# プール沸騰の直接数値計算 Direct numerical simulation of pool boiling

斎藤 直, 京大院,京都市左京区吉田本町, E-mail: saito@nucleng.kyoto-u.ac.jp 功刀 資彰,京大院,京都市左京区吉田本町, E-mail: kunugi@nucleng.kyoto-u.ac.jp 芹澤 昭示,京大院,京都市左京区吉田本町, E-mail: serizawa@nucleng.kyoto-u.ac.jp Saito, N., Department of nuclear engineering, Kyoto university, Yoshida, Sakyo, Kyoto, 606-8501, Japan Kunugi, T., Department of nuclear engineering, Kyoto university, Yoshida, Sakyo, Kyoto Serizawa, A., Department of nuclear engineering, Kyoto university, Yoshida, Sakyo, Kyoto

It is important to investigate a mechanism of boiling phenomena. However there are a lot of unknown factors. To clarify the mechanism of nucleate boiling is still a big challenge for researchers. The present work has been carried out to get insight into it in three-dimensional pool boiling by DNS based on the MARS method which was developed by one of the present authors. The working liquid is water at the atmospheric pressure. It is heated via solid from the lower side of computational domain with constant heat flux in order to take account of the spatial and temporal variations in wall temperature. Superheated state of water is allowed. Departures of some bubbles and the following wakes were observed.

## 1.はじめに

原子炉や半導体素子等の高熱負荷機器においては適切な 除熱対策を行うことが、その安定した動作や事故などに対す る安全性を保障する上で非常に重要である。その際、除熱方 法として液の強制対流による冷却などが用いられるが、液の 沸騰による相変化を伴うことで潜熱による熱輸送や気泡離 脱による過熱液の撹乱効果などにより、さらに熱伝達は促進 される。そのため、沸騰現象のメカニズムに対する理解は工 学機器を設計する上で非常に重要である。しかし、沸騰現象 は様々な要因が複雑に関わってくることから、過去に多くの 研究者によって研究されてきたにも拘らず、未だにそのメカ ニズムは十分には解明されていない。Kenning<sup>(1)</sup>らはプール 沸騰の実験において液晶を用いて気泡成長時の伝熱面温度 の空間的および時間的な変化の測定を行っている。ここで彼 らは伝熱面温度の非一様性の重要性を指摘しており、Mikic と Rosenow<sup>(2)</sup>による過渡熱伝導モデルは一様な過渡熱伝導な どを仮定していることから、核沸騰現象における伝熱機構と しては非現実的であると指摘している。また沸騰現象を数値 的に解析することは相変化が存在することなどから比較的 困難であり、その例は少ない。一例として Juric と Tryggvason による膜沸騰のシミュレーション<sup>(3)</sup>が挙げられ るが、そこで彼らも伝熱面温度の時間的および空間的な変動 の重要性を指摘しており興味深い。

本研究では著者の一人が開発している多相流の直接解析 手法 MARS<sup>(4)</sup>をプール内における核沸騰の直接シミュレー ションに適用し、沸騰現象の直接数値解析手法の開発および プール沸騰における核沸騰現象のメカニズムの解明を目的 とした。

# 2.計算方法

本解析は功刀による多相熱流体解析手法 MARS (Multi-interface Advection and Reconstruction Solver)<sup>(4)</sup>に基づ いている。支配方程式、沸騰モデルおよび膨張・収縮モデル 等について簡単に述べる。

2-1.支配方程式

連続式

# 多相加流体の連続式は次式で表せる。

$$\frac{\partial \langle F \rangle}{\partial t} + \sum \left[ \nabla \cdot (F_m U) \right] = 0 \tag{1}$$

ただし、Fは流体の体積分率を表し、平均流体率は次式で定 義する。

$$\langle F \rangle = \sum F_m \tag{2}$$

# <u>運動方程式</u>

表面張力に Brackbill<sup>(5)</sup>による CSF (Continuum Surface Force)モデルを用いて、体積力 Fv として考慮した。

$$\frac{\partial U}{\partial t} + (U \cdot \nabla)U = G - \frac{1}{\langle \rangle} (\nabla P + \nabla \cdot - F_{\nu})$$
(3)

