下向き水平円形伝熱面のプール膜沸騰熱伝達*

Djati Walujastono^{*1}, 上宇都 幸一^{*2}

Pool Film Boiling Heat Transfer from a Horizontal Circular Plate Facing Downward

Djati Walujastono and Kouichi KAMIUTO^{*3}^{*3} Oita University, Department of Production Systems Engineering,
Dannooharu 700, Oita-shi, Oita, 870-1192 Japan

The two-dimensional, steady, pool film boiling heat transfer from a horizontal circular plate facing downward to a stagnant saturated liquid is studied theoretically on the basis of the assumption that the liquid-vapor interface is smooth and radiation can be disregarded. The relevant governing equations for the vapor film are solved for water at atmospheric pressure using two-equation boundary-layer integral method. It is shown that the dimensionless temperature profile is affected by the wall superheat ΔT_{sat} and that a ratio of Nu to $X^{0.2}$ is an increasing function of ΔT_{sat} . Here, Nu represents the mean Nusselt number and X the film-boiling Rayleigh number. In addition, it is revealed that one-equation boundary-layer integral method developed by Nishio et al. is fairly accurate in predicting the film thickness, the representative radial velocity and the mean Nusselt number.

Key Words: Heat Transfer, Film Boiling, Downward-Facing Surface, Natural Convection, Boundary-Layer Integral Method

1. 緒 論

下向き水平伝熱面のプール膜沸騰では、比較的安定した蒸気膜が形成されやすく、そのため、この系を対象として、従来より、かなりの実験的・理論的研究が行われている^{(1)~(9)}。これまで、報告されている実験的研究では、熱伝達特性の結果が、研究者により、かなり異なっていたが、西尾ら⁽⁶⁾は、その原因が、加熱部周囲にある非加熱部での蒸気の離脱阻害による気液界面のじょう乱によることを指摘し、その影響を受けず平滑界面・層流蒸気膜が実現されていると思われる実験データおよびそのようなデータの推定法を提示した。最近、時田・Djati⁽⁹⁾は、伝熱面の周囲非加熱部からの高さを種々変化させたとき、熱伝達が最も低くなる高さが存在し、これが安定で、じょう乱のない膜沸騰状態に対応することを示唆している。一方、理論的研究では平滑界面・層流蒸気膜モデルを想定した飽和膜沸騰熱伝達についての解析が行われている。

Farahat-Madbouly⁽³⁾は、基礎方程式を、直接、差

分法により解き、膜厚分布、速度分布、熱伝達係数などを求めているが、彼らの得た膜厚分布は、中心部で薄く、周囲に向かうほど厚くなっており観察結果と相反しており、運動量方程式に問題があることが茂地ら⁽⁵⁾により指摘されている。

これに対して、茂地ら⁽⁵⁾⁽⁷⁾、西尾ら⁽⁶⁾は、膜厚分布 δ を対象とした1方程式境界層積分法⁽⁶⁾あるいは δ と半径方向代表速度 u_x の両者を対象とした2方程式境界層積分法⁽⁵⁾を用いた解析を展開し、前述の西尾らの熱伝達データに近い値を予測する相関式を導いている。しかし、従来の解析においては、無次元温度プロフィールを、単純に一次式あるいは2次式で与えているため、結果的に、気液界面でのエネルギーバランスが満足されない状況が生じている。さらに、無次元温度プロフィール自体、過熱度によって変化し⁽³⁾、その結果、熱伝達相関式の過熱度依存性も影響を受け、これまで得られている結果と異なることが予想されるが、十分検討がなされていない。また慣性項まで考慮した運動量積分式とエネルギー積分式の両者を対象とした2方程式境界層積分法のほうが、粘性流を仮定して、エネルギー積分式のみを対象とした1方程式境界層積分法より、より一般性があると考えられるが、本体系について、これまで、二つの解析法による解析結

* 原稿受付 1998年11月18日。

^{*1} 正員、大分大学大学院 (〒870-1192 大分市大字旦野原700)。^{*2} 正員、大分大学工学部。

E-mail: kamiuto@cc.oita-u.ac.jp

果の相互比較を行った研究は見受けられないようである。以上のようなことから、本研究では、下向き水平伝熱面から飽和液体へのプール膜沸騰で、平滑界面・層流蒸気膜が形成されている状況を想定し、気液界面でのエネルギーバランスも陽に満たされるように仮定された無次元温度プロファイルを用いた2方程式境界層積分法により、膜厚分布、半径方向代表速度分布、平均ヌッセルト数などを求め、これら物理量に、伝熱面直径、無次元過熱度などの基本パラメータが及ぼす効果を明らかにするとともに、西尾ら⁽⁶⁾の膜厚分布のみを対象とした1方程式境界層積分法の精度を検討することを目的としている。

