マイクロ・マクロ液膜モデルによる非定常沸騰熱伝達の理論的研究* (非沸騰状態から膜沸騰への直接遷移の機構)

趙 耀 華^{*1}, 増岡 隆 士^{*2}, 鶴田 隆 治^{*2}

Theoretical Studies on Transient Pool Boiling Based on Microlayer/Macrolayer Model (Mechanism of Transition from Nonboiling Regime to Film Boiling)

Yaohua ZHAO, Takashi MASUOKA and Takaharu TSURUTA

An analytical model for transient pool boiling heat transfer was developed in this study. The boiling curves of transient boiling were obtained based on the microlayer/macrolayer models proposed by us and the mechanism of transition from nonboiling regime to film boiling, i. e., direct transition was theoretically examined. Since the nucleate boiling heat flux is mainly due to the evaporation of the microlayer and the initial thickness of the microlayer decreases rapidly with increasing superheat, the duration of nucleate boiling is markedly decreased as the incipient boiling superheat is increased. It is found that the direct transition is closely connected to the rapid dryout of the microlayer which occupies almost the whole surface at high wall superheat.

Key Words: Phase Change, Transient Boiling, Heat Transfer, Direct Transition, Microlayer/Macrolayer

1. 緒 言

非定常沸騰における伝熱特性, すなわち伝熱面温度の時間変化率の沸騰熱伝達に及ぼす影響を解明することは, 例えば高温金属の焼入れや, 原子炉重大事故時にかかわる過渡伝熱, 液体窒素冷却高温超伝導体の安定性などに関連し, 工学上極めて重要である。

非定常沸騰に関して, 従来から種々の加熱速度に対し, 非定常沸騰の研究がなされている。比較的緩慢な非定常沸騰の場合は, 沸騰開始点近傍の壁温オーバーシュートを経過した後核沸騰となるが, その熱伝達率は Sakurai ら^{(1)~(3)}により詳細に検討されている。それによれば非定常核沸騰熱伝達率は定常条件下の値をたどり, 定常 DNB 熱流束以上の熱流束範囲においては定常核沸騰曲線の外挿線上の熱流束が得られることが見いだされている。比較的速い非定常沸騰では, 沸騰曲線は定常沸騰曲線からはずれ⁽³⁾, 極めて速い加熱速度の非定常沸騰の場合は, 均質核生成による気泡生成現象が観察されている⁽⁴⁾。また, 気泡核が活性化し

にくい液体の場合は, 沸騰開始温度が十分高くなり, 爆発的な沸騰開始現象が見られ, 非沸騰状態から膜沸騰への遷移現象, すなわち, いわゆる Direct Transition (DT) と呼ばれる現象が観察されている^{(5)~(7)}。しかし, これらの沸騰現象に関する理論的説明は十分に行われておらず, その基本的伝熱機構にはまだ未解明の部分が多いように思われる。

著者らは定常沸騰熱伝達機構に関するマイクロ・マクロ液膜モデルを提案し, 限界熱流束と遷移沸騰現象が一次気泡の形成・成長と液膜の蒸発によって支配されていると報告している⁽⁸⁾⁽⁹⁾。非定常沸騰熱伝達においても, 基本的には定常沸騰熱伝達と同様, 一次気泡の形成・成長と液膜の蒸発によって支配されるとの観点から, 定常沸騰におけるマイクロ・マクロ液膜モデルの非定常沸騰への拡張を行った。本研究ではこのモデルによって, 熱流束の予測を行い, 比較的高加熱速度の非定常飽和沸騰機構を検討するものである。

