

重合ソロバン格子法による固体と自由表面の相互作用に関する数値解析

Numerical Simulation of Interaction between Solid and Free-surface Flow using Overset-Soroban Grid

陸田秀実*, 常山鉄平**, 土井康明***

Hidemi MUTSUDA*, Teppei Tsuneyama**, Yasuaki Doi***,

* 博 (工), 正会員, 広島大学大学院助教授, 工学研究科社会環境システム専攻 (〒739-8527 東広島市鏡山 1-4-1)

** 広島大学大学院工学研究科社会環境システム専攻 (〒739-8527 東広島市鏡山 1-4-1)

*** 工博, 正会員, 広島大学大学院教授, 工学研究科社会環境システム専攻 (〒739-8527 東広島市鏡山 1-4-1)

We combined Overset Grid with Soroban Grid to calculating free surface flow around objects. We proposed Overset-Soroban grid system as one of adaptive moving grid, which is more feasible and effective than conventional lattice methods to solve a flow field with a complicated boundary shape. We used CIP-CSL2 method that is conservative Semi-Lagrangian scheme and M-type CIP method to calculate the advection term with Overset-Soroban grid system. We examined adaptive grid movement and local mesh refinement to computations of an interaction between solid and free surface flow.

Key Words: Overset Grid, Soroban-Grid, Free Surface Flow, CIP-CSL2

キーワード: 重合格子, ソロバン格子, 自由表面流れ, CIP 法

1. 緒論

構造物体と自由表面の相互作用に関わる複雑流体の計算において、格子生成は極めて重要な課題である。これまで、境界適合格子法が土木及び機械分野の工学的諸問題に適用され、その成果を上げてきた。しかしながら、複雑な領域・境界を有する流れ場を扱う場合、境界適合格子法は、計算時間の大半が格子生成に費やされる問題、不等間隔格子による解の精度低下、高解像度による計算負荷の増大、界面の極近傍の渦構造や砕波等の再現性等において、大きな問題を抱えている。

これに対して、直交格子法は格子生成にかかる手間が少なく、境界適合格子法に比べて計算精度の点では劣るため、格子面と一致しない物体境界を取り扱うものや、格子密度を部分的に上げる方法が提案されてきた。前者の代表的なものに、Immersed Boundary 法¹⁾、CIP 法²⁾、Level-Set 法³⁾、VOF 法⁴⁾およびカットセル法などが挙げられる。後者の代表的なものに、Berger ら⁵⁾によって提唱された解適合格子生成法 (AMR 法) が挙げられる。AMR 法は、局所的に格子を生成することにより、複雑境界に格子を集中させることが可能となる方法であり、青木ら⁶⁾はこれを発展させた IDO-AMR 法を提案し、比較的少ない格子数によって複雑界面を有する Rayleigh-Taylor 不安定の追跡に成功している。

一方、格子生成法に起因する諸問題を解消するために、グリッドレス法やメッシュレス法と呼ばれる方法 (例えば、MPS 法⁷⁾) が注目されているものの、計算点の粗密の操

作が必要となる点、圧力場の空間分布を示すことが難しい点、流出入境界条件における粒子数の保存性の問題等、様々な問題を残しており、改良が行われている。

こうした背景の下、近年、格子法と粒子法の利点を併せ持つ結合タイプの手法⁸⁾⁹⁾¹⁰⁾の提案がなされ、より複雑な計算問題に対して、柔軟に対応できる新手法の検討が進んでいる。特に、Yabe らが提案したソロバン格子法¹¹⁾は、動的境界適合格子形成法の一つでありながら、CIP 法との組み合わせによって、かなり自由に計算点を移動させることが可能であり、必要な領域に必要なだけ適切に計算点を再配置することで、局所的に計算解像度をあげ、複雑な界面変形にも柔軟に対応できる手法の一つと考えられる。

また、複雑形状の物体が複数個存在し、かつそれらが相互作用するような場合、Steger らによって提案された重合格子法¹²⁾は、有用な手法として種々の成果を上げている。

以上、本研究は、複数個の複雑形状を有する物体と自由表面流れとの相互作用問題に適用可能な数値計算手法を開発することを主目的とした第一段階の研究である。具体的には、複雑な自由表面形状の捕捉には柔軟性の高いソロバン格子法、複数個の物体形状 (移動境界面) の捕捉には重合格子法をそれぞれ適用し、これら両手法を併用することによって、必要な計算格子網を効率的かつ局所的に再構成する重合ソロバン格子法を提案する。また、本手法を移動物体と自由表面との相互作用問題に適用し、その有効性を検討する。

2. 数値計算法

2.1 支配方程式とその解法

支配方程式は、以下に示す質量保存式、非圧縮 Navier-Stokes 方程式、 I 相の密度関数 ϕ_I ($0 \leq \phi_I \leq 1$) の移流方程式である。ここで、 I 相とは、気相、液相、固相を意味する。

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\mu}{\rho} \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} + F_i \quad (2)$$

$$\frac{\partial \phi_I}{\partial t} + \frac{\partial (\phi_I u_j)}{\partial x_j} = 0 \quad (3)$$

また、これらの支配方程式の解法には、Yabe ら¹³⁾によって提案された C-CUP 法に倣い、移流相と非移流相に分けた時間分離解法を採用しており、移流相の計算の後、以下のポアソン方程式から $n+1$ 時刻の圧力を計算し、最後に非移流計算を行っている。

$$\nabla \left(\frac{\nabla P^{n+1}}{\rho^*} \right) = \frac{\nabla \cdot \mathbf{u}^*}{\Delta t} \quad (4)$$

