多孔質層内の固-液相変化* (熱伝導板付き伝熱面回りの融解過程の数値解析)

笹口 健吾^{*1}, 武生 裕之^{*2}

Solid/Liquid Phase-Change Heat Transfer in Porous Media (Numerical Analysis for Melting from a Bottom Surface with Conducting Plates)

Kengo SASAGUCHI and Hiroyuki TAKEO

Solid/liquid phase-change heat transfer in porous media has been extensively studied in the past several years, and effects of various parameters on the heat transfer have been clarified. In such systems, the heat transfer coefficient is usually very small due to a small thermal conductivity in the systems and a large resistance to the fluid flow due to a porous matrix. Therefore, some means for heat transfer enhancement is needed for the systems. The use of conducting plates (or fins) may be considered quite reliable and effective for this purpose. As far as the authors could determine, no numerical studies appear to have been reported on the melting process around a hot surface with the conducting plates. In the present study, numerical calculations have been performed using an enthalpy method for melting processes around a hot wall with/without conducting plates. These results have been compared with experimental ones.

Key Words: Solid/Liquid Phase-Change, Melting, Porous Media, Conducting Plate, Numerical Analysis

1. ま え が き

多孔質層内の固-液相変化は、含水土壌を相変化材とした潜熱蓄熱、地盤の凍結や融解、あるいは地下に埋設されたヒートポンプ用熱交換器チューブ回りの凝固および融解など⁽¹⁾⁻⁽³⁾、広範囲に見られる現象であり、最近活発に研究が行われている⁽⁴⁻⁷⁾。著者らは矩形容器内の多孔質層内の水の凝固及び融解過程に及ぼす伝熱面姿勢、多孔質層を構成する粒子の径や材質などの影響を系統的に調べた⁽⁸⁾。またごく最近、熱伝達を促進するための熱伝導板を有する伝熱面を用いた場合についての系統的な実験も行った⁽⁹⁾。

ところで、熱伝導板(あるいはフィン)無しの平滑伝熱面回りの多孔質層内の融解過程に関する数値解析は既になされているが^(3,7)、著者らが知る限りにおいては、熱伝導板を有する伝熱面回りの融解現象の数値シミュレーションは現在までなされていない。

そこで本研究では、かなり複雑な熱伝導板付きの伝

熱面回りの融解の数値解法として有効と思われるエンタルピー法^(10,11)を用いて解析を行い、実験結果との比較検討を行った。また、熱伝導板の効果を明確にするため、熱伝導板無しの伝熱面についても計算を行い比較した。

主 な 記 号

A_s : アスペクト比 $= L_x/L_y$
 a : 温度伝導率
 c : 比熱
 d : 粒子径
 g : 重力加速度
 h_f : 潜熱
 h_w : 熱伝達係数
 I : x方向メッシュポイント
 J : y方向メッシュポイント
 K : 浸透係数
 L_x : 容器の幅(図1参照)
 L_y : 容器の高さ(図1参照)
 p : 圧力
 t : 時間
 T_i : 初期温度

* 原稿受付 平成3年10月2日。

^{*1} 正員、熊本大学工学部(〒860 熊本市黒髪2-39-1)。

^{*2} 准員、本田技研工業(株)(〒107 東京都港区南青山2-1-1)。

T_{PH} : 流体の融点

T_w : 伝熱面温度

V : テストセクションの全体積あるいは無次元速度

V_i : 融解層の体積

V_{max} : 無次元速度ベクトル $[= \sqrt{u^2 + v^2} \times L_x / a_1]$ の最大値

V_{sc} : 無次元速度ベクトルの大きさの尺度

u : x 方向速度

v : y 方向速度

x, y : 座標 (図1参照)

β : 体膨張係数

γ : 体積割合

ΔT : 温度差 ($T_w - T_{PH}$)