記 号

A_b : ミクロ液膜域の面積 $= \pi(d/2)^2$

A_d : 孤立気泡の影響面積 $= \pi d^2$

A_{ev} : 液膜の蒸発面積

c_1 : 伝熱面の温度変化率

* 原稿受付 1996年2月27日。

^{*1} 正員, 九州工業大学大学院 (〒804 北九州市戸畑区仙水町1-1)。

^{*2} 正員, 九州工業大学工学部。

c_p : 定圧比熱
 D_t : 孤立気泡の後期成長の瞬間直径 $= 2R$
 d : 孤立気泡の初期成長終了時の直径
 h_{fg} : 液体の蒸発潜熱
 k_l : 液体の熱伝導率
 m : 気泡の形成のグループ数
 N : 発泡点密度
 q : 熱流束
 q_{cd} : 非定常熱伝導熱流束
 q_{ev} : 液膜の蒸発熱流束
 r : 孤立気泡半径, または座標
 r_c : 過熱境界層が液膜界面に達する半径
 $r_{(t)}^d$: 孤立気泡下乾燥領域の瞬間半径
 t : 時間
 t_g : 気泡初期成長時間
 T : 温度
 ΔT_{in} : 沸騰開始温度 $= T_0$
 ΔT_s : 伝熱面の過熱度
 α : 液体の熱拡散率
 β : 接触角
 θ : 気泡の形状角
 δ_{ma} : マクロ液膜の厚さ
 δ_{mi} : ミクロ液膜の厚さ
 ρ_l : 液体の密度
 ρ_v : 気体の密度
 添字
 i, j, k : グループ数

2. 非定常沸騰におけるミクロ・マクロ液膜モデル

2.1 非定常沸騰における気泡挙動のモデリング

非定常沸騰における気泡挙動と熱伝達に対し, 図1と図2に示すモデルを考え, 次のように仮定する。

(1) 一つの発泡点で一次気泡が1回だけ形成される(すなわち, 比較的高加熱速度を対象とする)。

(2) 壁温オーバーシュートの程度によって, 一次気泡の形成には次の二つの形態がある。

(i) 低壁温オーバーシュート(低沸騰開始温度)の場合: 一般には低過熱度から気泡核が徐々に活性化するため, 伝熱面上の気泡形成時刻が異なり, 大きさも異なる(図1)。

(ii) 高壁温オーバーシュート(高沸騰開始温度)の場合: 特にオーバーシュートが大きくなった場合, 伝熱面のほぼすべての気泡核が同時に活性化・発泡するので, すべての一次気泡はほぼ同じ大きさになる(図2)。

(3) 気泡底部での液膜構造は定常沸騰の場合と同

じと考える。

(4) 蒸発が生じる液膜領域には気泡が生成されない。また, 気泡間距離は, 気泡を生成する時刻での伝熱面温度に対応する発泡点密度から決まる。

Fig. 1 Models at the case of low overshoot

Fig. 2 Models at the case of high overshoot

(5) 伝熱面温度は一樣で、時間的に単調に上昇する。

まず低壁温オーバーシュートを生じる場合の伝熱モデルを考える。非定常沸騰時間 τ の間に、伝熱面過熱度の増加とともに(あるいは時間の増加とともに)、伝熱面上のさまざまな気泡核が相次いで活性化する(図1)。今 m グループの一次気泡が相次いで形成される場合を想定し、その時間間隔を、 $\Delta t_1, \Delta t_2, \dots, \Delta t_m$ ($\tau = \sum_{j=1}^m \Delta t_j$) で表し、対応する時刻と伝熱面温度を、それぞれ $t_0, t_1, t_2, \dots, t_m$ と $T_0, T_1, \dots, T_m$ で表すことにする。

面積 A_0 の伝熱面において時刻 t_1 での第1グループの気泡の面密度を N_1 、一つの気泡底部での蒸発領域を A_{1ev} とすると、蒸発領域以外の領域 A_1 は、

$$\frac{A_1}{A_0} = 1 - N_1 A_{1ev}$$

となる。この領域 A_1 は、時刻 t_2 に第2グループの気泡が生成する面積となる。同様に、各グループの一次気泡が生成される伝熱面面積は、前グループで残された面積であり、次のように与えられる(図1)。

$$\frac{A_2}{A_0} = (1 - N_1 A_{1ev})(1 - N_2 A_{2ev})$$

.....

$$\frac{A_j}{A_0} = \prod_{k=1}^j (1 - N_k A_{kev}^k) \quad j=1, \dots, m \quad (1)$$

ここで N_k は、時刻 t_k での発泡点密度であり、 A_{kev}^k は一つの一次気泡底部での蒸発面積である。したがって、時刻 $t(t_{j-1} < t < t_j)$ での瞬間表面熱流束は、

$$\bar{q}(t) = \sum_{k=1}^j \frac{A_{k-1}}{A_0} \cdot N_k \cdot A_{kev}^k q_{ev}^k + \frac{A_j}{A_0} q_{cd}(t) \quad \dots (2)$$

