

平板状フィンを有する中温度潜熱蓄熱槽の蓄熱特性

Heat Storage Characteristics of Latent Heat Storage with Plate Fin

稲葉 英男^{*1}
Hideo INABA松尾 幸一^{*2}
Kouichi MATSUO堀部 明彦^{*3}
Akihiko HORIBE

Abstract

In this study, two methods were taken up as heat storage enhancement method of the latent heat storage vessel. First one is the method by installing the plate-fin on heating surface of heat storage vessel. Second one is the method in which heating surface temperature increases. And those effects on the characteristic of thermal energy storage were investigated by the numerical analysis. Molten salt of melting point temperature 142°C is filled in the heat storage vessel as a phase change heat storage material (P.C.M.) and the fin as extension heating surface has been installed on the heating surface of heat storage vessel. Fin thickness, fin interval, and heating surface temperature were set as a parameter. As a result of this analysis, movement of solid-liquid boundary line in the heat storage, process behavior of natural convection, temperature distribution, velocity distribution, and their effects on heat transfer were clarified. In addition dimensionless correlation for the heat storage completion time was derived in terms of these parameters.

キーワード 蓄熱促進法, 平板状フィン, 融解, 自然対流

Key Words: Enhancement Method of Heat Storage, Plate Fin, Melting, Natural Convection

1. 緒言

近年、深夜電力の平準化による電力の効率的利用以外に、コジェネレーション(熱電併給)システムの展開を目的とした分散型電源供給システムが注目されている。特に、出力が数kWから数十kWの各種燃料電池やマイクロガスタービンの出現は、一般家庭や小規模業務関連の利用者側での分散型電源の設置を可能とするもので、今後の電力供給形態が大規模集中型中心から小規模分散型への展開が進行するようである。このような小型分散型電源は、発電効率が悪いために、如何に発生する熱を効率的に利用し、その総合効率を上げるかが重要な課題となる。分散型電源システムの熱利用に際しては、当然その供給と利用には時間的ミスマッチがあり、蓄熱システムの設置が避けられない。この場合の蓄熱槽は、狭い空間での設置となるために、高密度の蓄熱材を用いたコンパクトなものが要求される。さらに、蓄熱槽は多機能な性能が要求されており、その用途として給湯、暖房以外に乾燥など幅広い温度帯かつ高密度なものの開発が望まれている。高密度蓄熱槽としては、シンプルな構造の矩形型潜熱蓄熱槽が従来より開発されている。潜熱蓄熱促進法として、伝熱面に平板状フィンを取り付け、潜熱蓄熱材として融点50°C前後のパラフィンをを用いて、蓄熱(融解)過程で発生する自然対流に影響を及ぼすフィン長さや伝熱面温度の効果を実験および数値計算にて解明した報告⁽¹⁾

がある。さらに、潜熱蓄熱材の伝熱面からの直接接触融解による蓄熱過程の解析⁽²⁾もなされている。太陽熱を熱源として住宅の屋根面や壁空間を蓄熱槽に想定し、パラフィン系潜熱蓄熱材を充填したフィン付き矩形蓄熱槽を傾斜した場合の蓄熱過程に影響を及ぼす傾斜角や蓄熱槽寸法等の効果を解明にした実験および数値解析結果の報告^{(3)~(5)}がある。このように従来の矩形潜熱蓄熱槽に関する研究は、いずれも暖房や給湯を目的とした80°C以下の潜熱蓄熱を対象としている。本研究は、乾燥熱源も視野にいたれた150°C程度の潜熱蓄熱を対象として、硝酸系混合溶融塩を蓄熱材として選定し、蓄熱(融解)促進法に拡大伝熱面としての平板状フィンの効果を取り上げたものである。特に、分散型コジェネシステムや太陽熱利用では、小型高密度の高効率潜熱蓄熱槽を要求されることより、拡大伝熱面である平板状フィンを蓄熱槽内に密に設けた場合のフィン寸法や発生する自然対流が潜熱蓄熱過程に及ぼす効果を数値計算により検討するものである。なお、本研究における中温度潜熱蓄熱槽の熱源としては、分散型ガスタービンコジェネレーションの高温ガス排熱、曲面集光方式で集めた高温太陽熱、工場等の高温排熱そして深夜電力等がある。その蓄熱した熱の利用としては工場のプロセスヒート、乾燥、蒸気発生そして熱駆動型冷凍機の熱源など比較的高い温度を必要とする熱利用システムが対象となる。

*1 会員 岡山大学大学院 自然科学研究科 教授
*2 準会員 岡山大学大学院 自然科学研究科 院生
*3 準会員 岡山大学大学院 自然科学研究科 助教授
(現行受付:平成12年5月15日)

Prof., graduate School of National Science and Technology, okayama Univ.
Post graduate Student, School of National Science and Technology, okayama Univ.
Associate Prof., graduate School of National Science and Technology, okayama Univ.

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} = 0 \quad (2)$$

②運動方程式

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial X}(UU) + \frac{\partial}{\partial Y}(VU) &= Pr \left\{ \frac{\partial}{\partial X} \left(\mu' \frac{\partial U}{\partial X} \right) + \frac{\partial}{\partial Y} \left(\mu' \frac{\partial U}{\partial Y} \right) \right\} - \frac{\partial p''}{\partial X} \\ \frac{\partial V}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial X}(UV) + \frac{\partial}{\partial Y}(VV) &= Pr \left\{ \frac{\partial}{\partial X} \left(\mu' \frac{\partial V}{\partial X} \right) + \frac{\partial}{\partial Y} \left(\mu' \frac{\partial V}{\partial Y} \right) \right\} \\ &\quad - \frac{\partial p''}{\partial Y} + Gr \cdot Pr^2 \theta \end{aligned} \quad (3)$$

③エネルギー方程式

$$\frac{\partial H}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial X}(UH) + \frac{\partial}{\partial Y}(VH) = \frac{\partial}{\partial X} \left(\lambda' \frac{\partial \theta}{\partial X} \right) + \frac{\partial}{\partial Y} \left(\lambda' \frac{\partial \theta}{\partial Y} \right) \quad (4)$$

