

# 体積保存性を考慮した核沸騰シミュレーション

藤澤 誠<sup>†</sup> 三浦 憲二郎<sup>††</sup>(正会員)

<sup>†</sup> 奈良先端科学技術大学院大学情報科学研究科

<sup>††</sup> 静岡大学創造科学技術大学院

あらまし この論文は従来の沸騰アニメーションに見られる不自然な体積損失を抑えた熱力学に基づく沸騰シミュレーション手法を提案する．本手法では保存系の CIP 法を用いて液体表面を移流させることで，移流時の体積損失を抑える．また，従来の沸騰シミュレーションにおける核沸騰時の沸騰核生成による体積損失を抑制するために，沸騰核固体を用いた核沸騰シミュレーション手法を提案する．本手法では，壁面に流入境界条件を設定し，その流れを沸騰核生成のための専用の固体で制御することで，沸騰核を“壁面から押し出される”操作として実現し，核沸騰シミュレーションにおけるシーン全体の液体体積損失問題を解決した．

キーワード：熱力学，核沸騰，流体シミュレーション，多相流体

**Summary** This paper proposes a method for suppressing rapid volume-loss of nucleate boiling simulation. The method suppresses volume loss by use of the CIP method for a conservative system for advection of the liquid interface. Furthermore, we propose a technique for nucleate boiling simulation using the “nucleation solid,” defined as an object that is not registered to the simulation engine for collision detection and is not rendered. Here, we introduce a method to reduce volume loss induced by nucleation in existing boiling or bubble simulations. To solve the problem of volume loss in nucleate boiling simulation, we set up the inlet boundary condition at the wall surface, and control fluid flow by the nucleation solid object and implement nucleation as an operation of “pushing fluid out of the wall surface” by a solid object.

**Key words:** thermodynamics, nucleate boiling, fluid simulation, multi-phase fluid

## 1. はじめに

液体を熱したときに液体が気体に変化することで気泡が発生し，気泡は液体からのさらなる相転移によりその体積を膨張させながら液中を上昇する．これは沸騰現象とよばれ，その沸騰気泡 (vapor) の形状変化は複雑であり，その解析には熱力学と流体力学の両方の解析を必要とする．

沸騰現象は，サブクール沸騰，核沸騰，膜沸騰などに分類される．膜沸騰は原子炉の冷却水などのように液体が非常に高温になったときに発生する現象であり，我々

にとって身近な沸騰現象はサブクール沸騰と核沸騰である．サブクール沸騰は液体の沸点 (飽和温度) 以下で起こる沸騰であり，その基本原理は核沸騰と同様である．よって，本研究では核沸騰をシミュレーションする．核沸騰は，1) 沸騰核 (nucleation) の発生，2) 気泡の膨張，の 2 つの要素で構成される．1) の沸騰核の発生では，ほとんどの場合，沸騰核を初期条件としてシミュレーション空間に配置するか，VOF 関数のような体積分率を表す値を減算する．つまり，“穴を開ける”ことでその発生を再現する．しかし，前者では新しい核の発生を表現できず，後者では液体全体の非常に激しい体積損失が発生する．2) の気泡の膨張では膨張速度は，Son らの流体の体積保存則を用いた手法<sup>14)</sup>で計算できる．沸騰気泡は自身の浮力により液体表面へ向かって移動するため，膨張に加えて気泡の移動追跡も必要である．本研究では，沸騰

“Volume Preserving Nucleate Boiling Simulation” by Makoto FUJISAWA, (Graduate School of Information Science, Nara Institute of Science and Technology), and Kenjiro T. MIURA, (Member) (Graduate School of Science and Technology, Shizuoka University).

計算時の体積損失の原因を、

- 核生成
- 移流時の補間による損失

に分けて考え、沸騰核生成の新しい手法の提案、密度関数と保存系の CIP 法を用いた移流手法の使用、により、それぞれの問題に対応する。

核生成時の体積損失の問題には、“穴を開ける”のではなく、“固体で押し出す”ことで解決する。提案手法では、気体流入境界条件とレンダリング時に不可視な球形固体を用いる。この固体は流体とは相互作用するが、固体同士の衝突などによるインタラクション、およびレンダリングを行わず、単に沸騰核形状の制御に用いる。沸騰気泡の成長、水面への上昇をシミュレートするときの移流による損失の問題は、保存系の CIP 法を用いることで解決される。また、微小な気泡の振る舞いにおいて重要なファクターとなる表面張力の計算には、陰解法を用いた安定な計算手法<sup>(9)</sup>を用いる。

この論文の次節以降の構成は以下である。次章で関連研究を述べ、第 3. 章で核沸騰シミュレーション手法、第 4. で全体の処理について、そして、第 5. 章において我々の手法を用いた結果を示し、これらのまとめを第 6. 章で述べる。