となる。ここで q_{ev}^k は、第 k グループの1個の一次気泡の瞬時蒸発熱流束であり、 $q_{cd}(t)$ は非定常熱伝導熱流束である。

一方、高壁温オーバーシュートが起こる液体の場合には、一次気泡はほぼ同時に形成されると仮定され、表面平均熱流束は1個の一次気泡底部の熱流束で表される。

$$\bar{q}(t) = N_1 \cdot A_{1ev} q_{ev} + (1 - N_1 \cdot A_{1ev}) q_{cd}(t) \quad \dots (3)$$

2.2 ミクロ・マクロ液膜モデルの非定常沸騰への適用 高熱流束域核沸騰から遷移沸騰までの沸騰機構に関して、著者らはミクロ・マクロ液膜モデルを提案している⁽⁸⁾⁽⁹⁾。これによると一次気泡の形成とともに、その底部にミクロ液膜とマクロ液膜が形成され、低過熱度の遷移沸騰の場合は伝熱は主としてミクロ液膜の蒸発によるが、高過熱度ではミクロ液膜とマクロ液膜の蒸発がともに寄与すると考えられる。このミクロ・マクロ液膜モデルを以下のように非定常沸騰に適

用する。

第 i 回の一次気泡が成長する間での伝熱面の局所熱流束は次のように表される。

$$q(r, t) = \begin{cases} 0, & r \leq r_{(i)}^d \\ -\rho_i h_{fg} \frac{d\delta_{mi}}{dt}, & r_{(i)}^d < r \leq d/2 \\ -\rho_i h_{fg} \frac{d\delta_{ma}}{dt}, & d/2 < r \leq r_c \\ q_{cd}, & r \geq r_c \end{cases} \quad \dots (4)$$

$$\sum_{j=1}^{i-1} \Delta t_j \leq t \leq \sum_{j=1}^i \Delta t_j$$

ここで $r_{(i)}^d$ は乾燥域の半径、 δ_{mi} , δ_{ma} はそれぞれミクロ液膜、マクロ液膜の厚みであり、乾燥域での熱伝達は無視される。液膜が蒸発する前の伝熱は、半無限大液体の非定常熱伝導によるものと考えているので、熱流束 q_{cd} は次式から求められる。

$$q_{cd} = \frac{k_l}{\sqrt{\pi \alpha}} \left[\frac{\Delta T_s(t)}{\sqrt{t}} + \frac{1}{2} \int_0^t \frac{\Delta T_s(t) - \Delta T_s(\mu)}{(t - \mu)^{3/2}} d\mu \right] \quad \dots (5)$$

したがって表面平均熱流束が次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \bar{q}(t) &= \frac{1}{A_d} \left[\int_{A_b} \left(-\rho_i h_{fg} \frac{d\delta_{mi}}{dt} \right) dA \right. \\ &\quad \left. + \int_{\pi r_c^2 - A_b} \left(-\rho_i h_{fg} \frac{d\delta_{ma}}{dt} \right) dA + \int_{A_d - \pi r_c^2} q_{cd} dA \right] \\ &= \frac{A_{ev}}{A_d} q_{ev} + \left(1 - \frac{A_{ev}}{A_d} \right) q_{cd} \quad \dots (6) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} q_{ev} &= \frac{1}{A_{ev}} \left[\int_{A_b} \left(-\rho_i h_{fg} \frac{d\delta_{mi}}{dt} \right) dA \right. \\ &\quad \left. + \int_{\pi r_c^2 - A_b} \left(-\rho_i h_{fg} \frac{d\delta_{ma}}{dt} \right) dA \right] \quad \dots (7) \end{aligned}$$

式(5)、(7)の q_{ev} と q_{cd} を式(2)に代入すると、瞬間表面熱流束を計算することができる。

熱流束を求めるのに必要なミクロ・マクロ液膜の厚み、乾燥領域の半径等は以下で解析する。

3. 液膜の厚みと乾燥領域

一次気泡底部での液膜構造と伝熱機構が、定常沸騰の場合と同じであるとの仮定から、一次気泡の成長式、液膜の厚みと乾燥領域は、著者らの研究⁽⁸⁾⁽⁹⁾ のように求められる。ただし、ここでは伝熱面過熱度の時間変化を考慮しなければならない。本研究では、単純な壁温の線形加熱の場合を考える。したがって、伝熱面の過熱度は次式で表される。

$$\Delta T_s = T_0 + c_1 t \quad \dots (8)$$

ここで T_0 は沸騰開始時の伝熱面過熱度であり、定数 c_1 が伝熱面の温度変化率である。

3.1 一次気泡の成長 一次気泡が半球状に成長する初期成長段階 ($t \leq t_g$) では、気泡底部にミクロ液

膜は形成される。そのミクロ液膜の蒸発により、気泡成長式が求められる。ミクロ液膜を通しての熱伝導量が気泡成長の潜熱量と等しいことを考慮すれば、

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{2}{3}\pi r^3 \rho_v h_{fg}\right) = 2\pi k_l \int_0^t \frac{\Delta T_s}{\delta_{mi}} r \dot{r} dt \quad t \leq t_g \quad \dots\dots\dots (9)$$