ここで、 $*$ は移流後の計算値を示す。

次いで、得られた流速場を基に、密度関数の移流計算を行う。なお、流体の物性である密度および粘性係数は、密度関数を用いて下式によって求めた。

$$\rho = \sum_{I=1}^3 \rho_I \phi_I \quad (5)$$

$$\mu = \sum_{I=1}^3 \mu_I \phi_I \quad (6)$$

2.2 重合ソロバン格子法

重合格子法¹²⁾は、複数の格子を重ねあわせて、それぞれの格子間で情報を交換しながら流れ場を解く方法である。この方法は、複雑な形状の物体周りに一つの構造格子だけで格子生成する場合、格子の歪みが大きくなることや、一部分の格子の影響が他の部分に及ぶ等の問題が生じてしまうことを解消するために考えられたものである。このようにすると、各格子間で格子点や格子面を一致させる必要はなく、それぞれの格子をかなり独立に格子生成することができる。

一方、ソロバン格子法¹⁴⁾は、動的境界適合格子生成法の一つで、複雑な移動境界面を認識できる以下のようなモニター関数 M を導入することによって、物理量 f の空間微分の大きい場所に集中的に計算格子点を自動配置することが可能となる方法である。

$$M(x_i, t) = \left\{ 1 + \alpha \left(\frac{\partial f}{\partial x_i} \right)^2 \right\}^{1/2} + \beta \left(\frac{\partial^2 f}{\partial x_i^2} \right)^2 \quad (7)$$

ここで、 α, β は格子間距離を調整するパラメータである。

また、このモニター関数 M を x_i 方向に積分した累積モニター関数を定義し、この関数を格子数に応じて等分割することによって、以下のような式が得られる。

$$M_i = \int_{x_i}^{x_{i+1}} M(x, t) dx = \frac{1}{N} \int_{x_1}^{x_N} M(x, t) dx \quad (8)$$

上式より、この分割に対応する x_i 座標が格子点の位置となり、自動的に物理量の変化が大きいところ、すなわち、累積モニター関数の勾配が大きいところで、 x_i 座標は集中的に生成される。

この方法は、図-1 に示すように、ある方向に対してのみ、すべて垂直な直線上をスライドしながら計算点が動くことが可能な特殊格子系である。これによって、2.4 節で述べる M 型 CIP 法の適用が簡単になるだけでなく、直線上の格子点数を自由に变化させる事ができる。

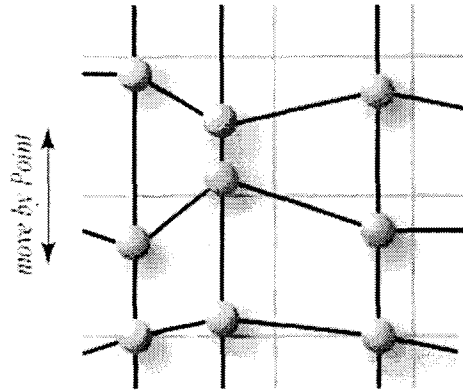


図-1 直線上を自由に移動する計算点

2.3 重合ソロバン格子による格子配置の例

本研究で適用する重合ソロバン格子法は、計算領域全体に主格子（以下、Main-grid）を配置するとともに、移動する物体形状の周り及び自由表面に物体適合型補助格子（以下、Sub-grid）を重ねて配置する。また、Main-Grid は固定格子系とする一方で、Sub-Grid は、非定常に変化する自由表面及び剛体物体の形状に合わせてソロバン格子法を適用し、毎時刻、必要な場所に必要だけ格子網の再構成を行う。

また、図-2 は、自由表面を捕捉する Sub-Grid にソロバン格子を適用した例である。自由表面の変形に追従して、表面付近に格子が集中していることが分かる。なお、自由表面変位の卓越方向が y 方向であることを考慮して、計算点の移動は、 y 方向にのみ行うものとし、 x 方向の格子線は固定している。

さらに、図-3 は、剛体物体の形状を捕捉するための Sub-Grid にソロバン格子を適用した例を示している。本研究では、直交格子を用いて、流線型である翼型や円型などの滑らかな物体を少ない格子で表記するために、ソロバン格子法を利用しており、物体の輪郭に合わせて、格子

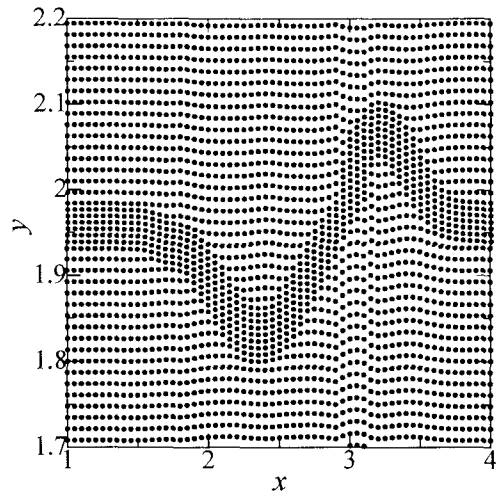
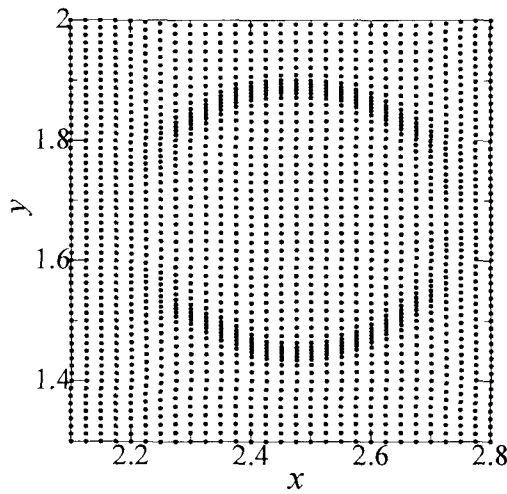
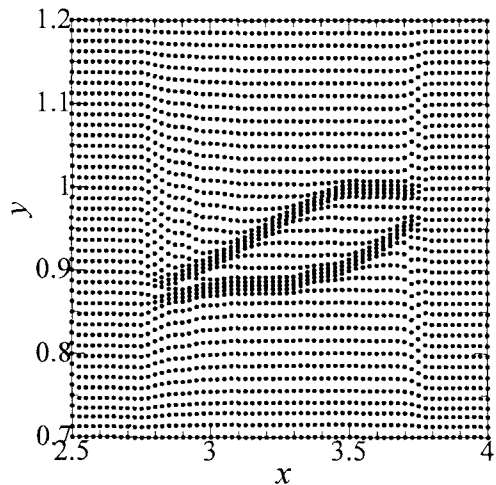


