

傾斜く形潜熱蓄熱槽の蓄熱特性に関する数値計算*

稲葉 英男^{*1}, 森田 慎一^{*2}
長谷 元弘^{*3}, 野津 滋^{*1}Numerical Study on Heat Storage Characteristics
of Inclined Rectangular Latent Heat StorageHideo INABA, Shinichi MORITA,
Motohiro NAGAYA and Shigeru NOZU

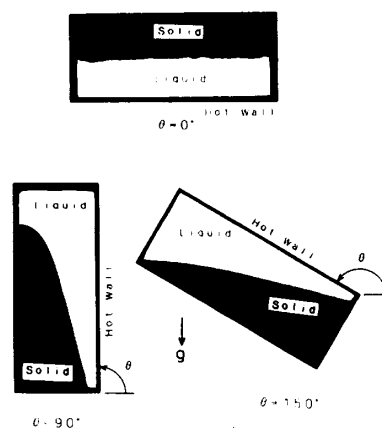
Melting characteristics of a solid phase-change material in an inclined rectangular heat-storage enclosure heated from one side are investigated numerically. It is found that a two-dimensional model simulates the melting behavior of the inclined rectangular heat storage, as compared with the results of a one-dimensional model. In each quasi-static step, steady-state natural convection in the liquid phase is calculated by directly solving the governing equation of motion with a finite difference technique. It is noted that the time development of the melting process depends strongly on the natural convection behavior, which is changed by the inclination angle and geometrical dimensions of the rectangular heat-storage enclosure.

Key Words: Latent Heat Storage, Melting Heat Transfer, Natural Convection, Numerical Study, Inclined Rectangular Cavity

1. 結 言

熱エネルギーの有効利用および余剰空間の活用の立場より、著者らは、前報⁽¹⁾において、建物の壁、床および屋根空間をく形潜熱蓄熱槽とした場合の蓄熱特性(融解過程)に影響を及ぼす自然対流の効果を傾斜角 θ として加熱壁温度をパラメータとして実験的に検討した。その際、融解液相に発生する自然対流熱伝達が固液界面の移動速度および界面形状に決定的な影響を及ぼすことが実験結果として判明した。しかしながら、発生した自然対流の挙動および液相内の温度分布を詳細に検討するまでに至らなかった。従来よりこの種のく形潜熱蓄熱槽に関する解析的研究としては、Webb-Viskanta⁽²⁾による平均融解量を用いて一次元的に固液界面の移動を近似した一次元融解モデルによる報告がある。図1は、前報⁽¹⁾において得られた種々の傾斜角 θ に対する固液界面形状の差異を示したもので、 $\theta = 0^\circ$ の下面加熱の場合では、ほぼ一次元的に融解が進行するが、 $\theta = 90^\circ$ の垂直配置では融解量の増大とともに加熱壁に対向する断熱面の露出が観察される。さ

らに、 $\theta = 150^\circ$ の加熱面が上部に存在する場合には、固液界面が水平となるなど傾斜角 θ の変化に伴う自然対流様式および強さにより、複雑な固液界面を形成しながら融解が進行することになる。高価な潜熱蓄熱材を用いる蓄熱システムにおいては、その蓄熱材のほぼ100%近くを利用しないと省エネルギー機器としての役割を果たさなくなるとの指摘⁽³⁾からも、特に融解末期の蓄熱特性を明確にする必要がある。このような背景のもとで、本研究は傾斜するく形潜熱槽内の自然対流挙動に関して、実験では測定困難である詳細な対

図1 種々の傾斜角における融解状態⁽¹⁾

* 原稿受付 平成4年2月13日。

^{*1} 正員、岡山大学工学部(〒700 岡山市津島中3-1-1)。^{*2} 準員、岡山大学大学院。^{*3} 正員、(株)ファナック研究所(〒401 山梨県忍野村)。

ρ : 密度
 τ : 無次元時間〔式(2)〕
 τ^* : 修正無次元時間
 ψ : 流線関数
 Ψ : 無次元流線関数
 ω : 渦度
 Ω : 無次元渦度
 字
 h : 加熱壁
 l : 液体(相)
 m : 融解状態
 s : 固体(相)
 $*$: 無次元量

2. 数値計算および計算方法

2・1 一次元融解物理モデル 一般に、液相側に対流を伴う融解は、固液界面での局所熱伝達率に大きく影響を受け、複雑な界面形状となる場合が多く、その計算上の取扱いに困難さを生じることになる。しかしながら、対象とする融解系の平均的な諸量を得ることで目的を果たすことが可能な場合には、次に述べる簡単な一次元融解モデルでも十分と言える⁽²⁾。本研究においては、一次元融解モデルによる予想の限界を知ることにも大きな目的としている。一次元融解モデルは、固相の融解に伴う液相の体積変化を図2に示すように一次元的な平均融解量厚さ $Y=S_m$ に置き換えて、高さ H 、幅 S_m のく形流体層の熱輸送を考えることになる。さらに(1)融解に伴う体積変化、固相の脱落などは無視する、(2)固液界面の移動速度は、液相内の自然対流に比較して非常に小さいこと⁽³⁾より計算時間刻み間隔における自然対流は定常扱いとし、流れは層流状態とする、(3)伝熱面と固相間の接触熱抵抗は無視する、(4)流体は非圧縮性ニュートン流体とする、などの仮定を置くものとする。一次元モデルの固液界面 $Y=S_m$ の移動速度 v は、次に示す固液界面の熱平衡式より求めることができる。

$$-\lambda_l \frac{\partial T_l}{\partial Y} = \rho_s L v - \lambda_s \frac{\partial T_s}{\partial Y} \quad \dots\dots\dots (1)$$

