

凍結粒子層の融解挙動に関する数値解析

佐々木 章

Numerical Analysis on Melting Characteristics of Frozen Porous Media

Akira SASAKI

(1994年8月22日受理)

Numerical investigations have been carried out to examine the characteristics of transient melting heat transfer in frozen porous media. As a physical model, a two-dimensional vertical cavity is considered. The temperature of the porous media is initially maintained at the fusion temperature. A vertically wall is abruptly heated over the freezing temperature. The flow patterns and the temperature distributions are described in the cavity treated herein. The effects of the heating temperature and of the bead diameter are discussed for the transient melting heat transfer.

1. はじめに

含水多孔質層の凍結・融解は、自然界や工学の分野で数多く見受けられる現象である。自然現象としては、土壌の凍結・融解が挙げられ、石油パイプラインの破損、建造物の倒壊などの原因となっている。また、工学的にも地盤凍結工法や、寒冷地における地熱熱源ヒートポンプの利用、土壌を潜熱蓄熱材として活用した冬期冷熱の有効利用^{1)~3)}など種々の問題と関連している。さらに、潜熱蓄熱の問題と関連して、蓄熱材の熱特性改善のため伝熱促進体を混入する試みがなされており⁴⁾、多孔質層の凍結・融解時の熱伝達特性を解明することが重要となってきた。

凍結した多孔質層内の熱移動は、多孔質層を構成する固体および空隙内に存在する水または氷を通じた伝導伝熱だけでなく、融解領域内での水分移動の影響を受けることになる。

本報告は、以上の観点から、初期温度が融解温度に等しい場合の凍結多孔質層の融解問題を取りあげ、その融解熱伝達特性および融解挙動におよぼす加熱温度、および粒子径の影響を数値解析により検討を加えたものである。

主要記号

$(c\rho)_e$: 熱容量

f : 融解界面
 Fo : フーリエ数 = $\lambda_{ce} \cdot t / ((c\rho)_e W^2)$
 H : 容器の高さ
 k : 浸透率
 L : 水の融解潜熱
 Nu : 修正ヌセルト数
 Ste : ステファン数 = $(c\rho)_e (T_h - T_0) / (\rho L)$
 S : 無次元融解量
 T : 温度
 T_h : 加熱壁温度
 T_0 : 融解温度
 t : 時間
 W : 容器の幅
 ϵ : 空隙率
 λ_{ce} : 等価熱伝導率
 ρ : 密度
 Ψ : 流れ関数

2. 数値解析モデルおよび境界条件

本研究では、図1に示すような高さ H 、幅 W の矩形空間を考え、上下面ならびに右垂直壁を断熱壁とし、左垂直壁から加熱され融解が進行する場合を考える。解析に当たり導入した仮定、基礎方程式、および数値解析法は既報^{5,6)}と同様であり、初期温度が

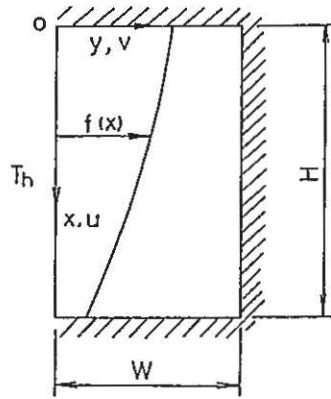


図1 座標系

融解温度に等しい場合の融解について解析を行った。

初期条件および境界条件は、次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} t = 0; u = v = 0, T = T_0 \\ y = 0; u = v = 0, T = T_h \\ y = f; u = v = 0, T = 0 \\ x = 0, H; u = v = 0, \frac{\partial T}{\partial x} = 0 \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

加熱壁面での修正ヌセルト数は、容器幅 W 、加熱壁温度 T_h を用い、(2)式のように定義した。

$$Nu = -\frac{W}{H(T_h - T_0)} \int_0^H \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=0} dx \quad (2)$$

