

水平加熱円管まわりの氷の融解挙動

(第一報：加熱管1本の場合について)

佐々木 章, 岡見 昌紀*

Melting of Ice around Horizontal Heated Cylinder

Akira SASAKI, Masaki OKAMI*

(2003年11月21日受理)

Process during melting from the horizontal cylinder of uniform surface temperature embedded in ice have been studied experimentally.

In this experiment, the horizontal cylinder was 20mm in diameter, and the cavity was 260mm in height, 140mm in width and 20mm depth. The temperature of the heated cylinder was changed from 5°C to 20°C. The melting layer was photographed by the digital camera every 10 minutes. The volume of the melt was measured by tracing the melting layer on the graph paper and counting the number of the squares of it.

The heat transfer characteristics of melting ice around horizontal heated cylinder have been discussed in this report.

1. 緒言

近年, コンピュータの普及に伴い, オフィスのOA化, 工場のFA化などが急激に進んでおり, 高度情報化社会の目覚ましい進展が見られる。このことから電力需要が増大している。しかし, 昼と夜とでは使用電力に大きな差が生じて, 電力コストを上昇させる大きな要因となっている。そこで, 電力需要平準化の観点から深夜電力を利用した氷蓄熱システムが考えられている。これは, 深夜電力を利用して蓄熱槽に製氷し, 日中のビル空調(冷房)を行うものである。この氷蓄熱システムの導入により, 日中に偏った電力需要を平準化し, 電力プラントの抑制, 空調設備の小型化を図ることができる。

一方, 氷蓄熱システムでは熱媒体として, 潜熱の大きい水や相変化温度の高いパラフィン系材料などが多く利用されている。密度逆転を有しないパラフィン系流体の場合, 単一円管まわりの融解⁽¹⁾, 二円管まわりの融解及び複数円管まわりの融解過程⁽²⁾などの解析的及び実験的研究が行われている。また, 密度逆転が存在する水の場合, 水の密度逆転が融解量,

融解形状に及ぼす影響を調べた研究⁽³⁾も行われている。しかし, 円管まわりの熱伝達特性について調べた研究^{(4), (5)}は現状では少ないと思われる。

以上の背景から, 本研究では密閉容器内に加熱管を1本, 水平に配置した場合の水の融解実験を行い, 融解量, 融解形状に及ぼす加熱管温度の影響および融解領域内での熱伝達特性について実験的検討を加えた。

記号

a	: 熱拡散率 [m ² /s]
B	: 容器の奥行き [m]
c	: 比熱 [kJ/kgK]
d	: 加熱管直径 [m]
Fo	: フーリエ数 = at/r_p^2
g	: 重力加速度 [m/s ²]
L	: 融解潜熱 [kJ/kg]
Nu _m	: 平均ヌセルト数
Nu _o	: 局所ヌセルト数
Q _c	: 実験より得られる熱量 [W]
Q _s	: 伝導解より得られる熱量 [W]
R	: 融解界面半径 [m]

* 秋田工業高等専門学校専攻科学生

- R' : 平均融解界面半径 [m]
- Ra : レイレー数
- r_p : 加熱管半径 [m]
- Ste : ステファン数 $= c(T_h - T_o)/L$
- t : 時間 [sec]
- T_h : 加熱管温度 [°C]
- T_o : 融解界面温度 [°C]
- V : 融解量(体積) [m³]
- V_p : 加熱管体積 [m³]
- β : 体膨張係数 [1/°C]
- θ : 加熱管真上を0°として定義した角度
- λ : 熱伝導率 [W/mK]
- ν : 動粘性係数 [m²/s]

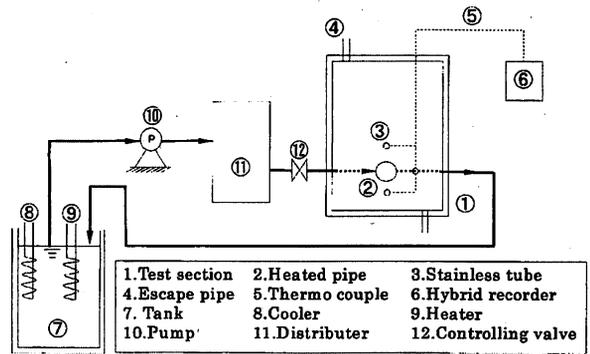


図1 実験装置系統図

2. 実験装置及び実験方法

2.1 実験装置

実験装置の概略を図1に示す。本実験装置は、試験部①、加熱部②及び加熱部を加熱するための循環系統部⑦～⑪により構成されている。本実験で用いられた試験部①は、高さ260mm、幅140mm、奥行き20mmの亚克力製容器である。容器内の下端から50mmの位置に直径 $d=20\text{mm}$ の銅管を水平に設置し加熱管②とした。容器内の温度分布測定のため、クロメル-アルメル熱電対⑤を通した直径1mmのステンレスチューブ③を加熱管表面から10mmの位置に取り付けた。また、加熱管温度測定のため、加熱管上部および下部表面に同種熱電対を貼り付けた。試験部上端および下端には、水の挿入口として直径10mmの銅管④を取り付けた。ブラインは、ブライン槽内⑦で予めヒーター⑨によって加熱される。加熱されたブラインは、ブライン循環用ポンプ⑩を駆動させることにより分配器⑪を通過してコントロールバルブ⑫にて流量を制御される。流量を制御されたブラインは、加熱管内に供給される。加熱管から流出するブラインは直接ブライン槽に戻される。なお、容器内寸法及び熱電対位置を図2に示す。