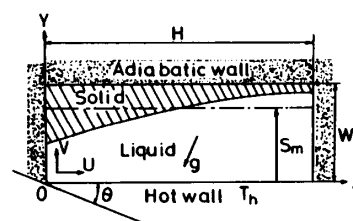


図 2 融解の物理モデル

本研究で対象とする初期固相温度を融点とする場合には、式(1)の右辺第2項を零とし、次に示す無次元量を用いると無次元界面移動速度 v^* は、式(3)のように表現できる。

$$\begin{aligned} \text{無次元変数: } v^* &= vH/\alpha_i, X^* = X/W, \\ Y^* &= Y/W, Y_{sm}^* = Y/S_m, \rho^* = \rho_s/\rho_l, \\ A_{sp} &= H/W, T^* = (T_l - T_m)/(T_h - T_m), \\ Ste &= C_{pl}(T_h - T_m)/L, f = V_o/V_{oi} (= S_m/W), \\ F_o &= \alpha_i t/H^2, \tau = F_o \cdot Ste \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (2)$$

$v^* = vH/\alpha_i = -A_{sp} \cdot Ste (\partial T^*/\partial Y_{sm}^*) \dots\dots\dots (3)$
ヌッセルト数を $Nu = hS_m/\lambda_i = (-H/S_m) \cdot (\partial T^*/\partial Y_{sm}^*)$ とすると融解割合 f の時間変化は、無次元融解速度 $\partial f/\partial \tau$ として、次のように Nu 数の関数として簡単化される。

$\partial f/\partial \tau = A_{sp} \cdot Nu/\rho^* \dots\dots\dots (4)$
上式(4)において、自然対流熱伝達を表すヌッセルト数 Nu は、レイリー数 Ra の関数に依存し、 Ra 数は融解割合 f の関数である平均融解層厚さ S_m より算定されることになる。本解析においては、加熱壁 ($Y^* = 0$) および対向融解界面 ($Y_{sm}^* = S_m/W$) をそれぞれ $T^* = 1$ ($T_l = T_h$) および $T^* = 0$ ($T_l = T_m$, 融解温度) の等温条件とし、傾斜く形蓄熱槽の他の二つの境界 $X^* = 0, H/W$ を断熱条件 $\partial T^*/\partial X^* = 0$ とした境界条件における融解挙動を対象としたものである。したがって、傾斜融解槽内の自然対流熱伝達を表すヌッセルト数は $Nu = F$ (レイリー数 Ra , 縦横寸法比 A_{sp} , 傾斜角 θ) の関係で報告されている実験整理式⁽⁶⁾ により決定した。自然対流発生後の無次元融解量 f は式(4)を前進差分により解くことになるが、計算に必要となる Nu 数は、各時間刻みごとの融解層厚さ S_m にもとづいて算出している。なお、対流発生前の伝導伝熱による固相融解厚さ S_m は、従来より報告されている対流発生限界レイリー数⁽⁷⁾ より決定され、加熱開始後の対流発生までの時間 t_c は、固相初期温度が融解温度としてあるため、ノイマンの解⁽⁸⁾ より求めている。

2.2 二次元融解物理モデル 前述の一次元融解物理モデルでは、簡単に総融解量の経時変化を予想することができる長所を有する。しかしながら、図1の融解界面の可視化結果よりも傾斜角 θ に応じて、複雑な界面形状となる場合には、計算の複雑さを伴うけれども二次元融解物理モデルによる融解挙動の予想が必要となる。図2に示すような傾斜く形蓄熱槽内に一樣温度(融解温度)に保たれた固相が、等温加熱壁よりの入熱により融解する二次元融解物理モデルを考える。融解液相の増大とともに自然対流が生じ始め、固液界

面形状は界面上の局所熱伝達率に対応したものとなる。また、形成された界面形状は、逆に自然対流に影響を及ぼすことになる。文献⁽⁴⁾によれば、固液界面の移動速度は自然対流の流速に比較して、約1/100以下と極めて小さいことより界面移動計算の時間刻み間の自然対流の扱いは各液相形状に対応する定常状態とする。これらの仮定および前述の一次元融解物理モデルにおける仮定(1)~(4)以外に(5)浮力以外の物性は一定とするブジネ近似、(6)粘性散逸項は無視すると仮定を設けた。図2に示される二次元直交座標系の X, Y 方向の速度成分を U, V とし、定常状態における従来の連続、運動量およびエネルギーの基礎方程式に流線関数 ψ ($U = \partial\psi/\partial Y, V = -\partial\psi/\partial X$) および渦度 $\omega = \partial V/\partial X - \partial U/\partial Y$ を導入し、次に示す無次元変数を採用すると、最終的に渦度、渦輸送およびエネルギー輸送に関する無次元方程式は、以下のようになる。

$$\begin{aligned} \text{無次元変数: } X^* &= X/W, Y^* = Y/W, S^* = S/W, \\ U^* &= UW/\nu, V^* = VW/\nu, \Psi = \psi/\nu, \\ \Omega &= \omega W^2/\nu, T^* = (T_l - T_m)/(T_h - T_m), \\ Gr &= g\beta(T_h - T_m)S^3/\nu^2, Pr = \nu/\alpha \quad \dots\dots\dots (5) \end{aligned}$$

・無次元渦度の方程式:

$$\frac{\partial}{\partial X^*} \left(\frac{\partial \Psi}{\partial X^*} \right) + \frac{\partial}{\partial Y^*} \left(\frac{\partial \Psi}{\partial Y^*} \right) = -\Omega \quad \dots\dots\dots (6)$$