## 2. 関連研究

コンピュータグラフィックスにおける沸騰の物理シミュレーションとして、Harris らは、Cell Automaton の拡張の一つである CML(Coupled Map Lattices) を使い、continuous real value を各セルに格納することで、沸騰現象をシミュレーションした<sup>4)</sup>。彼らは CML を熱力学を用いた沸騰に応用した手法<sup>18)</sup>を GPU で実装した。この手法はさらに Kim と Carlson によって拡張された<sup>7)</sup>。流体シミュレーションと沸騰を組み合わせた研究として、Müller らによる多相流 SPH 法による沸騰シミュレーション<sup>13)</sup>、Mihalef らによる 2 相流版 Coupled Level Set and Volume Of Fluid(CLSVOF) によるもの<sup>12)</sup>などがあげられる。Mihalef らの手法では沸騰核の生成において、“穴を開ける”操作を用いたため、数秒のアニメーションにもかかわらず大きな体積損失が生じている。

また、沸騰などで発生する気泡のシミュレーションとして、Hong ら<sup>5)</sup>は、グリッド法による液体表面追跡と SPH 法による気泡の表現を組み合わせることで、グリッド以下の大きさの気泡を扱う手法を提案した。また、水面に達した気泡は、その表面張力により泡を形成する。Kim ら<sup>6)</sup>は、この泡の内部の空気領域の体積を追跡し、保存

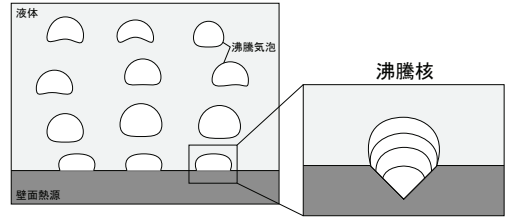


図 1 核沸騰の原理

Fig. 1 Mechanism of nucleate boiling.

する手法を提案した。しかし、気泡の発生には“穴を開ける”操作を用いており、大量の気泡の発生に伴い、急激に液体体積が減少している。本研究ではこの問題を解決するために、気体流入境界条件と球形固体による沸騰核生成手法を提案する。

気泡をレンダリングするためには、液体表面の追跡が不可欠である。レベルセット法は液体表面の追跡によく用いられる手法の一つであり、その拡散などを防ぐために、高次の補間法として、BFECC<sup>8)</sup>、USCIP 法<sup>9)</sup>などが用いられている。レベルセット法は移流させる関数として符号付距離関数を用いる。符号付距離関数は高精度な曲率の推定が可能などの利点を持つが、相転移時の体積交換を表すためには VOF などの別の表現を持つ必要がある。Mihalef ら<sup>12)</sup>は VOF とレベルセット関数を組み合わせた手法を提案し、移流時の損失を解決している。我々は相転移を直接扱うことが可能な密度関数のみを用いて液体表面を移流する。密度関数はグリッド内の液体の体積分率と補間のためのパラメータ(傾きなど)を持ち、この体積(積分値)を保存するように移流させる保存系の CIP 法<sup>16)</sup>が提案されている。本研究では保存系の CIP 法を用いることで、高次の補間を用いることなく、体積を保存する移流法を示す。

## 3. シミュレーション手法

核沸騰は、1) 沸騰核の発生、2) 気泡の膨張(成長)、の 2 つの要素で構成される。核沸騰は図 1 に示すように、固体表面上の微小な凹凸に残った微小な沸騰核が成長することによって生じる<sup>3)</sup>。本研究では、沸騰核はランダムな分布を用いて熱源表面の特定の位置から発生させ、相転移質量ベクトルを用いて、その成長をシミュレーションする。沸騰核の生成では、Mihalef らの方法<sup>12)</sup>の問題点であった体積損失を解決する新しい手法を提案する。

### 3.1 支配方程式

沸騰気泡は流体の流れと熱によって支配され、その支配方程式は次式として与えられる。

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = \frac{m}{\rho^2} \cdot \nabla \rho, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} = -(\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} + \nu \nabla^2 \mathbf{u} - \frac{1}{\rho} \nabla p + \mathbf{f}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \nabla^2 T - (\mathbf{u} \cdot \nabla) T + E_r \quad (3)$$

ここで、 $\mathbf{u}$  は流体速度、 $\nu$  は動粘性係数、 $\rho$  は流体の密度、 $T$  は温度、 $p$  は圧力、 $\mathbf{m}$  は相転移質量ベクトル、 $\mathbf{f}$  は外力で浮力、重力、表面張力などを含む。 $a$  は熱拡散係数、 $E_r$  は放射エネルギーである。本研究ではスタガード MAC グリッドを用いる。そのため、温度  $T$  はグリッド中心でスカラー値として定義され、式 (3) で移流、拡散する。粘性拡散・熱拡散の計算は<sup>1)</sup>の高粘性ソルバを用い、表面張力の計算には、Zheng らの陰解法<sup>19)</sup>を用いることで、大きな表面張力に対しても安定して解くことができる。