記 号

- a_n : 展開係数
 C_0 : 係数
 C_{pv} : 蒸気の定圧比熱
 D : 伝熱面直径
 Gr : グラスホフ数 $= g(\rho_L/\rho_v - 1)D^3/\nu_v^2$
 g : 重力の加速度
 $\bar{h}$: 平均熱伝達係数
 k_v : 蒸気の熱伝導率
 l : 蒸発潜熱
 N : 最高次数
 Nu : 平均ヌッセルト数
 P : 圧力
 Pr_v : 蒸気のプラントル数
 s : 仮想半径
 S_p : 無次元過熱度 $= C_{pv}\Delta T_{sat}/l$
 T : 温度
 T_s : 飽和温度
 T_w : 伝熱面温度
 ΔT_{sat} : 過熱度 $= T_w - T_s$
 u : 半径方向速度成分
 u_n : 無次元半径方向代表速度
 u_x : 半径方向代表速度
 w : 垂直方向速度成分
 w_s : 気液界面での蒸気の垂直方向速度
 x : 半径方向座標
 x^* : 無次元半径方向座標 $= x/(D/2)$
 X : 膜沸騰レーレー数 $= GrPr_v(1 + S_p/2)/S_p$
 y : 垂直方向座標
 $\beta_1, \beta_2, \beta_3$: 定数
 $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3, \gamma_4$: 定数
 δ : 蒸気膜厚
 δ^* : 無次元蒸気膜厚 $= \delta/\delta_0$

- δ_0 : 中心での蒸気膜厚
 η : 無次元垂直方向座標 $= y/\delta$
 θ : 無次元温度 $= (T - T_s)/\Delta T_s$
 μ_v : 蒸気の粘性係数
 ν_v : 蒸気の動粘性係数
 ϕ : 無次元蒸気膜厚
 $= (\delta/D)^4 [GrPr_v(1 + S_p/2)/3S_p]^{4/5}$
 ρ : 密度
 ψ : 無次元半径方向速度成分の垂直方向分布
 $= u/u_x$
 添 字
 L : 液体
 v : 蒸気

2. 理 論 解 析

本報で対象とする系を、図1に示す。解析に際して、以下のような仮定を導入した。

- (1) 伝熱面は、水平下向きに設置された直径 D の等温円板とする。
- (2) 気液界面は、平滑であり、表面張力の影響は、無視でき、蒸気の伝熱面に沿う流れは、定常・層流・非圧縮性とする。
- (3) 境界層近似が妥当である。
- (4) 蒸気の物性は一定であり、膜温度で評価できる。
- (5) 気液界面は、飽和温度にある。
- (6) 気液界面の速度は零とする。
- (7) ふく射伝熱は無視できる。

以上の仮定の下、蒸気膜における連続の式、運動量式およびエネルギー式は次のようになる⁽⁵⁾。

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial y} + \frac{u}{x} = 0 \quad (1)$$

あるいは、

$$w_s x = -\frac{\partial}{\partial x} \int_0^s u x dy \quad (2)$$

$$\rho_v \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial y} \right) = -\frac{\partial P_v}{\partial x} + \mu_v \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad (3)$$

$$0 = \rho_v g - \frac{\partial P_v}{\partial y} \quad (4)$$

Fig. 1 Physical model and coordinate systems

$$\rho_v C_{pv} \left(u \frac{\partial T}{\partial x} + w \frac{\partial T}{\partial y} \right) = k_v \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \quad \dots\dots\dots (5)$$

