriz, N. and Poo, J. Y.(1991) : Flux line-segment model for advection and interface reconstruction, Journal of Computational Physics, Vol.93, No. 2, p.449-468.
- Brackbill, J. U., D. B. Kothe and C. Zemach (1992) : A continuum method for modeling surface tension, Journal of Computational Physics, Vol.100, pp.335-354.
- Brorsen, M. and J. Larsen(1987) : Source generation of nonlinear gravity waves with the boundary integral equation method, Coastal Engineering, Vol.11, pp.93-113.
- Chorin, A. J.(1968) : Numerical solution of the Navier-Stokes equations, Mathematics of Computation, Vol.22, pp.745-762.
- Ginglod, R. A. and J. J. Monaghan(1982) : Kernel estimates as a basis for general particle methods in hydrodynamics, Journal of Computational Physics, Vol.46, pp.429-453.
- Harlow, F. H. and J. E. Welch(1965) : Numerical calculation of time-dependent viscous incompressible flow of fluid with free surface, The Physics of Fluids, Vol.8, No.12, pp.2182-2189.
- Hinatsu, M. (1992) : Numerical simulation of unsteady viscous nonlinear waves using moving grid system fitted on a free surface, Jour. Kansai Soc. Naval Architects Japan, No.217, pp.1-11.
- Hirt, C. W. and B. D. Nichols(1981) : Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries, Journal of Computational Physics, Vol.39, pp.201-225.
- Hirt, C. W., B. D. Nichols and N. C. Romero(1975) : SOLA : A numerical solution algorithm for fluid flows, Los Alamos Scientific Laboratory, Report LA-5852, 50p.
- Iwata, K., K. Kawasaki and D.-S. Kim(1996) : Breaking limit, breaking and post-breaking wave deformation due to submerged structures, Proceedings of 25th International Conference on Coastal Engineering, Vol.2, pp.2338-2351.
- Lafaurie, B., C. Nardone, R. Scardovelli, S. Zaleski and G. Zanetti(1994) : Modelling merging and fragmentation in multiphase flows with SURFER, Journal of Computational Physics, Vol.113, pp.134-147.
- Kawasaki, K.(1999) : Numerical simulation of breaking and post-breaking wave deformation process around a submerged breakwater, Coastal Engineering Journal, Vol.41, Nos.3 & 4, pp.201-223.
- Kawasaki, K. and K. Iwata(1996) : Numerical analysis of wave breaking due to submerged structure, Proceedings of 6th International Offshore and Polar Engineering Conference, Vol.III, pp.168-175.
- Kawasaki, K. and K. Iwata(1998) : Numerical analysis of wave breaking due to submerged breakwater in three-dimensional wave field, Proceedings of the 27th International Conference on Coastal Engineering, Vol.1, pp.853-866.
- Koshizuka, S. and Y. Oka(1996) : Moving-particle semi-implicit method for fragmentation of incompressible fluid, Nuclear Science and Engineering, Vol.123, pp.421-434.
- 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, 1952.
- Monaghan, J. J.(1988) : An introduction to SPH, Computer Physics Communications, 48, pp.89-96.
- Nichols, B. D., C. W. Hirt and R. S. Hotchkiss(1980) : SOLA-VOF - A solution algorithm for transient fluid with multiple free boundaries, Report LA-8355, Los Alamos Scientific Laboratory, University of California, 119p.
- Rahman, Md. A., N. Mizutani. and K. Kawasaki(2006) : Numerical modeling of dynamic responses and mooring forces of submerged floating breakwater, Coastal Engineering, Vol.53, Issue 10, pp.799-815.
- Salveti, M. V. and S. Banerjee(1995) : A priori tests of a new dynamic subgrid-scale model for finite-difference large-eddy simulations, Physics of Fluids, Vol.7, No.11, pp.2831-2847.
- Sussman, M., P. Smereka and S. Osher(1994) : A level set approach for computing solutions to incompressible two-phase flow, Journal of Computational Physics, Vol.114, pp.146-159.
- van der Meer, J. W., H. A. H. Petit, P. van den Bosch, G. Klopman and R. D. Broekens(1992) : Numerical simulation of wave motion on and in coastal structures, Proceedings of 23rd International Conference on Coastal Engineering, ASCE, Vol.2, pp.1772-1784.
- van Gent, M. R. A., P. Tönjes, H. A. H. Petit and P. van den Bosch(1994) : Wave action on and in permeable structures, Proceedings of 24th International Conference on Coastal Engineering, ASCE, Vol.2, pp.1739-1753.
- Viecelli, J. A.(1971) : A computing method for incompressible flows bounded by moving walls, Journal of Computational Physics, Vol.8, pp.119-143.
- 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.(1997) : Unified solver CIP for solid, liquid and gas, Computational Fluid Dynamics Review, pp.1-16.
- Yabe, T. and T. Aoki (1991) : Universal solver for hyperbolic equations by cubic-polynomial interpolation I. one-dimensional solver, Computer Physics Communications, Vol.66, pp.219-232.
- Yabe, T. and P.-Y. Wang(1991) : Unified numerical procedure for compressible and incompressible fluid, Journal of The Physical Society of Japan, Vol.60, No.7, pp.2105-2108.
- Youngs, D. L.(1982) : Numerical methods for fluid dynamics, Academic Press, pp.273-468.