Navier-Stokes 方程式を解くための方法として、この圧力ベース解法の一つである C-CUP 法<sup>17)</sup>を用いる。C-CUP 法は移流項を CIP 法で解く手法であり、圧縮性流体と非圧縮性流体を同一の計算領域内で統一的に扱うことができる手法である。また、気体と液体を区別せず、単に密度の違う流体として扱う homogeneous な手法であり、沸騰現象などのように液体から気体への相転移を伴い、かつ、両相間の相互作用が重要であるシミュレーションにおいては最適な解法であると我々は考えている。

沸騰による液体から気体への相転移を考慮した圧力のポアソン方程式は以下となる。

$$\nabla \left( \frac{1}{\rho} \nabla p^* \right) = \frac{p^* - p^n}{\rho c_s^2 \Delta t^2} + \frac{1}{\Delta t} \nabla \mathbf{u}^n - \frac{1}{\Delta t} \frac{\mathbf{m}}{\rho^2} \cdot \nabla \rho(4)$$

相転移質量ベクトル  $\mathbf{m}$  は以下で計算する。

$$\mathbf{m} = \rho(\mathbf{u}_{\text{int}} - \mathbf{u}) = \frac{k \nabla T}{L} \quad (5)$$

ここで、 $\mathbf{u}_{\text{int}}$  は気泡表面速度、 $L$  は潜熱である。相転移質量は沸点以上の液体が気体に変化する量であり、液体と気体の境界面で発生する。この液体界面を追跡するために、C-CUP 法では CIP 法と VOF に類似した関数である密度関数を用いる。しかし、CIP 法と密度関数による界面追跡は非保存系での移流法であるため、とくに沸騰気泡をシミュレートするときに体積損失の問題が発生する。そのため、保存系での CIP 移流法を次節で説明する。

### 3.2 保存系セミラグランジュ法による表面追跡

液体界面追跡には Yabe ら<sup>17)</sup>の密度関数  $\phi$  と CIP 移流法を用いた手法を用いる。密度関数は VOF と同様にグリッドの体積分率を表すが、レベルセット法と同様に以下の式で移流させる。

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

移流時の補間には CIP 法を用いる。CIP 法では移流したい関数  $f(x)$  の値とその空間導関数値  $g(x) = \partial f / \partial x$  を

移流させ、 $f$  と  $g$  を用いた 3 次補間により関数の形状を保ったまま移流する。しかし、この方法では関数の形状は保存されるが体積の保存は保証されない。とくに、小さな気泡では表面張力の影響が大きくなるため、体積損失により気泡自体が消失してしまう。

CIP 法の体積損失の問題を解決するために、保存系の CIP 法である CIP-CSL(Conservative Semi-Lagrangian scheme) を用いる。CIP-CSL は関数の値と勾配値に加えて、積分値も移流させることで体積を保存する。積分値と勾配値の与え方によって、CIP-CSL4、CIP-CSL2、CIP-CSL3 などの種類があるが、本研究では、界面拡散制御も可能である CIP-CSL3<sup>16)</sup>を用いる。

CIP-CSL3 は、グリッドセル  $[x_{i-1}, x_i]$  間の積分値  $\rho_{i-1/2} = \int_{x_{i-1}}^{x_i} f(x) dx$  とグリッド中心  $x_{i-1/2}$  における勾配 (slope)  $d_{i-1/2} = df(x)/dx$  を用いて CIP 補間を行う手法である。グリッド間のプロファイル  $F(x)$  は 3 次補間式

$$F_i(x) = c_0 + c_1(X) + c_2(X)^2 + c_3(X)^3, \quad (7)$$

for  $x \in [x_{i-1}, x_i]$

で補間される。ここで、 $X = x - x_i$ 、 $c_1, c_2, c_3$  は補間係数であり、関数値  $f(x_{i-1}), f(x_i)$ 、積分値  $\rho_{i-1/2}$ 、slope  $d_{i-1/2}$  より計算する。

積分値  $\rho_{i-1/2}$  は次式で更新する。

$$\rho_{i-\frac{1}{2}}^{n+1} = \rho_{i-\frac{1}{2}}^n - (g_i - g_{i-1}) \quad (8)$$

ここで、 $g_i$  はタイムステップ幅  $\Delta t$  間に境界  $x_i$  を通る  $\rho$  の流束 (flux) である。この更新方法では  $\Delta t$  がグリッド幅と最大流速によって制限されるため、図 2 に示すように改良する。図 2 において、白い矢印は移流速度の方向を示し、 $\bar{x}_i, \bar{x}_{i-1}$  は  $x_i, x_{i-1}$  から移流速度に従ってバックトレースした位置である。斜線の領域が灰色の領域に移流したものと考え、積分値を以下のように更新する。

$$\rho_{i-\frac{1}{2}}^{n+1} = \int_{\bar{x}_{i-1}}^{\bar{x}_i} f(x) dx \quad (9)$$