図-2 自由表面に対するソロバン格子法の適用



(a) 円型の場合



(b) 翼型の場合

図-3 剛体物体に対するソロバン格子法の適用

が集中していることが分かる。なお、この場合も y 方向にのみソロバン格子法を適用している。本手法における Sub-Grid は、物体に無関係に配置することが可能であることや、ソロバン格子法によって気液界面に格子を集中的

に配置できることから、その格子点数・格子間隔を粗くする事が可能となっている。

2.4 M型 CIP 法

M 型 CIP 法とは、通常良く使用されている多次元空間に 3 次多項式を形成する方法を A 型 CIP 法と呼ぶのに対して、ある方向にのみ CIP 法を適用し、その他の方向には 1 次風上差分 (1 次補間) を適用する方法の事をいう。この方法は、ソロバン格子との併用によって、高精度な移流計算が可能である。

具体的に、物理量 f とその微分値 g の時間発展が

$$f_i^{n+1} = \text{CIP1D}(f_i, \partial_x f_i, f_{iup}, \partial_x f_{iup}, x = X) \quad (9)$$

$$g_i^{n+1} = \frac{\partial}{\partial x} \text{CIP1D}(f_i, \partial_x f_i, f_{iup}, \partial_x f_{iup}, x = X) \quad (10)$$

と表記できるものとする。ここで、CIP1D は CIP 法のアルゴリズムが適用されることを意味する。まず、第一段階として、 x 方向の移流計算を以下のように行い、

$$A_{i1,\eta} = \text{CIP1D}(f_{i1,j1}, \partial_y f_{i1,j1}, f_{i1,j1+1}, \partial_y f_{i1,j1+1}, y = \eta) \quad (11)$$

$$\partial_y A_{i1,\eta} = \frac{\partial}{\partial y} \text{CIP1D}(f_{i1,j1}, \partial_y f_{i1,j1}, f_{i1,j1+1}, \partial_y f_{i1,j1+1}, y = \eta) \quad (12)$$

$$\partial_x A_{i1,\eta} = \text{FDM1D}(\partial_x f_{i1,j1}, \partial_x f_{i1,j1+1}, y = \eta) \quad (13)$$

次いで、第二段階として、 y 方向の移流計算を以下の通り行う。

$$T_{\xi,\eta} = \text{CIP1D}(A_{i1,\eta}, \partial_x A_{i1,\eta}, A_{i1+1,\eta}, \partial_x A_{i1+1,\eta}, x = \xi) \quad (14)$$

$$\partial_y T_{\xi,\eta} = \text{FDM1D}(\partial_y A_{i1,\eta}, \partial_y A_{i1+1,\eta}, x = \xi) \quad (15)$$

$$\partial_x T_{\xi,\eta} = \frac{\partial}{\partial x} \text{CIP1D}(A_{i1,\eta}, \partial_x A_{i1,\eta}, A_{i1+1,\eta}, \partial_x A_{i1+1,\eta}, x = \xi) \quad (16)$$

これは多次元 CIP 法の考え方に基づくものであり、ソロバン格子と組み合わせた場合の概念図を図-4 の示す。M 型 CIP 法を用いたソロバン格子の数値アルゴリズムは、Yabe ら¹⁰⁾に倣った。

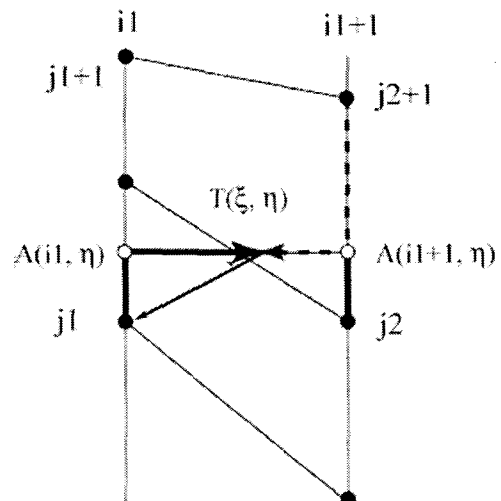


図-4 ソロバン格子の概念図

なお、CIP 法では、物理量の空間微分値も必要とするた

め、非移流相を計算し終えた時点で、その影響を微分値に反映させる必要がある。ここでは、森木ら¹⁴⁾に倣い、左右に隣接する点の傾きを x 軸方向に分解し、その値を用いて各格子間の重みを考えた式によって算出した。

