

等熱流束加熱を受ける円管内を流動する潜熱マイクロカプセル混合水スラリーの熱伝達特性*

(数値計算による検討)

稻葉英男^{*1}, 金明俊^{*2}, 堀部明彦^{*1}

Heat Transfer Characteristics of Latent Microcapsule-Water Mixed Slurry Flowing in a Pipe with Constant Wall Heat Flux (Numerical Analysis)

Hideo INABA^{*3}, Myoung-Jun KIM and Akihiko HORIBE^{*3} Graduate School of Natural Science and Technology, Okayama University,
3-1-1 Tsushima-naka, Okayama-shi, Okayama, 700-8530 Japan

The present numerical analysis has been performed for obtaining the heat transfer characteristics of microencapsulated solid-liquid phase change material and water mixed slurry flow in a circular tube heated with constant wall heat flux. The energy equation was formulated by taking into consideration of the heat sink due to melting process and the heat transfer enhancement induced by the motion of microcapsules. The heat source function in the energy equation was derived from solutions for melting in a spherical latent heat material. The governing parameters were found to be latent heat material concentration, pipe diameter, microcapsule diameter, heat flux, and the slurry velocity. The numerical results revealed that mean heat transfer coefficient for latent microcapsule slurry was about 1.3~1.8 times greater than that for the single phase of water.

Key Words: Solid-Liquid Phase Change, Melting Heat Transfer, Latent Microcapsule-Water Slurry, Constant Wall Heat Flux, Numerical Analysis

1. 緒 論

最近の空調分野では、微細な固液相変化潜熱蓄熱材を液体熱媒体と混合したスラリー状の潜熱熱媒体が、高密度蓄熱そして高密度配管輸送可能なことから機能性熱媒体として注目を集めている⁽¹⁾。その代表的なものが、氷水スラリーであり、ダイナミックアイスシステムとして、貯氷、管輸送及び採冷熱交換器の効率向上に寄与している⁽²⁾。さらに、冷凍機等の高成績係数での運転を可能とする、融点が氷より高いパラフィン系の潜熱蓄熱材を微細化して熱媒体である水に混合した潜熱エマルション⁽³⁾や潜熱マイクロカプセル⁽⁴⁾⁽⁵⁾等の研究開発も行われ始めている。

特に、パラフィン等の固液相変化潜熱蓄熱材を数ミクロンのマイクロカプセルに充填し、水と混合によりスラリー状としたものは、水中でのマイクロカプセルの分散安定性が高いことより、高密度な搬送性に富む機能性熱媒体として開発が急がれている。しかしながら、未だ、そのスラリー化した微細潜熱蓄熱材の流動状態での熱交換器内での融解(蓄熱)熱伝達等の基本的な熱特性は、十分に把握されていない状況にある。本研究は、このような背景のもとに、加熱管内を流動す

る潜熱蓄熱材充填マイクロカプセル混合水スラリー(以降、潜熱スラリーと呼ぶ)の熱伝達特性に関する数値モデルを提案し、その数値計算法の妥当性を実験により検証する。さらに、提案する数値計算により、潜熱スラリーの管内融解熱伝達特性に影響を及ぼす、潜熱スラリーの管内平均流速、加熱管壁熱流束、管直径、マイクロカプセル粒径、潜熱蓄熱材の潜熱量等の効果を明らかにするものである。さらに、潜熱蓄熱材の融解完了条件に関する無次元整理式等の誘導をも行う。

2 おもな記号

アルファベット A : 試験部断面積 [m²], B : 式(17)により定義される定数, C : 濃度, c_p : 比熱 [kJ/(kg · K)], D : 管直径 [m], d : マイクロカプセル粒子直径 [m], H : 体積膨張による変位 [m], h : 热伝達率 [W/(m² · K)], L : 潜熱量 [kJ/kg], I : 距離 [m], m : 式(17)により定義される指數, N : 単位体積当たりの粒子個数, Nu : ヌセルト数, P_e : ペクレ数, Pr : プラントル数, q : 热流束 [W/m²], Q : 热量 [W], R : 半径 [m], r : 無次元管半径, Re : レイノルズ数, S : 热発生 [W], St : ステファン数, T : 温度 [K], t : 時間 [s], u : 軸方向速度 [m/s], V : 固液界面の移動速度 [m/s], x : 軸方向の任意距離 [m]

ギリシャ文字 α : 热拡散係数 [m²/s], Δ : 差, γ : 試験部全体における潜熱蓄熱材の平均融解率, η : 潜熱材単一粒子の融解率 [kg / (m² · s)], θ : 無次元温度,

* 原稿受付 2001年3月27日。

*¹ 正員、岡山大学大学院自然科学研究科(〒700-8530 岡山市津島中3-3-1)。

*² 正員、岡山大学大学院。

E-mail: inaba@mech.okayama-u.ac.jp

λ : 热伝導率 [W/(m·K)], μ : 粘性係数 [kg/(m·s)],
 ρ : 密度 [kg/m³], χ : 無次元距離
 添字 b : 混合流体, c : 融解完了, e : 助走区間, i : 管軸方向の分割位置, in : 試験部入口, j : 管半径方向の分割位置, k : 計算の反復数, l : 潜熱蓄熱材粒子の界面の液相側, m : 融点, 平均, me : メラミン樹脂, out : 試験部出口, p : 粒子, r : 相対, s : 潜熱蓄熱材粒子の界面の固相側, t : テトラデカン, te : 試験部, w : 壁面, 水, 1: 領域 1, 2: 領域 2, 3: 領域 3

Table. 1 Parameters range for experiment and calculation

Parameters for Experiment	
Heat Flux [W/m²]	1200~2000
Concentration	0.2, 0.3, 0.4
Bulk Velocity [m/s]	0.04~0.15
Material	n-Tetradecane
D/d	10000
Latent Heat [kJ/kg] (Melting Point [K])	229(278.9)
Parameters for Calculation	
Heat Flux [W/m²]	900~2000
Concentration	0.2, 0.3, 0.4
Bulk Velocity [m/s]	0.05~0.35
Materials	n-Docosane n-Tetradecane n-Octadecane
D/d	3300~10000
Latent Heat [kJ/kg] (Melting Point [K])	157(317.2) 229(278.9) 243(301.4)