δ : 熱伝導板の厚み

ε : 空隙率

λ : 熱伝導率

ν : 動粘性係数

ρ : 密度

ϕ : 装置の傾き角 (図1参照), あるいは一般的な変数
添字

F : 熱伝導板

i : 初期状態

l : 液相

n : 反復回数

p : ポーラス粒子

PH : 融点

s : 固相

w : 高温壁

x : x 方向

y : y 方向

$\rightarrow$: ベクトル

2. 基礎式と解析方法

図1に解析を行った系を示す。計算領域は矩形で、温度 T_w の高温壁、二つの厚さ δ の熱伝導板 (本解析では黄銅製と考えた)、及び断熱壁からなっている。領域内には多孔質内 (本研究では、実験⁽⁹⁾で比較的強い自然対流が現れた、平均直径が大きい $d=12.4\text{mm}$ のガラスビーズと考えた) に満たされた流体 (本解析では融点 $T_{PH}=0^\circ\text{C}$ の水と考えた) が封入されているとする。また、比較のため、側面の熱伝導板を取り払って、側面も断熱とした計算も行なった。なお、本研究では図1の角度 $\phi=0^\circ$ (上向き伝熱面) の場合のみを考えたので、この場合、図1に示した本解析要素は、厚さ 2δ のフィンが無数枚ついた系の代表要素とも考えることができる。解析にあたっての主な仮定は: (1) 流れは二次元層

流、(2) プジネスク近似が成り立つ、(3) 多孔質層は均質である、(4) 熱伝導板の厚さ方向の温度変化はない。また、水の密度は密度逆転を考慮した文献(12)の式を用いて算出した。さて、文献(10)で導出された2成分系の相変化問題に対する一般式を、本研究の系に適用すると、以下の基礎方程式 (無次元表示) を得る。

(1) 連続の式

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} = 0 \quad (1)$$

(2) 運動量の式

(i) X 方向

$$\frac{\partial U}{\partial \tau} + \nabla \cdot (\vec{V}U) = -\frac{1}{\Pi} \frac{\partial P}{\partial X} + P_r \nabla^2 U - P_r \frac{\kappa}{D_a} U + B_x \quad (2)$$

ここに、

$$B_x = \gamma_1 \frac{A^3}{\Pi} P_r R_a M \theta_M \times (1 + \alpha_{M1} + \alpha_{M2} \theta_M^2 + \alpha_{M3} \theta_M^3) \sin \phi$$

$$\theta_M = \frac{\theta - \theta_{PH}}{1 - \theta_{PH}}$$

ただし、本解析では $\phi=0^\circ$ のため $B_x=0$

(ii) Y 方向

$$\frac{\partial V}{\partial \tau} + \nabla \cdot (\vec{V}V) = -\frac{1}{\Pi} \frac{\partial P}{\partial Y} + P_r \nabla^2 V - P_r \frac{\kappa}{D_a} v + B_y \quad (3)$$

ここに、

$$B_y = \gamma_1 \frac{A^3}{\Pi} P_r R_a M \theta_M \times (1 + \alpha_{M1} \theta_M + \alpha_{M2} \theta_M^2 + \alpha_{M3} \theta_M^3) \cos \phi$$

(3) 流体のエネルギー式

$$\Omega \frac{\partial \theta}{\partial \tau} + \nabla \cdot (\vec{V}\theta) = \frac{1}{\Pi} \nabla \cdot (\Lambda \nabla \theta) + S_h \quad (4)$$

図1 解析を行った系

ここに、
$$S_h = -\frac{1}{\Pi} \frac{1 - \theta_{PH}}{(S_{te})_M} \frac{\partial \gamma_1}{\partial \tau}$$
$$\Pi = (1 - \epsilon)\Pi_p + \epsilon \quad (\rho_1 = \rho_s \text{ と仮定})$$
$$\Omega = [(\Pi - \epsilon)\Omega_p + (\epsilon - \gamma_1)\Omega_s + \gamma_1]/\Pi$$
$$\Lambda = (1 - \epsilon)\Lambda_p + (\epsilon - \gamma_1)\Lambda_s + \gamma_1$$

(4) フィンのエネルギー

$$\frac{\partial \theta_F}{\partial \tau} = \zeta_F \left\{ \frac{\partial^2 \theta_F}{\partial Y^2} \pm \frac{1}{\eta} \left(\Lambda \frac{\partial \theta}{\partial X} \right) \right\} \quad (5)$$

+ : Conducting plate - 1
(
- : Conducting plate - 2

基礎式中の無次元変数は

$$X = \frac{x}{L_x}, \quad Y = \frac{y}{L_y}, \quad U = \frac{L_x}{a_1} u, \quad V = \frac{L_x}{a_1} v$$
$$P = \frac{L^2 \rho}{\rho_1 a_1^2}, \quad \tau = \frac{a_1}{L_x^2} t, \quad \theta = \frac{T - T_i}{T_w - T_i}$$