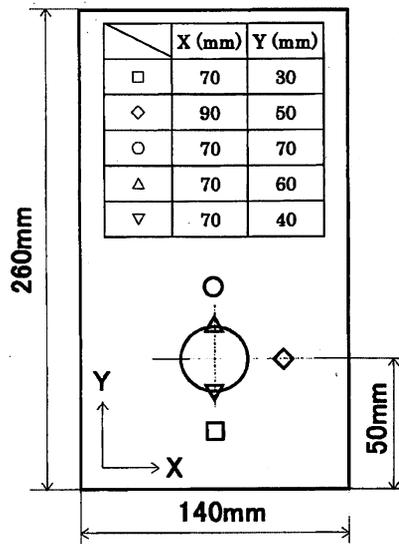


図2 実験容器内寸法及び熱電対位置

2.2 実験方法

実験は、以下の手順で行った。水を容器に入れた後、加熱管に冷凍機⑧により冷却したブラインを流し、試験部容器内の水を凝固させる。その後、数時間放置し、容器内温度が0°C～-1°Cの範囲で一定になったことを確認してから、ブライン槽内で暖められたブラインを加熱管に流し、融解実験を開始した。加熱管本数は1本とし、加熱管温度 T_h は5°C、10°C、15°C、20°Cの各温度に保持した。融解面形状、

融解量を求めるため、融解領域を10分間隔で、OHP用紙にトレースするとともにデジタルカメラで撮影した。試験部への周囲温度の影響を防ぐため、実験中は厚さ50mmのスタイロフォーム断熱材で試験部を囲んだ。更に、室温を一定にできる恒温室で実験を行った。

3. 実験結果

3.1 融解面形状の経時変化

図3に、加熱管温度 $T_h=5^\circ\text{C}$ の場合の融解面形状の経時変化を示す。写真の黒い部分が氷、白い部分が融解領域、その中の黒い円が加熱管である。 $t=50\text{min}$ までは、融解層は加熱管まわりにほぼ同心円状に成長しており、自然対流の影響はほとんど認められない。したがって、この段階での熱移動は伝導伝熱で行なわれていると考えられる。時間が経過

し、 $t=150\text{min}$ 、 300min になると、加熱管下部で融解層が成長する。これは、水の密度逆転によって下向きの流れが生じたためだと考えられる。すなわち、水は約 4°C で最大密度点を有するため、加熱管近傍で約 4°C に加熱された水は密度が大きくなり、加熱管表面に沿って下降する流れを形成することになる。この下降流が加熱管下部の融解界面に突き当たるため、下部領域の融解が促進されることになる。

$T_h=10^\circ\text{C}$ の場合(図4)、 $t=20\text{min}$ までは、 $T_h=5^\circ\text{C}$ の場合と同様に、融解層は加熱管まわりにほぼ同心円状に成長していることがわかる。時間が経過して $t=150\text{min}$ になると対流の影響があらわれ、融解層は加熱管下部に比べ、上部で成長している。更に時間が経過し、 $t=300\text{min}$ になると、加熱管下部で融解が促進されている。 $T_h=10^\circ\text{C}$ の場合、融解界面と加熱管表面温度とのほぼ中間位置に最大密度点(約 4°C)が存在すると考えられることから、融解領域内には加熱管表面に沿って上昇する流れと、融解界面に沿って上昇する2つの流れが存在することが予想される。そのため、 $T_h=5^\circ\text{C}$ の場合とは異なる融解形状になったものと思われる。

$T_h=20^\circ\text{C}$ と温度が高い場合(図5)、融解の初期($t=10\text{min}$)から加熱管に沿って上昇する流れの影響が強くあらわれ、融解層は加熱管上部領域で成長していることがわかる。融解層は時間の経過とともに、加熱管上部領域で成長し、逆三角形の形状($t=30\text{min}$)を示すようになる。それに対し、加熱管下部では、融解界面が同心円状に成長しており、対流の影響はほとんど見られない。また、融解領域上部に小さな空間が見られる。これは、氷が融解し水になると、体積が小さくなるためと考えられる。更に時間が経過し $t=50\text{min}$ となると、融解領域真上での融解は抑えられ、左右側面での融解が進んでいる。これは、融解領域上部に生じた空気層が熱抵抗として作用するためと考えられる。