ここで、式(2)は、式(1)の積分形で、巨視的質量バランスを与える。

境界条件は以下のように与える。

$$y=0: u=w=0, \quad T=T_w \quad \dots\dots\dots (6)$$

$$y=\delta: u=0 \quad \dots\dots\dots (7)$$

$$P_v=P_L \quad \dots\dots\dots (8)$$

$$T=T_s \quad \dots\dots\dots (9)$$

$$-k_v \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_s = -l \rho_v w_s \quad \dots\dots\dots (10)$$

$$x=0: u=0, \quad \dots\dots\dots (11)$$

$$\delta=\delta_0 \quad \dots\dots\dots (12)$$

$$x=s \left(> \frac{D}{2} \right): \delta=0, \quad \frac{d\delta}{dx} = -\infty \quad \dots\dots\dots (13)$$

s は、西尾ら⁽⁶⁾に従って、 $1.01(D/2)$ とした。

式(3)の蒸気膜内での半径方向圧力こう配は、式(4)、(8)などより次のようにおける^{(4)~(6)}。

$$\frac{\partial P_v}{\partial x} = (\rho_L - \rho_v) g \frac{d\delta}{dx} \quad \dots\dots\dots (14)$$

次に、基礎方程式と境界条件(10)を、境界層積分形で書き直す。まず、境界条件(10)に、式(2)を代入すると、(10)は次のようになる。

$$\frac{d}{dx} \left[\int_0^\delta u x dy \right] + \frac{x k_v}{\rho_v l} \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_s = 0 \quad \dots\dots\dots (15)$$

次に、運動量式(3)を y 方向に積分する。

$$\begin{aligned} \rho_v \left[\frac{d}{dx} \left(\int_0^\delta u^2 dy \right) + \frac{1}{x} \int_0^\delta u^2 dy \right] \\ = -(\rho_L - \rho_v) g \delta \frac{d\delta}{dx} + \mu_v \frac{\partial u}{\partial y} \Big|_s - \mu_v \frac{\partial u}{\partial y} \Big|_0 \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (16)$$

同様に、エネルギー式(5)より次式を得る。

$$\begin{aligned} \rho_v C_{pv} \frac{d}{dx} \left[x \int_0^\delta u \left\{ (T - T_s) + \frac{l}{C_{pv}} \right\} dy \right] \\ = -k_v x \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_0 \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (17)$$

ここで、半径方向速度 u 、温度 T のプロファイルを次のように仮定する。

$$u = u_x \phi(\eta) \quad \dots\dots\dots (18)$$

$$T = T_s + \Delta T_{\text{sat}} \theta(\eta) \quad \dots\dots\dots (19)$$

$$\eta = y/\delta \quad \dots\dots\dots (20)$$

$\phi(\eta)$ および $\theta(\eta)$ は、少なくとも境界条件は、満足するように選ばなければならない。

式(18)、(19)を式(15)~(17)に代入すると蒸気膜厚 δ と代表速度 u_x に関する次の連立微分方程式が得られる。

$$\beta_2 \frac{d}{dx} (x \delta u_x) + \frac{k_v \Delta T_{\text{sat}} \gamma_4}{\rho_v l} \frac{x}{\delta} = 0 \quad \dots\dots\dots (21)$$

$$\begin{aligned} \rho_v \beta_1 \frac{d}{dx} (\delta u_x^2) + \rho_v \beta_1 \frac{(\delta u_x^2)}{x} \\ = -(\rho_L - \rho_v) g \delta \frac{d\delta}{dx} + \frac{\mu_v u_x}{\delta} (\gamma_2 - \gamma_1) \quad \dots\dots\dots (22) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \rho_v C_{pv} \left(\Delta T_{\text{sat}} \beta_3 + \frac{l}{C_{pv}} \beta_2 \right) \frac{d}{dx} (x u_x \delta) \\ = -k_v x \frac{\Delta T_{\text{sat}}}{\delta} \gamma_3 \quad \dots\dots\dots (23) \end{aligned}$$

ここで、 $\beta_1 \sim \beta_3$ 、 $\gamma_1 \sim \gamma_3$ は、 ϕ 、 θ が具体的に与えられると定まる定数で以下のように定義されている。

$$\beta_1 = \int_0^1 \phi^2 d\eta \quad \dots\dots\dots (24)$$

$$\beta_2 = \int_0^1 \phi d\eta \quad \dots\dots\dots (25)$$

$$\beta_3 = \int_0^1 \phi \theta d\eta \quad \dots\dots\dots (26)$$

$$\gamma_1 = \frac{d\phi}{d\eta} \Big|_0 \quad \dots\dots\dots (27)$$

$$\gamma_2 = \frac{d\phi}{d\eta} \Big|_1 \quad \dots\dots\dots (28)$$

$$\gamma_3 = \frac{d\theta}{d\eta} \Big|_0 \quad \dots\dots\dots (29)$$

$$\gamma_4 = \frac{d\theta}{d\eta} \Big|_1 \quad \dots\dots\dots (30)$$

なお、式(21)と式(23)より、 $\frac{d}{dx} (x \delta u_x)$ を消去すると次の関係が得られる。

$$\frac{S_P}{\beta_2} \left(\beta_3 + \frac{\beta_2}{S_P} \right) = \frac{\gamma_3}{\gamma_4} \quad \dots\dots\dots (31)$$