CIP-CSL3 は slope を制御することで、界面の滑らかさを直接制御できる<sup>15)</sup>。しかし、界面から離れた位置での拡散抑制は難しく、これが不自然な微少液体領域 (flotsam) の発生を引き起こす。我々は Fujisawa ら<sup>2)</sup>の改良 STAA 手法と slope の制御を組み合わせることで、flotsam を抑え、より広範囲な界面拡散制御を可能とした。

### 3.3 沸騰核の生成

沸騰シミュレーションのために、核沸騰における沸騰核の生成をシミュレートする。沸騰核は熱源表面上の微少な凹凸に残った気体であり、その半径は非常に小さい。そのため、グリッドによる空間離散化では表現することが困難であり、従来の手法ではある程度成長した核が突然

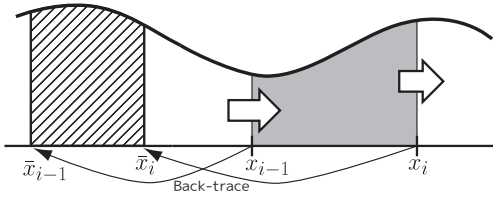


図2 CIP-CSL3における積分値  $\rho$  の更新方法の改良  
**Fig. 2** Improvement of the update of the integration value  $\rho$  in CIP-CSL3.

現れると考え、数グリッド程度の直径を持つ球状の“穴”を発生させることによって核の生成としている<sup>12)</sup>。これによりそのアニメーションでは液体体積が急激に損失する。図3は“穴”による2次元核沸騰シミュレーションを行った結果である。初期状態と40秒後(タイムステップ幅0.01[s]で4000ステップ実行)の結果を示した。図3では移流にCIP-CSL3法を用いており、上昇時の気泡の消失は見られないものの、ステップが進むとタンク内の液体が半分近くまで減少している。沸騰は液体から気体への変相であり、実際にそれによって徐々に液体の体積は減る。しかし、それは数十分、数時間かけて減っていくのであり、数秒、数分程度では大きくは変化しない。そのため、この体積損失がアニメーションを不自然にしている。

この解決策としては、八分木データ構造を用いて生成する沸騰核の大きさをより小さくすることがあげられる。しかし、八分木の階層を深くすることによる計算効率の低下という問題があり、さらにグリッドを小さくすることには限界があり、どんなにグリッドを小さくできたとしても結局体積損失をゼロにできるわけではなく、根本的な解決とはならない。我々は沸騰核生成における体積損失問題を解決するための新しい手法を提案する。

本研究での提案手法は、壁面境界条件の改良と固体密度関数の利用による沸騰核の生成である。密度関数  $\phi$  の壁面境界条件を沸騰核生成場所において、壁面上の数グリッド分を気体の流入境界条件として扱う。図4左にその模式図を示す。上段が流入前、下段が流入後を示している。熱源壁面上の境界条件を常に  $\phi = 0$  とし、壁面の法線方向に速度場を与えることで流入した気体が膨張し沸騰核となる。

この方法の問題点は、1) 気泡核の形状と大きさの制御が難しい、2) 発生点が計算グリッドに制限される。である。1) は必要な速度・圧力は核生成場所の水深や液体密度などによって変化し、沸騰核として最適な形状・大きさが得られるとは限らない。2) は境界グリッドを流入条件とするため、特に計算グリッドが粗い場合、核発生点

が格子状に並んでしまう。これらの問題を解決するために、固体密度関数を用いる。固体密度関数は固体の表現に液体と同様の密度関数を用いて、液体と固体の相互作用を計算するために用いる関数である。図4右にこの固体密度関数を用いた沸騰核生成法の模式図を示す。壁面上において上記の流入条件において、流入境界としたグリッドの位置から固体密度関数で表された球状固体を出現させる(図4上段右)。そして、固体が液体を押し上げることで固体の形状に沿った核形状になる(図4上段左)。沸騰核を目的形状にした後、式(5)の相転移の計算により膨張・成長していくため、この固体は不要となる。そのため、ある程度壁面から出た時点で削除する。この固体を以降では沸騰核固体と呼ぶ。

沸騰核固体は(固体密度関数を持ち)流体とは相互作用するが、固体同士の衝突などによるインタラクションは無効とする。本研究では剛体同士の衝突を処理するために、物理シミュレーションエンジンであるODE(Open Dynamic Engine, <http://www.ode.org/>)を用いるが、沸騰核固体をこのエンジンに登録しないことで他の固体とのインタラクションを無効とした。また、レンダリング時にも描画しない。