また無次元境界条件および初期条件は下記のとおりである。

運動方程式について

$$0 \leq Y \leq F_T: U=V=0 \quad (\text{下部フィン})$$

$$F_P - F_T \leq Y \leq F_P: U=V=0 \quad (\text{上部フィン})$$

$$X=0: U=V=0$$

$$X=1.0: U=V=0$$

エネルギー方程式について

$$X=0: \theta=1.0$$

$$X=1.0: d\theta/dx=0$$

$$Y=0: d\theta/dy=0$$

$$Y=F_P: d\theta/dy=0$$

初期条件

$$\tau=0: \theta=-0.46 \sim -2.78, U=V=0$$

3.2 数値計算方法

上記の各無次元支配方程式の離散化にはコントロールボリューム法を用い、流れ場は SIMPLE 法⁽⁷⁾により計算した。エネルギー方程式の従属変数は無次元エンタルピー H と無次元温度 θ の関数として表されており離散化の段階で次のような無次元エンタルピー関数 H を θ と他の無次元数で表し、エネルギー方程式に相変化の潜熱量 l を導入する。

無次元エンタルピー関数

$$H = H^* + dH/d\theta|_{\theta=0} \cdot (\theta - \theta^*) \quad (5)$$

ただし

$$H = \begin{cases} c_{pr} \cdot \theta & (\theta < 0) \text{ 固相} \\ \{c_{pr}/Ste \cdot \Delta\theta + 1\} \cdot \theta & (0 < \theta < \Delta\theta) \text{ 相変化} \\ c_{pr}/Ste + \theta & (\Delta\theta < \theta) \text{ 液相} \end{cases}$$

なおここで添え字の*は前計算ステップにおける値を示し、 C_{pr} は固相と液相の比熱の比である。またここで使用した各無次元数の定義は次のとおりである。

$$\left. \begin{aligned} H: \text{無次元エンタルピー: } H &= h/c_{pr}(T_h - T_m) \\ Ste: \text{ステファン数: } Ste &= c_{pr}(T_h - T_m)/l \\ c_{pr}: \text{固液比熱比: } c_{pr} &= c_{pl}/c_{ps} \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

$\Delta\theta$ は数値計算の収束性を向上させるために設定した相変化温度域の幅である。各計算グリッドの物性値は相変化を境に変化するが、 $\Delta\theta$ の領域で固相と液相の物性を線形的に変化させることで物性値の不連続をなくし良好な計算の収束性を得ている。 $\Delta\theta$ の設定にあたっては実際の物性からかけ離れたものにならないように十分に小さな値($\Delta\theta=10^{-3}$)とした。この値は有次元に直した場合、 0.1°C 程度となる。無次元運動方程式(3)においては無次元温度 θ が 0 以下の場合には融点以下となるために固相であり、無次元粘性係数に大きな値(10^9 程度)を与えて蓄熱材の流動性を無くし、固相としての計算を行う。一方、その数値が 0 を超えた領域については液相として扱い、液体状態の粘性を用いて計算を行っている。また平板状フィン(以下フィンと略記する)の部分については蓄熱材固相の状態と同じ手法にて計算を行い、その際、物性に関してはフィン材料の熱伝導率、比熱などを用いている。数値計算の際の格子数は無次元長さ $1.0(x=L_w/2 \text{ または } y=L_w/2)$ に対して格子数が 41 となるように分割している。したがって X 方向格子数は 41 となり Y 方向格子数は F_P の大きさにより 11~41 となっている。各計算時間ステップにおける解を評価する収束判定は前の計算の各値とその新しい計算値との間の相対誤差によって行い、各値の相対誤差の最大値が 10^{-4} 以下になった時点で解が収束したと判定した。

4. 計算結果とその考察

4.1 本計算方法の検討

本数値計算方法の妥当性を検討するために二次元伝導伝熱による固相の融解モデルであるノイマンの解⁽⁸⁾と本数値計算法の比較検討を行った。具体的には本研究で取り扱う中温度潜熱蓄熱材である 3 元硝酸塩(融点 142°C)を矩形蓄熱槽(高さ $L_h=0.04\text{m}$ × 幅 $L_w/2=0.04\text{m}$ 、一側面等温加熱壁(192°C)、他の壁は断熱壁)に充填し、初期温度を 142°C として伝導伝熱で固相の融解を行った場合の液相率 f_l (融解液相体積/矩形蓄熱槽全体積)

の経時変化を比較検討の対象とした。表2は、本計算結果の液相率 f_l とノイマンの解析解による液相率 f_l^* との誤差割合 $e=(f_l-f_l^*)/f_l^* \times 100\%$ の時間変化を示したものである。計算格子数は X および Y 方向ともそれぞれ41である。

表2. 本数値解析プログラムの精度

経過時間 t (s)	500	1000	1500	2000	3000	3600
誤差割合 e (%)	0.01	0.1	0.5	0.8	1.2	1.8

本計算結果はノイマンの解より若干大きめとなっているが、その差は非常に小さく、本計算方法は十分な精度を持っているものと判断される。

4.2 自然対流れ模様と温度分布の経時変化

矩形蓄熱槽の上壁および下壁に平板状フィンを設けた場合の基本条件下での融解(蓄熱)過程における融解界面、融解液相の流動状態、さらに矩形蓄熱槽内の温度分布の経時変化を示したものが図3である。ここでの基本条件とは、 $F_f=0.015$ (フィン厚さ $T_{fin}=1.2 \times 10^{-3}$ m), $F_p=0.25$ (フィンピッチ $P_{fin}=1.0 \times 10^{-2}$ m), そして $Ste=0.432$ (加熱面温度 $T_h=192^\circ\text{C}$) である。図3の各無次元時間 τ における上段の図は、融解液相の無次元速度ベクトル分布(各図右側の矢印の長さや数字は基準無次元速度ベクトルの大きさを示す)と固液境界(太線), そして下段は無次元等温線(無次元温度間隔 $\Delta\theta=0.1$ 間隔)を示す。無次元温度 θ が正の領域は液相, 負の領域は固相, そして零の値は固液境界を示す。図3(a), (b), (c)は、それぞれ液相率 $f_l=0.25, 0.5, 0.99$ における無次元経過時間 τ を示す。まず、図3(a)の $f_l=0.25$ においては、左側の加熱壁近傍を上昇する融解液内の自然対流は上部フィンへ近づきながら水平方向に移動後、方向転換し固液界面に沿って、再び加熱壁下部へ戻る時計回りの循環流れを形成する様子が分かる。一方、下部フィン近傍には勢力の弱い右回りの循環流れの存在が理解できる。次に、下図の無次元温度分布からは、左側加熱壁近傍のフィンの無次元温度分布が密となっており、フィンを介しての熱移動が行われている様子が分かる。さらに、負の無次元温度を示す領域が固相内にみられ、固相が依然として融点以下の温度状態にあることが理解できる。次に、 $f_l=0.5$ と潜熱蓄熱材が半分融解した状態では、 $f_l=0.25$ で見られた循環流れの勢力が増大する様子が理解できる。フィンの無次元温度分布もフィン全体に広がることより、フィンを介しての熱移動の影響が大きくなり、未融解の固相の無次元温度が零(潜熱蓄熱材の融点)となる領域も拡大する