したがって、 $\phi(\eta)$ と $\theta(\eta)$ は、境界条件(6)、(7)、(9)に加え、この条件も満足しなければならない。 $\phi(\eta)$ と $\theta(\eta)$ のうち、 $\phi(\eta)$ については、発達域では ΔT_{sat} 、 D などのパラメータの影響をまったく受けず、また、助走区間でも、比較的鈍感であることがわかっている。したがって十分な精度で、 $\phi(\eta)$ として、次のような発達域すなわち粘性流の場合の分布形⁽⁶⁾を採用することができる。

$$\phi(\eta) = \eta - \eta^2 \quad \dots\dots\dots (32)$$

したがって、式(31)は、 $\theta(\eta)$ に対する拘束条件となる。 $\theta(\eta)$ は、境界条件(6)、(9)より、 $\theta(0)=1$ 、 $\theta(1)=0$ を満足しなければならない。さらに、エネルギー式(5)より、 $w = [(k_v/\rho_v C_{pv}) \cdot (\partial^2 T/\partial y^2) - u(\partial T/\partial x)] / (\partial T/\partial y)$ となり、 $y=0$ では、 $u=w=0$ であるから、 $w(0) = (k_v/\rho_v C_{pv}) (\partial^2 T/\partial y^2)|_0 / (\partial T/\partial y)|_0 = 0$ とならなければならない。これより、 $\theta = \sum_{n=0}^N a_n \eta^n$ と展開するとき、 $a_1 \neq 0$ 、 $a_2 = 0$ となる。一般に、 $N \geq 3$ とおく必要があるが、利用できる条件は4個であるので、ここでは、次のようにおく。

$$\theta(\eta) = a_0 + a_1 \eta + a_3 \eta^3 \quad \dots\dots\dots (33)$$

すると、境界条件(6), (9)より, $a_0=1$, $a_3=-(1+a_1)$ となる。 a_1 は、式(31)より, $\beta_1=1/30$, $\beta_2=1/6$, $\gamma_1=1$, $\gamma_2=-1$ のとき、次のようになる。

$$a_1 = -5\left(\frac{5}{12} + \frac{1}{2S_P}\right) + 5\sqrt{\frac{49}{3600} + \frac{13}{60S_P} + \frac{1}{4S_P^2}} \quad \dots\dots\dots (34)$$

$S_P \rightarrow 0$ ($\Delta T_{\text{sat}} \rightarrow 0$)のとき、式(31)より, $\gamma_3=\gamma_4$ で, $a_1=-1$ となり, 1方程式境界層積分法⁽⁶⁾で仮定されている分布形となる。一方, $S_P \rightarrow \infty$ ($\Delta T_{\text{sat}} \rightarrow \infty$)のとき、式(34)より $a_1=-1.5$ となる。 $\theta(\eta)$ の具体的な分布を図2に示す。 $\Delta T_{\text{sat}} \leq 1200 \text{ K}$ では, $\theta(\eta)$ に及ぼす S_P の効果は小さい。

上の議論より, δ と u_x は、式(21)か式(23)のどちらか一方の式 [式(31)の条件下では、これらは等価な式であるが、本報では、式(21)を用いた]、と式(22)を連立させて, $x=0: \delta=\delta_0, u_x=0$ の条件下, x 方向に解けばよい。ただし, δ_0 は、最初未知であるから、任意に与えた δ_0 のうち、外側境界での条件式(13)を満足するもののみが正しい δ_0 となる。具体的な数値計算を行うために、次のような無次元量を導入して、基礎式を無次元化する。

$$\left. \begin{aligned} Gr &= g(\rho_L/\rho_v - 1)D^3/\nu_v^2 \\ Pr_v &= \mu_v C_{Pv}/k_v \\ u_n &= u_x/\nu_v/(D/2) \\ x^* &= x/(D/2) \\ \Delta &= (D/2)/\delta_0 \\ \delta^* &= \delta/\delta_0 \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (35)$$