沸騰核固体の数や速度、大きさはユーザが任意に設定でき、それにより様々な沸騰を再現できる。また、沸騰核固体はグリッドに独立に生成・移動でき、固体密度関数で表された非沸騰核固体の内部に沸騰核固体を配置し、固体の表面法線方向に移動させることで、任意形状の熱源においても、壁面の場合と同様に核沸騰をシミュレートできる。ただし、固体内部は液体密度関数が0でなければならない。

沸騰核固体を用いた沸騰シミュレーションの手順を説明する。

1. 沸騰核生成場所のマップを乱数を用いて生成する。核沸騰は熱源表面上の微少な凹凸から発生するため、表面上の一定の場所から常に沸騰気泡が発生する。そのため、最初にランダムな位置をマップに格納し、格納した位置に沸騰核固体を生成する。
2. 沸騰核固体を生成する。ランダムマップを元に生成場所を決定する。このとき、沸騰核固体は熱源壁面内部に配置する。沸騰核固体は固体同士の衝突などによるインタラクションは無効となっているため、熱源壁面とは衝突判定・応答しない。
3. 沸騰核固体を壁面法線方向へ一定速度で移動する。移動速度はユーザが任意に設定する、もしくは、乱数を用いて計算する。ただし、壁面法線方向の液温が沸点以上であり、かつ、そこに気泡が存在しない場合のみ速度を与える。気泡の存在判定は単純に密



図 3 従来の核生成手法による急激な体積損失  
Fig. 3 Rapid volume-loss in nucleation simulation.

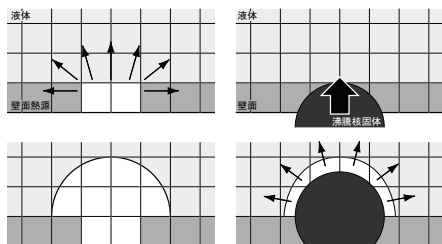


図 4 左：壁面境界条件の改良による沸騰核シミュレーション，右：固体密度関数を用いた沸騰核シミュレーション

Fig. 4 Left: Nucleation simulation by improvement of the surface boundary condition, Right: Nucleation simulation using the solid density function.

度関数の値をチェックする。

4. 熱源壁面から沸騰核固体の中心がある程度出たら削除，もしくは，壁面内に移動させる．我々の実験では沸騰核固体の中心が壁面から 0.5～1 グリッド幅程度が最も適していた．
5. 2～4 をシミュレーションステップの間繰り返す．

#### 4. 全体の処理

前節のシミュレーション手法により，沸騰気泡の形状が密度関数値として得られる．これを必要なフレーム数レンダリングすることで沸騰アニメーションを得る．レンダリングを含めた全体の手順を以下に示す．

1. 液面や沸騰面などの初期条件，パラメータを設定する．
2. シミュレーションにより液体の速度場を計算し，液体密度関数を移流させる．
3. Marching Cube 法<sup>10)</sup>により，密度関数を用いた陰関数  $\phi - S = 0$  の零等値面を三角形メッシュ化し，液体表面メッシュを得る（ここで  $S$  は閾値であり，密度関数は液体で満たされたセルで 1，空のセルで 0 の値となるので，通常  $S = 0.5$  を液体表面として用いる）．
4. レイトレーサを用いて，周囲のシーンと液体表面メッ

シュをレンダリングする．

この手順を各レンダリングフレームで繰り返す．本研究ではレイトレーサに POV-Ray(<http://povray.org>) を用いた．

#### 5. 結果

この章では提案手法を用いて作成したアニメーションを示す．使用した PC は Pentium4 3.6GHz で 4GB のメモリを搭載している．

沸騰核固体を用いた核生成による沸騰シミュレーション結果を図 6 に示す．10 個の沸騰核固体を前計算で求めておいた出現場所のランダム分布に基づいて，下部の壁面熱源からランダムな速度で出現させた．沸騰核固体はその中心が壁面から少しだけ出るぐらいで削除（正確には同壁面内の別の位置に一タイムステップで移動）する．シミュレーションに用いたグリッド数は  $80 \times 80 \times 80$  である．沸騰核固体はレンダリング時には不可視となっている．従来の沸騰核生成では突然沸騰核が現れていたことに比べて，より自然な沸騰アニメーションが実現できた．

図 7 は<sup>?)</sup>の氷解シミュレーションと組み合わせた結果である．初期温度  $0^\circ\text{C}$  の水を沸騰と同時に投入した．水は判別しやすくするために水色でレンダリングしたが，溶けた液体は周囲の液体と同様に透明になっている．密度関数を用いたことで，固体-液体-気体間の相変化をシームレスに表現することができた．シミュレーションに用いたグリッド数は  $64 \times 64 \times 64$  であり，沸騰核固体は 1 つだけ用いた．