図6に、加熱管温度 $T_h=5^\circ\text{C}$ の場合の融解界面半径 R_θ の経時変化を示す。 R の添字 θ は角度を示し、加熱管上部を $\theta=0^\circ$ 、加熱管下部を $\theta=180^\circ$ とし、時計方向に角度を変化させたときの値である。 R_θ は、 $Fo \cdot Ste$ の増大に伴い大きくなるが、 $Fo \cdot Ste=0.3(t=50\text{min})$ まで、周方向に違いは見られず、ほぼ同じ値を示している。これは、融解層が同心円状に成長していることを示している。 $Fo \cdot Ste=0.3$ 以降は、 $Fo \cdot Ste$ の増大に伴い R_{180° 、 R_{90° の値が大きくなるのがわかる。それに対し、 R_{0° (加熱管上部)は、 $Fo \cdot Ste=0.3$ 以降ほぼ一定値となり、融解が進んでいないことがわかる。

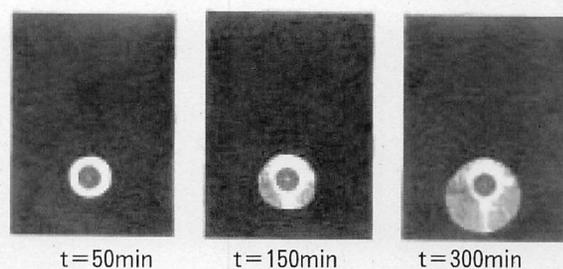


図3 融解面形状の経時変化 ($T_h=5^\circ\text{C}$)

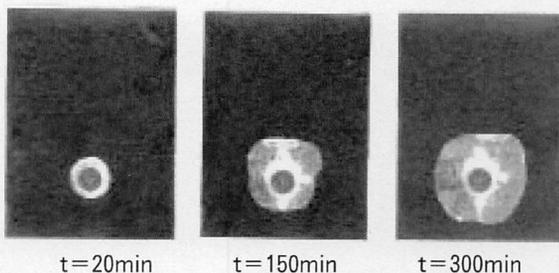


図4 融解面形状の経時変化 ($T_h=10^\circ\text{C}$)

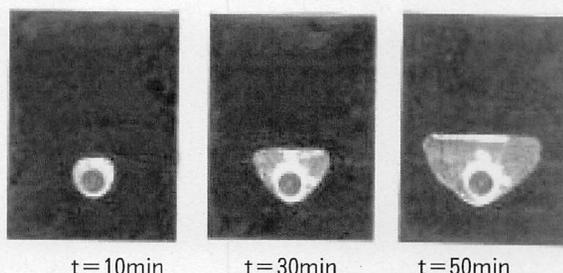


図5 融解面形状の経時変化 ($T_h=20^\circ\text{C}$)

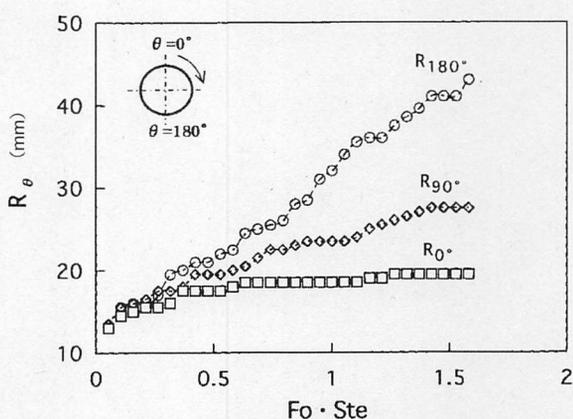


図6 融解界面半径 R_θ の経時変化 ($T_h=5^\circ\text{C}$)

図7に、加熱管温度をパラメータとした場合の加熱管上部および下部における融解界面半径比 $R_{0^\circ}/R_{180^\circ}$ の経時変化を示す。図より $Fo \cdot Ste$ が非常に小さいとき、加熱管温度に関係なく $R_{0^\circ}/R_{180^\circ} \approx 1$ を示す。このことから、いずれの加熱管温度の場合も

融解の初期は、熱移動が主として伝導支配で行われたことがわかる。加熱管温度 $T_h=5^\circ\text{C}$ の場合、 $Fo \cdot Ste=0.3$ ($t=50\text{min}$) 以降、 R_o/R_{180} は徐々に減少する。これは、図3から知られるように、加熱管に沿って下降する流れの影響が大きいことを示している。 $T_h=10^\circ\text{C}$ の場合、 R_o/R_{180} は $Fo \cdot Ste=0.25$ ($t=20\text{min}$) 以降で若干増大するが、ほぼ一定値となる。これは、融解領域内での 4°C 以上の温度領域内での流れと、 4°C 以下の温度領域内の流れの影響がほぼ等しいことを示していると考えられる。更に時間が経過し、 $Fo \cdot Ste=2$ 以上となると、 R_o/R_{180} は減少し、その値は1に近づく。これは、融解領域上部に空気層ができ、 R_o の増大が妨げられたためと考えられる。加熱管温度が高い $T_h=15^\circ\text{C}$ 、 20°C の場合、融解開始直後から R_o/R_{180} は急激に増大しており、加熱管に沿って上昇する流れの影響が大きいことを示している。また、 $T_h=15^\circ\text{C}$ の場合も、 $Fo \cdot Ste=3$ ($t=200\text{min}$) 以降、上部に生じた空気層の影響を受け、融解領域上部の成長が抑制されていることがわかる。