なお、初期融解界面位置は、融解領域内の熱移動を一次元準定常熱伝導と仮定して算定した。

計算に用いた粒子条件を表1に示す。また、計算は、縦横比(H/W) = 1の場合について行った。

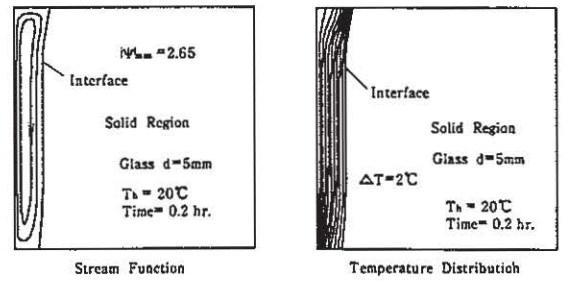
表1 計算条件

	d mm	ϵ	c KJ/(kg·K)	ρ kg/m ³	λ W/(m·K)	$\frac{\lambda \epsilon}{W}$ W/(m·K)	k m ²
Glass	2	0.41	0.75	2590	0.74	0.65	5.28×10^{-9}
"	5	0.41	0.75	2590	0.74	0.65	3.30×10^{-8}
"	16	0.48	0.75	2590	0.74	0.63	6.98×10^{-7}
Alumina	5	0.41	0.78	3600	36	3.89	3.30×10^{-8}
Sus	5	0.39	0.46	7830	27	3.89	2.65×10^{-8}

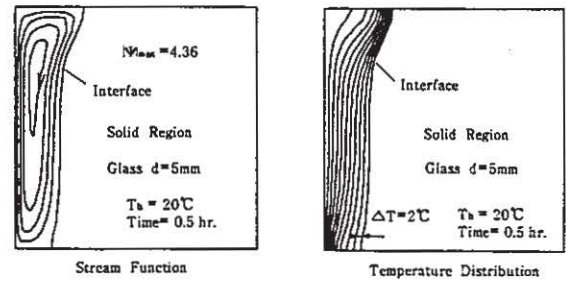
3. 結果および考察

3・1 温度分布および流れ関数

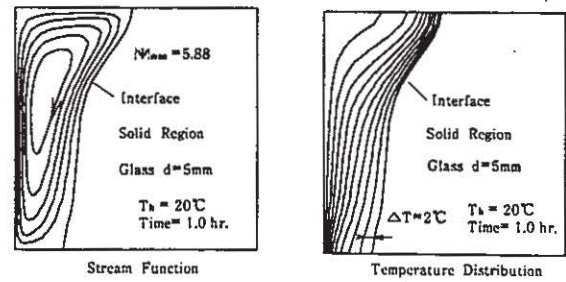
図2(1)~(4)に、加熱壁温度 $T_h = 20^\circ\text{C}$ 、粒子径 $d = 5 \text{ mm}$ 、ガラス粒子の場合の等温線、流れ関数および融解界面形状の経時変化を示す。 $t = 0.2 \text{ hr}$ (図



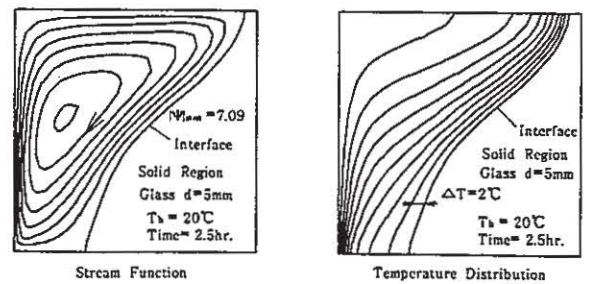
(1) $t = 0.2 \text{ hr}$



(2) $t = 0.5 \text{ hr}$



(3) $t = 1.0 \text{ hr}$



(4) $t = 2.5 \text{ hr}$

図2 等温線と流れ関数 ($d = 5 \text{ mm}$, $T_h = 20^\circ\text{C}$)

(1) では、流れ関数より、加熱面に沿って上昇し、融解界面に沿って冷却されながら下降する時計方向まわりの循環流れが形成されているのがわかる。しかし、融解界面および等温線は加熱壁にほぼ平行となっており、融解初期の熱輸送は主に伝導伝熱で行われたことを示唆している。 $t = 0.5 \text{ hr}$ (図(2)), $t =$

