

機正 *丸山 茂夫 (東大工)
機学 清水 聡 (東大工院)

機正 庄司 正弘 (東大工)

NUMERICAL SIMULATION OF TRANSITION BOILING HEAT TRANSFER
S. MARUYAMA*, M. SHOJI AND S. SHIMIZU

1. はじめに

限界熱流束を含む高熱流束核沸騰から遷移沸騰の熱伝達において、合体気泡下のマクロ液膜の蒸発が重要な意味を持つとされているが⁽¹⁾、合体気泡の生成から離脱の間に、マクロ液膜がどのように蒸発していくものであるか、すなわち加熱面の乾きが時間的、空間的にどの様に変化するものであるかについてはあまり明らかにされていない。そこで本研究では、マクロ液膜の乾きパターンと熱流束の時間進展のシミュレーションを行い、マクロ液膜の変化の様子を視覚的に理解するとともに、甲藤ら⁽¹⁾の空間平均的な考え方、Dhirら⁽²⁾の時間平均的な考え方との比較を行った。

2. 数値シミュレーション手法

数値シミュレーションは、前報⁽³⁾の手法を若干改良して行った。合体気泡が離脱した後に直ちに新しい合体気泡が生成され、その元に液が取り残されると考え、この瞬間(時間 $t=0$)に庄司ら⁽⁴⁾の実験結果より予測される初期液膜厚さ δ_0 、初期ボイド率 α_0 のマクロ液膜を仮定する。初期の乾きパターンはランダムな位置にランダムな大きさの円形蒸気システム(初期半径最大値 r_{max} 以下)が存在するとする。時間進行については、液膜厚さ $\delta(t)$ の減少とステム半径 $r(t)$ の増大をそれぞれ以下の簡単なモデルに基づいて計算する。すなわち、液膜の蒸発による厚さ変化は縦方向一次元熱伝導で評価されると仮定し以下の式より求める。

$$-d\delta/dt = \beta \Delta T / \delta, \quad \delta(t) = \sqrt{\delta_0^2 - 2\beta \Delta T t} \quad (1)$$

ここで、 $\beta = \lambda / (\rho H_{fg})$ 、 λ : 液の熱伝導率、 ρ : 液の密度、 H_{fg} : 蒸発潜熱、 ΔT : 壁面過熱度である。一方、蒸気システム半径の成長速度 dr/dt は、Fig. 1 のようにステムと液膜の接触面が一定の角度 θ を持つと考えたときの縦方向一次元熱伝導で評価される斜面での蒸発によって半径 r が増加すると仮定して以下の式で計算した。

$$\frac{dr}{dt} = \frac{\beta \Delta T}{\delta} \frac{1}{\tan \theta} \left[1 + \log \left(\frac{\delta}{\delta_m} \right) \right] \quad (2)$$

ここで、 δ_m は気液界面での熱流束が無限大となるのを避けるために導入した熱流束の上限值⁽⁵⁾ $q_m = 7.86 \Delta T$ (MW/m^2) (大気圧飽和沸騰) より $q_m = \lambda \Delta T / \delta_m$ で与えられる限界厚さである。また、成長速度のモデルの単純さを考慮すると、角度 $\tan \theta$ は物理的な蒸気・液の接触角というより、液膜厚さの減少率 [式(1)] と蒸気システム成長速度 [式(2)] の比を決めるパラメータである。

3. 乾きパターン・液膜厚さ・熱流束の時間変化

Fig. 2 に計算された乾きパターンの一例を示す。大気圧・飽和水の限界熱流束状態を想定し、 $\Delta T = 23\text{K}$ 、 $\delta_0 = 33 \mu\text{m}$ 、 $\alpha_0 = 10\%$ とした場合である。さらに、後述の沸騰曲線が実験と合うように $\theta = 6^\circ$ 、 $r_{max} = 0.4\text{mm}$ とした。黒い部分が液膜、白い円形部が蒸気システムを表す。Fig. 2 下部にはボイド率 α の時間変化とともにマクロ液膜厚さ δ の変化、全液量等価厚さ $W = \delta(1-\alpha)$ 及び熱流束 q をプロットした。熱流束 q は、乾き面からの伝熱は無視して、液膜厚さの減少に対応する熱流束 $q_\delta = \rho H_{fg}(1-\alpha)(-d\delta/dt)$ と蒸気システムの成長に対応する熱流束 $q_a = \rho H_{fg} \delta (d\alpha/dt)$ の合計となる。

Fig. 2 において特徴的なのは、 q_a の影響で熱流束 q が時間とともに増加し一旦最大値をもって減少する点である。これは、Fig. 2 の乾きパターンから直感的に分かるように、ボイド率の変化