また、無次元パラメータは以下のように定義されている。

$$\theta_{PH} = \frac{T_{PH} - T_i}{T_w - T_i}, \quad D_a = \frac{K}{L_x^2}, \quad P_r = \frac{\rho_1}{a_1}, \quad A_s = \frac{L_x}{L_y}$$

$$R_{aM} = \frac{g \beta_1 L^3 (T_w - T_{PH})}{\nu_1 a_1}, \quad (S_{te})_M = \frac{c_1 (T_w - T_{PH})}{h_f}$$

$$\eta = \frac{\lambda_F}{\lambda_1} \frac{\delta}{L_x}, \quad \zeta_F = \frac{a_F}{a_1}, \quad \Pi_p = \frac{\rho_p}{\rho_1}, \quad \Lambda_p = \frac{\lambda_p}{\lambda_1}$$

$$\Lambda_s = \frac{\lambda_s}{\lambda_1}, \quad \Omega_p = \frac{c_p}{c_1}, \quad \Omega_s = \frac{c_s}{c_1}$$

$$\alpha_{M1} = \frac{\beta_2}{\beta_1} (T_w - T_{PH}), \quad \alpha_{M2} = \frac{\beta_1}{\beta_1} (T_w - T_{PH})^3$$

$$\alpha_{M3} = \frac{\beta_4}{\beta_1} (T_w - T_{PH})^3$$

表 1 境界条件

	u, v	θ	
		With conducting plates	Without conducting plates
$x = 0$	0	θ_{F1}	$\frac{\partial \theta}{\partial x} = 0$
$x = 1$	0	θ_{F2}	$\frac{\partial \theta}{\partial x} = 0$
$y = 0$	0	1	1
$y = \frac{L_y}{L_x}$	0	$\frac{\partial \theta}{\partial y} = 0$	$\frac{\partial \theta}{\partial y} = 0$

ただし、

$$\beta_1 = -0.678964520 \times 10^{-4} \text{ (1/K)}$$

$$\beta_2 = 0.907294338 \times 10^{-5} \text{ (1/K}^2\text{)}$$

$$\beta_3 = -0.964568125 \times 10^{-7} \text{ (1/K}^3\text{)}$$

$$\beta_4 = 0.873702983 \times 10^{-9} \text{ (1/K}^4\text{)}$$

初期条件は、

$$\tau=0, U=V=0, \theta=0, \gamma_1=0 \text{ (全領域)}$$

であり、境界条件は表 1 に示した通りである。表中 θ_{F1} および θ_{F2} はそれぞれ熱伝導板-1 および熱伝導板-2 の無次元温度で、式 (5) のフィンに関するエネルギーから求まる。

式 (4) の右辺の S_h が相変化による発生項で、相変化中の体積要素の液相体積割合 γ_1 は、次式を用いて反復計算を行った⁽¹¹⁾。

$$\gamma_1^{n+1} = \gamma_1^n + \frac{\theta^n - \theta_{PH}}{1 - \theta_{PH}} \Omega^n (S_{te})_M \Pi \quad (6)$$

ただし、次の制限をつけた。

$$0 \leq \gamma_1^{n+1} \leq \epsilon \quad (7)$$

また、式 (2) 及び式 (3) の右辺第 3 項中の浸透係数に関する κ は Kozeny-Carman の式⁽²⁾を用いると次のようになる。

$$\kappa = \epsilon^3 / (1 - \epsilon)^2 \cdot (1 - \gamma_1)^2 / \gamma_1^3 \quad (8)$$

原理上、体積要素の液相割合 $\gamma_1=0$ の場合は、その要素の流速は 0 になる必要がある。これは、式 (8) から $\gamma_1=0$ の時、 $\kappa=\infty$ となり、従って式 (2) 及び式 (3) の右辺第 3 項のダルシー項（すなわち流動抵抗）が ∞ となり、結果的に速度 U 及び V が 0 になることで自動的に達せられる。しかし、プログラム上は $\kappa=\infty$ となることは許されないで、実際には式 (8) の最後の分母に非常に小さい数値 (10^{-10}) を加えた。

以上の諸式を、対流項には Power law を用いて SIMPLER 法⁽¹³⁾に基づき差分近似して数値的に解いた。各時間ステップでは、次の条件を満足するまで反復を行った [計算手順の詳細は文献 (14) 参照]。

速度 U, V (一般に記号 ϕ で表す) に対して、

$$\frac{\max|\phi^{n+1}(I,J) - \phi^n(I,J)|}{\max|\phi^{n+1}(I,J)|} < 10^{-4} \quad (9)$$