凍結粒子層の融解挙動に関する数値解析

1.0 hr (図3) と時間が経過すると、流れ関数の値が大きくなり、融解領域内での自然対流が強くなる。すなわち、時計方向まわりの循環流れにより、加熱壁で暖められた水が融解界面上部に突き当たり、この領域の融解が促進されることになる。また、融解界面で冷却された水は密度が増大し下降することになるため、融解界面近傍の温度勾配が小さくなり、融解厚さは下部ほど小さくなることになる。さらに時間が経過し、 $t = 2.5$ hr となったときの結果を図2(4)に示す。計算は、融解界面が冷却面に到達した2.6時間で終了したため、ここでは2.5時間の結果を示している。融解量、および融解界面に対する対流の影響がより顕著に現れている。温度分布は下部加熱壁近傍、上部融解界面近傍で密な分布となっている。これは、この領域の温度勾配が大きいことを示しており、熱流束が大きいことを示唆している。

図3は、直径5 mmのガラス粒子を用い、加熱壁面温度が $T_h = 14^\circ\text{C}$ と小さくなった場合の計算結果を示したものである。加熱壁面温度が 20°C の場合の結果(図2(4))に較べると、融解時間が長いにもかかわらず、融解領域での流れは弱くなっており、融解界面形状の勾配も小さくなっている。また、計算結果には密度逆転にともなう反時計方向回りの流れが融解界面下部に認められる。しかし、流れ関数 Ψ は小さく、また領域も狭いことから、その影響はほとんどないものと考えられることができる。

直径5 mmのガラス粒子で、加熱壁温度が $T_h = 8^\circ\text{C}$ の場合の結果を図4に示す。この場合、ほぼ同じ強さの二つの対称流れが存在するようになる。加熱壁に沿って上昇する流れは、融解界面に沿う上昇流と融解領域上部中央付近で遭遇し下部に向かって流れる。このとき、2つの流れ間で熱交換を行うことになる。しかし、流れ関数の値が非常に小さく、また計算結果の融解界面形状および等温線が加熱壁に平行となっており、融解領域内の熱移動は主に伝導伝熱で行われていることがわかる。

さらに小さな加熱壁温度 $T_h = 4^\circ\text{C}$ の場合(図5)には、加熱壁温度が最大密度となる水温に等しく、温度の低下にともない密度が小さくなるため、反時計方向まわりの循環流のみが存在するようになる。しかし、 8°C の場合と同様流れ関数の値が小さく、自然対流の影響は小さいと言える。

図6および図7に、粒子径の異なるガラス粒子を用いた場合の計算結果を示す。それぞれ粒子径が16 mm, 2 mmでの結果を示している。加熱条件は加熱壁温度 14°C で図3と同様である。

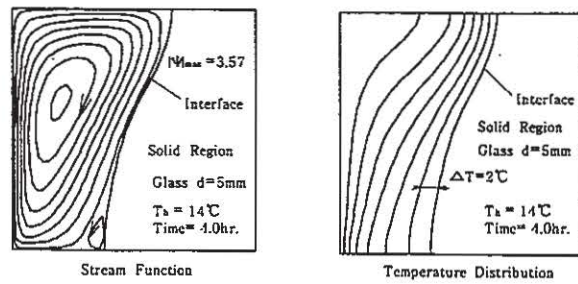


図3 等温線と流れ関数
($d = 5$ mm, $t = 4.0$ hr, $T_h = 14^\circ\text{C}$)

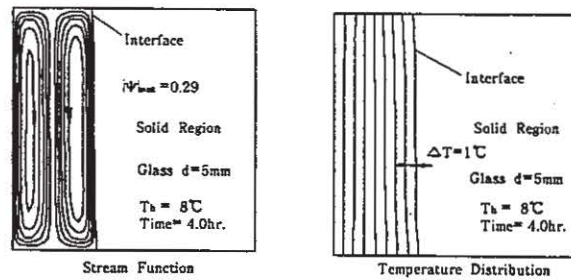


図4 等温線と流れ関数
($d = 5$ mm, $t = 4.0$ hr, $T_h = 8^\circ\text{C}$)