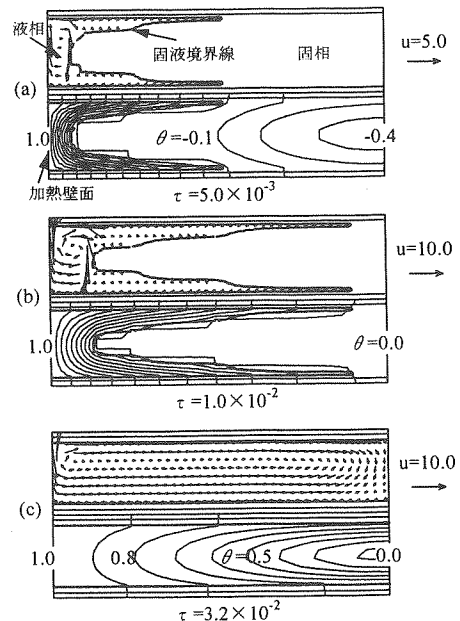


図3 蓄熱過程における蓄熱槽内の状態 ($F_f=0.015, F_p=0.25, Ste=0.432$)

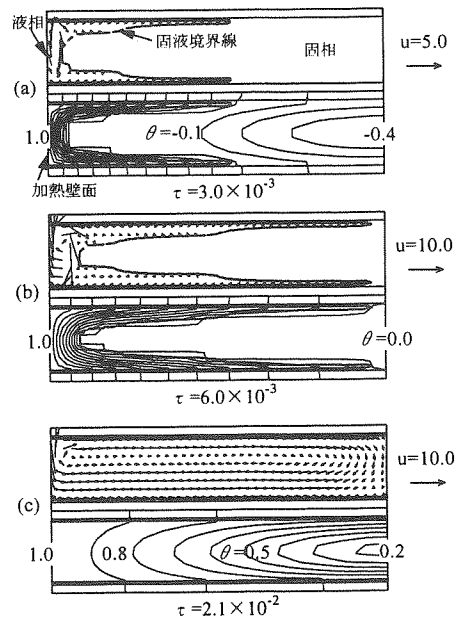


図4 蓄熱過程における蓄熱槽内の状態 ($F_f=0.025, F_p=0.25, Ste=0.432$)

ことになる。図3(c)の $f_l=0.99$ の大部分の固相が融解した状態では、矩形空間内の融解液は時計回りの単一の大きな循環流れが形成され、下図より右側の断熱部の中央付近に無次元温度が零となる未融解部分が存在するようになる。図3の基本条件から無次元フィン厚さを $F_f=0.025$ と厚くした場合の例を図4に示す。液相

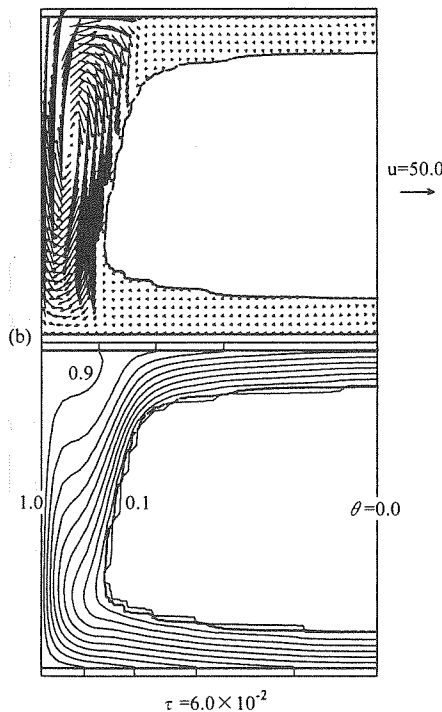
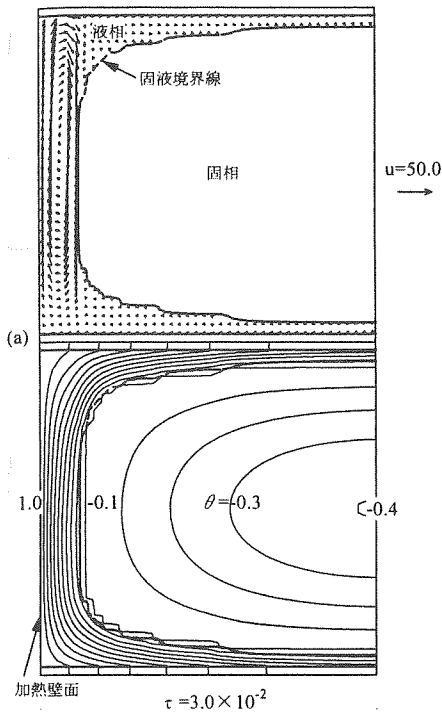


図5 蓄熱過程における蓄熱槽内の状態
($F_f=0.015$, $F_p=1.0$, $Ste=0.432$)