・無次元渦輸送の方程式:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial X^*} \left(\Omega \frac{\partial \Psi}{\partial Y^*} \right) - \frac{\partial}{\partial Y^*} \left(\Omega \frac{\partial \Psi}{\partial X^*} \right) \\ = \frac{\partial}{\partial X^*} \left(\frac{\partial \Omega}{\partial X^*} \right) + \frac{\partial}{\partial Y^*} \left(\frac{\partial \Omega}{\partial Y^*} \right) \\ + Gr \left(\frac{\partial T^*}{\partial Y^*} \sin \theta - \frac{\partial T^*}{\partial X^*} \cos \theta \right) \quad \dots\dots\dots (7) \end{aligned}$$

・無次元エネルギーの方程式:

$$\begin{aligned} Pr \left[\frac{\partial}{\partial X^*} \left(T^* \frac{\partial \Psi}{\partial Y^*} \right) - \frac{\partial}{\partial Y^*} \left(T^* \frac{\partial \Psi}{\partial X^*} \right) \right] \\ = \frac{\partial}{\partial X^*} \left(\frac{\partial T^*}{\partial X^*} \right) + \frac{\partial}{\partial Y^*} \left(\frac{\partial T^*}{\partial Y^*} \right) \quad \dots\dots\dots (8) \end{aligned}$$

自然対流を伴う液体領域の流れは、固体壁に沿いかつ滑りのない速度境界条件とし、温度境界条件は、加熱壁 ($Y=0$) と固液界面 ($Y=S$) で等温条件 (T_h, T_m) そして他の壁面 ($X=0, H; Y=W$) においては断熱条件を設定すると無次元境界条件は次のようになる。

$$\begin{aligned} Y^* = 0; \partial \Psi / \partial X^* = \partial \Psi / \partial Y^* = \Psi = 0, T^* = 1 \\ Y^* = S^*; \partial \Psi / \partial X^* = \partial \Psi / \partial Y^* = \Psi = 0, T^* = 0 \\ X^* = 0, H/W, Y^* = 1; \partial \Psi / \partial X^* = \partial \Psi / \partial Y^* = \\ \Psi = 0, \partial T^* / \partial X^* = 0, \text{ または } \partial T^* / \partial Y^* = 0 \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (9)$$

液相の定常計算において、固体壁の渦度は、壁面近傍

格子の Ψ と Ω の値より見込む方法によって定めた⁽⁹⁾。本数値計算は計算精度と計算時間から考え、比較的収束性の良好な風上差分法を採用した⁽⁶⁾。

式(6)～(8)の状態量 $\phi_p(\Psi, \Omega, T^*)$ は、繰返し計算によりそれらの値が収束した段階で計算終了とした。例えば ϕ_p の第 $(n-1)$ 次近似解を ϕ_p^{n-1} とすれば、第 (n) 次近似解は、次のようになる。

$$\phi_p^n = (1-\delta)\phi_p^{n-1} + \delta\phi_p^* \quad \dots\dots\dots(10)$$

ここで、 ϕ_p^* は第 $(n-1)$ 次近似によって得られた最新の ϕ_p^n の値であり、 δ は収束係数である。 δ の値は本計算では各格子点に対して自動的に与えられる値を用いた⁽¹⁰⁾。加熱壁および固液界面近傍の格子点の扱いは、計算精度をあげる目的より不等間隔格子を採用した。また、格子点の数は、収束性および計算時間を考慮して X^* , Y^* 方向に対してそれぞれ 41 と 51 とした。収束条件は、各格子点における T^* , Ψ および Ω の相続く逐次近似の二つの相対誤差の最大値を ε とする次の式とした。

$$\varepsilon = (\phi_p^n - \phi_p^{n-1}) / \phi_p^n \leq 10^{-4} \quad \dots\dots\dots(11)$$

初期条件として、傾斜く形容器の固相は、均一な融解温度 T_m に保たれた後、加熱壁温度を瞬時に温度 T_h とした時点より、固相の融解が始まるものとする。固液界面に垂直方向 (N 方向, $N^* = N/W$) の無次元界面移動速度 v_N^* は、固相が融解温度 T_m 一定の条件より、式(1)の右辺第2項を零として、式(2)で与えられる無次元変数を用いると次のようになる。

$$v_N^* = -A_{sp}(Ste/\rho^*)(\partial T_i^*/\partial N^*) \quad \dots\dots\dots(12)$$

また、無次元時間 τ を導入すると、無次元融解速度 $\partial N^*/\partial \tau$ は次のように表現できる。

$$\frac{\partial N^*}{\partial \tau} = -A_{sp}^2(1/\rho^*)\partial T_i^*/\partial N^* \quad \dots\dots\dots(13)$$

固液界面位置の計算は、多くの場合固液界面と計算格子点とが一致せず、無次元距離 X^* , Y^* 方向の格子線上に内挿することにより、各時間刻みごとの固液界面位置 P, Q を決定した。当然のことながら実際の界面形状は滑らかなことより、各計算刻みごとに計算で得

られた各格子線上の固液界面点を三次関数であるスプライン関数として近似式に置きかえ、滑らかな固液界面形状を無次元座標 (X^* , Y^*) にて表すこととした。本計算モデルでは加熱壁から、伝導および自然対流熱伝達により固液界面へ伝えられた熱量はすべて固相の融解に使われ、スプライン関数で表された固液界面曲線に垂直な N^* 方向に対する温度こう配 ($\partial T_i^*/\partial N^*$) に比例して式(12)で表される界面移動速度 v_N^* が決定されることになる。しかしながら、得られた固液界面曲線は必ずしも計算格子点と一致しないことから、本計算においては固液界面での Y^* 方向の各格子線と界面曲線の交点 (例えば、図3中の点 P, Q) における格子線上 ($Y^* = S^*$) の液相側の温度分布より、次式で表される任意の X^* 格子線位置における Y^* 方向の無次元界面移動速度 $\partial S^*/\partial \tau$ を求める方法によった。

$$\frac{\partial S^*}{\partial \tau} = -A_{sp}^2(1/\rho^*)\partial T_i^*/\partial S^* \quad \dots\dots\dots(14)$$