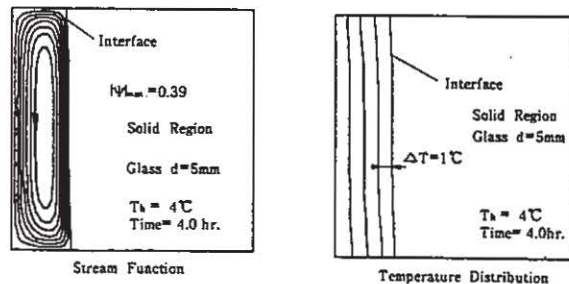


図5 等温線と流れ関数
($d = 5$ mm, $t = 4.0$ hr, $T_h = 4^\circ\text{C}$)

粒子径が16 mm (図6) の場合、5 mm (図3) の結果に較べると融解領域での流れが強くなっており、加熱壁温度の大きな図2の場合と同様の傾向を示し、融解量は容器下部に比べ上部で増大している。等温線も融解領域上部中央付近で水平に近くなり、温度勾配のない状態を示しており、対流の特徴をよく表している。また、融解界面下部近傍の密度逆転に伴う流れの領域は粒子径が5 mm (図3) の場合に比べ大きくなっている。この流れのため、融解界面下部が若干くぼんでおり、粒子径が大きい場合は密度逆転にともなう流れが融解界面の進行に影響を及ぼすことがわかる。さらに、融解領域下部の温度分布から、二つの渦が分離する付近で等温線の間隔が広がっているのがわかり、この領域での熱交換の割合が小さいことが予想される。

図7に見られるように、浸透率が小さい粒子径2

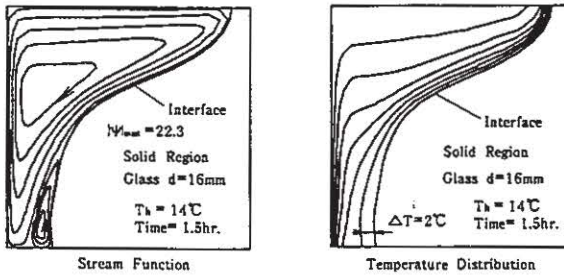


図6 等温線と流れ関数
($d = 16\text{mm}$, $t = 1.5\text{hr}$, $T_h = 14^\circ\text{C}$)

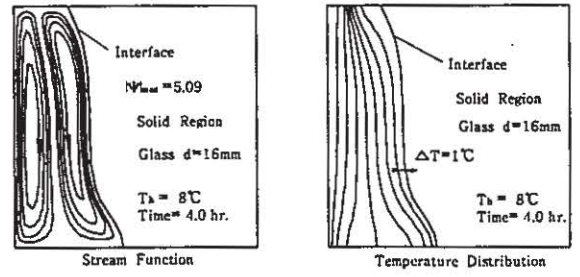


図8 等温線と流れ関数
($d = 16\text{mm}$, $t = 4.0\text{hr}$, $T_h = 8^\circ\text{C}$)

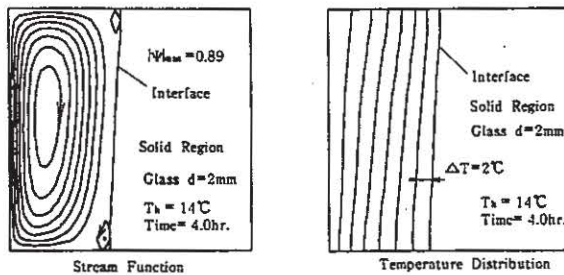


図7 等温線と流れ関数
($d = 2\text{mm}$, $t = 4.0\text{hr}$, $T_h = 14^\circ\text{C}$)