以上、本研究では、M 型 CIP 法はソロバン格子法である Sub-Grid に対して適用し、密度関数による移動境界面の捕捉を行う一方で、他の物理量は Main-Grid において計算する。

2.5 CIP-CSL2 法

CIP-CSL2(Conservative Semi-Lagrangian)法とは、数学的に保存が保証される CIP 法で、Nakamura ら¹⁵⁾によって提案されたものである。

通常の CIP 法は、物理量 f とその微分値を用いて 3 次補間関数を構築するが、CIP-CSL2 法は、物理量 f とその積分値 ρ を用いて 2 次関数を構築するものである。そこで、

$$D_i(x) = \int_{x_i}^x f(x') dx' \quad (17)$$

を導入し、

$$D_i(x) = A1_i X^3 + A2_i X^2 + f_i^n X \quad (18)$$

$$\begin{cases} X = x - x_{i-1/2} \\ f_{i-1/2} = f(x_{i-1/2}) \end{cases}$$

ここで、 $A1$ および $A2$ は以下の通りである。

$$A1_i = \frac{f_{i-1/2}^n + f_{iup}^n}{\Delta x^2} + \frac{2\text{sgn}(u)\sigma_{icell}^n}{\Delta x^3} \quad (19)$$

$$A2_i = -\frac{2f_{i-1/2}^n + f_{iup}^n}{\Delta x} - \frac{3\text{sgn}(u)\sigma_{icell}^n}{\Delta x^2} \quad (20)$$

$$\sigma_{icell} = |D_i(x_{ip}) - D_i(x_{i-1/2})|$$

物理量 f と積分値を 3 次関数で補間すれば、その微分に対応する値の関数は、

$$\begin{aligned} F_i(x_i - u\Delta t) &= \frac{\partial D(x)}{\partial x} = 3A1_i X^2 + 2A2_i X + f_i^n \\ X &\equiv x - x_i \end{aligned} \quad (21)$$

と書くことができる。

物理量 f と積分値 ρ の時間発展は、2 次元の場合、以下の方程式を移流相と非移流相に分離して解くことにより行う。

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial(uf)}{\partial x} + \frac{\partial(vf)}{\partial y} = 0 \quad (22)$$

$$\frac{\partial D'}{\partial t} + \frac{\partial(uD')}{\partial x} + \frac{\partial(vD')}{\partial y} = 0 \quad (23)$$

$$\rho_{i-1/2}^{n+1} = \rho_{i-1/2}^n + (\Delta \rho_{i-1}^n - \Delta \rho_i^n) \quad (24)$$

$$\Delta \rho_i^n = \int_{x_i+\xi}^{x_i} F(x') dx' = -D_i(x_i + \xi) \quad (25)$$

$$= -(A1_i \xi^3 + A2_i \xi^2 + f_i^n \xi) \quad (26)$$

$$\xi = -u_i \Delta t$$

なお、積分値 ρ および関連の線密度 σ は以下のように定義される。

$$\rho_{ij}^n = \int_{x_i}^{x_{i+1}} \int_{y_j}^{y_{j+1}} f(x, y, t) dy dx \quad (27)$$

$$\sigma_{xij}^n = \int_{x_i}^{x_{i+1}} f(x, y_i, t) dx \quad (28)$$

$$\sigma_{yij}^n = \int_{y_j}^{y_{j+1}} f(x_i, y, t) dy \quad (29)$$

具体的な計算手順は、2 次元の場合、以下のように M 型 CIP 法に倣った多次元化を行う。まず、第一段階として、 x 方向の移流計算を、

$$\text{CIPCSL1D}(u, f^n, f^{step1}, \sigma_x^n, \sigma_x^{step1}, x) \quad (30)$$

$$\text{CIPCSL1D}(\bar{u}, \sigma_y^n, \sigma_y^{step1}, \rho^n, \rho^{step1}, x) \quad (31)$$

$$\bar{u} = \frac{u_{ij} + u_{i+1j}}{2}$$

で行い、次いで、第二段階として、 y 方向の移流計算を以下の通り行う。

$$\text{CIPCSL1D}(v, f^{step1}, f^{n+1}, \sigma_y^{step1}, \sigma_y^{n+1}, y) \quad (32)$$

$$\text{CIPCSL1D}(\bar{v}, \sigma_x^{step1}, \sigma_x^{n+1}, \rho^{step1}, \rho^{n+1}, y) \quad (33)$$

$$\bar{v} = \frac{v_{ij} + v_{i+1j}}{2}$$

以上、CIP-CSL2 法は直交格子である Main-Grid に適用し、流速・圧力場の計算をこの格子内で行う一方で、密度関数の計算は前述の Sub-Grid 内において行う。

2.6 格子間の物理量補間

各格子間で逐次更新される物理量は、互いに補間する必要がある。本研究では、2 次元場であること、計算負荷の軽減と格子間隔を考慮して、Sub-grid 内の計算点は、これを囲む 4 点の Main-grid で物理量を最小二乗法により補間し、逆に、Main-Grid 内の計算点は、これを囲む Sub-grid の計算点における物理量により補間した。以下に、最小二乗法による物理量 f の補間を示す。

$$\begin{aligned} f_{isg} &= a_0 + a_1 x_{isg} + a_2 y_{isg} + a_3 \\ \begin{pmatrix} n & \sum x_i & \sum y_i & \sum x_i^2 \\ \sum x_i & \sum x_i^2 & \sum x_i y_i & \sum x_i z_i \\ \sum y_i & \sum y_i x_i & \sum y_i^2 & \sum y_i z_i \\ \sum z_i & \sum z_i x_i & \sum z_i y_i & \sum z_i^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_0 \\ a_1 \\ a_2 \\ a_3 \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} \sum f_i \\ \sum f_i x_i \\ \sum f_i y_i \\ \sum f_i z_i \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (34)$$