全体の融解割合 f の時間変化量は、各 X^* の位置における S^* 値の平均値 S_m^* を算出し、 $f = S_m^* = S_m^*/W$ の関係で、各時間刻みにおける f の値を算出してある。

加熱面よりの総伝達熱量 Q_{hm} は加熱面近傍の温度こう配 (加熱壁を含む隣接の液相側3点の温度) より求めた。固液界面 ($Y = S$) での総伝達熱量 Q_{sm} は、界面近傍の Y^* 方向の温度こう配 (各 X^* 位置) で求めた Q_{sx} をその位置における固液界面に垂直方向成分に換算し、さらに総界面長さの関係を用いて求めた。本計算精度の検討は、加熱壁よりの総伝達熱量 Q_{hm} と固液界面での総伝達熱量 Q_{sm} を比較することにより行い、結果として両者の総伝達熱量が $\pm 3.5\%$ 以内で一致し、本固液界面の計算方法が十分な精度をもつものと考えられる。

3. 計算結果およびその考察

3.1 一次元融解モデルによる融解量の予想 前報⁽¹⁾では、く形潜熱蓄熱槽の融解特性に影響を及ぼす傾斜角 θ の効果を潜熱蓄熱材としてパラフィン (融点 $T_m = 42^\circ\text{C}$) を用いた場合について実験的に明らかに

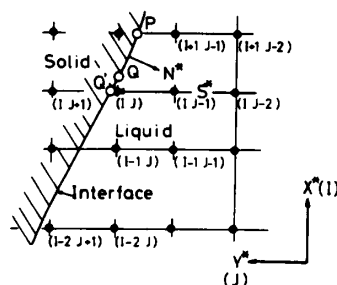


図3 固液界面近傍の計算格子

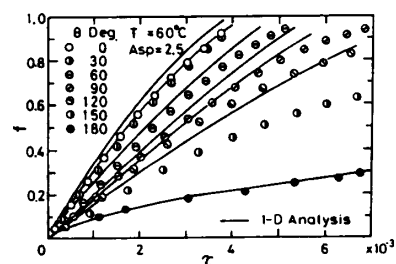


図4 一次元融解モデルによる融解割合の経時変化

した。図4は、加熱壁温度 $T_h=60^\circ\text{C}$ 、アスペクト比 $A_{sp}=2.5$ の実験条件と同一条件とした場合の一次元融解モデルによる計算結果と実測結果を無次元融解量 f と無次元時間 τ の関係で傾斜角 θ をパラメータとして比較したものである。 $\theta=0^\circ$ の下面加熱による固液界面の移動は図1の可視化写真で観察されたように加熱面にほぼ平行に行われることにより、く形容器内の自然対流熱伝達を仮定した一次元融解モデルの計算結果は比較的よく実測結果と一致することがわかる。そして、上面加熱となる $\theta=180^\circ$ の伝導伝熱による融解の場合の計算結果は、実測結果をよく表すことになる。しかしながら、傾斜角の増大に伴って、図1の $\theta=90, 150^\circ$ の例において観察されたように自然対流の影響により界面形状が起伏に富んだものとなり、さらに対向断熱壁面が露出し始めると実測値は計算結果を下回るようになる。計算に用いた対流モデルは、対向等温壁を有するく形空間内を滑らかに循環する自然対流を仮定している。しかし実験においては、複雑な曲面による対流の抑制そして対向断熱壁 ($Y=W$) の露出による熱交換面の減少による液相温度の上昇に伴う自然対流の減衰効果が現れ、実測値が計算値より下まわる結果となる。この両者の差は、無次元時間の増大とともに大きくなる傾向にある。このような簡単な一次元融解モデルによる計算は、自然対流を実測値よりも過大に見積もる領域が現れ、前述の潜熱蓄熱槽の有効利用の立場よりその融解による蓄熱特性評価には、制限を伴う結果となることが定量的に判明した。

3.2 二次元融解モデルによる融解量の予想

種々の傾斜角 θ における二次元融解モデルによる融解体積割合 f の計算結果と実測値を比較したものが図5である。前述の一次元融解モデルによる融解量の予想において、傾斜角の増大に伴って計算で仮定した自然対流熱輸送は過大な見積もりとなった。二次元融解モデルにおいては、図5に示されるように融解体積割合 f の経時変化に関する計算結果は、すべての傾斜角にわたって実測結果とよく一致することが理解できる。このような結果より、本研究で想定した二次元融

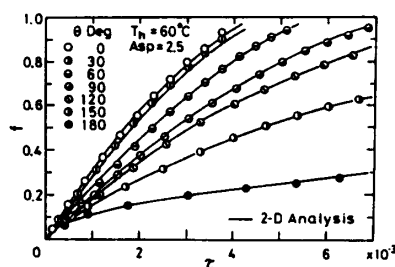


図5 二次元融解モデルによる融解割合の経時変化

解モデルは、自然対流による融解挙動を十分に予想しているものと判断される。言い換えれば有限な寸法を有するく形潜熱蓄熱槽の融解過程において発生・発達する自然対流熱伝達は固液界面などの境界条件を十分組み込んだ二次元融解モデルにて予想されなければならないことになる。図6は、 $\theta=0^\circ$ および $\theta=90^\circ$ における一次元および二次元融解モデルによる計算結果と実測値を比較したものである。 $\theta=0^\circ$ の下面加熱に対しては、図1の可視化写真で示されたように、固液界面の移動はほぼ加熱面に平行状態を保ちながら進行することにより、一次元および二次元融解モデル共に実測値をよく表すことがわかる。しかしながら、融解の進行とともに、一次元融解モデルによる f 値は、二次元モデルの値よりも少しずつ大きくなる傾向にあることがわかる。両計算モデルによる f 値の差は一次元融解モデルでは下面加熱ということで実際の流れ様式である三次元ベナードセルに基づいた自然対流熱伝達率に関する実験式を採用してあるが、二次元モデルにおける自然対流の扱いが、二次元対流セルによるものでその分対流熱輸送量の減少となるものと思われる。一方、 $\theta=90^\circ$ の側面加熱においては、対流様式が二次元循環流れであることから、二次元融解モデルの計算結果と実測値の良い一致がみられる。しかし一次元融解モデルの融解割合 f は、融解の進行による対流勢力の増大とともに二次元モデルの結果または実測結果よりも過大評価となる。これは一次元モデルが固液界面形状および対向断熱壁の境界条件を十分に加味していないことによるものと思われる。