率が $f_f=0.25$ (図 4(a)), 0.5 (図 4(b)), 0.99 (図 4(c))と変化した場合の融解液の流れ模様や無次元温度分布の傾

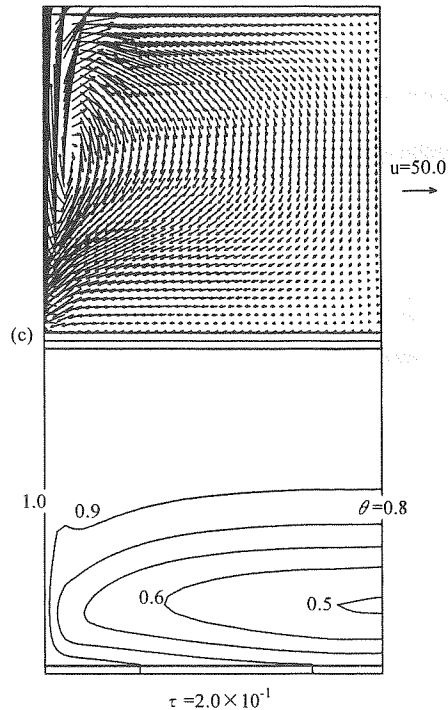
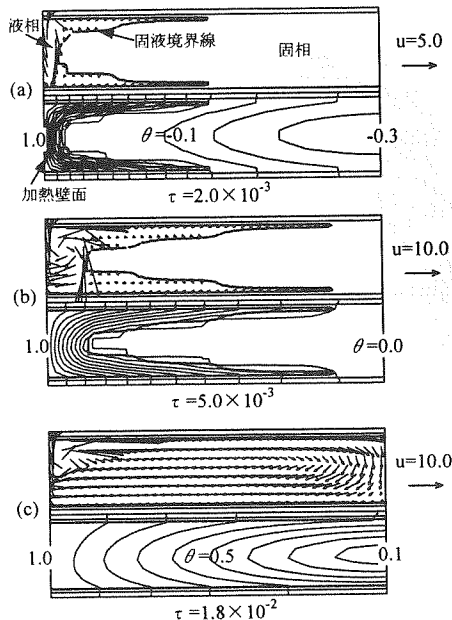


図5 蓄熱過程における蓄熱槽内の状態
($F_f=0.015$, $F_p=1.0$, $Ste=0.432$)

向はいずれも図 3 に示した基本条件と類似したものとなるのが分かる。しかしながら、 $F_f=0.025$ とフィン厚さを基本条件の場合に比較して 1.67 倍に大きくすると、それぞれの液相率に到達する時間が 0.6 倍程度に短縮され、フィン厚さの増大が融解促進となる。図 5 は基本条件からフィンピッチを $F_p=0.25$ から 1.0 へと 4 倍に大きくした場合の例である。この場合には、図 3 の基本条件に比較して、各液相率とも特に加熱壁近傍に沿って上昇する融解液の速度は大きく、その温度勾配も大きくなる傾向にある。また、基本条件に比較し、 $F_p=1.0$ の場合にはその総蓄熱量が 4 倍に増加し、それぞれの液相率に到達する時間も基本条件と比較して約 6 倍に増大する傾向になる。図 6 は加熱壁温度を上昇させてステファン数 $Ste=0.943$ とした場合の融解液の速度ベクトルや無次元温度分布を示したものである。図 6 の $Ste=0.934$ における各液相率とも融解液の流動状態や無次元温度分布は基本条件と類似した傾向にあるが、各液相率に到達する時間は、それぞれ 0.4 倍、0.5 倍そして 0.56 倍程度に短縮される。さらに、融解液の自然対流の挙動を詳細に調べるために、矩形蓄熱槽幅方向の $X=0.5$ (計算領域の中央) の位置における水平方向の無次元速度 U の Y 方向 (高さ方向) の分布に影響をおよぼす無次元フィン厚さ F_f 、無次元フィン


 図6 蓄熱過程における蓄熱槽内の状態 ($F_T=0.015$, $F_P=0.25$, $Ste=0.934$)

ピッチ F_P およびステファン数 Ste の効果を示したものが、それぞれ図 7、図 8 および図 9 である。各図の(a) および(b)は、それぞれ液相率 $f_l=0.50$ および 0.99 の場合に対応し、それぞれの液相率やパラメータに対応して得られた経過時間や最大無次元速度 U_{max} の値も記載してある。まず無次元フィン厚さの効果として、図 7(a)の $f_l=0.50$ ではフィン厚さの薄い $F_T=0.005$ では上部フィン壁近傍に発達する対流の速度分布よりも下部フィン壁近傍に発達する対流はその最大速度領域が明確でない幅の広い速度分布となる。しかしながら、無次元フィン厚さを $F_T=0.015$, 0.025 と増大するに連れて、上部フィンおよび下部フィン近傍の速度分布の大きさは正と負は逆であるが類似したものとなる。液相率が $f_l=0.99$ の場合である図 7(b)では、無次元フィン厚さの影響はあまり見られずに、上部フィン近傍ではその上部加熱による温度成層型の温度成分の効果からシャープな速度分布となり、一方、下部フィン近傍では下面加熱による上昇する自然対流成分の効果から放物線型の速度分布形状となる特徴を有する。前述の基本条件で無次元フィンピッチ F_P を変化させた速度分布である図 8(a)の $f_l=0.50$ の場合には、無次元フィンピッチを $F_P=0.25$ から 1.0 へと増大させるに伴って、上部フィン近傍に発達する最大速度 U_{max} は大きくなり、下部フィン近傍に発達する速度分布形状が上部フィン近傍に発達する速度分布形状と異なってくる。それらの速度分布形状の上部および下部フィン近傍での差は、