<u>エネルギー方程式</u>

$$\frac{\partial}{\partial t} \langle C_{\nu} \rangle_{MT} + \nabla \cdot (\langle C_{\nu} \rangle_{MTU}) 
= \nabla \cdot (\langle \lambda \rangle_{M} \nabla T) - P(\nabla \cdot U) + Q$$
(4)

ここで、右辺第二項の Clausius-Clapeyron の式は、理想気体 近似している。

## 2-2.沸騰モデル

本解析では核沸騰現象を気泡核の生成と核生成後の気泡 成長の二段階に分けて考え、それぞれに対して以下に示す核 生成モデルおよび気泡成長モデルを適用した。即ち、

# 核沸騰モデル = 核生成モデル + 気泡成長モデル

#### 核生成モデル

気泡核の生成に対しては、一般的にはキャビティモデルが 考えられている。通常、気泡核の生成には液の過熱状態が必 要とされ、理想的な鏡面状態の伝熱面に対しては大気圧下の 水の場合、古典的分子運動論から 210K 程度の過熱度が必要 とされるが、一般的な核沸騰においては十数度程度であると 考えられている。

即ち、過熱度をパラメーターとして考え、あらかじめ設定 しておいた過熱度に達した格子には気泡核の大きさに対応 した気相の体積分率(VOF率)が与えられるとした。ここで 気泡核の半径<sub>Te</sub>は、Homogeneous な核生成<sup>60</sup>を仮定した場合 の熱力学的な理論式(5)から求め、気泡核は球状であると仮定 し、計算格子の体積との比から気泡核の VOF 率を求めた。 実際の核沸騰現象はほぼ Heterogeneous な核生成をしている と思われるため、式(5)から得られる値は厳密には実際の核半 径とは一致しないが、円錐状のキャビティを仮定した場合の 臨界半径と比較した場合、過熱度がそれほど大きくない時に はその差はあまり大きくないため、結果への影響は小さいと 思われる。

また、Kenning ら<sup>(1)</sup>の実験結果などから核生成に必要な過 熱度は伝熱面上において空間的な分布を持つが、本解析では 液の過熱度は一様であると仮定している。したがって、本解 析では特定の発泡点は仮定していない。

$$r_e = \frac{2}{P_{sat}(T_l)exp\{v_l[P_l - P_{sat}(T_l)]/RT_l\} - P_l}.$$
 (5)

気泡成長モデル

気泡成長モデルとしては以下に示す大中による温度回復 法<sup>(7)</sup>を用いた。気泡成長モデルは気相の VOF 率が存在する 計算格子にのみ適用される。

## 相変化計算の手順

- 1)相変化の無い場合の温度分布を求める。
- 2)1時間ステップ内においてFig.1に示した飽和温度( $T_G$ or  $T_L$ )からの温度降下( $T_c=T_G-T$ , or  $T_e=T_L-T$ )を求め る。
- 3)  $T_c>0$  (or  $T_e<0$ )ならば物質は液化(気化)し、物質 の温度は気相線温度  $T_G$  (or  $T_L$ )へ回復する。従って、 Qs = Cp W T
- 4) 最終的に、物質率の変化量 gが得られる。 g = Cp T/L
- 5) MARS 法では相変化量 gが F 変化と同等とし、流 体率へ加える。F=F± F

ここで、Qs は液体から気体への潜熱放出量、 W は計算格 子体積、L は蒸発潜熱である。なお、本解析では VOF 率 0.5 の界面に対して 100.0 の等温線を気泡周囲に表示するため、  $T_G = 100.1$  °C,  $T_L = 100.0$  と設定した。