図 5 は図 7 のシミュレーションにおいて，氷解する固体を組み合わせずにシミュレートしたときの体積変化をプロットしたグラフである．従来の“穴”をあける方法に比べて提案手法はほとんど体積が減少していない．しかし<sup>?)</sup>の改良 STAA 法はそのパラメータをあまり大きくしすぎると，表面付近の体積移動が境界を越えてしまい，体積が増減するため注意が必要である．具体的には  $\alpha \leq 1.0$  である．

これらのアニメーションでは数ステップごとに 1 フレームを出力し，シミュレーションの計算時間は 1～2 分/ステップ，メッシュ化，レンダリングの計算時間は 2～3 分/ステップであった．シミュレーション計算時間の大きな部分は流体計算における圧力のポアソン方程式計算部分である．気液二相流を扱うため，気体と液体の大きな密度差により，共役勾配法における収束速度が大きく低下した結果である．また，シミュレーションのグリッド幅は 0.05 とした．この値が小さすぎると圧力のポアソン方程式時の収束速度が著しく低下する．シミュレーション空間の実寸としてはグリッド幅を核半径程度以下にす

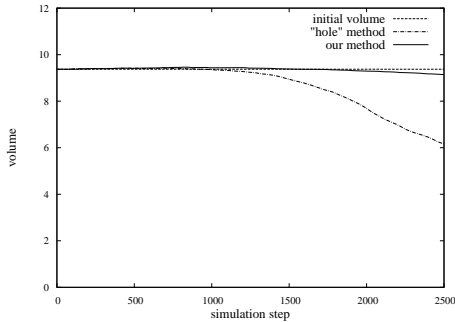


図5 沸騰シミュレーションの体積変化グラフ

Fig.5 Graph of the liquid volume change of the boiling simulation.

べきであるが、気泡の形状に大きく影響する表面張力の計算に安定な手法を用いているため、表面張力の調整によりユーザが希望する寸法での再現が可能である。

## 6. まとめと今後の課題

本論文では、CIP-CSL3法と沸騰核固体を用いた新しい核沸騰シミュレーション手法により、体積保存性を考慮した液体から気体への相変化による沸騰シミュレーション手法を提案した。保存系CIP法の一つであるCIP-CSL3法ではslopeを用いた界面拡散制御が可能であり、これを用いることで、補間時の消散・拡散を防ぎ、移流時の体積損失を軽減した。沸騰ではその気泡の挙動が問題となるが、そのときに重要なファクタとなる表面張力の影響を陰解法を用いた計算法を採用し、より安定して計算し、そして、体積損失の問題を解決した壁面境界条件の改良と固体密度関数の利用による沸騰核の生成手法を提案した。提案手法を用いた実験によって、体積損失の改善を確認することができた。しかし、改良STAA法<sup>2)</sup>における係数 $\alpha > 1.0$ としたときの、不自然な体積増大の解決が課題として残っている(改良STAA法については付録A参照)。特に、体積膨張が激しい場合、界面の拡散や界面付近の分布の偏りが大きくなり、結果として、 $\alpha$ を大きくせざるを得なくなったり、 $\alpha \leq 1.0$ でも体積増加が発生する場合があります、これらを解決する移流方法の開発が今後の課題である。

また、沸騰核固体を用いた手法は壁面からの沸騰だけでなく、<sup>7)</sup>のような移動する任意形状熱源にも応用できると考えられる。しかし、本手法では密度関数を用いて固体・液体を表現しており、液体の密度関数が固体用の密度関数と重なってしまう現象が起こったため、シミュレーションステップが進むにつれて沸騰気泡の生成が困難であった。この重なりの問題にたいする解決策として、レベルセット法を用いた解決方法<sup>11)</sup>などを密度関数に応用す

るなどがあげられる。任意形状の熱源を扱うことで、例えば、日本刀の焼き入れの際に熱した鉄を水中に投入するシーン、水中火山からの気泡の発生などもシミュレーションできると考えられる。