3.2 融解量の経時変化

図8に、加熱管温度 $T_h=5^\circ\text{C}$ の場合の融解量の経時変化を示す。縦軸は無次元融解量 V/V_p 、横軸は無次元時間 $Fo \cdot Ste$ である。実験値との比較を行うために、融解領域内の熱移動が一次元定常熱伝導で行われるとした場合の伝導解を破線で示した。伝導解 R_s は式(1)より算出した。

$$Fo \cdot Ste = \frac{1}{2} \left(\frac{R_s}{r_p} \right)^2 \left\{ \ln \left(\frac{R_s}{r_p} \right) - \frac{1}{2} \right\} + \frac{1}{4} \quad (1)$$

式(1)で、 R_s/r_p は無次元化された融解界面半径 (R_s は融解界面半径の伝導解) を示す。体積は上式より得られた R_s の値を用いて式(2)より求めた。

$$V = \pi \cdot B \cdot (R_s - r_p)^2 \quad (2)$$

図より、実験値は $Fo \cdot Ste=0.3$ ($t=50\text{min}$) まで伝導解と一致しており、対流の影響は小さいことがわかる。 $Fo \cdot Ste=0.3$ 以降では、実験値が伝導解よりも大きくなっており、その差も $Fo \cdot Ste$ の増大とともに大きくなっている。これは、対流の影響が強くなっていることを示している。

図9に、パラメータを加熱管温度とした場合の融解量の経時変化を示す。図よりいずれの温度の場合も時間の経過とともに、融解量は直線的に増大していることがわかる。また、加熱管温度が高いほど融解量は増大するが、 $T_h=5^\circ\text{C}$ と $T_h=10^\circ\text{C}$ の場合の融

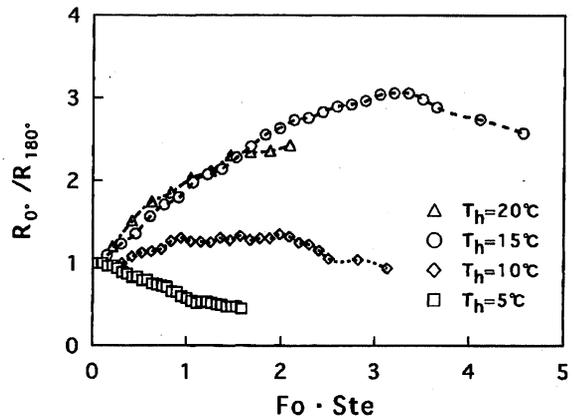


図7 融解界面半径比 R_o/R_{180} の経時変化

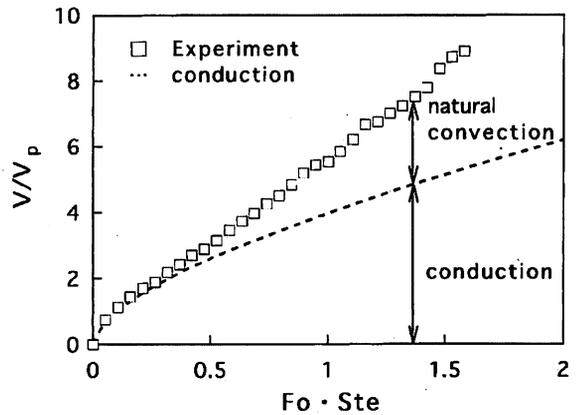


図8 融解量の経時変化 ($T_h=5^\circ\text{C}$)

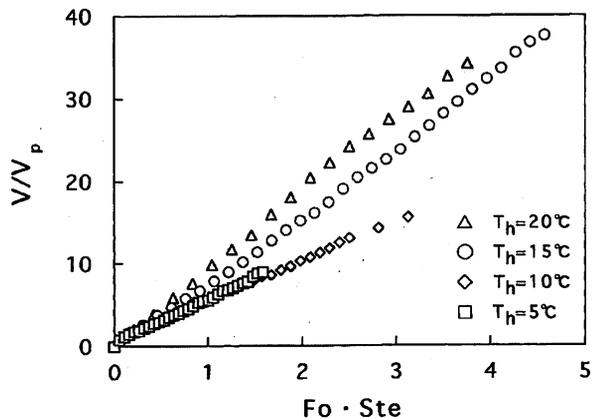


図9 融解量の経時変化

解量はほぼ等しくなる。これは、 $T_h=10^\circ\text{C}$ の場合、融解領域内での対流の強さが $T_h=5^\circ\text{C}$ の場合とほぼ等しいためと考えられる。