3.3 二次元融解モデルによる固液界面移動、液相内の流動および温度分布状態の経時変化 この種の潜熱蓄熱槽の融解特性は、発生した自然対流により大きな影響を受けることから判断して、前報⁽¹⁾の実験では十分把握し得なかった液相内の流動状態および温度分布の経時変化に関する情報を得ることも大切なこととなる。図7～10は図6と同じ $T_h=60^\circ\text{C}$ 、アスペクト比 $A_{sp}=2.5$ の条件にて、二次元融解モデルにより予想した固液界面形状、液相内の流動状態および温度分

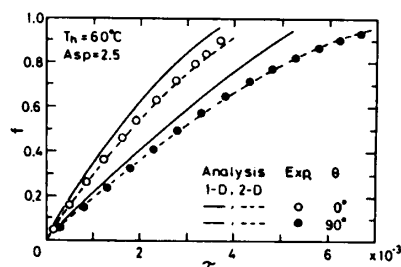


図6 一次元および二次元融解モデル計算結果の比較

布の経時変化を示したものである。図7は、 $\theta=0^\circ$ の下面加熱による図7(a)流動状態（流れ関数 Ψ ）および図7(b)温度分布 T^* の経時変化（無次元時間 τ ）を示したものである。実験⁽¹⁾による固液界面の可視化写真（ $f=0.58$, $\tau=1.84 \times 10^{-3}$ ）も計算結果と対比してあり、両者の界面位置はほぼ一致していることが理解できる。融解初期においては多数の渦の発生がみられる

が、融解割合 f の増大とともに、渦の数も減少し最終的に3個の渦により対流熱伝達が行われることになる。この融解量の増大すなわち加熱面長さ H に対する平均液相厚さ S_m の増大による渦形成の様子は、く形容器内のアスペクト比（く形容器の縦横比、本研究では、 H/S_m に対応）の減少に伴って自然対流の渦数の減少となる従来の報告⁽⁶⁾⁽⁷⁾による傾向と一致する。ま

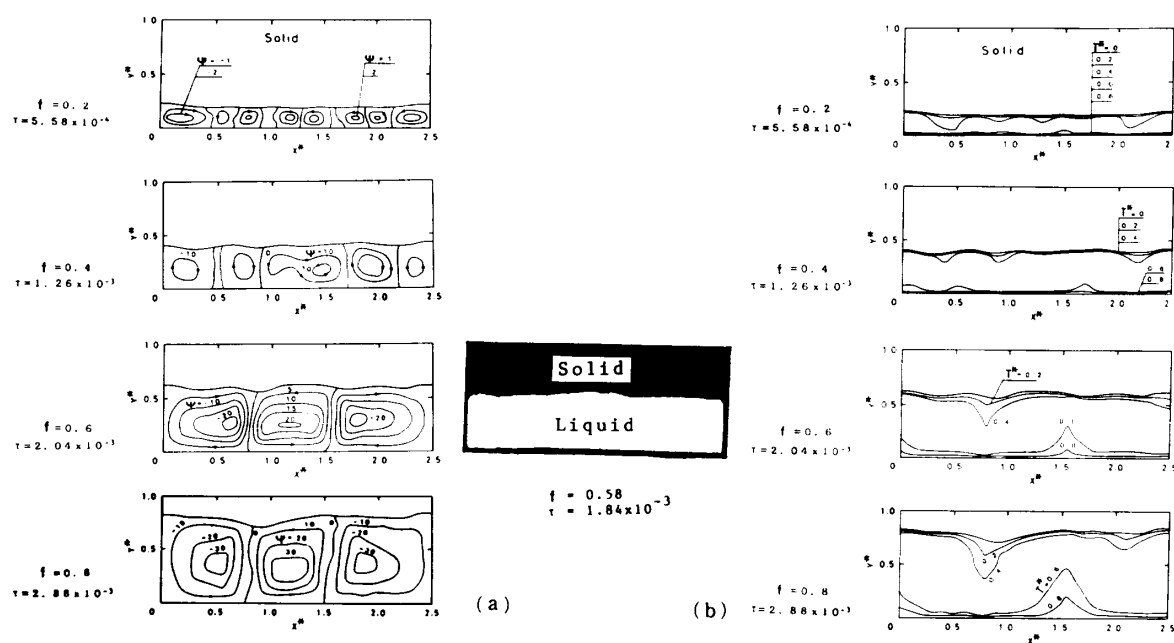


図7 $\theta=0^\circ$ の流れ模様(a)と等温線(b)