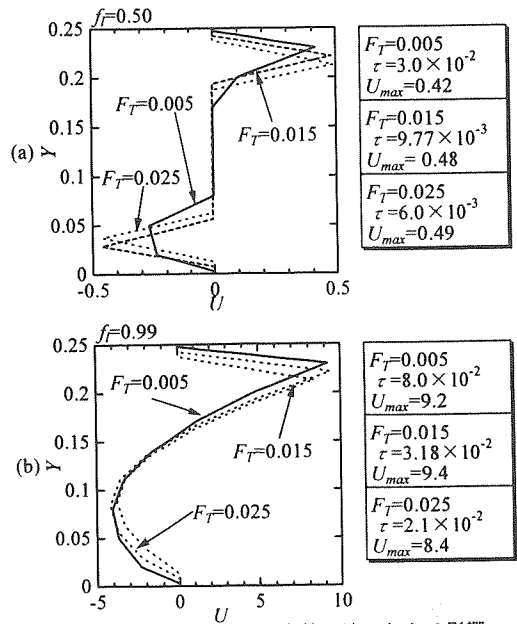


図7 フィン厚さが自然対流に与える影響

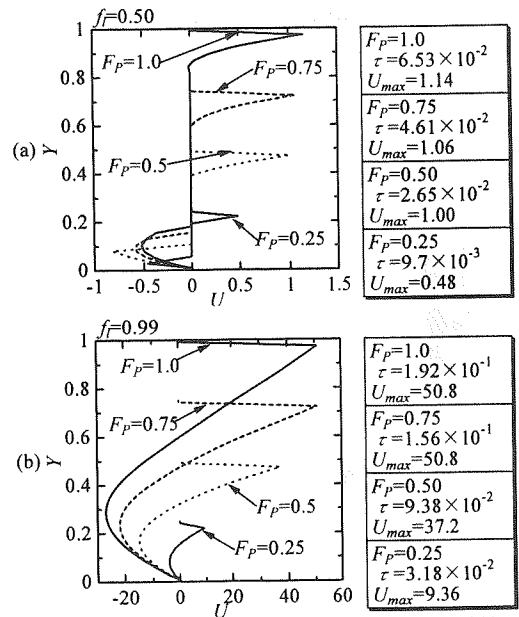


図8 フィンピッチが自然対流に与える影響

液相率が $f_l=0.99$ になるとさらに著しくなる。図 9 は加熱面温度すなわち Ste 数を変化させた場合の速度分布を示したもので、図 9(a)に示すように Ste 数の増大と共に最大速度の増加も見られ、さらに $f_l=0.99$ の図 9(b)では、矩形蓄熱槽上部や下部の発達する融解液の速度分布の非対称性も増大する傾向にある。

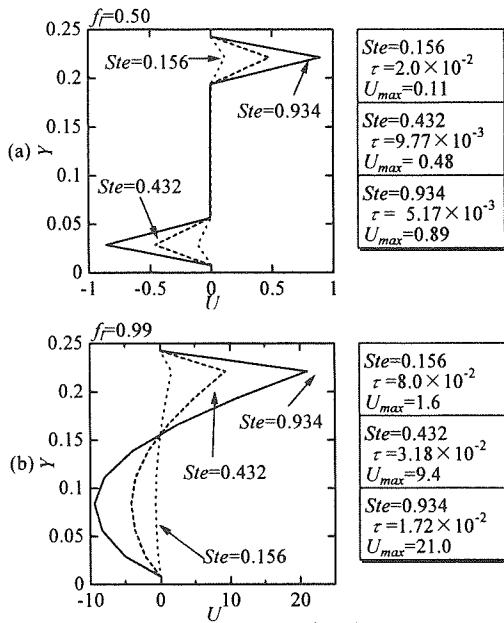


図9 ステファン数が自然対流に与える影響

4.3 無次元フィン厚さの潜熱蓄熱槽内の熱移動に及ぼす影響

図10は基本条件のもとに、蓄熱槽内への無次元加熱壁面通過熱量 Q^* の無次元時間 τ に対する変化を無次元フィン厚さ F_T をパラメータとして示したものである。ここで無次元加熱壁面通過熱量 Q^* は $Q^* = -L_w/L_h \int_0^{y_h} \lambda' \partial \theta / \partial y|_{x=0} dy$ により求められる。この Q^* は、伝導伝熱のみで固相の融解が行われる場合の壁面からの移動熱量に対する自然対流が加わった場合の移動熱量の割合を意味するものである。まず、フィンのない $F_T=0$ の場合には加熱壁面からの入熱のみで、 $\tau=10^{-3}$ 以上の領域では対流による移動熱量が支配的となり、徐々に Q^* の値の減少が見られ、ほぼ $\tau=1.1$ 付近では蓄熱材の大部分が融解して、融解潜熱による熱の吸収が無くなり、熱の伝達様式が融解液の顕熱移動に移行するために、 Q^* の大きな減少となる。無次元フィン厚さが $F_T=0.005$ から 0.025 へと増大するに従って、潜熱融解が終了する時間も短くなり、そして主に対流伝熱により安定的に潜熱蓄熱材の融解に消費される Q^* の値も大きくなる傾向にある。図11は、図10と同じ条件で、初期温度から蓄熱完了時間までの総蓄熱量 Q (潜熱蓄熱量+顕熱蓄熱量) に対する蓄熱開始からの積算蓄熱量 Q の比 Q/Q_i の無次元時間 τ に対する変化を示したものである。フィン無しの場合には、時間の経過と共に徐々に Q/Q_i の増大が見られ、

