

マイクロレイヤーモデルと固体壁の熱伝導を含む 核沸騰の数値シミュレーション

Numerical simulation of nucleate boiling including micro-layer model and conjugate

- 木村 知史, 三重大院, 三重県津市栗真町屋町 1577, E-mail : kimu-s@ees.mach.mie-u.ac.jp
辻本 公一, 三重大院, 三重県津市栗真町屋町 1577, E-mail : tujimoto@mach.mie-u.ac.jp
社河内 敏彦, 三重大院, 三重県津市栗真町屋町 1577, E-mail : shako@mach.mie-u.ac.jp
安藤 俊剛, 三重大院, 三重県津市栗真町屋町 1577, E-mail : ando@ees.mach.mie-u.ac.jp

Satoshi KIMURA, Graduate School of Eng. , Mie Univ. , Kurimamachiya-cho 1577, Tsu 514-8507

Koichi TSUJIMOTO, Graduate School of Eng. , Mie Univ. , Kurimamachiya-cho 1577, Tsu 514-8507

Toshihiko SHAKOUCI, Graduate School of Eng. , Mie Univ. , Kurimamachiya-cho 1577, Tsu 514-8507

Toshitake ANDO, Graduate School of Eng. , Mie Univ. , Kurimamachiya-cho 1577, Tsu 514-8507

We propose a numerical scheme in which the Cahn-Hilliard (CH) equation is used to track interfaces; the temperature recovery method is introduced to represent phase change. In the present scheme, the phase change can be easily taken into consideration by using the CH equation involving an additional source term. To reproduce actual boiling phenomena, we consider nucleate boiling simulation including solid heat conduction. Compared with the experimental data such as boiling curve, departure diameter and departure frequency of vapor bubbles, we confirm that the proposed computational method is capable of predicting accurately boiling phenomena for several conditions.

1. 緒論

沸騰は、相変化による高い潜熱を伴う効率的なメカニズムである。しかしながら、沸騰現象は加熱面の形状や、気泡同士の干渉などの複合現象であり、正確な伝熱予測が難しく、高精度な予測手法の確立が望まれている。

これまで本研究では、温度回復法と Diffuse Interface Model を用いて、三次元沸騰計算を行い、定性的、定量的にも妥当な結果が得られている。しかしながら、実際の沸騰現象を再現するためには、固体の熱伝導を考慮した沸騰シミュレーションが必要となる。本発表では固体の熱伝導を考慮した計算手法で蒸気泡の離脱気泡直径・離脱周期を実験式と比較し、正確に沸騰現象を予測できることを確認します。

2. 計算方法

2.1 支配方程式

支配方程式は、以下に示す相変化の湧き出しを考慮し、非圧縮場を仮定した連続の式、運動方程式、エネルギー方程式、Cahn-Hilliard 方程式 [1][2] を用いる。

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = \dot{m} \left(\frac{1}{\rho_g} - \frac{1}{\rho_l} \right) \quad (1)$$

$$\frac{D\mathbf{u}}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \frac{1}{\rho} \nabla \boldsymbol{\tau} + \mathbf{g} + \frac{\sigma}{\rho} \kappa \delta(x) \mathbf{n} \quad (2)$$

$$\rho c_p \frac{DT}{Dt} = \nabla \cdot k \nabla T + Q \quad (3)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u} \phi) = \frac{1}{Pe} \nabla^2 \mu_c - \dot{m} \left(\frac{1}{\rho_g} + \frac{1}{\rho_l} \right) \quad (4)$$

ここで、 \dot{m} は相変化した質量、 ρ は密度、 ρ_g は気体密度、 ρ_l は液体密度、 p は圧力、 $\boldsymbol{\tau}$ は粘性応力ベクトル、 σ は表面張力係数、 κ は表面曲率、 \mathbf{n} は界面法線方向単位ベクトル、 c_p は比熱、 k は熱伝導率、 Q は相変化に伴う熱移動、 ϕ は秩序関数、 Pe はペクレ数、 μ_c は化学ポテンシャルを示す。