なお、本研究では、補間する物理量 f は、Main-Grid から Sub-Grid へは流速・圧力、Sub-Grid から Main-Grid へは密度関数、複数の Sub-Grid 間に対しては密度関数であり、毎時刻、必要格子点に補間操作を行う。その際、Sub-Grid へ補間された流速場は、厳密には連続式を満たしていないことを断っておく。なお、2 次元の場合、 $n=4$ とし、 x, y 方向のみを考慮することとなる。

2.7 移流精度と物体適合の検証

図-5は、定常な回転流場において、重合ソロバン格子による移流精度と物体適合の検証を行ったものである。計算領域全体に Main-Grid を配置するとともに、各物体の重心位置を中心として、個々の物体を囲むように Sub-Grid を複数個配置した。また、Sub-Grid 内においてソロバン格子法による異相界面の捕捉を行うとともに、物体の重心移動に伴って各 Sub-Grid は移動し、格子再構成が行われる。

図より、1回転後、物体形状をほぼ保持したまま移流計算が行われていることが分かる。なお、界面幅はほぼ全ての場所で2~3メッシュ程度に収まっており、さらに回転を繰り返しても数値拡散の増大はほとんど起こらない。なお、物体を構成する最小格子数は4メッシュである。

2.8 計算アルゴリズム

図-6に示す計算アルゴリズムは、2.1節で概略したように、多相流場の統一解法である C-CUP 法を適用する。また、時間刻みは、格子解像度に合わせて、Main-Grid と Sub-Grid で別々に設定し、時間スケールの異なる流体现象を同時に扱うことを可能としている。つまり、下式に示すように、Coarse-Grid である Main-Grid で1ステップ計算される間に、Fine-Grid に相当する Sub-Grid では N_s ステップの計算を行うものとし、その間、Main-Grid の物理量は一定として扱うものとする。

$$\Delta t_m = N_s \Delta t_s \quad (35)$$

ここで、 Δt_m 及び Δt_s はそれぞれ Main 及び Sub-Grid の時間刻みを示す。なお、式(8)にしたがって、Sub-Grid では自由表面および物体表面に、それぞれ格子が集中するように毎ステップ格子の再生成がなされる。これら格子間の物理量のやり取りは、2.6節に示した補間方法で行う。

3. 数値計算結果

3.1 初期の格子配置

図-7は、本研究における Main-Grid および Sub-Grid の格子配置の概略図を示したものである。計算領域全体に Main-Grid を配置するとともに、剛体物体の形状を捕捉するための Sub-grid 1 と自由表面形状を捕捉するための Sub-grid 2 を Main-Grid にそれぞれ重ね合わせ、計3つの格子網で計算領域を構成する。なお、3つの格子網が全て重なった場合についても計算は可能である。

図-8は、初期格子配置の具体例を示す。図中の△、×および●は、それぞれ Main-Grid、Sub-Grid 1 および Sub-Grid 2 における格子点を示しており、点線は初期の静水面位置および翼型 (NACA0012) の形状を示している。ここで、Sub-Grid の格子点間隔は、Main-Grid の格子サイズの半分を基本とし、式(7)中の格子間距離の制御