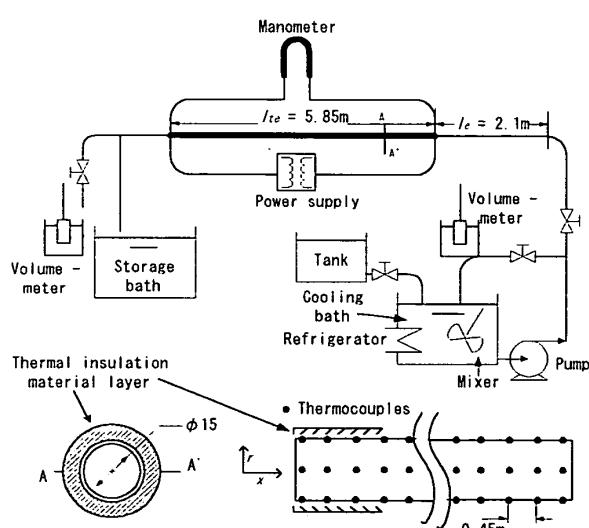


Fig. 1 Schematic diagram of experimental apparatus

3. 潜熱マイクロカプセルの特徴と物性

本研究で対象とする潜熱マイクロカプセルは、潜熱蓄熱材である n-テトラデカン（融点 $T_m = 278.9\text{ K}$, 潜熱量 L

= 229 kJ/kg) をメラミン樹脂系の膜材にてマイクロカプセル化したものである。潜熱スラリーは、流動性を有する白色の混合液体であり、潜熱マイクロカプセル粒子径を測定した結果、粒子径は $d=0.5\sim2.5\mu\text{m}$ の範囲に存在し、平均粒子径 d_m は $1.5\mu\text{m}$ である。表 1 は本実験因子の条件と後述の計算条件範囲を示したものである。

本実験と計算に用いられた潜熱スラリーの物性の中で密度 ρ_b と比熱 C_{pb} は従来研究⁽³⁾よりマイクロカプセルを構成する各物質の割合と物性から求める加成式を用い算定した。そして熱伝導率 λ_b と粘性係数 μ_b はそれぞれ Maxwell の相関式⁽⁶⁾と Vand の計算式⁽⁷⁾より次式から算定した。

密度 ρ_b :

$$\rho_b = \rho_{me} \times C_{me} + \rho_w \times C_w + \rho_t \times C_t \quad \dots \dots \dots (1)$$

比熱 C_{pb} :

$$C_{pb} = c_p, C_t + c_{p_w} C_w + c_{pme}(1 - C_t - C_w) \quad \dots \dots \dots (2)$$

熱伝導 λ_b :

$$\frac{\lambda_b}{\lambda_w} = \frac{2 + \frac{\lambda_p}{\lambda_w} + 2C_t(\frac{\lambda_p}{\lambda_w} - 1)}{2 + \frac{\lambda_p}{\lambda_w} - C_t(\frac{\lambda_p}{\lambda_w} - 1)} \quad \dots \dots \dots (3)$$

粘性係数 μ_b :

$$\frac{\mu_b}{\mu_w} = (1 - C_t - 1.16C_t^2)^{-2.5} \quad \dots \dots \dots \dots \dots (4)$$

4. 実験装置および実験方法

図 1 は円管壁を等熱流束条件とした場合の強制対流実験装置の概略図を示したものである。実験装置は主に試験部と潜熱スラリー循環部から構成されており、試験部上流には十分発達した潜熱スラリーの流れを得るために助走区間 ($l_e = 2.1\text{m}$) が設けてあり試験部 ($l_e = 5.85\text{m}$, 管内直径 $D = 0.015\text{m}$, 管肉厚 $t = 1.5 \cdot 10^{-3}\text{m}$) はステンレス鋼管であり、ステンレス鋼管に直接通電することにより等熱流束加熱壁条件を得る構造となっている。

試験部の管表面には局所熱伝達率を測定するため図 1 の下部に示すように 0.45m 間隔に T型熱電対 (素線直徑 $\phi = 1 \cdot 10^{-4}\text{m}$, 測定誤差 $\pm 0.1\text{K}$) を管壁内部に上・側・下部の位置に取り付けてあり、これら 3 カ所の管壁面温度を測定し、管壁面温度 T_w そして図 2 に示すような各温度領域 (領域 I : 融点以下の顯熱伝熱領域、領域 II : 潜熱伝熱領域、領域 III : 融点以上の顯熱伝熱

領域)における熱エネルギー平衡式から管内潜熱スラリー混合平均温度 T_b を算定した。

Region Iにおいて

$$\left. \begin{aligned} T_b(x) &= T_m + \frac{Q}{\rho_w(1-C_t)u_bAc_{p_w} + \rho_p C_t u_b Ac_{p_p}} \frac{x}{l_{te}} \\ l_1 &= \frac{[\rho_w(1-C_t)u_bAc_{p_w} + \rho_p C_t u_b Ac_{p_p}](T_m - T_b)}{Q} \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Region IIにおいて

$$T_b(x) = T_m - \frac{l_2}{l_{te}} = \frac{\rho_p C_t u_b A L}{Q}$$

Region IIIにおいて

$$\left. \begin{aligned} T_b(x) &= T_m + \frac{Q[x - (l_1 + l_2)]}{\rho_w(1-C_t)u_bAc_{p_w} \cdot l_{te} + \rho_p C_t u_b Ac_{p_p} \cdot l_{te}} \\ l_3 &= l - \frac{l_1 + l_2}{l_{te}} \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

円管壁における局所熱伝達率 h_x は次式により求めた。

$$h_x = \frac{q_w}{(T_w - T_b)} \quad \dots \dots \dots \dots \dots \dots \quad (6)$$