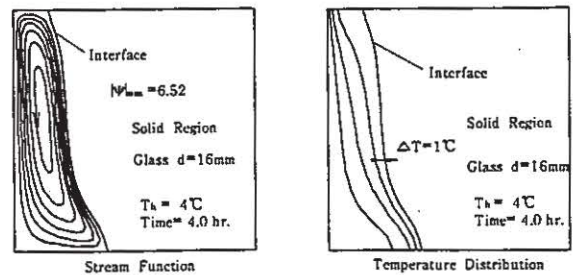


図9 等温線と流れ関数
($d = 16\text{mm}$, $t = 4.0\text{hr}$, $T_h = 4^\circ\text{C}$)

mm の場合には、融解界面形状および等温線は垂直壁にほぼ平行の状態となっている。また、流れ関数 Ψ の値も小さく、自然対流の影響は非常に小さいことから、融解領域内の熱輸送は主に熱伝導で行われていることが理解できる。

前述のように多孔質層内の熱移動が伝導伝熱で行われるのは、粒子径が小さいすなわち浸透率が小さい場合に限られ、浸透率が大きい場合には密度逆転に伴う流れの影響が大きいことが明らかとなった。そこで、密度逆転の影響をより明瞭にするため、直径16mmのガラス粒子の場合を取り上げ、加熱壁温度を変えたときの計算結果を図8、9に示す。

図8より加熱壁温度 $T_h = 8^\circ\text{C}$ の場合には、図6の結果と同様、ほぼ同じ強さの二つの対称流れが存在するようになる。しかし、その流れ関数の値は5mmの場合に比べ大きく、融解界面は密度逆転ともなう反時計方向周りに流れの影響を強く受けることがわかる。すなわち、融解界面に沿って上昇する水と融解界面との温度差が界面下部から上部に向かって減少することになり、融解領域は下部に比べ上部で減少することになる。

加熱壁温度 $T_h = 4^\circ\text{C}$ の場合(図9)には、反時計方向まわりの循環流のみが存在するようになり、図8と同様な融解界面形状を呈する。

3・2 非定常融解熱伝達

図10は、粒子径の異なる3種類のガラス粒子を用い、修正ヌセルト数におよぼす粒子径の影響を、加熱壁温度 20°C の場合について示したものである。Nuは加熱壁における修正ヌセルト数を表している。図には比較のため、融解領域内での熱移動を伝導伝熱とした場合の計算結果も示してある。いずれの場合も、融解初期には加熱壁面近傍に形成される融解領域内の温度勾配が大きく熱伝導による熱流束が大きいいため、Nuは大きな値を示すが、時間とともに加熱壁近傍の温度勾配がゆるやかになるためNuは急激に減少する。その後、融解界面で冷却された水が加熱壁側に移動するにしたがい、加熱壁近傍の温度勾配が再び増大し、Nuの減少の割合が小さくなる。それに伴い、修正ヌセルト数は伝導解に比べ大きな値を示すようになる。直径16mmの場合、Nuは極小値を示した後増大する。また、粒子径が小さくなると、浸透率が小さくなるため自然対流が弱くなり、伝導解に近い値を示すことがわかる。

図11は、修正ヌセルト数Nuにおよぼす加熱壁温度の影響を直径5mmのガラス粒子の場合について示したものである。加熱壁面温度が 20°C の場合、Nuは融解開始後0.2付近で伝導解より離れはじめるが、増大する傾向は見られず、緩やかではあるが減少しつづける。また、図より加熱壁面温度が高いほど熱伝導支配となる期間は短いことがわかる。し

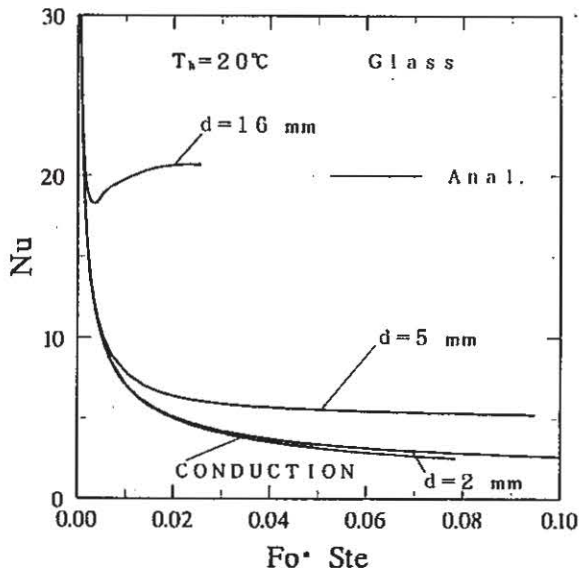


図10 修正ヌセルト数の経時変化 (粒子径の影響)