2.2 Diffuse Interface Model

Diffuse Interface Model では、有限の厚さを持つ界面を想定し、その界面内において、二相流中の密度や粘性といった物性値が連続的に変化すると仮定される。流体の質量密度または成分濃度に相当する秩序変数 ϕ を用いると、自由エネルギー $F(\phi)$ は式 (5) で与えられる。この自由エネルギーを最小化する化学ポテンシャル式 (6) から、界面近傍での二相の拡散に関する Cahn-Hilliard 方程式が導出され、有限の厚さを持つ界面が表現される。

$$F(\phi) = \int_V \left\{ f(\phi) + \frac{1}{2} \kappa |\nabla \phi|^2 \right\} dV \quad (5)$$

$$\mu_c(\phi) = \frac{\delta F[\phi]}{\delta \phi(x)} = f'(\phi) - \xi^2 \nabla^2 \phi \quad (6)$$

ここで、 ξ は等価界面厚さ、 $f'(\phi)$ は $f'(\phi) = \phi^3 - \phi$ である。

2.3 熱の境界条件

固体と流体の間の熱交換は沸騰現象に大きな影響を与えるため注意する必要がある。フーリエの法則より固体側と流体側の熱伝導を考慮して壁面温度の推定を行い、その壁面温度を基に固体側から流体側に伝わる熱流束の計算を行った。以下に用いた壁面温度、熱流束の式を記す。

$$T_{wall} = \frac{1}{k_s + k_f} (k_s T_s + k_f T_f) \quad (7)$$

$$q = -\frac{2k_s k_f}{k_s + k_f} \frac{T_f - T_s}{dy} \quad (8)$$

ここで、 k_s, k_f はそれぞれ固体と流体の熱伝導率、 T_s, T_f はそれぞれ固体と流体が接する面に隣接する格子点での固体と流体の温度を示す。

3. 計算条件

計算対象として三次元場における水のサブクール・プール沸騰を想定し、飽和温度より低い温度の水で満たされた三次元領域において壁面等熱流束条件を用いて沸騰現象を再現する。計算条件として、領域長さ

Tab. 1: physical properties

	ρ [kg/m ³]	c_p [J/(kg·K)]	k [W/(m·K)]
water vapor	1.205	2098	0.0234
water	1000	4180	0.582
aluminum	2700	898.0	237