## 参考文献

- 1) M. Carlson, P. J. Mucha, R. B. Van Horn III, and G. Turk : "Melting and flowing", In Proc. SCA2002, pp. 167-174 (2002).
- 2) M. Fujisawa and K. T. Miura : "Animation of ice melting phenomenon based on thermodynamics with thermal radiation", In Proc. GRAPHITE2007, pp. 249-256 (2007).
- 3) C.-Y. Han and P. Griffith : "The mechanism of heat transfer in nucleate pool boiling - part i : Bubble initiation, growth and departure", International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 8, pp. 887-904 (1965).
- 4) M. J. Harris : "Implementation of a cml boiling simulation using graphics hardware", Technical Report TR02-016, UNC Technical Report (2002).
- 5) J.-M. Hong, H.-Y. Lee, J.-C. Yoon and C.-H. Kim : "Bubbles alive", In Proc. SIGGRAPH2008, pp. 1-4 (2008).
- 6) B. Kim, Y. Liu, I. Llamas, X. Jiao and J. Rossignac : "Simulation of bubbles in foam with the volume control method", In Proc. SIGGRAPH2007, 98 (2007).
- 7) T. Kim and M. Carlson : "A simple boiling module", In Proc. SCA2007, pp. 27-34 (2007).
- 8) B. Kim, Y. Liu, I. Llamas and J. Rossignac : "Advections with Significantly Reduced Dissipation and Diffusion", IEEE Transactions on Visualization and Computer Graphics, 13, pp. 135-144 (2007).
- 9) D. Kim, O.-Y. Song, and H.-S. Ko : "A Semi-Lagrangian CIP Fluid Solver without Dimensional Splitting", Computer Graphics Forum (Proc. Eurographics), 27, pp. 467-475 (2008).
- 10) W. E. Lorensen and H. E. Cline : "Marching cubes: a high resolution 3D surface construction algorithm", In Proc. SIGGRAPH '87, pp. 163-169 (1987).
- 11) F. Losasso, T. Shinar, A. Selle, and R. Fedkiw : "Multiple interacting liquids", In Proc. SIGGRAPH2006, pp. 812-819 (2006).
- 12) V. Mihalef, B. Unlusu, D. Metaxas, M. Sussman, and M. Y. Hussaini : "Physics based boiling simulation", In Proc. SCA2006, pp. 317-324 (2006).
- 13) M. Müller, B. Solenthaler, R. Keiser, and M. Gross : "Particle-based fluid-fluid interaction", In Proc. SCA2005, pp. 237-244 (2005).
- 14) G. Son, V. K. Dhir, and N. Ramanujapu : "Dynamics and heat transfer associated with a single bubble during nucleate boiling on a horizontal surface", Journal of Heat Transfer, Vol. 121, pp. 623-631 (1999).
- 15) F. Xiao : "Unified formulation for compressible and incompressible flows by using multi-integrated moments i: one-dimensional inviscid compressible flow", Journal of Computational Physics, Vol. 195, pp. 629-654 (2004).
- 16) F. Xiao and T. Yabe : "Completely conservative and oscillationless semi-lagrangian schemes for advection transportation", Journal of Computational Physics, Vol. 170, pp. 498-522 (2001).
- 17) T. Yabe, F. Xiao, and T. Utsumi : "The constrained interpolation profile method for multiphase analysis", Journal of Computational Physics, Vol. 169, pp. 556-593

(2001).

- 18) T. Yanagita : “Phenomenology of boiling: A coupled map lattice model”, Chaos, Vol. 2, pp. 343-350 (1992).  
 19) W. Zheng, J.-H. Yong, and J.-C. Paul : “Simulation of bubbles”, In Proc. SCA2006, pp. 325-333 (2006).

(2009 年 1 月 29 日受付)

(2009 年 4 月 14 日再受付)

フトウェア学科助教授・平成 9 年静岡  
 岡大学工学部機械工学科助教授・平  
 成 16 年同教授・平成 18 年同大学  
 創造科学技術大学院教授・形状処理  
 工学, CAD/CAM, 物理シミュレーション等に興味を持つ。  
 ACM, IEEE 各会員。

## 付 録 A

改良 STAA 法<sup>2)</sup>は密度関数の移流における界面部分の拡散を抑制する STAA(Surface Tracking by Artificial Anti-diffusion) 法を CG 向けに改良したものである。STAA 法では, 法線方向  $\mathbf{n} = (n_x, n_y, n_z)$  から, グリッドごとに拡散した体積量  $V$  を

$$V = (\Delta x - r|n_x|)(\Delta y - r|n_y|)(\Delta z - r|n_z|). \quad (10)$$

で計算する。ここで,  $r$  は拡散移動量であり, 全ボリュームが移動するならば  $V = 0$  と考え,

$$r = \min(\delta x/|n_x|, \delta y/|n_y|, \delta z/|n_z|) \quad (11)$$

とする。式 (11) を使用した場合, シャープすぎる液体表面により, レンダリング時にグリッド状のエリアシングが発生する。改良 STAA 法は式 (11) を以下のように変更することで, 界面の拡散をある程度の幅を保ったまま抑制する。

$$r = G^d \min(\delta x/|n_x|, \delta y/|n_y|, \delta z/|n_z|). \quad (12)$$

ここで,  $G$  は密度関数を平滑化した  $\phi_s$  より,  $G = \alpha|\phi_s - 0.5|$  から求められる。  $\alpha$  と  $d$  はユーザ定義のパラメータである。しかし,  $\alpha > 1.0$  では  $V$  が界面の逆側に過剰に移動してしまう, また, 移流速度が大きいときに, 界面付近の密度関数の分布が乱れ, 同様に過剰な移動が起こることに注意が必要である。