試験円管部の熱伝達に関する測定精度検討のために、等熱流加熱条件において水を流した場合の熱伝達率測定データが従来の結果⁽¹¹⁾と最大偏差±3%以内で一致したことから、本実験における測定系の精度は十分であると判断した。実験方法としては、まず潜熱スラリーを図1に示す冷却槽にて融点($T_m = 278.9K$)以下に冷却し、潜熱蓄熱材を固相状態とし、ポンプにて試験部へ流入させる。

等熱流束加熱条件の円管壁からの入熱に融解する潜熱スラリー内の潜熱蓄熱材の平均融解率 γ は、図3に示す体積計を用いて求めた。体積膨張率の測定方法は、まず等しい体積の体積計二つにそれぞれ試験部入口と出口から採取した等しい体積の潜熱スラリーを体積計に注入し、潜熱蓄熱材が完全に相変化を終わる温度である 282K に維持されている恒温槽に入れ、その体積変化前後のガラス管目盛りの差 ΔH を読みとり、試験部出・入口の目盛り差、 ΔH_{out} そして ΔH_{in} から、平均融解率 γ を式(7)より算定した。

$$\gamma = 1 - \frac{\Delta H_{out}}{\Delta H_{in}} \quad \dots \dots \dots \dots \dots \dots \quad (7)$$

なお、平均融解率 γ の測定精度は±4%程度と判断される。

5. 数値解析モデルとその支配方程式

図4は本計算に用いられた数値解析モデルと潜熱蓄熱材の吸熱に伴う生成項 S の球状潜熱蓄熱材のモデル図を表している。管内を流動する潜熱スラリーの熱伝達挙動は

図4に示すように等熱流束状態で管壁から供給される熱量が連続相である水と熱交換を行いながら、マイクロカプセル内に充填された潜熱蓄熱材の融解および連続相である水と分散相である潜熱マイクロカプセル間の密度差による相対速度の存在も、潜熱蓄熱材の融解挙動に影響を及ぼすことになる。従って、管内の見掛けの温度境界層厚さは融解潜熱の効果とマイクロカプセルの対流効果で、単相流である水の温度境界層より薄くなるものと思われる。ここでは微細な球状潜熱蓄熱材内部の融解は熱伝導により行われるものとして本数値計算は次のような仮定を用いた。

- 1) 管内潜熱スラリーの流れは十分に発達した層流とした。
- 2) 試験部入口の潜熱スラリーの温度は、潜熱蓄熱材の融点とした。
- 3) 潜熱スラリー内の潜熱マイクロカプセルの分散状態は均一であり、その物性の扱いは潜熱スラリーの混合平均温度におけるものとした。
- 4) 本計算の範囲が文献⁽¹²⁾による対流様式の判断流に従うと強制対流(層流)による熱伝達が支配的な領域であるために自然対流の影響は無視した。
- 5) 本計算で用いられた物性は潜熱スラリーの混合物性である。
- 6) 潜熱スラリーの分散状態は均一であるため粒子と壁面との直接接触による伝熱は無視した。

以上の仮定に基づいて本計算で用いられた主な支配方程式と境界条件は次のようである。

・連続方程式 :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial r} = 0 \quad \dots \dots \dots \dots \dots \dots \quad (8)$$

・管軸(x)方向運動量方程式 :

$$\rho(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial r}) = -\frac{\partial P}{\partial x} + \mu(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial r^2}) \quad \dots \dots \dots \dots \dots \quad (9)$$

・エネルギー方程式 :

$$\begin{aligned} \rho c_p u \frac{\partial T}{\partial x} &= \frac{\partial}{\partial r} (\lambda \frac{\partial T}{\partial r}) + (\frac{\lambda}{r} \frac{\partial T}{\partial r}) + \frac{\partial}{\partial x} (\lambda \frac{\partial T}{\partial x}) \\ &\quad + \mu(\frac{\partial u}{\partial r})^2 + S \end{aligned} \quad \dots \dots \dots \dots \quad (10)$$

・管壁等熱流束境界条件と管入口流体条件 :

$$\frac{\partial T}{\partial r} = -\frac{q_w}{\lambda_b} \quad at \quad r=R, x>0 \quad \dots \dots \dots \dots \quad (11)$$

$$T=T_m \quad at \quad x=0, r<R$$

・管中心での対称条件と管入口球状潜熱蓄熱材条件 :

$$\frac{\partial T}{\partial r} = 0 \quad at \quad r=0, x>0 \quad \dots \dots \dots \dots \quad (12)$$