すると、式(21), (22)より、簡単な計算の後、次のような無次元式が得られる。

$$\frac{d\delta^*}{dx^*} = \left[\frac{u_n}{x^*} + \frac{(\gamma_2 - \gamma_1)\Delta^2}{\beta_1} \frac{1}{\delta^{*2}} - \frac{2(2a_1+3)S_P\Delta^2}{\beta_2 Pr_v} \frac{1}{\delta^{*2}} \right] / \left[-\frac{u_n}{\delta^*} + \frac{Gr}{8\beta_1\Delta} \frac{1}{u_n} \right] \quad \dots\dots\dots (36)$$

Fig. 2 Dimensionless temperature profiles

$$\frac{du_n}{dx^*} = \left[\frac{u_n}{x^*} + \frac{(\gamma_2 - \gamma_1)\Delta^2}{\beta_1} \frac{1}{\delta^{*2}} - \frac{2(2a_1+3)S_P\Delta^2}{\beta_2 Pr_v} \frac{1}{\delta^{*2}} \right] / \left[1 - \frac{Gr}{8\beta_1\Delta} \frac{\delta^*}{u_n^2} \right] - \frac{u_n}{x^*} + \frac{(2a_1+3)S_P\Delta^2}{\beta_2 Pr_v} \frac{1}{\delta^{*2}} \quad \dots\dots\dots (37)$$

数値解法としては、四次の Runge-Kutta 法を用いた。解の精度は、伝熱面からの全伝熱量と蒸気の正味のエンタルピー上昇が相対誤差 0.02%以内で一致することから十分であると判断した。

一度、膜厚分布が求められると、平均熱伝達係数 $\bar{h}$ および平均ヌセルト数 Nu は次のように評価できる。

$$\bar{h} = 2k_v(-a_1) \int_0^1 \frac{x^* dx^*}{\delta} \quad \dots\dots\dots (38)$$

$$Nu = \frac{\bar{h}D}{k_v} = 4(-a_1)\Delta \int_0^1 \frac{x^* dx^*}{\delta^*} \quad \dots\dots\dots (39)$$

3. 結果および検討

下向き水平伝熱面から飽和液体へのプール膜沸騰熱伝達についての定量的知見を得るために 0.1 MPa 飽和水 ($T_s=100^\circ\text{C}$)を対象とし, $D=0.01\sim 0.1 \text{ m}$, $\Delta T_{\text{sat}}=25\sim 600^\circ\text{C}$ の範囲で数値計算を行った。

図3に計算の結果、得られた伝熱面中心での膜厚 δ_0 と伝熱面直径 D の関係を、過熱度 ΔT_{sat} をパラメータとして示す。 δ_0 は、 D および ΔT_{sat} とともに増加

Fig. 3 Vapor film thickness at the center of a heating surface

Fig. 4 Variations in the dimensionless film thickness δ/δ_0 against the radial distance

するが、図3のパラメータ範囲では、いずれも1.5 mm以下である。なお、1方程式境界層積分法では、 $\delta_0 = 1.2728D/X^{0.2}$ となるが、本報の結果と比較すると過少評価となっており、特に、 ΔT_{sat} が大きくなるにつれて誤差が拡大する傾向にある。しかし、本報の計算範囲内では、最大でも相対誤差4%である。

図4に半径方向の無次元膜厚分布 δ/δ_0 の代表例を示す。 δ/δ_0 は、 ΔT_{sat} にあまり影響されない。また、図4には示していないが、 D の影響もほとんど受けない。

図4中白丸は、1方程式境界層積分法で導かれる無次元膜厚 ϕ についての微分方程式を Runge-Kutta 法で解いた結果であるが、本報の結果とほとんど一致している。また ϕ は、次の式で十分近似できるので、したがって、結果的に膜厚分布についても単一の関係で表示できることになる。

$$\delta/\delta_0 = (\phi/\phi_0)^{0.25} = (1 - 0.9901\eta^{1.664})^{0.204} \dots\dots (40)$$

図5には、無次元半径方向代表速度 u_n の半径方向分布の代表例を示している。図5中の破線は、1方程式境界層積分法による結果で、次式で与えられる。

$$u_n = -\frac{Gr}{16} \left(\frac{\delta_0}{D/2} \right)^3 \delta^{*2} \frac{d\delta^*}{dx^*} \dots\dots (41)$$