ここでミクロ液膜の初期厚み δ_{mi} は Cooper ら⁽¹⁰⁾ のモデルによれば、時刻 t におけるミクロ液膜の厚みは次式で与えられる。

$$\delta_{mi} = 0.8\sqrt{v_i t} = \sqrt{c\alpha \cdot t} \quad \dots\dots\dots (10)$$

ここで、 $c = 0.64Pr$ である。

したがって、気泡の成長式は次のように求められる。

$$r = \frac{2k_l(T_0 + c_1 t/7)t^{1/2}}{\rho_v h_{fg} \sqrt{c\alpha}} \quad t \leq t_g \quad \dots\dots\dots (11)$$

式(11)から、半径 r の位置にミクロ液膜が形成される時刻 τ_g を r の関数として求めることができる。

$$\tau_g = f(r), \quad \tau_g \leq t_g \quad \dots\dots\dots (12)$$

この位置でのミクロ液膜の初期厚みは

$$\delta_0 = \sqrt{c\alpha \cdot f(r)} \quad \dots\dots\dots (13)$$

となる。初期成長が終わるとき、すなわち $t = t_g$ のとき、気泡径は d に達することになる。

$$d = \frac{4k_l(T_0 + c_1 t_g/7)t_g^{1/2}}{\rho_v h_{fg} \sqrt{c\alpha}} \quad \dots\dots\dots (14)$$

3・2 ミクロ液膜 ミクロ液膜を通しての熱伝導量が気泡成長の潜熱量(液膜の消耗)とバランスすることを考慮すれば、次式がある。

$$-\rho_l h_{fg} \frac{d\delta_{mi}}{dt} = \frac{k_l \Delta T_s}{\delta_{mi}}, \quad t \geq \tau_g \quad \dots\dots\dots (15)$$

$t = \tau_g$ 時、 $\delta_{mi} = \delta_0$ との初期条件を利用して、時刻 t におけるミクロ液膜厚みの式として次式を得る。

$$\frac{\delta_{mi}}{\sqrt{c\alpha \cdot f(r)}} = \left\{ 1 - \frac{2k_l [T_0(t - \tau_g) + c_1(t - \tau_g)^2/2]}{\rho_l h_{fg} c\alpha \cdot f(r)} \right\}^{1/2} \quad t \geq \tau_g \quad \dots\dots\dots (16)$$

したがって乾燥域の半径 $r_{(t)}^d$ は、 $\delta_{mi} = 0$ の条件を用いれば次の式を満たす。

$$\left(\frac{ch_{fg}}{2c_{pl}} + T_0 \right) f(r_{(t)}^d) = T_0 \cdot t + c_1 [t - f(r_{(t)}^d)]^2/2 \quad \dots\dots\dots (17)$$

一般に $ch_{fg} \gg 2c_{pl}\Delta T_s$ であるから次のように近似される。

$$\frac{ch_{fg}}{2c_{pl}} f(r_{(t)}^d) = T_0 \cdot t + c_1 [t - f(r_{(t)}^d)]^2/2 \quad \dots\dots\dots (18)$$

3・3 マクロ液膜 伝熱面の過熱度が十分高い場合、マクロ液膜の消耗と乾燥過程が重要となる。マクロ液膜の初期厚みは

$$\delta_{ma}^0 = \begin{cases} \sqrt{R^2 - (d/2)^2} + \delta_{mi}^d - \sqrt{R^2 - r^2} & \beta \leq \theta \\ R \cos \beta + \delta_{mi}^d - \sqrt{R^2 - r^2} & \beta > \theta \end{cases} \quad \dots\dots\dots (19)$$

となる⁽⁹⁾。 $\beta \leq \theta$ の場合のマクロ液膜の消耗は次のように求めることができる⁽⁹⁾

$$\delta_{ma} = \left\{ \left[\sqrt{R^2 - (d/2)^2} + \delta_{mi}^d - \sqrt{R^2 - r^2} \right]^2 - \frac{2k_l [T_0(t - t_{mg}) + c_1(t - t_{mg})^2/2]}{\rho_l h_{fg}} \right\}^{1/2} \quad \dots\dots\dots (20)$$