3.3 熱伝達特性

本研究では、図10のように実験で得られた融解領域を平均融解界面半径 R' の同心円管に置き換え、平均ヌセルト数 Nu_m を、Kuehn and Goldstein^{(6), (7)} と同様に、式(3)のように定義した。

$$Nu_m = \frac{\text{対流で輸送される熱量}}{\text{同心円管内を伝導で輸送される熱量}}$$

$$= \frac{Q_c}{Q_s} = \frac{L\rho \frac{dv}{dt}}{2\pi B\lambda(T_h - T_o)} = \frac{L\rho R' \frac{dR'}{dt}}{\lambda(T_h - T_o) \ln\left(\frac{R'}{r_p}\right)}$$

$Nu_m = 1$: 伝導伝熱
 $Nu_m > 1$: 対流伝達

上式で、分子 Q_c は、実験で得られる融解量の経時変化より算出した値で、融解領域内を対流により輸送される熱量を表している。分母 Q_s は、実験で得られた平均融解界面半径 R' の円管を外円とし、加熱管を内円とする同心円筒内を伝導伝熱により輸送される熱量を表している。なお、 Q_c は融解量の経時変化より求められることから、平均ヌセルト数 Nu_m は融解界面での値を表すことになるこのように Nu_m を定義すると、 $Nu_m = 1$ の場合は、融解領域内の熱移動が伝導伝熱で行われ、 $Nu_m > 1$ の場合は、融解領域内の熱移動が対流伝達で行われていることを示すことになり、融解領域内での熱移動の形態を明確に表すことができる。

図11に、加熱管温度 $T_h = 10^\circ\text{C}$ の場合の Q_s , Q_c , Nu_m の経時変化を示す。 $Fo \cdot Ste = 0.10$ ($t = 10\text{min}$) では、 Q_s と Q_c の値がほぼ等しいため、 $Nu_m \approx 1$ となる。このことから融解の初期は、伝導で融解が行われていることがわかる。 $Fo \cdot Ste = 0.10$ 以降は、 Q_s の値は $Fo \cdot Ste$ の増大とともに急激に減少しているが、 Q_c の勾配は比較的緩やかである。このことから、 Q_s と Q_c の値の比である Nu_m は増大することになる。

図12に、加熱管温度 $T_h = 5^\circ\text{C}$ の場合の局所ヌセルト数 Nu_θ の経時変化を示す。局所ヌセルト数 Nu_θ は、式(3)において、 R' のかわりに融解界面半径 R を用いて算出している。横軸は、図6で示した角度 θ である。なお、 $Fo \cdot Ste$ をパラメータにとっている。図より、 Nu_θ は時間に関係なく、 $\theta = 0^\circ \sim 90^\circ$ (加熱管上部から横) の範囲でほとんど変化しないことがわかる。それに対し、 $\theta > 90^\circ$ では、 $Fo \cdot Ste$ が大きくなると、 θ の増大とともに Nu_θ の値が

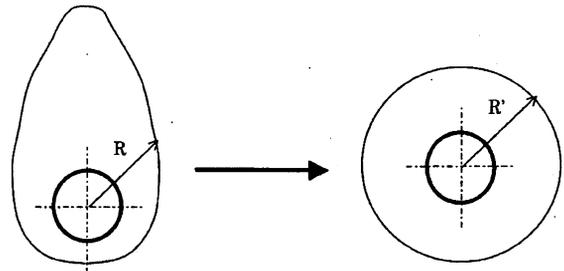


図10 平均融解界面半径 R' の算出法

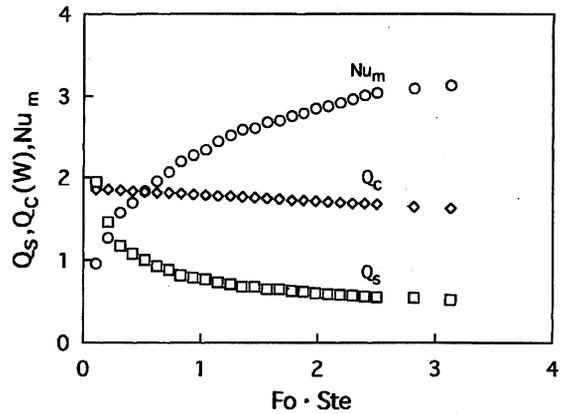


図11 Q_s , Q_c , Nu_m の経時変化 ($T_h = 10^\circ\text{C}$)