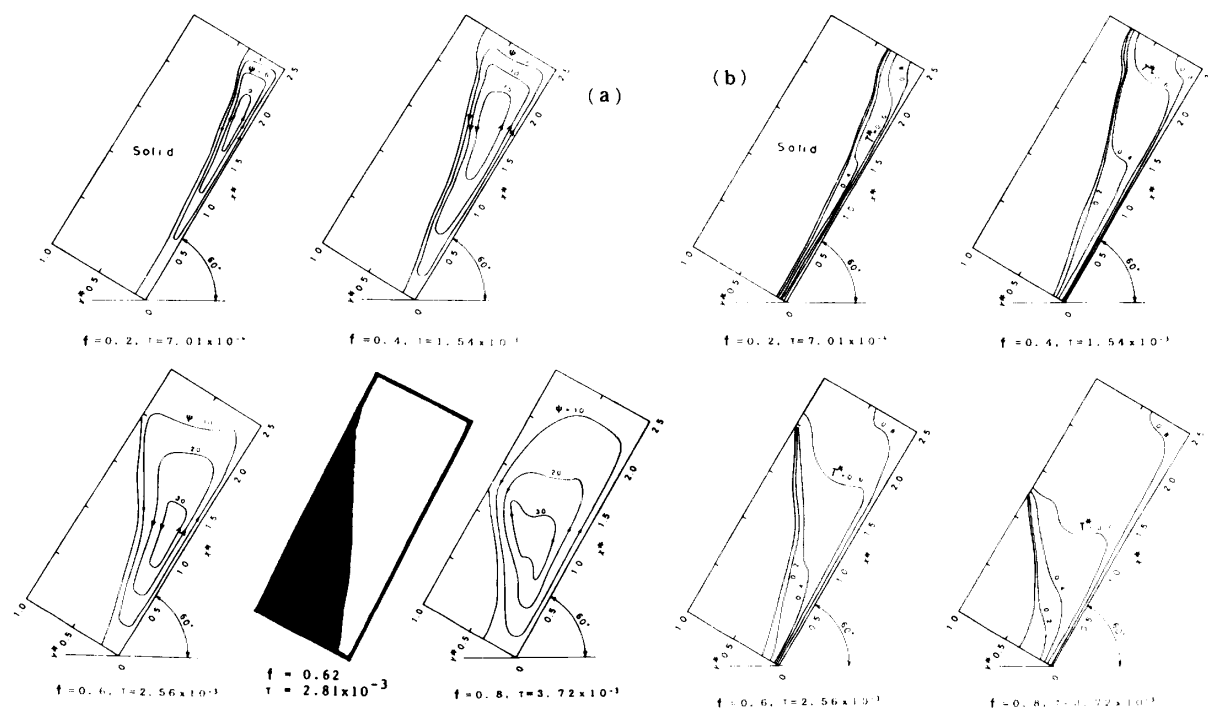


図8 $\theta=60^\circ$ の流れ模様(a)と等温線(b)

た、融解量の増大により減少した渦数のもとでは、個々の渦の勢力により、固液界面の熱輸送が支配され、界面形状に起伏が現れるようになる。

図8は、 $\theta=60^\circ$ の場合の例で $\theta=0^\circ$ の下面加熱の場合で観察された複数の渦とは異なり、単一の循環渦が発生している。加熱面($Y^*=0$)に沿って上昇した高温の流れは、 $X^*=H/W$ の上部断熱壁近傍で方向を

変え固液界面に衝突し、この部分の融解量を増加させ、さらに界面との熱交換を行いながら下降しつつ低温となり、再び加熱壁下部領域に戻ることになる。図8(b)の等温線を観察すると循環流れの温度状態が良く理解できる。図9は、 $\theta=90^\circ$ の垂直配置の場合の例であり、単一の循環渦の発生が認められ基本的には $\theta=60^\circ$ の結果と類似した傾向を示す。しかしながら、詳細に流

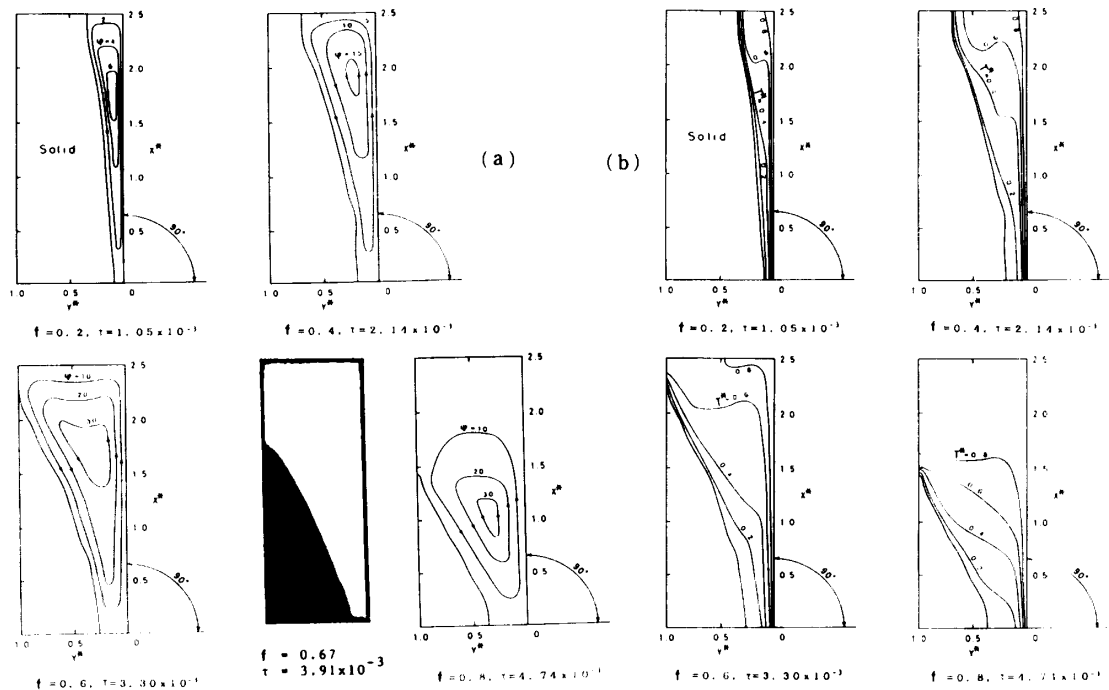


図9 $\theta=90^\circ$ の流れ模様(a)と等温線(b)