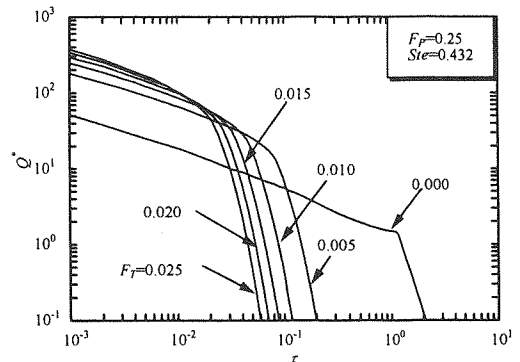


図10 無次元加熱壁面通過熱量の経時変化

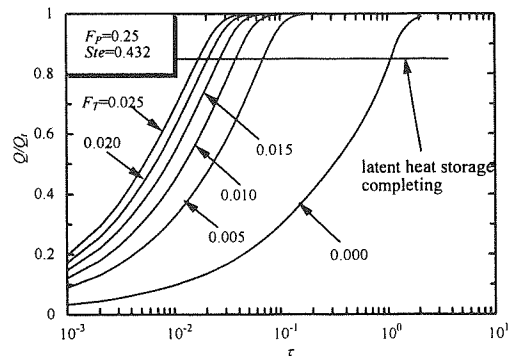


図11 蓄熱割合の経時変化

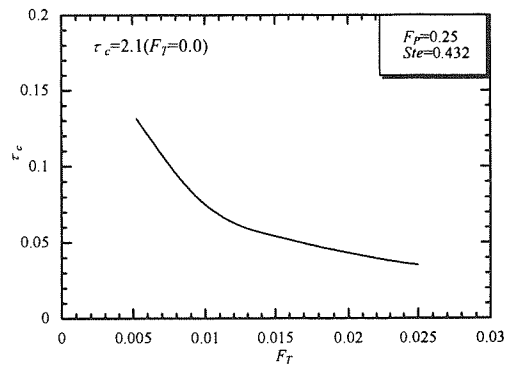


図12 無次元フィン厚さと蓄熱完了時間の関係

その後自然対流の勢力の増加と共に Q/Q_i の増加割合は大きくなり、最終的に融解槽の融解が終わる潜熱蓄熱完了後の $\tau=1.1$ 以上の顕熱蓄熱領域では Q/Q_i の増加割合は減少する傾向にある。フィン付きの場合には、 $F_T=0.005$ から 0.025 へとフィン厚さを増加するに従って Q/Q_i の増加割合は大きくなり、その蓄熱完了時間も短縮されることが分かる。このようなフィンによる Q/Q_i の増大傾向は、フィンの拡大伝熱面としての伝熱促進とフィン近傍からの融解槽の融解による固液界面面積の増大、そして発生した自然対流による熱伝達向

上の効果が複合して起こることによる。また、フィン厚さが厚いほどフィンを介して加熱面から移動する熱量の増大が、最終的に Q/Q_i の大きな値をもたらすことになる。図 12 は、図 10 と同じ条件で無次元フィン厚さ F_T と無次元蓄熱完了時間 τ_c の関係を示したものである。図中に記載してあるフィン無しである $F_T=0$ の $\tau_c=2.1$ から無次元フィン厚さを $F_T=0.005$ とすると τ_c の値は 0.135 と約 1/15 へと大幅に蓄熱完了時間の減少となる。さらに、フィン厚さを増大すると共に τ_c の値は減少するがその減少割合は F_T が大きくなるに従って小さくなる傾向にある。

4.4 無次元フィンピッチの潜熱蓄熱槽内の熱移動に及ぼす影響

ここで対象とする蓄熱槽は、その幅は一定としており、無次元フィンピッチを増大（蓄熱槽高さの増大）するとそれに比例して等温加熱壁面面積および蓄熱材としての熔融塩充填量が增大することになる。従って、本モデルでの熔融塩の融解現象は、加熱面高さに関連したところの等温加熱壁面と固液界面近傍に発達する自然対流の循環パターンに大きく左右されることになる。また、融解量の経時変化は、無次元フィンピッチと充填熔融塩量および加熱壁面からの伝達熱量に関係してくる。図 13 は基本条件をもとに、無次元加熱壁面通過熱量 Q^* と無次元時間 τ の関係を無次元フィンピッチをパラメータとして示したものである。まず、 $F_P=0.25$ の場合には、図 3 で示したように加熱壁面近傍で発達した上昇する自然対流は主に上部壁で方向を変えて、固液界面で融解熱交換しながら降下し、加熱壁下部に到達して再び加熱されて上昇する、比較的移動距離の短い循環対流が形成される。従って、局所熱伝達率の大きな加熱壁面下部の占める割合が増加することが図 13 中に見られる大きな Q^* の値を示す主な原因と考えられる。さらに、時間の経過と共に固液界面の位置も加熱面から遠ざかり、自然対流の循環も長い距離を要し、結果として Q^* の減少となる。 $\tau=3 \times 10^{-2}$ の残留する固相の割合が極端に少なくなる領域（ $X=1$ 近傍での固相の残留）から、融解に費やされる熱量が減少するために、 Q^* の急激な減少となる。無次元フィンピッチを $F_P=0.25$ からさらに $F_P=1.0$ へと増加するに従い、図 5 の流れ挙動で見られたように、加熱壁面高さが大きくなり、境界層厚さの厚い熱伝達率の低い領域である加熱壁面上部の割合が増大することと加熱壁面に対向する固液界面長さもフィンピッチの小さいものに比較して長くなる。その結果として加熱壁面と固液境界との間で熱を輸送する自然対流の循環距離が長く

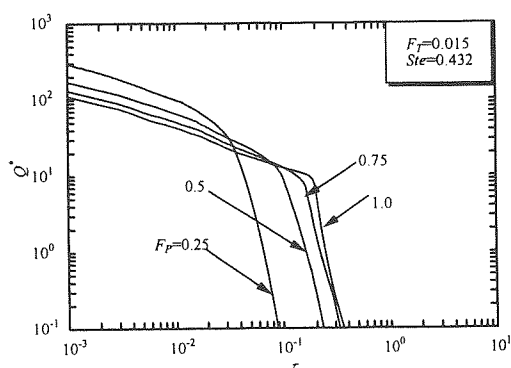


図13 無次元加熱壁面通過熱量の経時変化

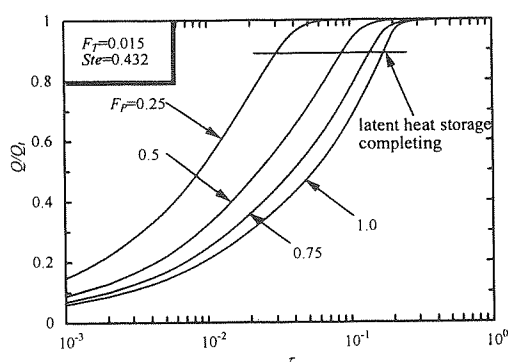


図14 蓄熱割合の経時変化

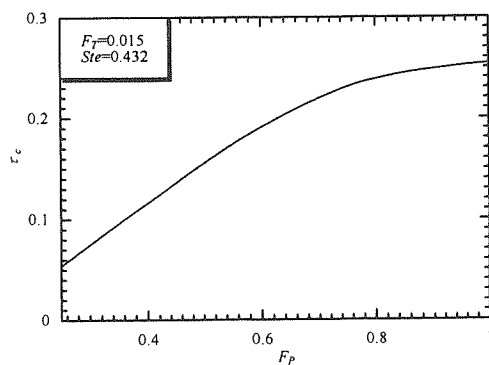


図15 無次元フィンピッチと蓄熱完了時間との関係

なり、単位時間当たりの Q^* の値は、図 13 に示されるように F_P の増加と共に減少するようになる。また、 F_P の増加は、充填熔融塩の増加とることより、 Q^* の値が急速に減少するまでの無次元時間 τ は長くなり、当然のことながら蓄熱完了時間 τ_c も長くなる。図 14 は、図 13 と同じ条件で積算蓄熱量比 Q/Q_i と無次元時間 τ の関係をパラメータに F_P を取って示したものである。図 13 の Q^* の傾向と同様に、無次元フィンピッチ F_P の小さい場合には、加熱壁面と固液界面での熱輸送が発達した自然対流の循環でなされることより、