$$r_p = R_p \quad at \quad x=0$$

図4に示す固-相界面 s と液相界面 l との界面に生じる熱エネルギー平衡は式(13)のように表すことができる

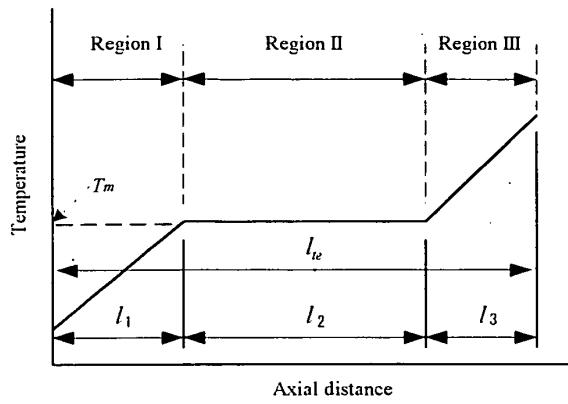


Fig. 2 Model for bulk mean temperature of microcapsule water slurry

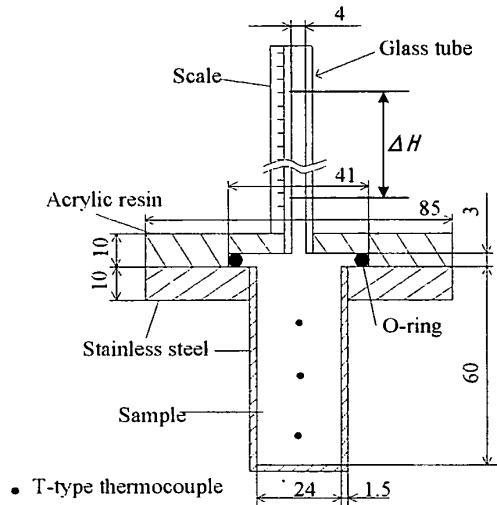


Fig. 3 Volume – meter

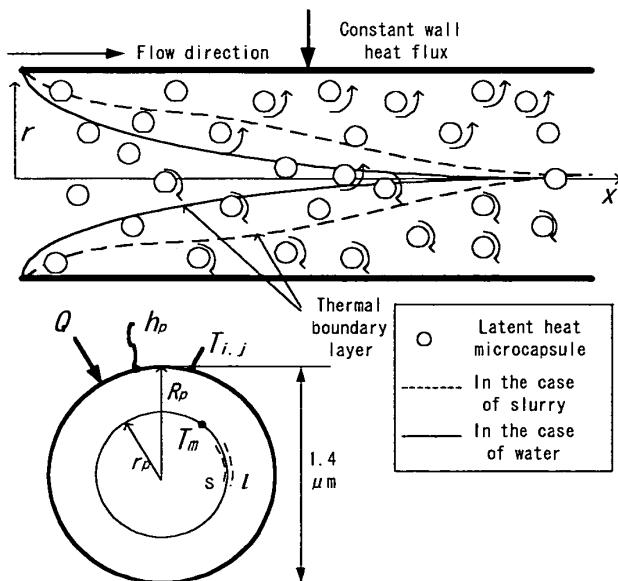


Fig. 4 Schematic diagram of calculation model

きる。液相での顯熱は非常に小さいため無視し、そして潜熱蓄熱材への熱移動は、相変化に伴う固-液界面

の移動速度 V と潜熱の関係から、式(14)となる。そして粒子内部での固-液境界面位置である r_p により整理を行うと潜熱蓄熱材 1 個に対する熱交換量は式(15)になる。以上の式から式(10)の生成項 S は潜熱蓄熱材粒子の個数 N を用いると式(16)となる。

$$\lambda_p \frac{\partial T}{\partial r_p} = \lambda_p \frac{\partial T}{\partial r_p} + \eta L \quad \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \quad (13)$$

$$V = \frac{dr_p}{dt} = -\frac{\eta}{\rho_p} \quad \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \quad (14)$$

ここで

$$r_p = \frac{2 \cdot (T_{i,j} - T_m) \cdot t \cdot \lambda_p \cdot h_p}{\rho_p \cdot L \cdot (r_p \cdot h_p + 2 \cdot \lambda_p)} \quad \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \quad (15)$$

である。

$$\frac{4}{3} \pi (R_p^3 - r_p^3) L \rho_p = \int_0^Q_p dx \quad \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \quad (16)$$

$$S = Q_p N \quad \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \quad (16)$$

本計算では上述した水と潜熱蓄熱材粒子間の熱伝達率 h_p は、Shon と Chen の実験データ⁽⁸⁾を用いて式(17)より算定する。

$$h_p = \frac{(1 + BC_p Pe_p^m) \cdot \lambda_p}{d} \quad \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \quad (17)$$

ここで定数である B と m は式(18)の粒子ペクレ数 Pe_p の値によって決まる。小さな Pe_p 領域 ($0 \leq Pe_p < 0.67$) ではそれぞれ 3 と 1.5、大きな Pe_p 領域 ($250 \leq Pe_p$) では 3 と 1/11、 $0.67 \leq Pe_p < 250$ では 1.8 と 0.18 である。水とマイクロカプセルの相対速度差 u_r を用いたペクレ数は次のように定義される。

$$Pe_p = \frac{u_r d}{\alpha_w} \quad \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \quad (18)$$

ここで潜熱マイクロカプセル粒子と水との相対速度 u_r は、潜熱スラリーの質量流量 M から濃度 C_t の潜熱蓄熱材の流速 u_t そして熱媒体としての水の流速 u_w の差を計算することにより求めた。

本数値計算は有限差分法で支配方程式を離散化し計算を行った。計算グリッドの軸方向と半径方向の間隔は式(19)のように無次元化した x と r を用いそれぞれ 5×10^{-5} と 6.5×10^{-3} で計算を行った。各因子 ϕ における計算の収束条件は式(20)とした。

$$\chi' = \frac{x}{D} \cdot \frac{1}{Re \cdot Pr}, \quad r' = \frac{r}{R_d} \quad \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \quad (19)$$

$$\left| 1 - \frac{\phi_{i,j}^k}{\phi_{i,j}^{k-1}} \right| < 10^{-4}, \quad \phi(u, T) \quad \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \quad (20)$$

本計算に用いた無次元数は次の式で定義する。

$$\left. \begin{aligned} \text{局所ヌセルト数} ; \quad & Nu_x = \frac{h_x \cdot D}{\lambda_b} \\ \text{ステファン数} ; \quad & St_{eb} = \frac{\rho_b \cdot c_{pb} \cdot |q_w \cdot R|}{C_t \cdot \rho_p \cdot L} \\ \text{無次元壁面温度} ; \quad & \theta_w = \frac{(T_w - T_b) \cdot \lambda_b}{q_w \cdot R} \\ \text{無次元混合温度} ; \quad & \theta_b = \frac{(T_b - T_m) \cdot \lambda_b}{q_w \cdot R} \end{aligned} \right\} \quad \cdots \quad (21)$$