式(41)は、非常によい近似となっていることがわかる。

図6に、平均ヌッセルト数 Nu の結果を示す。図6の横軸 X は、膜沸騰レーレー数 $[=GrPr_v(1+1/2S_P)/S_P]$ であり、1方程式境界層積分法の解析で誘導される量である。図6中には、西尾ら⁽⁶⁾の熱伝達データのうち、平滑界面・層流蒸気膜が想定されるデータ(外挿値を含む)、および時田・Djati⁽⁹⁾による、熱伝達が最小となる伝熱面高さ ($H=1$ mm) の黄銅伝熱面のデータから、伝熱面射出率 ϵ を0.7と仮定して、ふく射寄与分を除去した対流伝熱成分のみのデータを示している。図6中実線は、西尾ら⁽⁶⁾の相関式であり、次式で与えられる。

$$Nu = C_0 X^{0.2} \dots\dots (42)$$

変分法を用いた西尾らの結果では、 $C_0=1.02$ となるが、Runge-Kutta 法で、直接解くと、 $C_0=0.9954$ となる。本報の計算結果は、 X が同一であれば、 ΔT_{sat} とともにわずかに増加する傾向にする。このことを、より明瞭に示すために、 $C_0 (=Nu/X^{0.2})$ と S_P の関係を図7に示す(ただし、本図では、縦軸は C_0-1 としている)。

C_0 は、 S_P とともに、わずかに増加している。また、本報の C_0 の結果は、次式でよく近似される。

$$C_0 = Nu/X^{0.2} = \frac{0.9972 + 6.7972S_P + 0.11265S_P^2}{1 + 6.7361S_P} \dots\dots (43)$$

これより、 $S_P \rightarrow 0$ の極限では、 $C_0=0.9972$ となる。西尾らの1方程式境界層積分法による解析では、 C_0 が S_P の関数となる効果は現れない。しかし本報の計算範囲では、この効果は小さい。図7中には、西尾らおよび時田・Djati のデータも示しているが、これらのデータの80%は、式(42)、(43)で $\pm 25\%$ 以内の精度で相関される。

4. 結 言

下向き水平伝熱面のプール膜沸騰熱伝達を2方程式

Fig. 6 Relations between the mean Nusselt number and the film boiling Rayleigh number

Fig. 5 Variations in the dimensionless representative radial velocity u_n against the radial distance

Fig. 7 Relation between C_0-1 and S_P

境界層積分法で解き、以下の結論を得た。

(1) 無次元膜厚分布は、伝熱面直径、過熱度にあまり依存せず、式(40)で代表することができる。

(2) 無次元温度分布は、過熱度の影響を受ける。その影響は高過熱度ほど大きい。

(3) $Nu/X^{0.2}$ は、無次元過熱度 S_F の増加関数であり、0.1 MPa 飽和水に対しては、式(43)で近似される。

(4) 西尾らの膜厚分布のみを対象とした1方程式境界層積分法による解析は、膜厚分布、半径方向代表速度、平均ヌッセルト数に関して、2方程式境界層積分法による解析結果に非常に近い結果を与える。

文献(6)に関して東大生研 西尾茂文教授より、また文献(5)、(7)について長崎大 金丸邦康教授より、いろいろご教示いただいた。記して謝意を表す。

文 献

- (1) Ishigai, S., ほか3名, *Proc. Int. Develop. Heat Trans.*, ASME, (1961), 224-229.
- (2) Seki, N., ほか2名, *Trans. ASME. J. Heat Transf.*, **100** (1978), 624-628.
- (3) Farahat, M. M. and Madbouly, E. E., *Int. J. Heat Mass Transf.*, **20** (1977), 269-277.
- (4) Barrow, R. F. and Dergham, A. R., *Adv. Cryogen.*, **33** (1987), 355-362.
- (5) Shigechi, T., ほか3名, *JSME Int. J.*, Ser. II, **32** (1989), 646-651.
- (6) 西尾茂文・ほか2名, 機論, **57**-536, B(1991), 1359-1364.
- (7) Yamada, T., ほか3名, *Heat Transf. Jpn. Res.*, **26** (1977), 459-468.
- (8) El-genk, M. S. and Glebov, A. G., *Int. J. Heat Mass Transf.*, **39** (1995), 275-289.
- (9) Tokita, Y. and Walujastono, D., 第35回日本伝熱シンポジウム講演論文集, **3** (1998), 815-816.