温度 θ 及び液相割合 γ に対しては、

$$\frac{|\phi^{n+1}(I,J) - \phi^n(I,J)|}{|\phi^{n+1}(I,J)|} < 10^{-4} \quad (10)$$

また、連続の式をどれくらい満足しているかの指標となる無次元質量残差 $b^{(1)}$ に対しては次の条件を満足するまで計算を反復した。

$$|b(I,J)| < 10^{-5} \quad (11)$$

なお、本解析の系では現象が左右対称であるため、実際には図1で示した領域の半分のみを解いた。メッシュ数は X および Y 方向にいずれも25 (不等間隔) とした。また、時間刻み $\Delta\tau$ はフィンの有無、あるいは無次元時間 τ の値に応じて、 $\Delta\tau = 2.0 \times 10^{-5} \sim 4.0 \times 10^{-5}$ ($\Delta t = 1.4 \text{ s} \sim 2.8 \text{ s}$) の間で変化させた。なお、計算には九州大学大型計算機センターのFACOM-M780を使用した。が、実時間の10 min. に対するCPUタイムは、熱伝導板付きの場合で約60 min.、熱伝導板無しの場合で約20 min. であった。

3. 解析結果と考察

3.1 融解形状及び融解割合の実験結果との比較

まず、本解析で得られた融解界面形状の時間変化と実験結果の比較を図2に示す。図2(a)に熱伝導板無しの場合、図2(b)に熱伝導板付きの場合を示す。いずれも初期温度 $T_i = -2^\circ\text{C}$ で、 $t \geq 0$ で高温面の温度 $T_w = +20^\circ\text{C}$ ($\Delta T = T_w - T_{pH} = +20^\circ\text{C}$) とした場合である ($L_x = 0.1 \text{ m}$, $L_y = 0.05 \text{ m}$, $\delta = 0.003 \text{ m}$)。なお主な無次元パラメータの値は次の通りである。

$$R_{aM} = -9.07 \times 10^6, \quad P_r = 9.36, \quad D_a = 4.01 \times 10^{-5}$$

$$\varepsilon = 0.491, \quad \eta = 5.42, \quad \zeta_F = 237.1, \quad (S_{te})_M = 0.251$$

両図を比較すると、熱伝導板付きの場合その回りの融解が時間の経過と共に大きく発達しており、熱伝導板取り付けの効果が良く分かる。また、実験と計算で得られた相界面形状は、 τ が大きい場合を除いて、概略一致しているが、局所の形状には差が見られる。これは、粒子径 d が 12.4 mm と大きいこと (空隙率 ε も 0.491 と大きい)、厳密には多孔質層が均一でかつ等方

性と見なせず、また局所熱平衡の仮定も厳密には成り立たないためと思われる。特に図2(b)の上部断熱壁付近で、実験の融解層の発達に比較し、計算のそのが大きいたことが分かる。これは、おそらく実験において、上部壁付近で空隙率が大きくならざるをえず [計算では、前記のように、空隙率は全領域で一様 ($\varepsilon = 0.491$) と仮定している]、溶かすべき固相の量が多くなることに起因していると思われる。しかし、解析で行った、単純化のための、多くの仮定を考えると、計算結果と実験結果の一致はほぼ満足のいくものであると言える。

次に融解割合の時間変化の比較を図3に示す。上述したように、解析の際の仮定が厳密には成り立たないため、解析値と実験値との間に定量的な差は存在するが、熱伝導板の有無にかかわらず、計算値と実験値の定性的な一致は得られていると言える。

図2 融解界面形状の比較

図3 融解割合の比較

3.2 速度及び温度分布の時間変化の比較 さて、多孔質層内の固相の融解に重要な役割を演じる自然対流の実験的な可視化は、粒子の存在のため、一般に非常に困難である。そこで以下に本解析で得られた速度ベクトル分布及び温度分布を熱伝導板付きと無しの両方の場合に対して示し、流れの様子を理解の一助としたい。

まず図4は融解初期の $\tau=0.00672$ ($t=8\text{ min.}$)での状態を示す。図4 (a)及び図4 (b)にそれぞれ熱伝導板無し及び有りの場合を示し、各図の右半分に温度分布を左半分に速度ベクトル分布を示している。図中、 $V_{\max}$ は速度の最大値、 V_{sc} は速度スケールを表している。また $\Delta\theta$ は等温線の温度増分である。さて、図4 (a)の熱伝導板無しの場合を見ると、融解層がまだ薄いためほとんど対流は見られず、温度分布からも明かなように、熱移動はほぼ熱伝導支配である。一方、熱伝導板付きの図4 (b)では、熱伝導板に沿った循環流が見られ、それに誘起されるためと思われるが、高温面上でも、図4 (a)では見られなかった、弱いベナール対流状の渦が見られる。従って、温度分布から明かなように、熱伝導板付きでは伝熱が促進され、高温面上の融解層の厚さは、熱伝導板無しの場合より、わずかに大きくなっていることが分かる。