加熱壁面平均熱伝達率が大きく、さらにその自然対流の循環距離が短いために、 Q/Q_i の値も大きく、その時間変化するなかで積算蓄熱速度も大きくなる傾向にある。一方、 F_p の増加割合に比例して積算蓄熱量比の変化は起こらず、大きな F_p 領域ではその変化割合は減少する傾向にある。また、 F_p が大きくなるに従って単位充填溶融塩質量当たりに上下の平板状フィンから伝わる熱量が減少することも、相対的に F_p の大きなもののほど Q/Q_i が小さくなる原因の一部と考えられる。図 15 は、無次元蓄熱完了時間 τ_c と無次元フィンピッチ F_p を示したもので、計算条件は図 13 と同じである。無次元フィンピッチの小さな領域では、充填溶融塩量の増大に比例して、前述の自然対流の勢いが強いことも関連して、 τ_c の F_p に対する変化割合は大きくなる傾向にある。しかし F_p の値が 0.7 以上になるに従ってその変化割合は小さくなり、対流の影響は相対的に低減することになる。

4.5 加熱壁面温度が潜熱蓄熱槽内の熱移動に及ぼす影響

ここでは、加熱壁面温度が潜熱蓄熱特性に及ぼす影響を検討する。潜熱蓄熱槽に関する研究の目的から、全蓄熱量に対する潜熱蓄熱量が 5 割以上となる加熱面温度を対象とした。図 16 は基本条件のもとで無次元加熱面温度であるステファン数を $Ste=0.156$ ($T_h=160^\circ\text{C}$)、 0.432 ($T_h=196^\circ\text{C}$)、 0.934 ($T_h=250^\circ\text{C}$) と変化させた場合の無次元積算移動熱量 Q/Q_i と無次元時間 τ の関係を示したものである。 Ste の大きいものほど（加熱面温度の高いほど）自然対流が活発となり、加熱面からの伝達熱量の増大は、溶融塩の融解を促進することが、図 16 の Q/Q_i の増加割合から読みとれる。また、図中に矢印で示したように潜熱融解完了時間は、 $Ste=0.156$ から 0.934 に増大するに従って、 $\tau=7.1 \times 10^{-2}$ から 1.6×10^{-2} へと大幅に短縮される。一方、潜熱蓄熱が完了した後は、加熱面温度まで顕熱蓄熱が行われ、その蓄熱量は加熱面温度の増加と共に大きくなるために、対流の勢力の増大にも関わらず、蓄熱完了時間は長くなる傾向にある。図 17 は、図 16 と同じ条件で無次元蓄熱完了時間 τ_c とステファン数 Ste の関係を示したものである。ステファン数が $Ste=0.5$ 程度までは加熱壁面からの伝達熱量が溶融塩の融解に消費される割合が比較的多く、 τ_c は Ste の増加とともにその減少割合は比較的大きくなる。一方、ステファン数が $Ste=0.5$ を超えるあたりから、溶融塩が融解後の顕熱蓄熱の割合が相対的に増大するために、 τ_c の Ste に対する減少割合は小さくなる傾向にある。

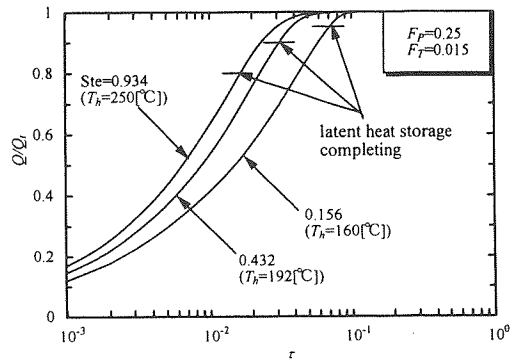


図16 蓄熱割合の経時変化

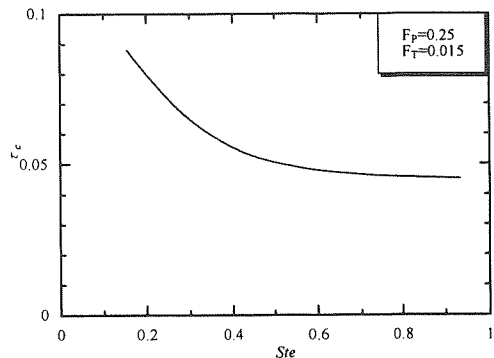


図17 ステファン数と蓄熱完了時間との関係

4.6 蓄熱完了時間の無次元整理式の誘導

蓄熱槽の設計においては、蓄熱完了時間の予想は重要なことであり、本来この種の潜熱蓄熱槽の蓄熱（融解）過程は自然対流に支配されるために、その自然対流の強さを表すグラスホフ数やレーレー数にて、無次元整理を試みるべきである。しかしながら、ここでの自然対流は、その強さや対流領域が時々刻々変化しており、これらの自然対流の強さを表す無次元数を用いることは不可能である。従って、本研究においては、無次元蓄熱完了時間 τ_c を、蓄熱槽の物理的形状の無次元量として、無次元フィンピッチ F_p や無次元フィン厚さ F_T として熱的条件として、ステファン数 Ste の関係にて整理する試みを行った。前掲の図 12、図 15 および図 17 で得られた結果等を最小自乗法で、標準偏差 $\pm 10.6\%$ 以内で τ_c に関する次式の無次元整理式の誘導を行った。

無次元整理式

$$\tau_c = 0.0069 F_p^{1.1} F_T^{-0.80} Ste^{-0.37}$$

上式の適用範囲：

$$F_p = 0.25 \sim 1.0, F_T = 0.005 \sim 0.025$$

$$Ste = 0.156 \sim 0.934.$$

5. 結論

中温度潜熱蓄熱材として、3元硝酸系溶融塩を選定した場合の小型矩形潜熱蓄熱槽の蓄熱特性に影響を及ぼすフィン厚さ、フィンピッチおよび加熱壁面温度の効果を数値計算にて予想し、以下の結論を得た。