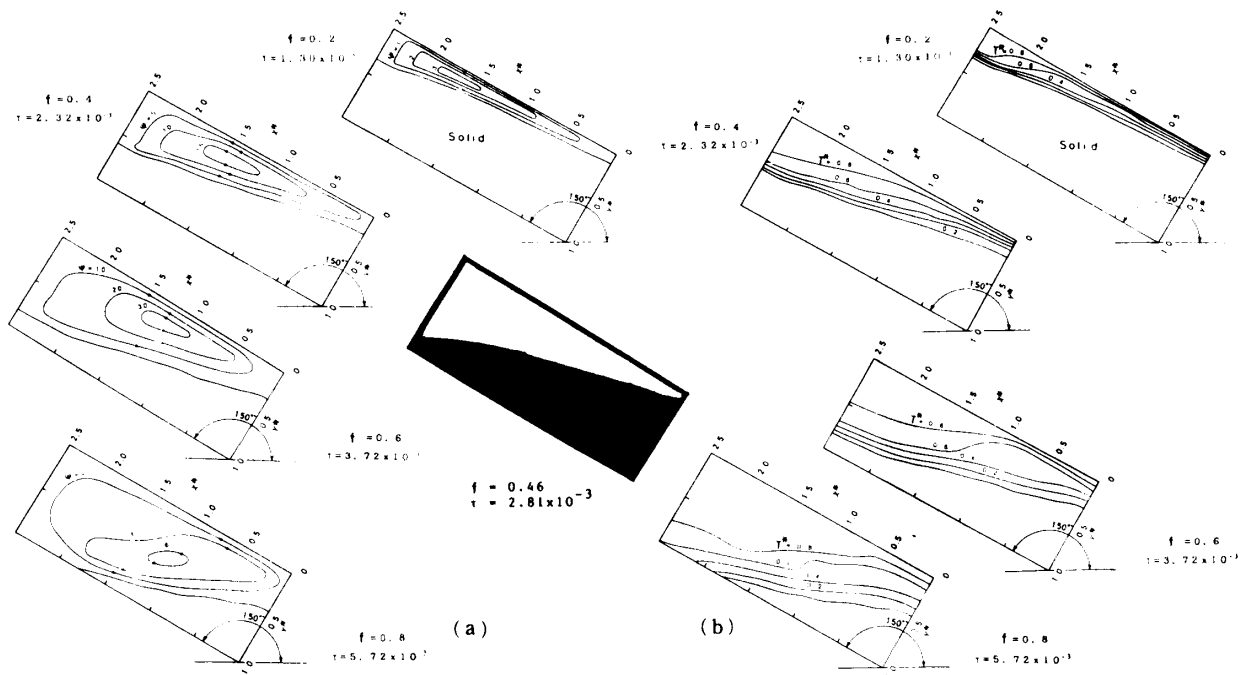


図10 $\theta=150^\circ$ の流れ模様(a)と等温線(b)

れ状態および温度分布を観察すると加熱壁に沿って上昇した高温流体は、 $X^*=H/W$ の断熱壁に衝突後減速する傾向にあり、固液界面の減少につれ高温流体が上部に滞留し、循環渦は固液界面のある下部領域に存在することになる。この挙動は、加熱面全体が対流熱伝達に寄与しなくなり、融解速度の低下につながるようになる。図10は $\theta=150^\circ$ の加熱面が上部に位置する場合の例であるが、重力方向に対して傾斜している分だけ加熱面に沿っての上昇対流が存在し、この対流の影響により $X^*=H/W$ 近傍での融解の促進が観察される。全体的に対流の勢力は弱い、時間の経過とともにその融解領域を拡大し、最終的に $Y^*=1$ の断熱壁の露出に伴って、さらに対流の勢力が弱まる様子が、流線分布の観察より良く理解できる。

3・4 平均ヌッセルト数とレイリー数の関係 融解挙動を大きく支配する自然対流による熱輸送を無次元熱伝達率である平均ヌッセルト数 Nu とレイリー数 $Ra(=Gr \cdot Pr)$ の関係で代表的傾斜角 $\theta=0, 90, 150^\circ$ をパラメータとして整理したものが図11である。図11中の丸印は実測値を示す。いずれの無次元変数においても、代表長さとして融解量を平均融解厚さ S_m に換算したものを使用した。平均融解厚さ S_m は時間の経過とともに変化することにより、 Nu 数および Ra 数も時間の関数となる。図11より、二次元融解モデルによる Nu 値の計算結果は、良く実測値と一致することがわかる。 Nu 数の値は、 Ra 数の増大(融解量の増大)とともに増大し、極大値に達した後 $Y=W$ の断熱壁の露出、そして固液界面の減少する融解末期に減少する傾向となる。さらに詳細に観察すると傾斜角の小さな場合($\theta=0^\circ$)には、複数の渦による対流熱伝達の増大効果により、大きな Nu 数の値を示し、傾斜角の大きな場合には単一の循環渦による熱輸送となり Nu 数の低下がみられ、特に $\theta=150^\circ$ の上部加熱の場合には対流勢力が弱く、 Nu 数の値は小さくなり、その経時変化も他の2例に比較して小さくなる傾向にある。