6. 計算結果とその考察

6・1 計算結果の実験結果との比較検討 ここでは、計算結果の妥当性を検討するために、実験条件における計算を試み、得られた計算結果と実測値の比較検討を行う。図5は、熱流束 $q_w = 2.06 \text{ kW/m}^2$ および n -テトラデカンの潜熱蓄熱材濃度 $C_t = 0.4$ の実験条件における、管軸方向(x)の局所熱伝達率 h_x の変化に関する計算結果と実測値を示したものである。 h_x の値は、 x の増大、すなわち下流に向かうに従って徐々に減少するが、管入口近傍では、その減少割合も大きくなる傾向となる。潜熱スラリーの管内平均流速を $u = 0.042 \text{ m/s}$ から 0.11 m/s へ増大すると h_x の値は、 x の位置に対してほぼ同じ割合で増加する傾向にある。ここで u は円管内を流れている潜熱スラリーの単位時間当たりの体積流量を管の断面積で割ったものである。さらに、いずれの平均流速に対しても、計算値は実測値と良い一致が見られ、本計算の妥当性が確認される。図6は、図5と同じ条件で潜熱蓄熱材濃度を減少させて、 $C_t = 0.3$ とした場合の例で、 $C_t = 0.4$ の場合に比較して潜熱蓄熱材濃度の減少から、6・2・2項で後述するような潜熱蓄熱材融解熱量の減少効果から、全体的に $C_t = 0.3$ の場合の h_x の値は、 $C_t = 0.4$ に比較して減少する。このように、潜熱蓄熱材濃度を変えても、管全体にわたって h_x の計算結果は実測値と良い一致を示すことが明らかとなった。

6・2 潜熱スラリーの管内熱伝達特性に影響を及ぼす諸因子の効果

6・2・1 潜熱蓄熱材の種類による熱伝達率の挙動 ここでは、 n -パラフィン系の潜熱蓄熱材として、 n -オクタデカン(融点 $T_m = 301.4 \text{ K}$, 潜熱量 $L = 243 \text{ kJ/kg}$)、 n -テトラデカン($T_m = 278.9 \text{ K}$, $L = 229 \text{ kJ/kg}$)および n -ドコサン($T_m = 317.2 \text{ K}$, $L = 157 \text{ kJ/kg}$)の3種類を取りあげて、それらスラリー状の潜熱蓄熱材が融解を伴いながら管内を流動する場合の管内熱伝達率に及ぼす影響について、数値計算により検討した。これら3種類の潜熱蓄熱材に関して、得られた結果を前述の式(6)で定義した局所熱伝達率の無次元量である局所ヌセルト数 Nu_x と無次元管軸距離 x^* の関係で示したもののが図7である。なお、図7中の黒丸印は、潜熱蓄熱材の融解(蓄

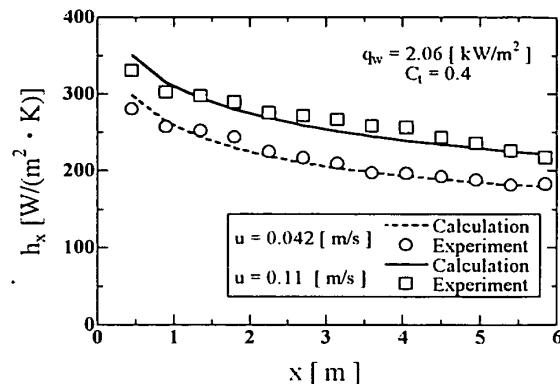


Fig. 5 Comparison of experiment and calculation according to Reynolds number

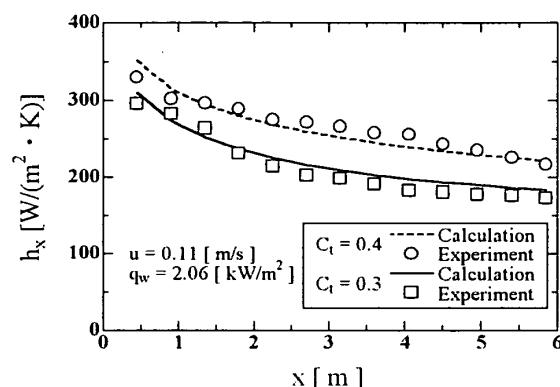


Fig. 6 Comparison of experiment and calculation according to Concentration

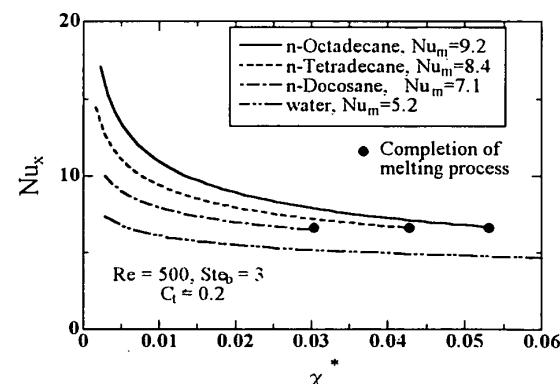


Fig. 7 Effect of latent heat (Different materials)

熱)完了位置を示し、 Nu_m はそれらの平均ヌセルト数である。いずれの潜熱蓄熱材を用いた場合も、単層流である水のみの場合(図中2点鎖線)に比較して、大幅に Nu_x の値の増加がみられる。さらに、潜熱蓄熱材の潜熱量の大きなものほど、 Nu_x の値も大きく、管入口近傍で大きな Nu_x の減少傾向にあることが分かる。この傾向は、同じ潜熱蓄熱材濃度 $C_t = 0.2$ でも、潜熱量が大きいものほど、壁面からの入熱は潜熱蓄熱材の吸熱作用(融解)に多く費やされるために、図8に示す平

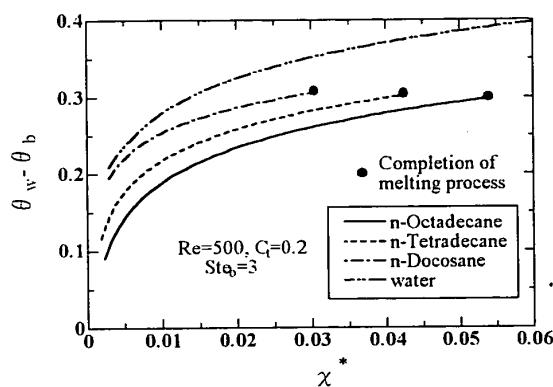


Fig. 8 Nondimensional temperature profile effect on the latent heat (Different materials)