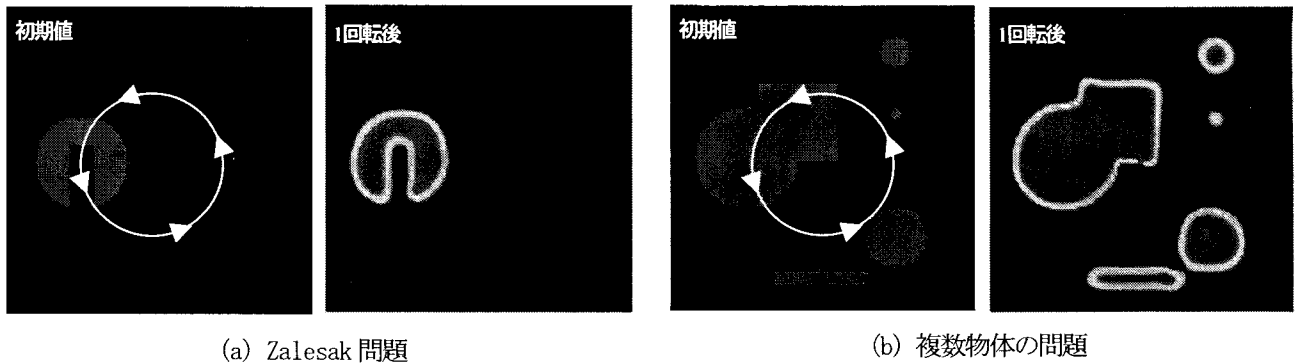


図-5 移流精度と物体適合の検証

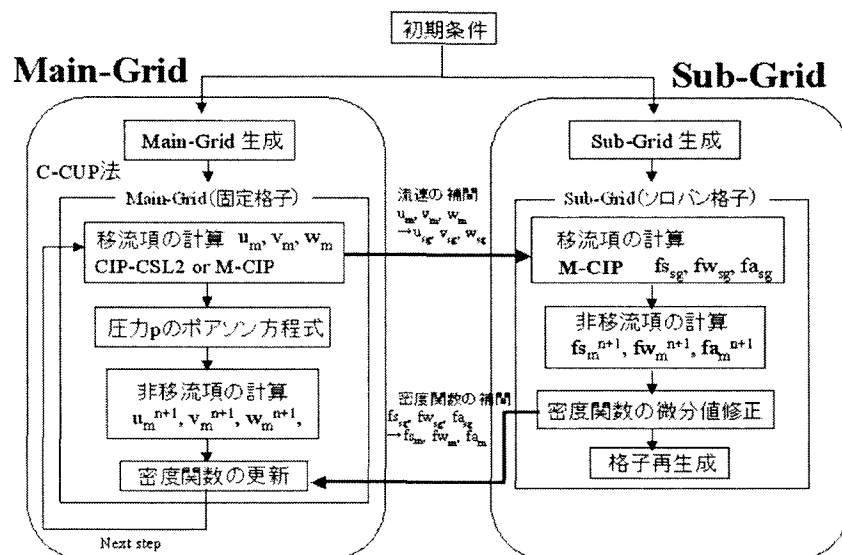


図-6 計算アルゴリズム

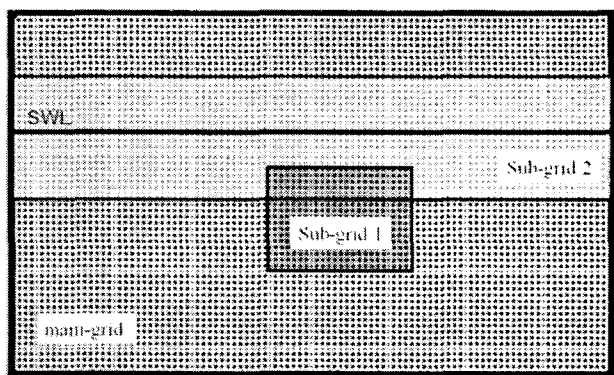


図-7 重合ソロバン格子の配置

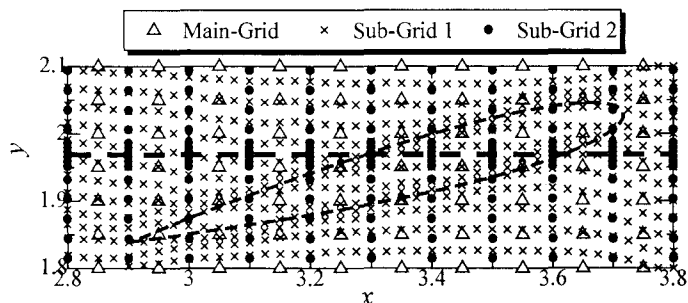


図-8 初期格子配置の一例（点線は、翼型と自由表面を表す）

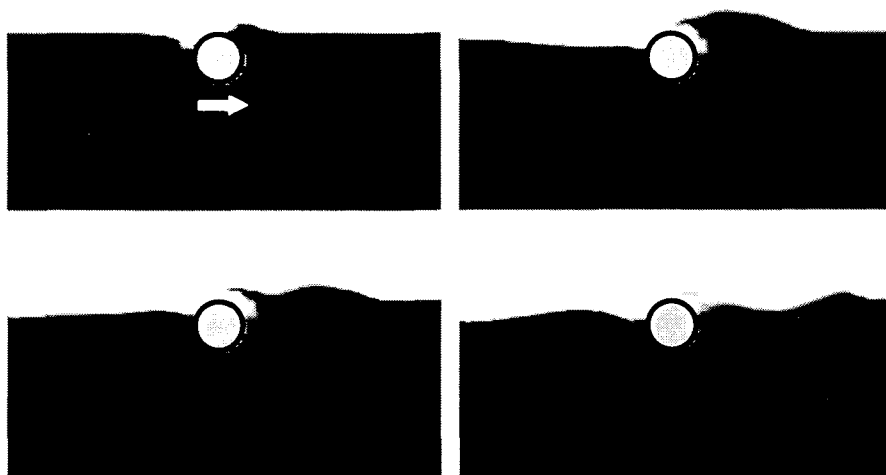


図-9 円型物体と水面波の相互作用

パラメータ $\alpha=0.1$, $\beta=0$ として、異相界面に格子を自動的に集中させている。また、格子集中が過度になることを避けるため、Main-Grid の格子サイズの 4 分の 1 程度を目安に最小格子サイズを制限しており、物体近傍の境界層を解像するほどの格子点は配置していない。図より、点線で示す異相界面付近に格子点が集中していることが分かる。これら格子点は、時々刻々と変化する異相界面に合わせて、 y 方向に独立に自由移動することになる。なお、本研究では、剛体運動は取り扱っていないが、物体表面に作用する圧力と重心位置を別途計算しており、Sub-Grid1 自体を移動させることも可能であるため、剛体運動と流体の練成問題への拡張は容易である。

3.2 剛体と水面波の相互作用

図-9 は、物体の水平移動速度 $U_m=3.55\text{m/s}$ 、初期の没水深約 0.1m の場合の円型物体と水面波の相互作用を示したものである。格子数は、Main-Grid : 100×120 , Sub grid 1 : 30×30 , Sub-Grid 2 : 100×60 とし、初期の最大格子幅 5cm 、最小格子幅 2.5cm とした。なお、空気と水の流体密度および粘性係数は実流体場と同様とした。円型物体の移動に伴って、前面の水面が盛り上がり、後面の水面