Fig.1 Relation of enthalpy-temperature

2-3. 膨張・収縮モデル

気泡の膨張に伴う圧力仕事に対して、以下に示す膨張・収 縮モデルを用いた。気相に対して理想気体を仮定し、理想気 体の状態方程式を用いてこの効果をモデル化した。圧力仕事 は気泡の界面でのみ発生すると仮定し、理想気体( 則気体) の等エントロピー変化を仮定した場合、次式の熱力学的関係 が成立する。

$$Pv^{\gamma} = P\rho_{o}^{-\gamma} = cons \tan t \tag{6}$$

界面での密度は一定であるため、密度変化 🧹 🧋 を比容 積 v の変化として考慮し、さらにこの比容積変化 v/v を流 体率 Fの変化と等しいと仮定することで次式のように圧力 変化に伴う膨張・収縮を考慮した。ここで上付き添字のnは 時刻nを意味する。

$$\Delta F \equiv \frac{\delta v}{v} = -\frac{\delta \rho_g}{\rho_g^n} = -\frac{\delta P}{\gamma \left(P^n + \delta P\right)}$$
(7)

#### 3.計算条件

本解析ではプール沸騰の三次元解析を行った。伝熱面面積 は 10.0mm × 5.0mm=50.0mm<sup>2</sup>、プールの深さは 5.5mm であり、 伝熱面温度の空間的および時間的な変化を考慮するため、液 体は厚さ 0.5mm の固体層を通して y 方向負側から一定熱流 束で加熱される。ここで、x 方向および z 方向すなわち水平 方向の境界条件として周期境界条件を用い、y方向正側の境 界条件として自由流入出条件を用い、温度条件は90 で一定 とした。計算領域の概略を Fig.2 に示す。液体として水を用 い、固体としてステンレスを仮定した。水の初期サブクール 度は 10K とし、加熱熱流束は 2.0MW/m<sup>2</sup> とした。したがって、 本解析は急加熱による非定常核沸騰となっている。また系圧 は大気圧とした。核生成時の液の過熱状態は考慮したが、伝 熱面の表面粗さの影響は考慮されていない。核生成モデルに おける液の過熱限界は110 とした。そのときの核半径は2.7 ×10<sup>-5</sup>mであり、核の VOF 率は 8.24 × 10<sup>-5</sup>である。また重力 が-y方向に加えられている。計算精度を保証するため、計 算には正方格子のみを用いた。格子サイズは1.0×10<sup>-4</sup>m、時 間刻みは 5.0×10<sup>-5</sup>s とした。よって格子点数は 100[x]× 60[y] × 50[z]=300000 である。したがって物理的な見方をす れば、発泡点密度は伝熱面上の格子点数ということになり、 1.0×10<sup>4</sup>m<sup>-2</sup>となる。Benjamin らの実験結果<sup>(8)</sup>から 1.0MW/m<sup>2</sup> 程度の加熱熱流束の場合、発泡点密度は 10<sup>-5</sup>m<sup>-2</sup>程度であるた め、約1/10程度の発泡点密度に相当している。



## 4.計算結果

計算結果を Fig.3 から Fig.7 に示す。Fig.3 は計算開始後間 もなく、伝熱面上に気泡が所々出来始めているが、まだ離脱 する程大きくは成長していない時点での様子である。気泡は VOF 率 0.5 の等数値面によって表示されており、表示されて いる以外にも微小な気泡核が伝熱面上に多数存在している。 発生した気泡は伝熱面上に全般的に分散して存在しており、 やや気泡が集中している領域もあるものの、空間的な分布に 特別な傾向は見られない。気泡核は伝熱面上の至る所で発生 しているが、そのほとんどは近傍の気泡に吸収されるか、若 しくは再凝縮している。また図中には境界から z=1.3mm の地 点での伝熱面上の過熱液層の等温線が示されている。過熱液 層は伝熱面上で常に揺らいでいるが、特に図中左側の気泡の 近くで大きく揺らいでいることが分かる。温度範囲は 101.0 (赤線)から 100.0 (青線)までである。