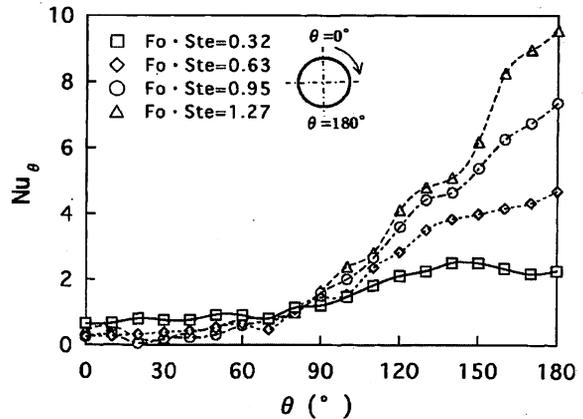


図12 局所ヌセルト数 Nu_θ の経時変化 ($T_h = 5^\circ\text{C}$)

急激に増大し、 $\theta = 180^\circ$ (加熱管下部) で最大値を示しており、加熱管下部の融解界面での熱移動量が多いことがわかる。これは、加熱管で暖められた水が加熱管に沿って下降し、加熱管下部融解界面に衝突するためといえる。下降流は融解界面に衝突した後、融解界面に沿って冷却されながら上昇し、融解界面との温度差が小さくなるため、 Nu_θ は θ の減少に伴い小さくなるものと考えられる。

図13に、加熱管温度 $T_h = 10^\circ\text{C}$ の場合の局所ヌセ

ルト数 Nu_θ の経時変化を示す。 $Fo \cdot Ste$ が小さい場合、 Nu_θ は $\theta = 40^\circ$ 付近で最大値を示しており、 $\theta = 40^\circ \sim 90^\circ$ で急激に減少し、 $\theta > 90^\circ$ ではほとんど変化が見られない。これは、加熱管に沿って上昇する流れが $\theta = 40^\circ$ 付近で加熱管からはがれ融解界面に向かって流れるようになったためと考えられる。それに対し、時間が経過し $Fo \cdot Ste$ が大きくなると、 Nu_θ は $\theta = 150^\circ$ 付近で最大値を示すことがわかる。これは、密度逆転に伴う 4°C 以下の流れが、 $\theta = 150^\circ$ の融解界面に突き当たるためと予想される。

図14に、加熱管温度 $T_h = 15^\circ\text{C}$ の場合の局所ヌセルト数 Nu_θ の経時変化を示す。 Nu_θ は $\theta = 10^\circ \sim 30^\circ$ (加熱管上部) で最も大きくなっており、加熱管下部へ移動するにつれ、急激に減少している。すなわち、 $T_h = 15^\circ\text{C}$ の場合、加熱管上部の融解界面で加熱管からの流れが突き当たるため熱移動量が多く、 θ の増加に伴い、融解界面で冷却されながら下降し、融解界面との温度差が小さくなるため、 Nu_θ は θ の増加に伴い小さくなるといえる。また、 Nu_θ が最大となる位置は、 $Fo \cdot Ste$ の増大とともに、 $\theta = 30^\circ$ から $\theta = 10^\circ$ に変化していることがわかる。

図15に、加熱管温度 $T_h = 20^\circ\text{C}$ の場合の局所ヌセルト数 Nu_θ の経時変化を示す。 Nu_θ は $\theta = 60^\circ$ 付近で最も大きくなり、 $\theta = 90^\circ$ にかけて急激に減少し、 $\theta > 90^\circ$ では $Nu_\theta = 0$ となっている。これは、熱移動がこの領域ではほとんどなく、融解層の成長がないことを示しているといえる。また、 $\theta = 0^\circ \sim 30^\circ$ (加熱管上部) では、 Nu_θ は小さくなっている。これは、加熱管表面で加熱された水が $\theta = 60^\circ$ 付近で融解界面に衝突するためと考えられる。 $\theta = 60^\circ$ 付近で融解界面に衝突した水は、融解界面で冷却されながら、上部および下部に分岐して流れることになる。それに伴い、融解界面と流れとの温度差が小さくなるため、 Nu_θ は上部および下部に向かって小さくなると思われる。

図16に、平均ヌセルト数 Nu_m の経時変化を示す。図より加熱管温度が $T_h = 15, 20^\circ\text{C}$ と高い場合、 Nu_m は大きい値を示すことがわかる。また、いずれの加熱管温度においても、融解開始直後は Nu_m が急激に増大するが、 $Fo \cdot Ste$ の増大とともに、その増加割合は緩やかになることがわかる。しかし、 $T_h = 5^\circ\text{C}, 10^\circ\text{C}$ の場合、図9に示した融解量の結果と同様、 Nu_m はほぼ等しい値となる。これは、 $T_h = 5^\circ\text{C}$ の場合と $T_h = 10^\circ\text{C}$ の場合とで、融解領域内での対流の強さがほぼ等しいためと考えられる。