が下がっている。また、盛り上がった水面は、砕波し、その後、自由波となって、前方に伝播していく様子が分かる。

図-10 は、水面波ジェット放出時の波形を拡大したものである。また、図-11 は、同波形を捕捉している Sub-Grid 2 の格子網と密度関数の分布を示したものである。これらの図より、自由表面の形状に応じて、Sub-Grid 格子点が界面付近に集中的に生成され、かなり歪んだ格子網の再生成が行われている事が分かる。さらに、密度関数 ϕ_I ($0 \leq \phi_I \leq 1$) の分布から、このような界面大変形において



図-10 円型物体前面の砕波の様子

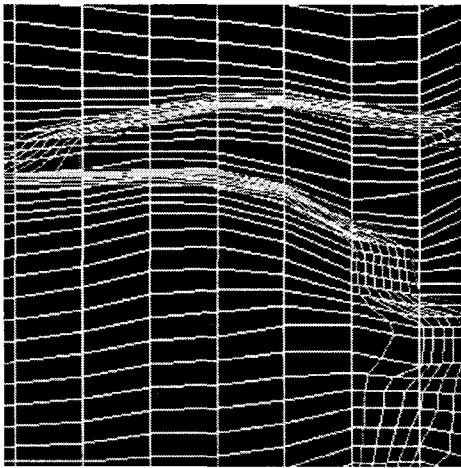


図-11 水面波ジェット放出付近の密度関数の分布と Sub-Grid 2 の格子網

も、ほぼ2メッシュ程度で界面が捕捉されている事が分かる。この時の最小格子サイズは0.5cmであり、最大格子サイズの約8分の1程度の格子サイズとなっていた。

図-12は、代表的な翼型 NACA0012 と水面波との相互作用を示したものである。格子数は、Main-Grid : 100×120 , Sub grid 1 : 60×20 , Sub-Grid 2 : 100×60 とし、初期の最大格子幅5cm, 最小格子幅2.5cmとした。なお、空気と水の流体密度および粘性係数は実流体場と同様とした。計算条件は、翼の水平移動速度 $U_m = 0.8 \sim 5.0 \text{ m/s}$, 迎角 $0^\circ \sim 20^\circ$, 初期の没水深約0.1~1.0mであり、この他、水面からの飛び出し、水面への突入についても計算した。ここでは、翼の水平移動速度 $U_m = 3.55 \text{ m/s}$, 迎角 12° , 初期の没水深約0.1mの場合を示す。図より、翼前縁の水面の盛り上がりと同時に、後縁の水面の低下が起こり、そ

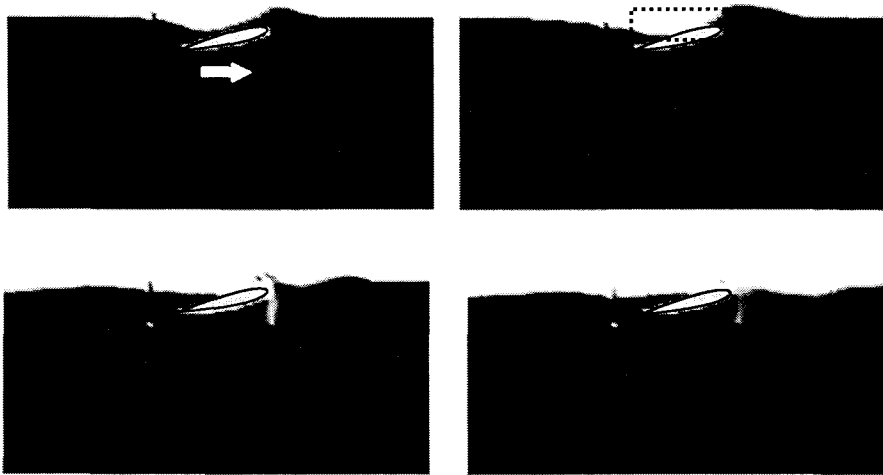


図-12 翼型物体と水面波の相互作用

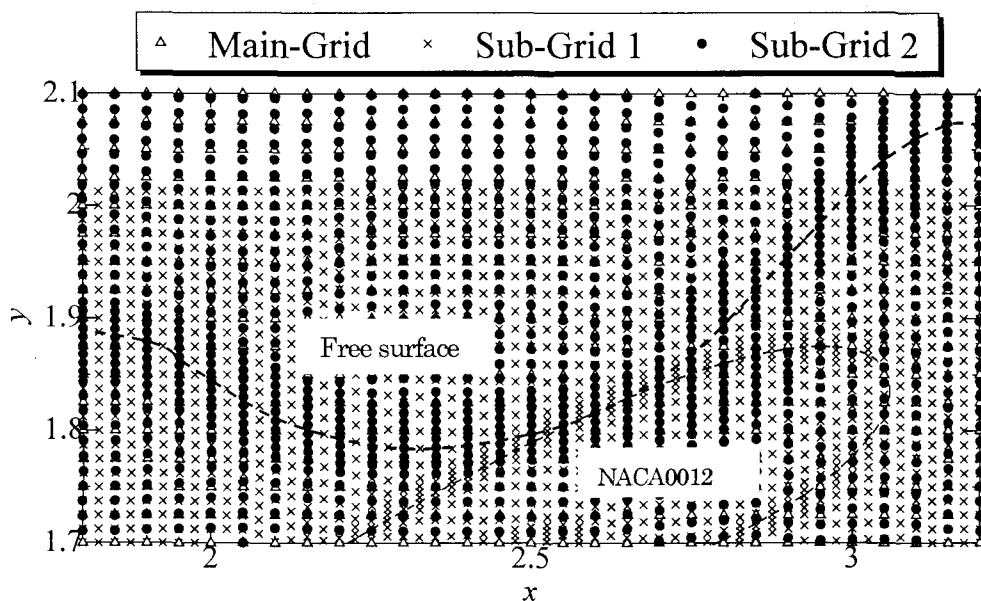


図-13 Main-Grid と Sub-Grid の計算点の関係

の後、砕波、しぶき、微小気泡の取り込みが行われている。また、翼前縁部の造波によって、波が上流へ伝播していく様子が再現されている。

図-13は、図-12に示す点線枠内におけるSub-Gridの計算格子点と、Main-Gridの計算格子点の位置関係を示したものである。図中の△、×および●は、それぞれMain-Grid、Sub-Grid 1およびSub-Grid 2における格子点を示し、点線は、水面および翼の界面形状を示している。両Sub-Gridともに界面付近に格子が集中的に配置されており、このことが、結果的に移動境界面をクリアに捕捉することにつながっていることが分かる。