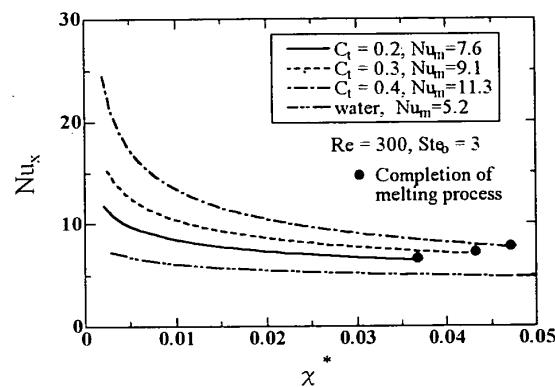


Fig. 9 Effect of concentration

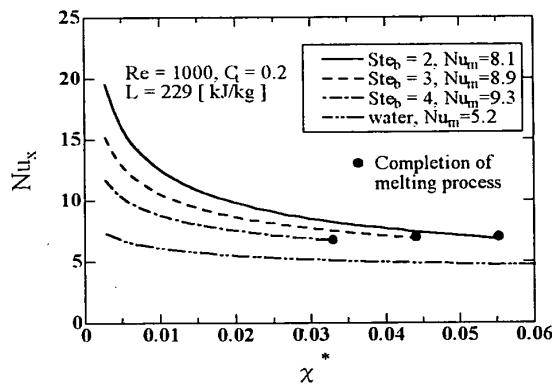


Fig. 10 Effect of Stefan number

均無次元壁面温度 θ_w と潜熱スラリーの混合無次元平均温度 θ_b との差も潜熱量の増加に伴って小さくなることより、結果的に温度境界層が薄くなることと同等の効果から熱伝達率が増大することになる。この場合、融点の低い n-テトラデカンの Nu_x が n-オクタデカンと n-ドコサンの間に存在することから判断して、潜熱蓄熱材の融点の熱伝達に及ぼす効果は、直接見られないようである。当然のことながら、潜熱量の大きな潜熱蓄熱材ほど、図7の黒丸印で示すように、管内により下流である χ^* の大きな位置で融解（潜熱蓄熱）

が完了する様子が分かる。

6・2・2 潜熱蓄熱材濃度の管内熱伝達率に及ぼす影響 図9は、局所ヌセルト数 Nu_x と無次元軸方向距離 χ^* の関係を潜熱蓄熱材濃度 C_t を変えて示したもので、 C_t の増加とともに Nu_x の増大が観察される。この Nu_x の増大は、 C_t の増大とともに単位体積当たりの潜熱スラリーの融解に伴う吸熱熱量が増大し、図7の潜熱量の増大効果と同様な効果が現れることによる。また、 C_t の増大は、単位体積当たりの潜熱量が多くなり、同じ熱流束 $q_w = 1.33 \text{ W/m}^2 (Ste_b = 3)$ の場合には、融解（潜熱蓄熱）完了位置が χ^* の大きな管内下流側へ移動することになる。そして、融解完了位置 l_c までの平均 Nusselt 数 Nu_m を計算した結果、濃度の増加に従って単相流である水に比べ最大1.8倍も上昇する結果が得られた。

6・2・3 潜熱量に対する顯熱量割合の熱伝達率に及ぼす影響 潜熱蓄熱材の有する潜熱量に対する顯熱量の比であるステファン数 Ste_b の局所ヌセルト数 Nu_x に及ぼす効果を無次元管軸方向 χ^* の関係で示したもののが図10である。この場合の計算条件は、レイノルズ数 $Re = 1000$ 、潜熱蓄熱材濃度 $C_t = 0.2$ そして潜熱量 $L = 229 \text{ kJ/kg}$ である。 $\chi^* = 0$ の管入口から χ^* の増加とともに急激な Nu_x の減少が観察され、さらに χ^* に対する Nu_x の減少割合は小さくなり、最終的には Nu_x は Ste_b 每にある値に漸近するようになる。さらに、図10から Ste_b の増加に伴って Nu_x の減少傾向が見られる。図10に示す潜熱量 L が一定の場合には、 Ste_b の増加は Ste_b の定義の分子に含まれる壁面熱流束 q_w の増加を意味し、図11に示す $\chi^* = 0.015$ の位置における半径方向 r の潜熱スラリー層の温度分布 T_b から、 Ste_b の増加に伴って、 $r_w = 7.5 \times 10^{-3} \text{ m}$ の壁面の温度增加が、潜熱スラリーの混合平均温度 T_b の増加傾向を上回る。結果的に一定熱流束での Nu_x の値は、壁面温度と潜熱スラリーの混合平均温度の差 $(T_w - T_b)$ に反比例することから、図10に示したように、 Ste_b の増加とともに Nu_x が減少することになる。一方、 Ste_b の熱流束 q_w を一定にし、その分母の潜熱量を減少して、 Ste_b を増加した場合にも、図9の潜熱蓄熱材濃度を減少した場合に相当し、 Nu_x の減少となる。このような Ste_b の増加に伴う Nu_x の減少傾向は、文献⁽⁴⁾の結果とも一致する。

6・2・4 マイクロカプセル粒径の熱伝達率に及ぼす影響 図12は、管直径 $D = 15 \text{ mm}$ 一定として、マイクロカプセル直径を $d = 1.5 \mu\text{m}$ (管直径/粒子直径; $D/d = 10000$), $3.0 \mu\text{m}$ ($D/d = 5000$), $4.5 \mu\text{m}$ ($D/d = 3333$) と変化させた場合の Nu_x と χ^* の関係を示したものである。図12より D/d の減少とともに Nu_x の増加傾向がみられる。 D/d の減少は、粒子直径 d の増加となり、前述の式(18)の定義にあるように、 d の増加は、ペクレ数 Pe_p の増加となり、式(17)より熱媒体水とマイクロカプセル間