Fig.3 Small bubbles on the heated wall

Fig.4(a) ~ (d)では図中左側において気泡が離脱する様子お よび気泡離脱に伴い過熱液が気泡に同伴して伝熱面から剥 離していく様子が示されている。この間約15.0msであった。 離脱気泡の大きさは完全な球状の気泡を仮定すると約 0.74mmである。伝熱面から剥離させられた過熱液層の温度 は最高で約100.5 となっており、伝熱面近傍にはやや冷た い液が流れ込んでいることが Fig.4(c)から分かる。この部分 を拡大し、また速度ベクトルを重ねた図を Fig.5 に示す。こ の一例だけでは定量的なことは言えないが、定性的にはこの ように気泡の離脱により、過熱液の撹乱が生じ、冷たい液が 伝熱面上に流れ込んでいるものと思われる。また、この結果 は一般的に言われている気泡離脱による伝熱面の冷却効果 とも一致する。

本解析では加熱熱流束が非常に大きいため、一つの気泡の 周囲には多数の気泡が存在しており、気泡は合体を繰り返し ながら成長している。したがって、孤立気泡の成長速度は今 回の結果からは分からなかった。しかし、計算開始後、最初 に核生成し始めてから、約185.2msの間に3個の離脱気泡が 生じた。これらの離脱気泡径はそれぞれ約0.74mm、1.02mm、 1.03mm であり、平均すると約0.93mm である。したがって、 気泡の成長速度は平均約2.51×10<sup>-3</sup>m/s 程度であると思われ る。また Jacob と Fritz<sup>(9)</sup>による離脱気泡の発生頻度 f と離 脱気泡径  $d_d$ の関係(8)は、

$$fd_d = 0.078 \, [\text{m/s}]$$
 (8)

であるが、解析結果に対して伝熱面面積が 10.0mm × 5.0mm と 小さいことから離脱気泡がほぼ同じ位置から発生している と仮定すると、 $f=3/185.2ms^{-1}=0.016ms^{-1}, d_{d}=0.93mm$ より、  $fd_{d}=0.015m/s$ となり、核生成モデルにおいて一様な過熱度を 仮定していることなど物理的には適切ではない要因が存在 するにも拘らず、Jacob と Fritz による関係(8)に比較的近 い大きさである。

Fig.4(c)の時点での伝熱面の温度分布を Fig.6 に示す。伝熱 面温度は平均約 199.5 (青)から 209.5 (赤)にまで達 しているが、まだ定常状態には達しておらず、温度はさらに 上昇中である。気泡核発生直後は気泡直下の伝熱面温度は若 干降下するものの、相変化等により奪われる熱量よりも供給 される熱量の方が大きいため直ぐに上昇に転じた。そしてあ る程度気泡が成長したときには周囲の温度に比べて高い温 度となっている。通常、実験結果等によると気泡直下の温度 は周囲に比較して低下していると考えられているため、この 点は実験結果と異なる。この結果の主な原因は非常に大きな 熱流束を加えていることであると思われるが、その他に核生 成モデルの温度を格子中心で定義しているため、伝熱面温度 が格子サイズに依存していること、また格子サイズが大き過 ぎるため気泡下に存在していると考えられているマイクロ レイヤーが計算上、存在していないことなどが考えられる。

Fig.7 では計算領域全体の流れ場を流速ベクトルにより表示している。上昇する気泡による伴流が生じていることがわかる。

本解析では核生成に必要な液の過熱度は一様であると仮 定し、さらに伝熱面上の至る所で核生成が可能であるとし、 また非常に大きな加熱熱流束を加えているために、気泡核は 大量に発生し、それらが互いに合体を繰り返すことで気泡が 成長するという結果が得られた。しかし、これは一般的な核 生成に対する考え方とは異なり、キャビティモデルの場合に は気泡はキャビティから生じ、必要な過熱度もキャビティの 開口径によって決まるとされている。したがって、より厳密 な解析を行う場合には、核生成に必要な過熱度の適切なモデ ル化を行い、核生成点密度に対してはより細かい格子を用い て解析する必要がある。