図17に、平均ヌセルト数 Nu_m をレイレー数 Ra の関数として無次元整理した結果を示す。レイレー

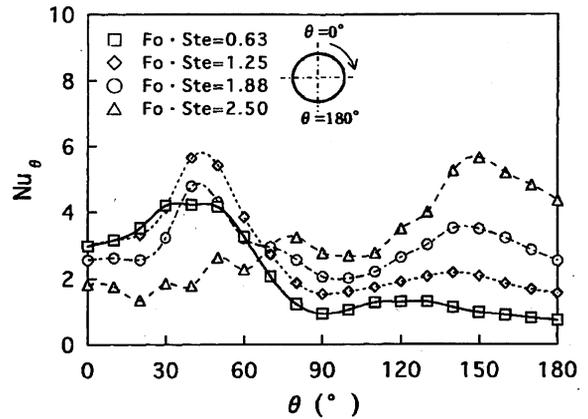


図13 局所ヌセルト数 Nu_θ の経時変化 ($T_h = 10^\circ\text{C}$)

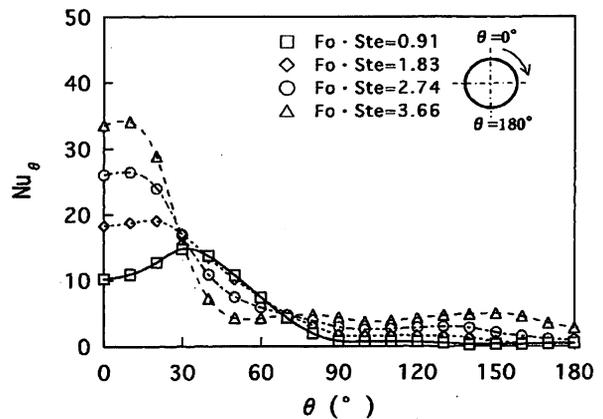


図14 局所ヌセルト数 Nu_θ の経時変化 ($T_h = 15^\circ\text{C}$)

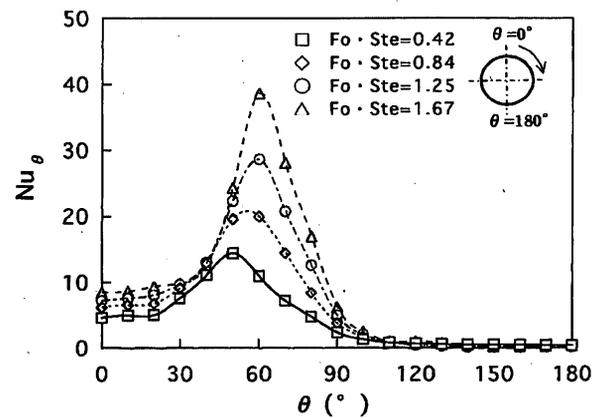


図15 局所ヌセルト数 Nu_θ の経時変化 ($T_h = 20^\circ\text{C}$)

数 Ra を次式のように定義する。

$$Ra = \frac{g|\beta|(T_h - T_o)(R' - r_p)^3}{\nu \alpha} \quad (4)$$

Ra に必要な代表寸法には、融解層厚さ ($R' - r_p$)

を用いている。また、体膨張係数 β は水の場合、密度逆転を有することから絶対値とした。なお、 Nu_m と Ra で用いた物性値は融解領域平均温度（加熱管温度と融解界面温度の平均値）における値とした。また、本実験結果との比較のために、二重円筒内の熱伝達を調べた Kuehn and Goldstein^{(6), (7)}の結果を図に示す。本実験結果は図に示すように、 $\pm 20\%$ の範囲で式(5)により Nu_m を整理できることがわかる。

$$Nu_m = 0.227 Ra^{0.232}, Ra = 10^3 \sim 10^7 \quad (5)$$

また、図から明らかなように、実験結果は Kuehn and Goldstein^{(6), (7)}の結果 ($Ra = 10^4 \sim 10^6$) より小さくなるが、その勾配はほぼ等しいことがわかる。彼らの結果に比べ小さくなるのは、実際の融解領域が同心円ではないためと考えられる。

Nu_m と Ra に R' を用いていることから、 R' を時間の関数として整理すると、 Nu_m を推定できることになる。そこで本研究では、融解層厚さ ($R' - r_p$) は、無次元時間 $Fo \cdot Ste$ およびレイレー数 Ra のべき乗に比例するものと考えて、無次元整理を試みた。実験データに対して最小二乗法により、 $Fo \cdot Ste \cdot Ra$ の関数として整理した結果を図18に示す。縦軸は、融解層厚さ ($R' - r_p$) を加熱管半径 r_p で無次元化した値である。図より $(R' - r_p)/r_p$ は、 $Fo \cdot Ste \cdot Ra$ の増大に伴い直線的に増大しており、 $\pm 20\%$ の範囲で式(6)により整理できることがわかる。