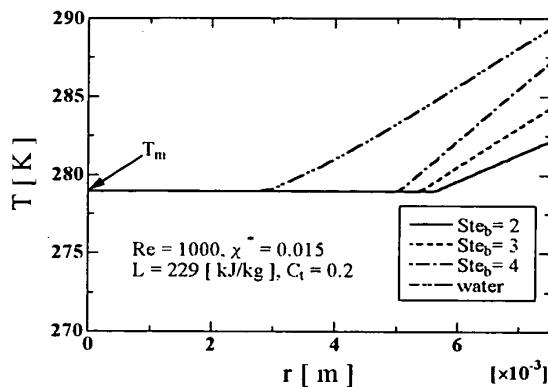
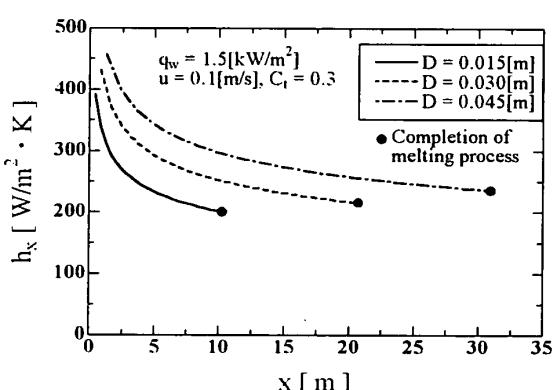
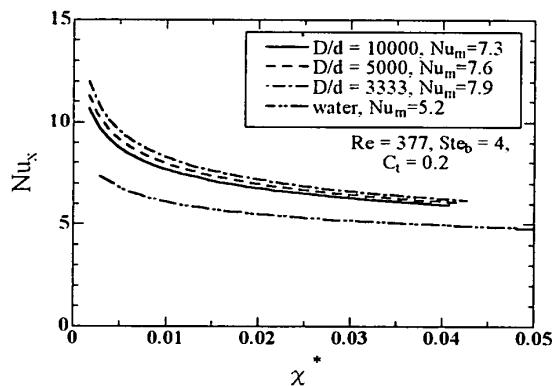


Fig. 11 Temperature profile of latent heat slurry according to Stefan number



の熱伝達率 h_p の増大をもたらす。この熱媒体水とマイクロカプセル間の熱伝達率の増大は、熱媒体水から潜熱蓄熱材への熱移動量の増加となり、結果的に、等熱流束を受ける管内局所熱伝達率 Nu_x の増加となる。図12においては、潜熱蓄熱材濃度を $C_t = 0.2$ 一定としているために、カプセル(潜熱蓄熱材粒子)直径の増加は、式(16)に示すようにマイクロカプセルの充填個数 N の減少となるが、逆に式(15)から1個のマイクロカプ

セルにおける吸熱量 Q_p の増加を伴い、それらの相互作用から熱源 S 項の増大をもたらす。このようなマイクロカプセルの粒子径の増加に伴う Nu_x の増大傾向は、文献⁽⁹⁾の結果とも一致する。

6・2・5 等熱加熱円管直径の熱伝達率に及ぼす影響
等熱加熱円管直径 D を種々に変化させた場合における加熱壁管軸方向の局所熱伝達率 h_x の変化を示したものが図13である。図13に示す計算条件において、管直径 D の増大とともに、文献⁽¹⁰⁾での報告と同様に熱伝達率が大きくなり、最終的に潜熱蓄熱材が完全に融解完了する管軸方向位置も下流側になることが分かる。本研究のように管壁から等熱流束加熱を受ける潜熱スラリーの場合には、図14に示すように、管直径の大きなものほど壁面温度 T_w の上昇が少なく、かつ潜熱スラリーの混合平均温度 T_b との温度差も小さくなり、結果として両者の温度差と反比例の関係にある熱伝達率は増加することになる。図15は、それぞれの管直径における潜熱蓄熱材の融解界面(管半径方向の温度が融点であるところの等温線)の位置を示したもので、管直径の大きなものほど、潜熱スラリー量(平均流速一定)が多くなり、融解界面が管軸($r = 0$ mm)より離れる傾向になる。従って、融解界面が管軸と一致する融解

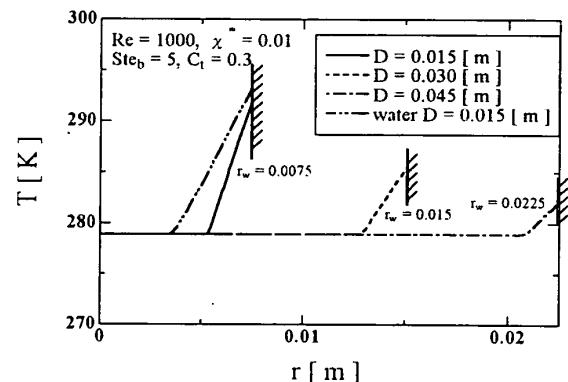
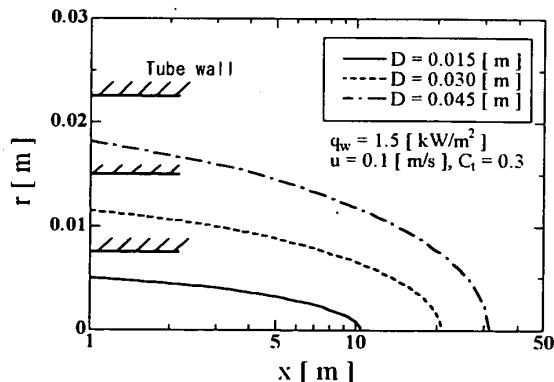