マクロ液膜の乾燥条件 $\delta_{ma} = 0$ を用いれば、乾燥域の半径は次式で与えられる。

$$r_{(t)}^d = \left\{ R^2 - \left[\sqrt{R^2 - (d/2)^2} - \left(\frac{2k_l}{\rho_l h_{fg}} \right)^{1/2} \times [T_0(t - t_{mg}^*) + c_1(t - t_{mg}^*)^2/2]^{1/2} + \delta_{mi}^d \right]^2 \right\}^{1/2} \quad \dots\dots\dots (21)$$

ここで、 t_{mg}^* は次式から求まる。

$$\sqrt{\pi \alpha t_{mg}^*} = \left\{ \frac{2k_l [T_0(t - t_{mg}^*) + c_1(t - t_{mg}^*)^2/2]}{\rho_l h_{fg}} \right\}^{1/2} \quad \dots\dots\dots (22)$$

式(20)と式(21)は、液体と伝熱面の接触角 β が θ より小さい場合に適用される。 $\beta > \theta$ の場合は、 d を $2R \sin \beta$ に入れ替えることにより、 $r_{(t)}^d$ とマクロ液膜の厚みが決定される。

以上の液膜厚みと乾燥領域の式を2章のモデルに適用することにより非定常沸騰の熱流束を求めることができる。

4. 結果および考察

高加熱速度の場合では、一つの発泡点で一次気泡は1回だけ形成・成長し、沸騰は核沸騰から膜沸騰へ遷移する。式(2)、(3)の中の q_{ev}^k は、

$$q_{ev}^k = q_{ev}(t - t_{k-1}), \quad t_{k-1} \leq t \leq t_m \quad \dots\dots\dots (23)$$

であり、 $q_{ev}(t)$ は式(7)から計算される。

また核沸騰領域ではマクロ液膜の蒸発面積は小さく無視できる。したがって、

$$A_{ev}^k \cong A_b = \frac{\pi d_k^2}{4}, \quad N_k = \frac{1}{\pi d_k^2}, \quad \frac{A_i}{A_0} = \left(\frac{3}{4} \right)^i \quad \dots\dots\dots (24)$$

となる。発泡点密度と加熱面の過熱度の相関式は今まで完全なものがなく、簡単のため、水の定常沸騰における Gaertner⁽¹¹⁾ 式で近似する。

$$\bar{q} = 117.1 N_k^{2/3}, \quad d_k = 17.8 \bar{q}^{-0.75} \quad \dots\dots\dots (25)$$

また Gaertner⁽¹¹⁾ の実験結果から熱流束と過熱度との関係式

$$\bar{q} = \begin{cases} 5.225 \times 10^{-2} \Delta T_s^{5.5}, & \Delta T_s \leq 20 \text{ K} \\ 1.509 \times 10^5 \Delta T_s^{0.6}, & \Delta T_s > 20 \text{ K} \end{cases} \quad \dots\dots\dots (26)$$

Fig. 3 Boiling curve at high incipient superheat

が得られるため、発泡点密度と過熱度の関係を次のように与えることができる。

$$N_k = \begin{cases} 9.425 \times 10^{-6} \Delta T_s^{8.25}, & \Delta T_s \leq 20 \text{ K} \\ 4.626 \times 10^{-4} \Delta T_s^{0.9}, & \Delta T_s > 20 \text{ K} \end{cases} \quad \dots (27)$$

高沸騰開始温度(高壁温オーバーシュート)の場合には、式(3)から熱流束を直接求めることができる。その結果を図3の沸騰曲線に示す。aからb(b')までは、単相液体の熱伝導による熱流束である。b(b')からc(c')までが、マイクロ液膜の蒸発による核沸騰熱流束であり、c(c')からd(d')へはマイクロ液膜の乾燥によって伝熱が大幅に劣化するため、急激に降下することを示している。またd(d')からe(e')までは、マイクロ液膜が消耗した後の遷移沸騰領域であり、マクロ液膜の蒸発が乾燥速度を支配することになり、熱流束の変化速度の低下が見られる。