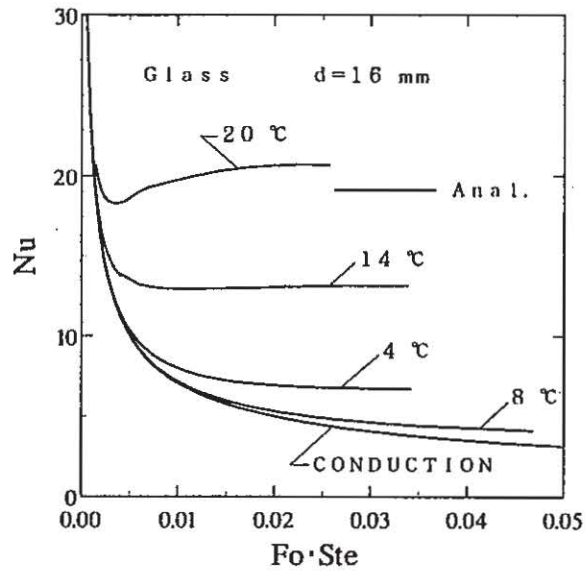


図12 修正ヌセルト数の経時変化 (加熱温度の影響)

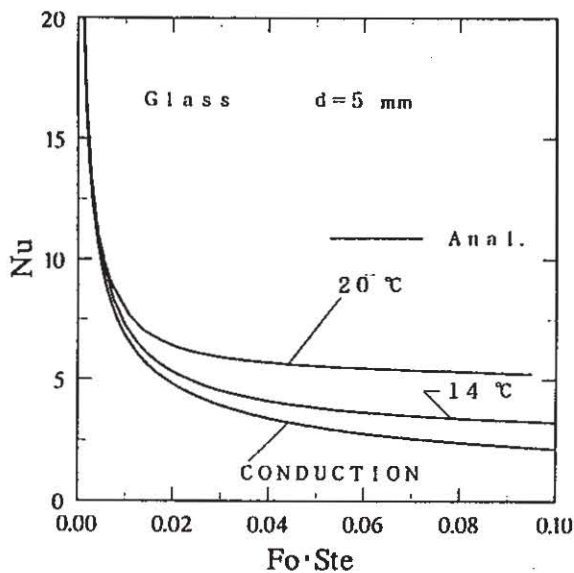


図11 修正ヌセルト数の経時変化 (加熱温度の影響)

しかし、加熱壁面温度が8°C、4°Cの場合、本計算の範囲内では伝導解と一致しており、対流による熱輸送の効果は認められない。

図12は、直径16 mmのガラス粒子を用いたときの結果を示す。この場合、浸透率が大きいので、時間が経過すると、直径5 mmの場合に比べ8°C、4°Cの場合においてもNuの値が大きくなっており、自然対流の影響が現れていることがわかる。また、8°Cに比べ4°Cの場合のNuの値が大きくなっており、密度逆転の影響が認められた。すなわち、8°Cの場合は、図8の流れ関数に見られたように方向の異なる2つの対称流れが存在するため、熱交換の効率

が悪くなり、ヌセルト数が小さくなったものと言える。

3・3 平均融解量の経時変化

蓄熱量と密接に関連する平均融解量の経時変化の計算結果を図13に示す。直径16 mm、5 mmのガラス粒子を用い、加熱壁温度を変化させた場合の結果である。直径5 mmの場合、融解初期では加熱壁温度の影響は見られず、伝導解と一致する。しかし、時間が経過すると、加熱壁温度の増大と共に、融解量の時間に対する増加割合が増大することがわかる。なお、8°C、4°Cの場合は、ヌセルト数の結果と同様伝導解と一致し、対流の影響は本研究の範囲内では認められなかった。それに対し、直径16 mmの場合は、浸透率が大きいので5 mmの場合に比べ、全体的に融解量は増大する。また、前述のように密度逆転の影響が大きく、8°Cに比べ4°Cの場合の融解量が増大する。