Fig. 14 Temperature profile of latent heat slurry according to tube diameter



完了位置は、図13で示したように、管直径 D の増加とともに下流側へ移動することになる。

6・3 潜熱蓄熱材融解(潜熱蓄熱)完了位置の検討

等熱流束加熱管内を流動する潜熱スラリーの融解完了位置の検討は、この種の潜熱蓄熱過程で、最も重要な課題である。図16は、管入口から融解完了の位置 l_c 間の平均ヌセルト数 Nu_m とこれまでに述べた管寸法と潜熱スラリーの物性及び管内流速等の無次元量である χ^* と顯熱量と潜熱量の比であるステファン数 Ste_b の関係を示したものである。計算により得られた Nu_m を最小自乗法で相対誤差±6%以内で次の関係を誘導した。

$$Nu_m = 4.3 \cdot \chi^{*-0.22} \cdot Ste_b^{-0.16} \quad \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \quad (22)$$

式(22)の適用範囲は、 $\chi^*=0.01\sim0.08$, $Ste_b=2\sim5$, $C_t=0.2\sim0.4$ である。なお、図16中の実線は、上式(22)を示したものである。

融解完了位置 l_c の無次元数の関係は、レイノルズ数 Re 、プラントル数 Pr 、ステファン数 Ste_b の関係で、計算結果を最小自乗法で整理すると相対誤差±18%以下になる。

$$\frac{l_c}{D} = 0.65 \cdot (Re \cdot Pr)^{0.65} \cdot Ste_b^{0.49} \quad \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \quad (23)$$

なお、式(23)の適用範囲は、 $Re=300\sim1300$, $Pr=24\sim120$, $C_t=0.2\sim0.4$, $Ste_b=2\sim5$ である。図17は、上式(23)の関係を実線で示し、丸印は計算結果の値を示したものである。

7. 結論

パラフィン系潜熱蓄熱材を充填したマイクロカプセルと水の混合スラリーを等熱加熱熱流束状態にある直円管内を流動させた場合の管内熱伝達率や潜熱蓄熱材の蓄熱(融解)特性に及ぼす諸因子の効果を数値計算で検討し、次の結論を得た。

(1) 本研究で提案した潜熱マイクロカプセル混合水スラリーの管内熱伝達に関するモデルの有効性が、得られた実測値との比較により確認された。

(2) 円管内熱伝達に影響を及ぼす、管内潜熱マイクロカプセルスラリー平均流速、管直径、マイクロカプセル粒子直径、加熱壁熱流束、潜熱蓄熱材潜熱量そしてその濃度の効果が定量的に明らかになった。さらに、対象とした潜熱スラリーの管内熱伝達率は、単相の水のみの場合に比較して、最大1.8倍もの大きな値であることを明らかになった。

(3) 潜熱蓄熱材の融解完了の管軸方向位置を表す無次元整理式及び管入口からその融解完了位置までの平均熱伝達率を表す無次元整理式の誘導を行った。

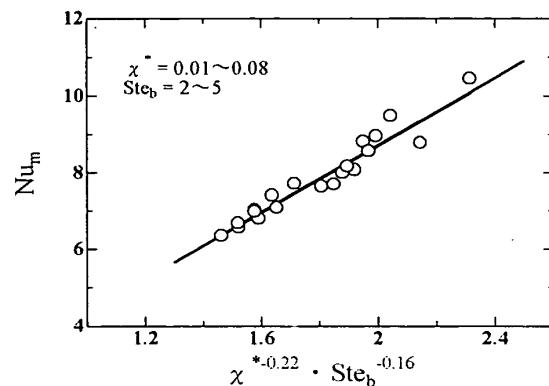


Fig. 16 Relationships between Nu_m and $\chi^* \cdot 0.22 \cdot Ste_b^{-0.16}$

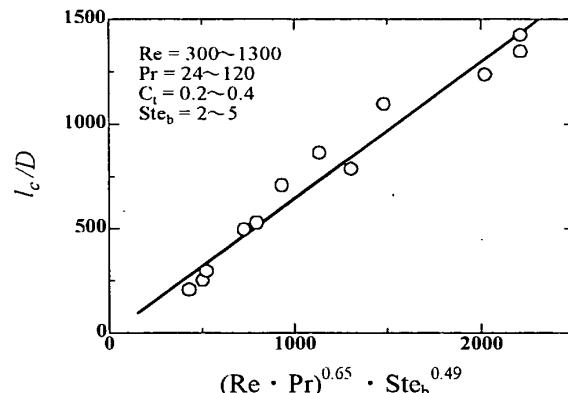


Fig. 17 Variation of l_c/D with $(Re \cdot Pr)^{0.65} Ste_b^{0.49}$

参考文献

- (1) 稲葉英男, 日本機械学会誌, 98-925(1995), 999-1000.
- (2) 稲葉英男, 冷凍, 73-844(1998), 98-106.
- (3) 稲葉英男・森田慎一, 機論 61-585, B(1995), 1841-1848.
- (4) Charunyakom, P., Sengupta, S. and Roy, S. K., *Int. J. Heat Mass Transfer.*, 34 (1991), 819-833.
- (5) Choi, E. S., Cho, Y. I. and Lorsch, H. G., *Int. J. Heat Mass Transfer.*, 37(1994), 207-215.
- (6) Maxwell, J. C., *A Treatise on Electricity and Magnetism* (3rd Edn), 1(1954), 440-441.
- (7) Vand, V., *Nature*, 155 (1945), 364-365.
- (8) Sohn, C. W. and Chen, M. M., *Trans ASME, J. Heat Transf.*, 103(1981), 47-51.
- (9) 岸本章ほか3名, 第33回日本伝熱シンポジウム講演論文集, E153(1996), 231-232
- (10) 岐美, 機論 27-180(1961), 1314-1319
- (11) 武山ほか2名, 伝熱工学, 丸善(1980), 92
- (12) Mettis, B., and Eckert, E.R.G., "Forced, mixed, and free convection regimes," *J. Heat Transfer*, 86 (1964), 295-296