(1) 上部フィン近傍に発達する自然対流は、その温度成層形成成分のために、下部フィン周りに発達する自然対流よりもその勢力が弱くなるが、固相の融解は加熱壁面近傍に発達する主な自然対流により促進されることを定量的に明らかにした。

(2) フィンピッチの蓄熱特性に及ぼす影響として、フィンピッチを増大しても、加熱壁面の平均熱伝達率の減少効果、加熱壁面と固液界面との間に形成される自然対流の循環距離の増加による効果そして単位充填潜熱蓄熱材当たりのフィン接触面積の減少効果等より、蓄熱時間の短縮とはならないことを解明した。

(3) 加熱面温度、すなわちステファン数の効果として、加熱面温度の上昇と共に潜熱蓄熱完了時間は自然対流の効果により短縮されるが、潜熱蓄熱完了後の加熱面温度までの顕熱蓄熱完了時間はその顕熱蓄熱量の増大の効果が大きいために長くなることを定量的に明らかにした。

(4) 最終的に、無次元蓄熱完了時間に影響を及ぼす、フィン厚さ、フィンピッチおよび加熱面温度に関する無次元整理式の誘導の成功した。

記号

a : 伝導率 m^2/s , c_p : 比熱 kJ/kgK , c_{pf} : 固液比熱比 (3.2(6)で定義), c_{pf} : 蓄熱材とフィン材質の比熱の比: $c_{pf} = c_{pf}/c_{pt}$, F_T : 無次元フィン厚さ: $F_T = (T_{fn}/2)/(L_w/2)$, F_p : 無次元フィンピッチ: $F_p = P_{fn}/(L_w/2)$, f_l : 液相率: $f_l = \text{液相体積}/\text{全体積}$, Gr : グラスホフ数 (3.1(1)で定義), g : 重力加速度 m/s^2 , H : 無次元エンタルピー (3.2(6)で定義), h : 比エンタルピー J/kg , l : 蓄熱材融解潜熱 kJ/kg , L_w : 蓄熱槽幅 m , L_h : 蓄熱槽高さ m , P_{fn} : フィンピッチ m , Pr : プラントル数 (3.1(1)で定義), p' : 圧力補正值 Pa , p'' : 無次元圧力補正值 (3.1(1)で定義), q : 加熱壁面熱流束 W/m^2 , Q_l : 蓄熱槽の理論総蓄熱量 kJ , Q : 各瞬間の蓄熱量 kJ , Ste : ステファン数 (3.2(6)で定義), T_{fn} : フィン厚さ m , T_m : 蓄熱材融点温度 K , T_b : 等温壁面温度 K , T : 温度 K , T_0 : 初期温度 K , t : 時間 sec , U : 無次元速度 (3.1(1)で定義), u : 速度: m/s , V : 無次元速度 (3.1(1)で定義), v :

速度: m/s , U_0 : 代表速度: $U_0 = a/(L_w/2)$ m/s , X : 無次元 x 座標 (3.1(1)で定義), Y : 無次元 y 座標 (3.1(1)で定義), ρ : 密度 kg/m^3 , ν : 動粘性係数 m^2/s , μ : 粘性係数 $\text{Pa}\cdot\text{s}$, β_m : 融点における体膨張係数 $1/\text{K}$, λ : 熱伝導率 W/mK , λ_s : 蓄熱材の固相と液相の熱伝導率の比: $\lambda_s = \lambda_s/\lambda_l$, θ : 無次元温度 (3.1(1)で定義), λ_{sf} : 蓄熱材とフィン材質の熱伝導率の比: $\lambda_{sf} = \lambda_s/\lambda_l$, τ : 無次元時間 (3.1(1)で定義), λ' : 無次元熱伝導率 (3.1(1)で定義), μ' : 無次元粘性係数 (3.1(1)で定義), τ_c : 無次元蓄熱完了時間, Q^* : 無次元加熱壁面通過熱量:

$$Q^* = -L_w/L_h \int_0^{h/L_h} \lambda' \partial \theta / \partial Y_{X=0} dY$$

比エンタルピー h の定義

$$h = \begin{cases} C_{ps} \cdot (T - T_m) & (T < T_m) \text{ 固相} \\ C_{pf} \Delta T + L/\Delta T \cdot (T - T_m) & (T_m < \theta < \Delta T) \text{ 相変化} \\ L + C_{pt} (T - T_m) & (\Delta T < T) \text{ 液相} \end{cases}$$

添え字

f : フィン, l : 液相, m : 融点, s : 固相, $*$: 前計算ステップ, 0 : 前時間ステップ

文献

- (1) 稲葉英男・長谷元弘・野津滋, 傾斜矩形潜熱蓄熱槽の非定常熱特性, 日本伝熱シンポジウム講演論文集, (1991-5), 337, 福岡
- (2) 斎藤彬夫・洪熙基・山下和也, 分割された水平板フィンを持つ潜熱蓄熱槽の性能, 日本機械学会論文集, 60-572 (1994), 1408.
- (3) 稲葉英男・長谷元弘・福田武幸・菅原征洋, 低融点相変化物質充てん傾斜矩形蓄熱槽の動特性に関する研究(第1報, 蓄熱過程の実験), 日本機械学会論文集, 55-509 (1989), 200.
- (4) 稲葉英男・森田慎一・長谷元弘・野津滋, 傾斜矩形蓄熱槽の蓄熱特性に関する数値計算, 日本機械学会論文集, 58-552 (1992), 2556.
- (5) H. INABA・N. Seki・S. Fukusako・K. Kanayama, Natural Convective Heat Transfer in a Shallow Rectangular Cavity with Different End Temperatures, Numerical Heat Transfer, vol.4 (1981), 459.
- (6) 日本物性学会編, 熱物性ハンドブック, 105-112, (1990), 養賢堂, 東京.
- (7) S.V.バタンカー原著・水谷幸夫・香月正司共訳, 熱と流れの数値解析, 130-136, (1985), 森北出版, 東京.
- (8) 西川兼康・藤田恭伸, 機械工学基礎講座伝熱学, (1982), 71-76, 理工学社, 東京.