に伴って、最も蒸発の盛んな蒸気・液界面長さ(蒸気システムの濡れぶち長さ)が $\alpha = 0.4 \sim 0.5$ の時に最大値を持つからである。また、ボイド率が大きくなると液膜中にステムがあるというよりは、沸騰面上に液滴が残っていると考えられるパターンに変わっていく [Fig. 2(d)]。Fig. 2 に示す結果の場合は、 $\delta \neq 0$ で乾ききり、液膜厚さの減少の効果より蒸気システムの成長の効果がわずかに強く現れているが、 ΔT を大きくするか δ_0 を小さくすると厚さの減少の効果がより強く現れ、乾ききるまでの時間は式(1)より $\delta_0^2 / (2\beta \Delta T)$ となる。

4. 沸騰曲線

壁面過熱度 ΔT を変えたときの初期液膜厚さ δ_0 の変化を庄司ら⁽⁴⁾により Fig. 3 のように仮定し、かつ初期ボイド率は庄司ら⁽⁴⁾の結果と Gaertnerら⁽⁶⁾の結果に基づき 10% で一定と仮定する。庄司ら⁽⁴⁾は δ_0 を熱流束に対して整理しているの、核沸騰の沸騰曲線相関式と遷移沸騰域の瞬間最大熱流束の包絡線⁽⁷⁾を組み合わせて (Fig. 4 参照) 過熱度に対する厚さを求めた。これらの条件下で、 θ と r_{max} を最適化して得られた沸騰曲線が Fig. 4 である ($\theta = 6^\circ$ 、 $r_{max} = 0.4\text{mm}$)。ここで、気泡離脱周期 τ は庄司ら⁽⁴⁾

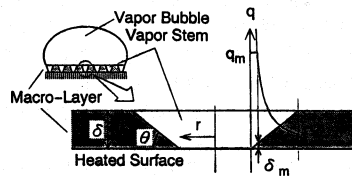


Fig. 1 Model of heat conduction and vaporization near the vapor-liquid interface.

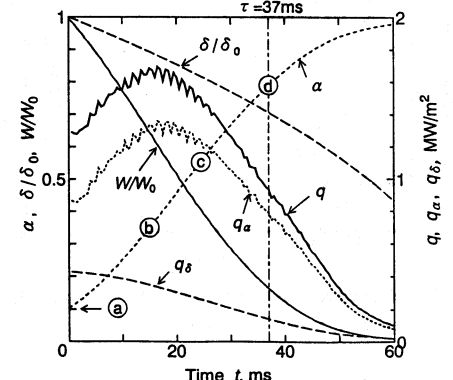
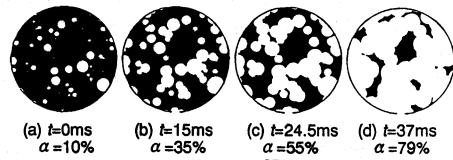


Fig. 2 Simulated dry patterns and change of void fraction α , thickness of macrolayer δ , and instantaneous heat flux q for CHF condition of $\Delta T = 23\text{K}$, $\bar{q} = 1.4\text{MW/m}^2$.

の結果によって遷移沸騰域ではわずかに増大するものの簡単のために37msで一定とした。さて、Fig.4には仮定した δ_0 、 α_0 、 τ より定まる平均熱流束の上限値 $\bar{q}_{max} = \rho H_{fg} \delta_0 (1-\alpha_0) / \tau$ を書き加えてあるが、遷移沸騰域では τ 以前に完全に乾ききってしまうために、得られる平均熱流束はこの値と一致する。なお、この計算条件に対して θ 、 r_{max} 、 α_0 を2倍程度増減すると、核沸騰域からCHF点では \bar{q} が変化するが、遷移沸騰域では \bar{q}_{max} と一致する。一方、沸騰面の接触角がより大きい場合を想定して⁽⁴⁾ δ_0 を1/2とした場合の結果(Fig.6の波線)は、核沸騰域からCHF点までは余り変わらず、遷移沸騰域では \bar{q}_{max} が δ_0 に比例するために1/2となる。

5. 空間平均的モデルと時間平均的モデル

シミュレーションの結果より、周期 $\tau = 37ms$ で合体気泡の離脱を繰り返すとして熱流束と全液量等価液膜厚さ $W = \delta(1-\alpha)$ の時間変化を示したのがFig.5である。この場合には、初期乾きパターンを決定する乱数を各周期で変えてみたが、各周期ごとの差異は僅かである。甲藤⁽¹⁾は、高熱流束核沸騰のときにはマクロ液膜が乾くより前に合体気泡の離脱(液の供給)が起こるが、限界熱流束条件下では、液膜が乾ききると同時に液の供給があり、さらに液膜が乾いてから液の供給までの間に伝熱劣化があると遷移沸騰となると考えた。Fig.5は、CHF状態において必ずしも完全に乾ききらないという点を除けばこの考えを裏付けている。若干の修正は、Fig.2より明らかのように、一定値以上のボイド率となると熱流束が減少するため、この減少が小さくうちに液の供給があるときに最大の平均熱流束が得られることによる。