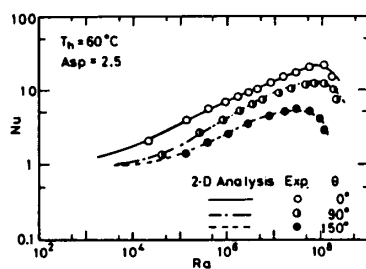


図11 傾斜角に対する Nu 数と Ra 数の関係

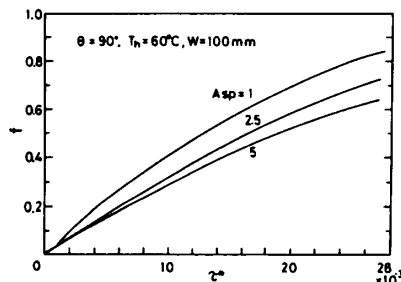


図12 アスペクト比に対する f と τ^* の関係

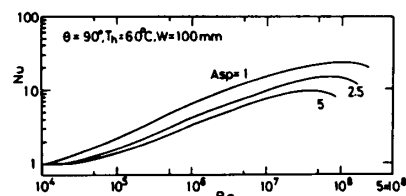


図13 アスペクト比に対する Nu 数と Ra 数の関係

3・5 融解挙動に影響を及ぼすく形潜熱蓄熱槽寸法の効果 本研究で対象とする自然対流熱伝達を積極的に利用する潜熱蓄熱槽においては、傾斜角の効果以外にく形蓄熱槽の寸法(アスペクト比 $A_{sp}=H/W$)も、その蓄熱(融解)特性に影響を及ぼすことになる。ここでは傾斜角 $\theta=90^\circ$ の垂直配置である建物の壁空間などをく形潜熱蓄熱槽モデルとし、く形蓄熱槽のアスペクト比 A_{sp} 効果を検討する。計算においては槽の幅 $W=100$ mmそして加熱壁温度 $T_h=60^\circ\text{C}$ 一定の条件で融解割合 f およびヌッセルト数の経時変化を求めて、この種の蓄熱槽の特徴を明らかにする。図12は、アスペクト比 $A_{sp}=1\sim5$ に変化させた場合の無次元融解量 f と修正無次元時間 $\tau^*(=Fo^* \cdot Ste)$ の関係を示したものである。図12の計算結果は蓄熱槽の幅 $W=100$ mm一定として、高さ H を変化させた場合の f 値の経時変化を比較したものである。したがって、蓄熱槽単位体積(槽奥ゆき D を単位長さとする)当たりの加熱面積は一定となることより、対流の発生しない伝導伝熱のみでは A_{sp} 値によって f 値の変化に差を生じない結果となる。しかしながら、図12に示されるように A_{sp} 値の増大(高さ H の増加)とともに f 値の減少する傾向となる。この傾向は、 A_{sp} 値が大きいほど、前述の図9(a)の流れ模様で観察された単一循環渦の循環距離が長くなり、単位時間当たりの対流熱輸送量の減少となることに起因するものである。図13は、図12と同じ条件のもとで、時々刻々変化する平均融解厚さ S_m を代表長さとして、 Nu 数と Ra 数を表してある。したがって両無次元変数は、間接的に時間の関数となる。図13より A_{sp} 値の増大とともに前述の理由により対流熱輸送の減少すなわち Nu 数の低下となる。さらに極大を示す Nu 数の値は低 Ra 数へと移行することがわかる。これは、高 A_{sp} 数ほど加熱壁上部の対流勢力が増大し、上部対向断熱壁($Y=W$)の露出が早まり、結果として極大を示す Nu 数の値が低下しかつ低 Ra 数側へと変化することにより説明できよう。

4. 結 言

低融点相変化物質を充てんしたく形潜熱蓄熱槽の非定常蓄熱特性に影響を及ぼす蓄熱槽の傾斜角および寸法の効果を数値計算により解明し、次の結果を得た。

(1) 平均融解厚さを用いる一次元融解モデルでは、自然対流による複雑な固液界面形状を伴うく形蓄熱槽内の融解挙動を十分に表現できないことが明らかとなった。特に融解量の増大する蓄熱終期の予想には、二次元融解モデルによる計算が必要となった。

(2) 傾斜角により液相内の自然対流挙動が変化し、その結果融解速度および固液界面形状の変化が見られ、蓄熱過程に傾斜角の寄与が大きいことが判明し、さらに傾斜角の増大とともに融解速度が減少する結果を得た。

(3) 側面加熱である垂直蓄熱槽間幅 W 一定の条件では、蓄熱槽の縦横寸法比であるアスペクト比 H/W の増大 (H の増大) とともに自然対流の熱輸送に及ぼす寄与が減少し、融解速度の減少につながるものが

判明した。したがって、高アスペクト比の蓄熱槽に対する融解速度の増加にはアスペクト比の小さくなる ($H/W \geq 1$ の範囲) よう水平な仕切板を挿入するなどの工夫が必要となることが明らかとなった。

文 献

- (1) 稲葉・ほか 3 名, 機論, 55-509, B(1989), 200.
- (2) Webb, B. W. and Viskanta, R., *Int. J. Heat Mass Transf.*, 29-2(1986), 183.
- (3) 梁取・宮本, 太陽エネルギー, 9-3(1983), 45.
- (4) Gadgil, A. and Gokin, D., *J. Heat Transf. Transf. ASME*, C-106(1984), 20.
- (5) Benard, C., ほか 2 名, *Trans. ASME. J. Heat Transf.*, C-107(1985), 794.
- (6) 稲葉・金山, 機論, 49-448, B(1983), 2838.
- (7) Catton, I., ほか 2 名, *Int. J. Heat Mass Transf.*, 17-2(1974), 173.
- (8) Carslaw, H. S. and Jaeger, J. C., *Conduction of Heat in Solids*, 2nd ed, (1959), 89, Oxford Univ. Press.
- (9) 稲葉・ほか 3 名, 機論, 50-451, B(1984), 743.
- (10) Hennecke, D. K., ほか 2 名, *Wärme Stoffübertrag.*, 4-4(1971), 222.
- (11) Patankar, S. V., *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*, (1980), 133, McGraw-Hill.