時間が少し経過した $\tau=0.0134$ ($t=16\text{ min.}$)の図5になると、図5 (a)の熱伝導板無しの場合においても融解層が厚くなるために、高温面上に自然対流が生じ、相界面は少し凹凸を持った形状となっている。図5 (b)の熱伝導板付きの場合、 τ が小さい図4 (b)で観察された高温面上の小さな渦が合体して、大きな強い渦となっており、高温面からの流れが衝突する場所において融解はかなり進んでいる。また、熱伝導板に沿う循環もかなり強くなるため、熱伝導板先端付近での融解層の発達も大きいことが分かる。従って、熱伝導板を有する場合の融解層の発達は、熱伝導板無しの場合に比べ、かなり速く進むことになる。

更に時間が経過した $\tau=0.0269$ ($T=32\text{ min.}$)の図6 (a)の熱伝導板無しでは、融解層が大きくなり渦が縦に引き延ばされた形となっているが、渦の個数は図5 (a)と変わらず、また最大速度にも大差がない。図6 (b)の熱伝導板を有する場合では、融解がかなり進行し、高温面からの渦と熱伝導板回りの循環が完全に干渉し合う流れとなっている。また、高温面の左隅付近に、まだ温度不安定による渦も残っており、流れは全体的にかなり複雑である。

3.3 平均ヌセルト数の時間変化 次に、平均ヌ

セルト数の時間変化を図7に示す。図の横軸は無次元時間 τ で、縦軸の $(\bar{N}_u)_w$ 及び $(\bar{N}_u)_{wc}$ は熱伝導板無し及び有りの場合の高温壁平均ヌセルト数で、以下のよう

(a) Without conducting plates

(b) With conducting plates

Velocity fields ← → Isotherms

図4 融解状態の比較 ($\tau=0.00672$, 8 min.)

(a) Without conducting plates

(b) With conducting plates

Velocity fields ← → Isotherms

図5 融解状態の比較 ($\tau=0.0134$, 16 min.)

$$(\bar{N}_u)_w = \int_0^1 (N_u)_w dX, \quad (\bar{N}_u)_{wc} = \int_0^1 (N_u)_{wc} dX$$

ここに、

$$(N_u)_w = (N_u)_{wc} = \frac{h_w L}{\lambda_1} Y = -\frac{L}{\lambda_1} \left(\frac{\partial \theta}{\partial Y} \right)_{Y=0}$$

また $(\bar{N}_u)_f$ は左右の熱伝導板表面の平均ヌッセルト数の和を表しており、例えば熱伝導板-1上の平均ヌッセルト数 $(\bar{N}_u)_{f1}$ は次のように定義した。なお、熱伝導板-2に対する $(\bar{N}_u)_{f2}$ も同様に定義したが、いずれにおいても、熱流束は系内に向かう方向を正とした。

図6 融解状態の比較 ($\tau = 0.0269, 32 \text{ min.}$)

図7 平均ヌッセルト数の時間変化

$$(\bar{N}_u)_{F1} = \frac{L}{L_y} \int_0^{\frac{L_y}{L_x}} (N_u)_{F1} dY$$

ここに、

$$(N_u)_{F1} = \frac{h_{F1} L}{\lambda_1} Y = -\frac{L}{\lambda_1} \left(\frac{\partial \theta}{\partial X} \right)_{X=0}$$

さて図7より、熱伝導板無しの $(\bar{N}_u)_w$ は τ の増加と共に急激に減少し（熱伝導支配で相界面位置が高温面から離れるため）、 $\tau = 0.01$ 付近で最小となった後、急激に増加し〔図5(b)で示したように、自然対流が発生するため〕、その後緩やかに減少する。