5. まとめ

本研究では、空隙が氷で飽和された凍結多孔質層の非定常状態における融解熱伝達特性および融解挙動におよぼす融解領域内に生ずる自然対流の影響を明らかにするため、種々の加熱壁温度および粒子径の場合に関して数値解析により検討した。その結果、本研究の範囲内で以下のことが明らかになった。

(1) 粒子径が大きい場合、あるいは加熱壁温度が大きい場合には、顕著な自然対流の影響がみられ、

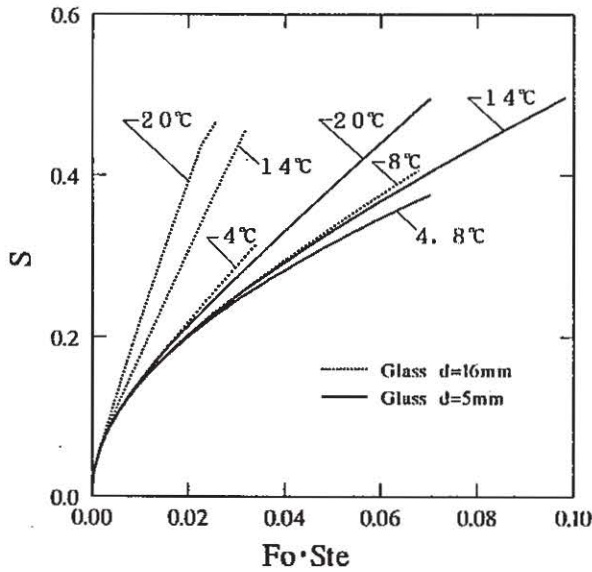


図13 平均融解量の経時変化

融解界面形状は融解領域内に生ずる渦流れによって支配される。

(2) 融解初期の修正ヌセルト数は伝導解と一致し、融解過程は伝導伝熱で支配されるが、時間の経過とともに融解領域が増大し、自然対流伝熱支配に遷移する。熱移動の形態が対流伝熱支配から伝導伝熱支配に遷移する時間は粒子径の増大および加熱壁温度の増大にともない小さくなる。

(3) 粒子径（浸透率）が大きい場合、加熱壁温度が高いとき、修正ヌセルト数は極小値を示した後増大する。それに対し、加熱壁温度が小さい場合には、密度逆転の影響が認められ、加熱壁温度が4°Cの場合の修正ヌセルト数は8°Cの場合に比べ大きく、融

解量の増加割合も増大する。

(4) 粒子径が5 mm以下、加熱壁温度が8°C以下の範囲では、いずれの場合に対しても自然対流の影響は非常に小さい。

参考文献

- 1) 土谷富士夫, 了戒公利, 望月正孝, “ヒートパイプを使用した永久凍土低温貯蔵庫,” 伝熱研究, Vol. 28 (1989), No. 109, 109-116.
- 2) Chellaiah, S., and Viskanta, R., “Freezing of Water-Saturated Porous Media in the Presence of Natural Convection: Experiments and Analysis,” ASME J. Heat Transfer, Vol. 111 (1989), pp. 425-432.
- 3) 佐々木章, 相場眞也, 福迫尚一郎, “含水多孔質層内の凍結熱伝達,” 日本機械学会論文集 (B編), Vol. 55, No. 514 (1989), pp. 1666-1672.
- 4) 平澤良男, 竹越栄俊, 濱田俊克, “伝熱促進体を含んだ混合材料の融解過程に関する研究,” 第28回伝熱シンポジウム講演論文集 I, E146 (1991), pp. 355-357.
- 5) Sasaki, A., Aiba, S., and Fukusako, S., “Numerical Study on Freezing Heat Transfer in Water-Saturated Porous Media,” Numerical Heat Transfer, Part A, Vol. 18 (1990), pp. 17-32.
- 6) 佐々木章, 鷹嘴浩輝, 阿部善宏, “凍結粒子層の融解特性,” 第31回日本伝熱シンポジウム講演論文集 III, G324 (1994), pp. 1162-1164.