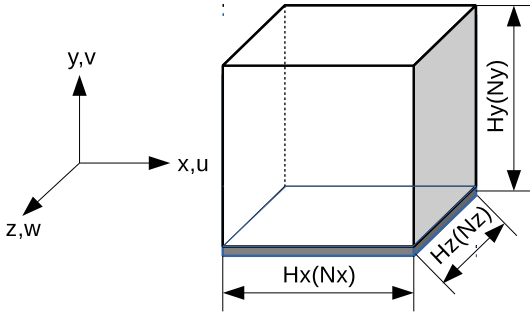


Fig. 1: Computational domain

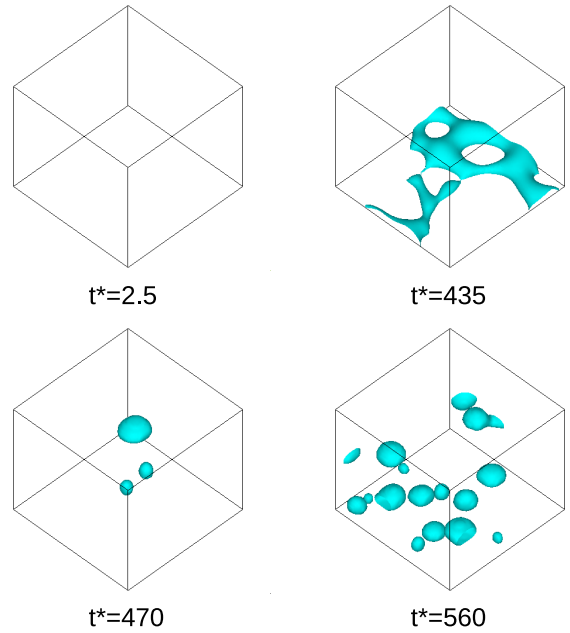


Fig. 2: Interface behavior

$H_x \times H_y \times H_z$ は $1.6\pi\sqrt{3}d_s \times 1.6\pi\sqrt{3}d_s \times 1.6\pi\sqrt{3}d_s$, 格子数 $N_x \times N_y \times N_z$ は $64 \times 64 \times 64$ の立方体領域を用いる (Fig.1). 下壁面の固体領域はアルミニウムを想定し, 格子数 $N_x \times N_y \times N_z$ としては, $64 \times 6 \times 64$ を割り当てている. 代表長さ d_s は表面張力係数 σ , 重力加速度 g , 液体密度 ρ_l を用いて, 代表直径 $d_s = \sqrt{\sigma/(\rho_l g)}$ とし, 同様に代表速度 $u_s = \sqrt{d_s g}$, 代表時間 $t_s = \sqrt{d_s/g}$ となる. 境界条件は x, z 方向を周期条件, y 方向の下面を壁面条件, 上面を修正対流流出条件とした. 初期の液相温度を $T_l = 95^\circ\text{C}$, 飽和温度を $T_{sat} = 100^\circ\text{C}$ とした. それぞれの物性値は表の値を用いて計算を行った.

4. 計算結果

4.1 界面挙動

Fig. 2 に接触角 45° で熱流束一定の条件下で下壁面から熱流束を与えた場合の界面挙動を示す. 図より, $t^* = 470$ において, 蒸気泡が発泡・離脱していることが確認できる. その後, 時間の経過とともに蒸気泡の数が増加し, $t^* = 560$ のような結果が得られた.

4.2 気泡挙動

沸騰現象の気泡挙動の定量的な評価として, 離脱気泡直径と離脱周期がある. 接触角を $30^\circ, 45^\circ, 60^\circ$ に変化させた場合の気泡挙動について, Fig. 3 に (a) 離脱気泡直径, (b) 離脱周期をそれぞれ示す. 一般的に離脱気泡は, 接触角が大きくなると直径が大きくなる. Fig. 3 (a) より, 離脱気泡直径と接触角の関係が保たれていることが確認できる. また, 離脱気泡直径は 2-3mm の実験式に近い値をとっている. 離脱周期 [Fig. 3 (b)] は, 実験式に比べて全体的に短い周期で放出されている.

5. 結論

本研究では固体の熱伝導を考慮した計算手法で三次元沸騰計算を行い, 沸騰現象の気泡挙動について検討した結論を以下に示す.

- 界面挙動から定性的に核沸騰現象が再現できていることを確認できた.
- 固体の熱伝導を考慮した計算手法で, 個々の気泡の挙動はこれまでの実験式に近い値を得られた.

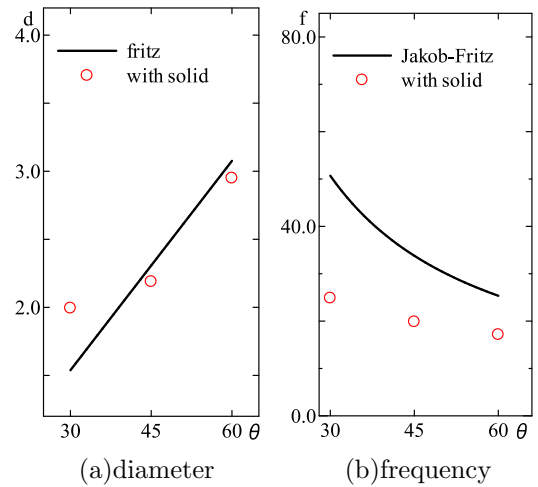


Fig. 3: Departure behavior of bubble

マイクロレイヤーモデルの結果については講演時に発表する.

参考文献

- (1) J.W.Cahn, J.E.Hilliard, Free energy of a nonuniform system I, *J.Chem. Phys.*, Vol. 28, 258-267, 1958.
- (2) V. E. Badalassi, H. D. Ceniceros, S. Banerjee, Computation of multiphase systems with phase field models, Numerical simulation of nucleate boiling on a horizontal surface at high heat fluxes, *Int. J. Heat and Mass Transfer*, Vol. 51, 2566-2582, 2008.
- (3) T. Kunugi, N. Saito, Y. Fujita and A. Serizawa. Direct Numerical Simulation of Pool and Forced Convective Flow Boiling Phenomena, *Heat Transfer*, Vol. 3, 497-502, 2002. *J. Comp. Physics* Vol. 190, 371-397, 2003.