一方、熱伝導板付きの $(\bar{N}_u)_{wc}$ は τ の初期においては、 $(\bar{N}_u)_w$ と同様急激に減少する。しかしその後、図4(b)に示したように、熱伝導板に沿った循環、及びそれに誘起された高温面上の自然対流が、熱伝導板無しの場合より早く生じるため、 $(\bar{N}_u)_{wc}$ は $(\bar{N}_u)_w$ よりも早く増加に転じることになる。その後全体的に緩やかに減少し、 $\tau = 0.01$ 付近で再びわずかに増加し、その後長い期間はほぼ一定に保たれる。この $\tau = 0.01$ 付近での $(\bar{N}_u)_{wc}$ の増加は、高温面上の小さな渦が合体して、図5(b)で示したように、大きな強い渦になるためと思われる。

また、図7の二点鎖線で示す熱伝導板表面のヌッセルト数の和 $(\bar{N}_u)_f$ は、熱伝導板の温度の上昇と共に、最初急激に増加し、最大となった後減少する。 $\tau = 0.01$ 付近での $(\bar{N}_u)_f$ の急激な減少は、図5に示したように、熱伝導板先端付近で融解層が急激に発達し、熱伝導板表面と相界面位置が急速に離れた結果と思われる。

上述した様に、 $(\bar{N}_u)_{wc}$ は $(\bar{N}_u)_w$ よりかなりの時間範囲にわたって大きく、更に $(\bar{N}_u)_f$ もかなり大きいので、図3で示したように、熱伝導板を有する場合の融解割合は熱伝導板無しの場合よりかなり大きくなる。また熱伝導板を有する場合の融解速度（融解割合の時間変化）は、 τ が小さい領域における $(\bar{N}_u)_{wc}$ の急激な減少を $(\bar{N}_u)_f$ の急激な増加で補うため、長期間にわたってほぼ一定に保たれることになる。

4. 結 論

従来解析が行われていなかった、図1のような、熱伝導板を有する伝熱面回りの多孔質層内凝固層の融解現象の数値解析を行い実験結果と比較検討すると共に、速度分布及び温度分布の時間変化を熱伝導板を有しない場合と比較し、熱伝導板の効果を明らかにした。そ

の結果を要約すると以下の通りである。

(1) エンタルピー法を用いた本解析と実験で得られた相界面形状の時間変化の定性的な良い一致は見られた。しかし、解析で仮定した等方性や局所熱平衡条件が実際には厳密には成り立っていないため、相界面形状の局所的な詳細な一致は得られなかった。特に、上面付近では壁面の影響で、実際の空隙率は容器の中心付近と比較し大きくなっており、界面形状の一致は悪かった。従って、より良い一致を得るためにはこれらの仮定を緩和することが必要である（かなり困難と思われるが）。

(2) 本数値解析により、熱伝導板が融解割合の時間変化などに及ぼす効果の実験結果を良くシミュレートできた。

(3) 実験的に得ることが困難な速度ベクトル分布、温度分布及び高温壁や熱伝導板表面の平均ヌセルト数の時間変化の解析結果を調べることで、熱伝導板がこれらの分布ひいては融解層の発達に及ぼす影響の詳細が明らかになった。

なお、今後本解析法を用いて、多孔質層の特性、容器の姿勢、アスペクト比、熱伝導板の特性値などのパラメータの影響を系統的に調べる予定である。

文 献

- (1) Chellaiah, S. and Viskanta, R., *Int. J. Heat Mass Transf.*, 31-2(1988), 321.
- (2) Beckermann, C. and Viskanta R., *Int. J. Heat Mass Transf.*, 31-1(1988), 35.
- (3) 佐々木・他2名, 機論(B), 57-533(平成3), 188.
- (4) Sugawara, M., et al., *Trans. ASME Ser.C*, 110-1(1988), 155.
- (5) Weaver, J. A. and Viskanta R., *Int. J. Heat Mass Transf.*, 29-12(1986), 1943.
- (6) 岡田・福本, 機論(B), 48-434(昭和57), 2041.
- (7) Xhang, X. and Nguyen, T. H., *Int. J. Heat Mass Transfer*, 34-2(1991), 389.
- (8) 笹口・松藤, 機論(B), 57-536(平成3), 1340.
- (9) 笹口・草野, 機論(B), 投稿中.
- (10) Bennon, W. D. and Incropera, F. P., *Int. J. Heat Mass Transfer*, 30-10(1987), 2161.
- (11) Voller, V. R., et al., *Int. J. Num. Method in Engng.*, 24(1987), 271.
- (12) 藤井, 伝熱工学の進展, 3(1974), 66, 養賢堂.
- (13) Patankar, S. V., *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*, (1980), Hemisphere.
- (14) 武生, 熊本大学修士論文, (平成2年度).
- (15) 文献(13)の125頁.