$$\frac{(R' - r_p)}{r_p} = 0.615 (Fo \cdot Ste)^{0.432} Ra^{0.094} \quad (6)$$

$$Ra = 10^3 \sim 10^7$$

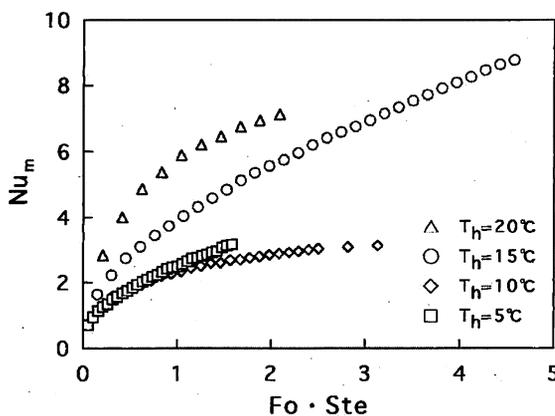


図16 平均ヌセルト数 Nu_m の経時変化

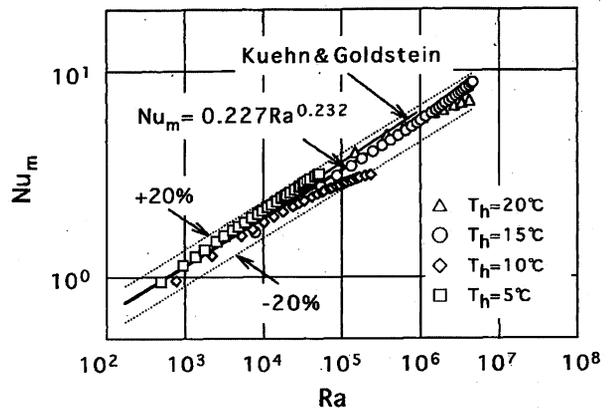


図17 Nu_m と Ra の関係

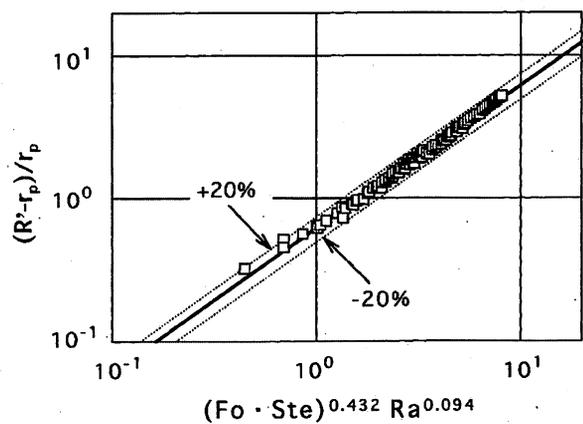


図18 融解層厚さ ($R' - r_p$) と $Fo \cdot Ste \cdot Ra$ の関係

5. 結言

本研究では、密閉容器内に円管が水平に配置された場合の水の融解実験を行い、加熱管温度の影響および融解領域内での熱伝達特性について実験的検討を加えた。その結果、本実験範囲内で以下のことが明らかになった。

- (1) $T_h = 5^\circ\text{C}$ の場合は、加熱管下部の領域で融解層が成長する。 $T_h = 10^\circ\text{C}$ の場合は、加熱管上部および下部で融解層が成長する。 $T_h = 15, 20^\circ\text{C}$ の場合は、加熱管上部横で融解層が成長する。
- (2) 加熱管温度が高いほど融解量 V/V_p および平均ヌセルト数 Nu_m の無次元時間 $Fo \cdot Ste$ に対する増加割合は大きくなる。しかし、加熱管温度 $T_h = 5^\circ\text{C}$ と $T_h = 10^\circ\text{C}$ の場合の融解量および平均ヌセルト数の経時変化はほぼ等しくなる。
- (3) 局所ヌセルト数 Nu_θ は、加熱管温度 $T_h = 5^\circ\text{C}, 15^\circ\text{C}, 20^\circ\text{C}$ の場合、時間が経過しても同様の分布形状を示す。それに対し、加熱管温度 $T_h =$

10°Cの場合、 Nu_θ は時間とともに変化する密度逆転に伴う流れの影響を受けるため、時間とともに異なる分布を示す。

- (4) 平均ヌセルト数 Nu_m は、レイレー数 Ra の関数として、 $\pm 20\%$ の範囲で整理できる。
- (5) 融解層厚さ ($R' - r_p$) は、 $Fo \cdot Ste \cdot Ra$ のべき乗で表すことができる。

参考文献

- (1) Bathelt, A. G. and Viskanta, R., Int. J. Heat Mass Transf., 23-11(1980), 1493.
- (2) Bathelt, A. G. et al., Trans. ASME, J. Heat Transf., 101-3(1979), 453.
- (3) 笹口, 草野; 北川, 機論 (B), 61-581(1995), 208.
- (4) Herrmann, J., Leidenfrost W. and Viskanta, R., Chem. Eng. Commun., 25(1984), 63.
- (5) 鳥越, 仲沢, 山下, 第26回日本伝熱シンポジウム講演論文集 (II), E215(1989), 580.
- (6) 関 信弘 編集, 伝熱工学, 森北出版株式会社, (1997), pp. 106-108.
- (7) Kuehn, T. H. and Goldstein, R. J., Fluid Mech., 74(1976), pp. 695-719.