また、加熱面の過熱度が高いほどマイクロ液膜が薄くなるため[定常の場合は $\delta_0 = 0.32 \mu_l \rho_v h_{fg} r / (\rho_l k_l \Delta T_s)$ と表されるが、非定常の場合は式(13)が適用される]、高沸騰開始温度核沸騰の瞬間最大熱流束は高くなっている(点c'の熱流束が点cより高い)。また、マイクロ液膜が薄いと蒸発・乾燥速度は速くなるため⁽⁹⁾、高沸騰開始温度核沸騰、遷移沸騰熱流束により急激な変化が生じている。なお沸騰開始温度が極小熱流束点温度(均質核生成温度に近い)の程度まで高くなると、マクロ液膜の占める面積が減少し⁽⁹⁾、遷移沸騰領域も急激に狭くなる(d'→e')。極端な場合は、極小熱流束点温度でマクロ液膜がなくなり、遷移沸騰領域が消滅する。実際には加熱体の熱容量の影響を受けるので、十

Fig. 4 Boiling curves at low incipient superheat

分高い沸騰開始温度の場合の熱流束の立上りはほとんど観測されず、結局、沸騰曲線は非沸騰状態から膜沸騰領域に直接移行する形となる。この結果は、実験⁽⁶⁾⁽⁷⁾で観察されたDTの現象と一致している。

一方、低沸騰開始温度(低壁温オーバーシュート)の場合には、熱流束は式(2)によって与えられる。その計算結果の例を図4に示す。ここでは加熱面温度の増加とともに、発泡が連続的に生じる状況($m \rightarrow \infty$)を考えている。加熱速度の増加とともに限界熱流束が増加し、核沸騰領域は定常核沸騰曲線の外挿線に拡大していることがわかる。この非定常沸騰における最大熱流束上昇のおもな機構は、瞬時伝熱面過熱度の増加によりマクロ液膜内に新たな一次気泡とマイクロ液膜が形成されること、すなわちマクロ液膜のマイクロ液膜への置換えを生じることによると考えられる。

なお比較のため、Sakurai ら⁽³⁾の指数関数的に熱入力($Q = Q_0 e^{t/t_0}$)を行った実験結果も図4に示している。加熱方法が異なるために厳密な比較はできないが、壁温オーバーシュートを経過した後の沸騰曲線が定常核沸騰曲線の外挿線に位置することと、最大熱流束の上昇の程度においては一致していると思われる。

5. 結 論

非定常加熱を行う場合の非定常飽和プール沸騰熱伝達に対して、マイクロ・マクロ液膜モデルを適用し、比較的高い加熱速度に対する非定常沸騰熱伝達機構の基礎的検討を行った。その結果、高沸騰開始温度の場合

の非沸騰状態から膜沸騰への遷移機構は、マクロ液膜がほとんど形成されることなくマイクロ液膜が急速蒸発することであると推定された。また、低沸騰開始温度では、瞬時過熱度の増加に伴いマクロ液膜内に新たなマイクロ液膜の形成が可能となり、最大熱流束が増大し、核沸騰領域が定常核沸騰曲線の延長線上に拡大することを示した。

文 献

- (1) Sakurai, A. and Shiotsu, M., *Proc. 5th Int. Heat Transf. Conf., IV* (1974), 81-85.
- (2) Sakurai, A. and Shiotsu, M., *J. Heat Transf.*, **99-4** (1977), 547-553.
- (3) Sakurai, A. and Shiotsu, M., *J. Heat Transf.*, **99-4** (1977), 554-560.
- (4) 飯田嘉宏・ほか2名, *機論*, **60-572, B** (1994), 1362-1369.
- (5) Okuyama, K. and Iida, Y., *Int. J. Heat Mass Transf.*, **33-10** (1990), 2065-2071.
- (6) Kutateladze, S. S., *Int. J. Heat Mass Transf.*, **16** (1973), 705-713.
- (7) 桜井彰・ほか3名, 第31回日本伝熱シンポジウム講演論文集, **A132** (1994), 31-33.
- (8) 趙耀華・ほか2名, *機論*, **62-598, B** (1996), 2338-2343.
- (9) 趙耀華・ほか2名, *機論*, **62-599, B** (1996), 2717-2722.
- (10) Cooper, G. M. and Lloyd, A. J. P., *Int. J. Heat Mass Transf.*, **12** (1969), 895.
- (11) Gaertner, R. F., *J. Heat Transf.*, **87** (1965), 17-29.
- (12) Klimenko, V. V., *Int. J. Heat Mass Transf.*, **24** (1981), 69-79.