藤 澤 誠



昭和 55 年生・平成 15 年静岡大学工学部機械工学科卒業。平成 17 年静岡大学大学院理工学研究科修士課程修了。平成 20 年静岡大学大学院理工学研究科博士課程修了(博士(工学))。同年, 奈良先端科学技術大学院大学助教。物理シミュレーション等の研究に従事。情報処理学会, 日本 VR 学会, ACM 各会員。

三 浦 憲二郎 (正会員)



昭和 34 年生。昭和 57 年東京大学工学部精密機械工学科卒業。昭和 59 年同大学院修士課程修了。同年, キヤノン(株)入社。機械系 CAD/CAM システムの開発に従事。平成 3 年コーネル大学機械工学科博士課程修了(Ph.D.)。平成 5 年会津大学コンピュータ理工学部コンピュータソ

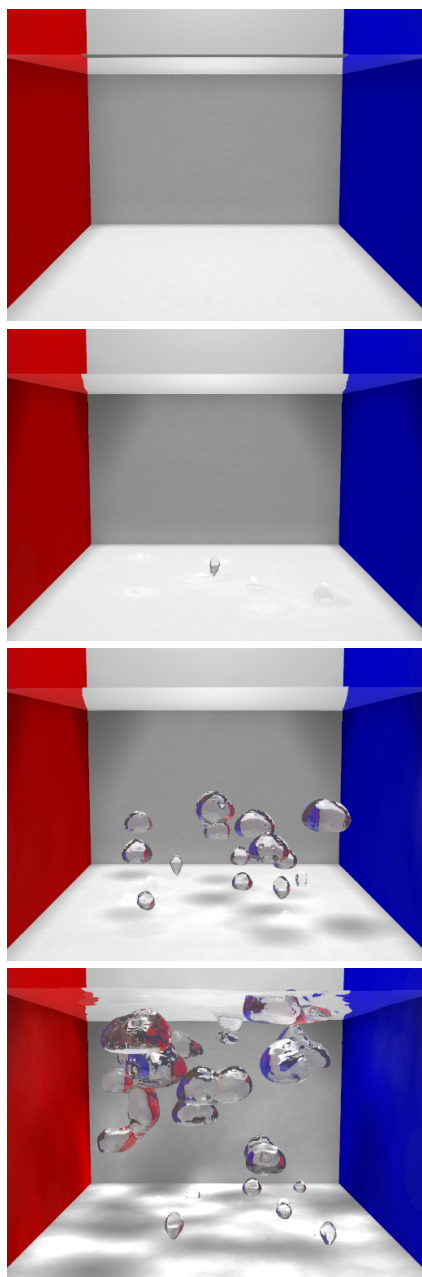


図6 沸騰核固体を用いた3次元沸騰シミュレーション  
Fig.6 3D boiling simulation using the nucleation solids

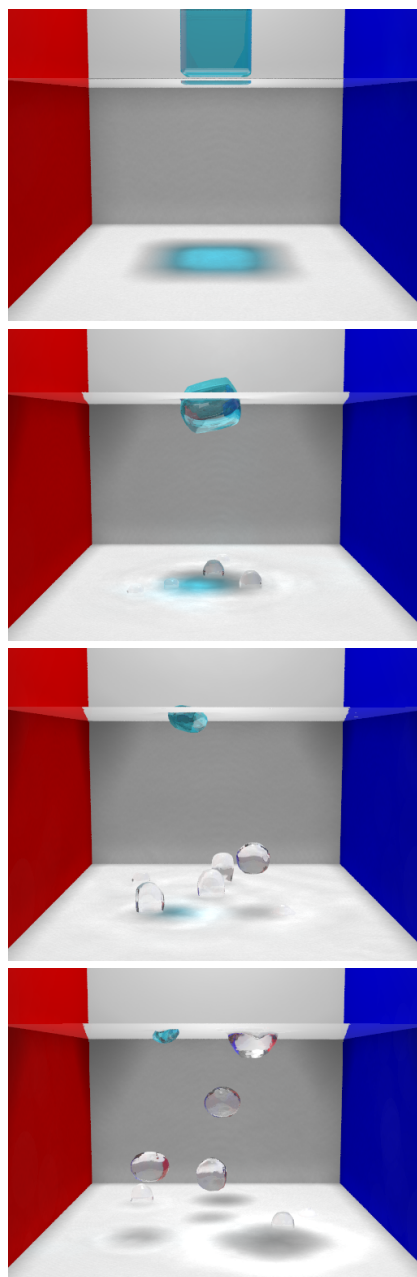


図7 氷解と沸騰シミュレーション  
Fig.7 Nucleate boiling with melting object in hot water