4. 結論

本研究では、重合格子法とソロバン格子法の併用によって、自由表面の複雑さと物体形状に合わせて、必要な計算格子網を局所的に再構成する重合ソロバン格子法を提案した。また、本手法を移動物体と自由表面の相互作用問題に適用し、その有効性を検証した。

その結果、重合ソロバン格子法は、異相界面付近に必要な計算格子点を局所的に配置することが可能であり、格子サイズとしては約10倍程度の差であっても、問題なく計算できるため、格子数の大幅な節約が可能となることが分かった。また、CIP-CSL2法およびM型CIP法との組み合わせによって、複雑に大変形する異相界面を、界面幅約2〜3メッシュで自動的かつ高精度に追跡することが可能であることが分かった。さらに、本手法は移動可能なSub-Gridを複数個配置できるため、複数の複雑形状物体や流線型物体と自由表面との連成問題への拡張性が高いことが示唆された。

今後の課題は、格子解像度が解に与える影響の評価、Main-GridとSub-Grid間の補間精度と格子間隔の影響、3次元問題への拡張、実際的な問題への適用と検証などが挙げられる。なお、格子配置に柔軟性のあるソロバン格子法を3次元問題へ適用する場合、その特徴を踏まえ、必要な方向にのみ選択的に適用することが望ましいと考えられる。

謝辞

本研究は、産業技術研究助成事業 NEDO (プロジェクト ID : 02B69005c) および科学研究費補助金 (課題番号 15360264, 16760411) の助成によるものであり、ここに謝意を表する。

参考文献

- Goldstein, D., Handler, R. & Sirovish, L. : Modeling a Non-Slip Flow, Boundary with an External Force Field, *J. Comput. Phys.* **105**, pp.354-366, 1993.
- H.Takewaki and T.Yabe : Cubic-Interpolated Pseudo Particle (CIP) method, Application to Nonlinear or Multi-Dimensional Problems, *J. Comput. Phys.*, **70**, pp.355-372, 1987.
- S.Osher and J.A.Sethian : Fronts Propagating with Curvature-Dependent Speed, Algorithm based on Hamilton-Jacobi Formulation, *J. Comput. Phys.*, **79**, pp.12-49, 1988.
- C.W.Hirt and B.D.Nichols : Volume of Fluid (VOF) method for the Dynamics of Free Boundaries, *J. Comput. Phys.*, **39**, pp.201-225, 1981.
- Berger, M. J. & Colella, P. : Local Adaptive Mesh Refinement for Shock Hydrodynamics, *J. Comput. Phys.*, **82**, pp.64-84, 1989.
- 藤原和恵, 青木尊之, 小川隆申 : 3次精度IDOベースAMR法による圧縮性流体の計算, 第18回数値流体力学シンポジウム, **D6-3**, 2004.
- Koshizuka, S., Tamako, H. and Oka, Y. : A Particle method for incompressible viscous flow with fluid fragmentation, *Computational Fluid Dynamics J.*, **4**, pp.29-46, 1995.
- D.Enright, R.Fedkiw, J.Ferziger, I.Mitchell : A hybrid particle level set method for improved interface capturing, *J. Comput. Phys.*, **183**, pp.83-116, 2002.
- 亀井卓也, 白山 晋 : MPS型局所補間法を用いた格子・粒子結合モデルについて, 日本流体力学会年会講演文集, pp.116-117, 2004
- Jie LIU, S.Koshizuka and Y.OKA : A Hybrid Particle-Mesh Method for Viscous, Incompressible, Multiphase Flows, 第17回数値流体シンポジウム, **B11-5**, 2003.
- Yabe, T., H. Mizoe, K. Takizawa, H. Moriki, Hyo-Nam Im and Y. Ogata : Higher-order schemes with CIP method and adaptive Soroban grid towards mesh-free scheme, *J. Comput. Phys.*, **194**, pp.57-77, 2004.
- J. Steger et al. : A Chimera Grid Scheme ; Advances in Grid Generation, K. N. Ghia and U. Ghia, *ASME FED-5*, pp.59-69, 1983.
- Yabe, T. and P. Y. Wang : Unified Numerical Procedure for Compressible and Incompressible Fluid, *J. Phys. Soc. Japan*, **60**, pp.2105-2108, 1991.
- 森木 洋, 矢部 孝 : CIP法に適した動的境界適合格子形成法 (ソロバン格子) の研究, 第15回数値流体力学シンポジウム, **D13-3**, 2001
- Nakamura T., R. Tanaka, T. Yabe and K. Takizawa : Exactly Conservative Semi-Lagrangian Scheme for Multi-dimensional Hyperbolic Equations with Directional Splitting Technique, *J. Comput. Phys.*, **174**, pp.171-207, 2002.

(2005年4月15日 受付)