### 5.まとめ

本研究では著者の一人が開発している MARS 法を用い、 さらに沸騰モデルとして核生成モデルや気泡成長モデルな どを加えることで、プール状態における核沸騰現象の直接数 値解析を行った。

本解析においては伝熱面温度の空間的および時間的変化 や相変化潜熱、核生成時における液の過熱状態、気泡成長時 の体積膨張仕事などが考慮されている。ただし、核生成モデ ルは非常に単純な形のものを用いているため、実際の物理現 象とは核生成率などの点において異なると思われる。また定 量的な考察を十分には行っていないため、今後、定量的な評 価を行うことにより、それらを合わせて沸騰解析を試み、実 験結果との比較を行っていく必要がある。

また、今回の解析では加熱熱流束を 2.0MW/m<sup>2</sup>と非常に大きな値に設定しているため、物理的には非定常沸騰となっている。今後、より低い加熱熱流束による解析を行うことで定常な核沸騰の解析を行う必要がある。また今回用いたような大きな加熱熱流束の場合には沸騰状態は核沸騰から膜沸騰へと遷移するはずであるが、本解析ではそこまでは至っていない。その一因としては計算時間が十分ではないことが考えられるが、その他には計算格子が大きいことから Microlayer が解析されていないため、薄液膜ドライアウトが生じないことも考えられる。



(b) 5.0ms

(d) 15.0ms

Fig.4 Departure of bubbles and disturbance of thermal boundary layer of superheated liquid



Fig.5 Following wake behind departure of a bubble



Fig.6 Temperature distribution of the heated wall

本解析で用いた計算格子の大きさは 0.1mm と核生成のス ケールと比較してかなり大きな計算格子である。離脱気泡径 は約 1.0mm であり、格子サイズに比べて十分に大きいため 離脱気泡径の格子依存性はそれほど大きくないと思われる が、実験などにおける考察から沸騰現象における熱伝達率に おいて重要な役割を果たしていると思われる気泡下の Microlayer を解析するには大き過ぎる。Microlayer の厚さは 10 数ミクロン程度であると思われるため、今後十分な解析を 行うためには数ミクロンの大きさの計算格子を用いる必要 がある。

本解析では計算条件として、実際の物理現象と比較して十 分ではない部分もあるが、それにも拘らず、沸騰解析の実現 へ向けて大きな進歩が得られたものと思われる。今後より適 切な熱流束条件において、またより適切な核生成モデルを用 いることで、より完全な解析が可能となると思われる。今後 は今回得られた結果についてより詳細な検討を行う予定で ある。

最後に、本研究は日本原子力研究所の協力研究として実施 されたものであり、同所、関西研究所の大型計算機 VPP300 を使用した。また原研エネルギーシステム研究部熱流体グル ープの秋本肇氏及び小瀬裕男氏に多大なご協力を頂いた。記 して感謝する。

#### 参考文献

(1)Kenning, D.B.R. and Yan, YOUYOU., Int.J.Heat Mass Transfer Vol.39,No.15(1996), 3117

(2)Mikic, B.B. and Rohsenow, W.M. ASME J. Heat Transfer 91, 245-250(1969)

(3)JURIC, D. and TRYGGVASON, G., Int.J.Multiphase Flow Vol.24, No.3(1998), 387

(4)功刀, 機論(B), 63-609(1997-5), 1576

(5)Brackbill, J. U. • 他 2 名, J. Comput. Phys., 100 (1992), 335 (6)V. P. Carey, Liquid-vapor phase-change phenomena: an introduction to the thermophysics of vaporization and condensation processes in heat transfer equipment, Chap.5,6, Taylor & Francis, 1992

(7)大中, コンピュータ伝熱・凝固解析入門, 丸善(1985)

(8)Benjamin, R. J. and Balakrishnan, A. R., *Experimental Thermal and Fluid Science* 1997; 15:32-42

(9)Jacob, M., and Fritz, W., Frosh. Geb. Ingenieurwes, vol. 2, p. 434, 1931



Fig.7 Following wake behind a bubble