Fig.6には、計算された時間平均のボイド率を庄司⁽⁴⁾とDhir⁽²⁾の実験結果と比較して示す。時間平均ボイド率は、核沸騰域

では設定した初期ボイド率とさほど変わらないが、CHF点近傍で急激に大きくなり、遷移沸騰域では周期と比べて極短時間で乾ききってしまうので1に近づく。庄司⁽⁴⁾の結果は、液膜計測針の有限の大きさのために、膜沸騰においても壁面ボイド率が80%程度と小さく見積られることを考慮すると実験とシミュレーションはよく一致している。

さて、Dhir⁽²⁾は、このマクロ液膜の時間平均ボイド率が接触角によって異なることに基づき時間平均的乾きパターンをモデル化し、接触角による沸騰曲線の変化を予測した。本シミュレーションの結果は彼らの実験結果($\phi = 14^\circ$)に近い結果を与え、さらに、沸騰面の接触角が増加すると δ_0 が減少すると考えると⁽⁴⁾、Fig.6の δ_0 を半分とした計算は接触角の増大と対応し、彼らの実験結果と符合する。

参考文献

- (1) 甲藤・横谷, 機論34-258(昭43), 345.
- (2) V. K. Dhir and S. P. Liaw, Trans. ASME, J. Heat Transfer 111(1989), 739.
- (3) 清水・丸山・庄司, 熱工学講演会910-84(平3), 85.
- (4) 庄司・黄・田中・横谷, 第29回伝熱シンポジウム(平4), F161.
- (5) 庄司, 日本伝熱研究会第2回トピカルワークショップ(平2), 66.
- (6) R. F. Gaertner and J. W. Westwater, Chem. Engng. Prog. Symp. Ser. 56-30(1960), 39.
- (7) M. Shoji et al., 3rd ASME-JSME Therm. Engng. Joint Conference 2 (1991), 333.
- (8) 庄司・黒木・徳増, 第29回伝熱シンポジウム(平4).

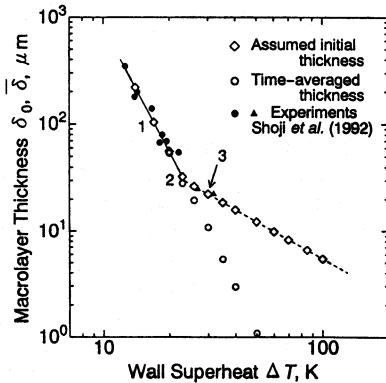


Fig. 3 Assumed initial thickness of macro-layer.

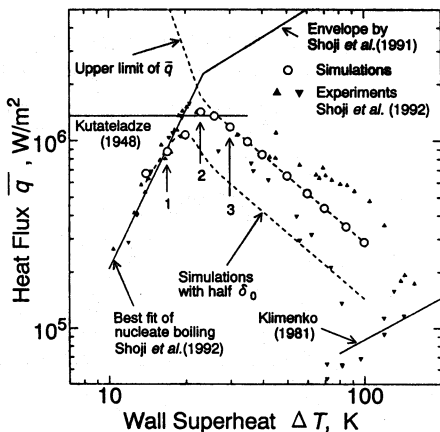


Fig. 4 Simulated boiling curves.

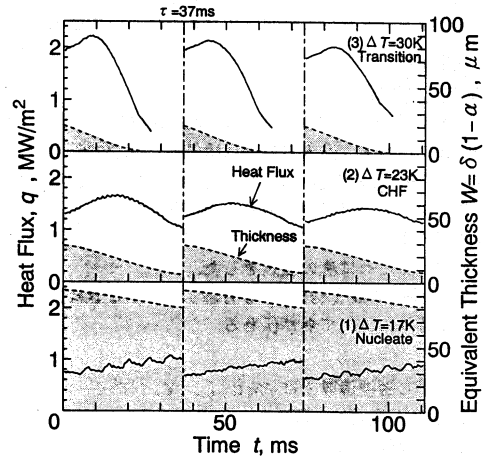


Fig. 5 Periodic change of heat flux and equivalent thickness of macro-layer.

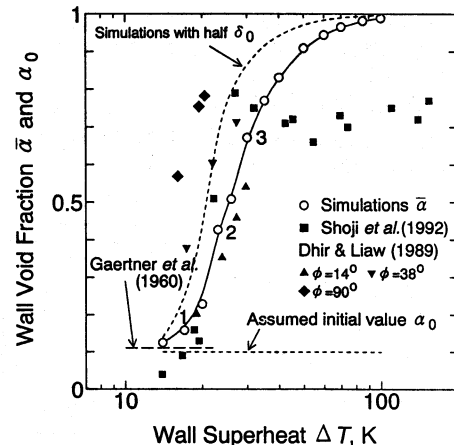


Fig. 6 Time-averaged wall void fraction.