矩形容器内に置かれた円筒回りの水の非定常自然対流* (水の冷却過程に及ぼす密度逆転の影響)

笹口 健吾^{*1}, 草野 剛嗣^{*2}
 北川 秀昭^{*3}, 桑原 功治^{*4}

Transient Natural Convection of Water around a Cylinder in a Rectangular Cavity (Effect of the Density Inversion on Cooling of Water)

Kengo SASAGUCHI, Koji KUSANO,

Hideaki KITAGAWA and Koji KUWABARA

Transient natural convection in water around a cooled horizontal cylinder placed at the center of a rectangular enclosure has been studied. The governing equations were solved by a finite difference method, and the flow structure and temperature distributions have been predicted. The purpose of the present study was to examine the effects of the density inversion of water and the initial temperature of water on the cooling process of water. The initial water temperature was varied 4, 6, 8 and 12°C, and the timewise variations of the temperature field and the velocity field as well as the mean and local Nusselt numbers on the cylinder surface were compared. The change in the initial water temperature largely affects fluid flows due to the density inversion of water. Complicated flow patterns are observed for initial water temperatures larger than 4°C. The cooling of water is most effective for an initial water temperature of 12°C.

Key Words: Transient Cooling of Water, Density Inversion of Water, Cylinder in Rectangular Cavity

1. 緒言

電力需要の平準化が緊急な課題となっている今日、顕熱蓄冷や潜熱蓄冷技術に関する多くの研究がなされている。これらの技術においては、単位体積当たりの蓄熱量の増大や、蓄放熱量のコントロールを容易にすることが課題である。さて、いずれの技術においても、安価で安全な水を蓄熱材として用いることが多く、密度逆転を有する水の過渡的な冷却過程を理解することが、システム設計の際に重要となる。従って、現在まで、水の密度逆転が自然対流に及ぼす影響に関する研究は多くなされてきた(例えば文献(1-6))。しかし、これらの研究の多くは、矩形領域の両側面を加熱及び冷却面とした定常熱伝達を扱っており、実際の蓄冷システムにおいて基本的な系である、容器内に設置された円筒回りの水の非定常自然対流熱伝達に関する研究は極めて少ない⁽⁷⁾。

そこで、本研究では、水の初期温度が矩形容器内に置かれた円筒回りの水の非定常自然対流に及ぼす影響を数値解析によって調べた。水の初期温度 T_i を 4, 6, 8 及び 12°C に変化させて計算を行い、 T_i が温度及び速度場の時間変化に及ぼす影響を詳細に調べると同時に、円筒表面の局所及び平均ヌッセルト数並びに平均水温の時間変化の比較を行った。

主な記号

a : 温度伝導度
 c : 比熱
 d : 円筒直径
 g : 重力加速度
 h : 円筒表面局所熱伝達係数
 Nu : 円筒表面局所ヌッセルト数
 $\overline{Nu}$: 円筒表面平均ヌッセルト数
 p : 圧力

q : 円筒表面局所熱流束

T : 温度

$\bar{T}$: 平均温度

t : 時間

$\mathbf{u}$: 速度ベクトル

$\bar{\theta}$: 無次元平均水温 $= (\bar{T} - T_i) / (T_w - T_i)$

λ : 熱伝導率

ρ : 密度

τ : 無次元時間

ν : 動粘性係数

ϕ : 円筒下部から反時計回りに計った角度
(添字)

i : 初期状態

w : 円筒表面

ref : 代表値

2. 物理モデルと支配方程式

解析を行った物理モデルを図1に示す。系は四方を断熱壁によって囲まれた矩形容器で、その中心に直径 d ($=15 \times 10^{-3}$ m) の水平円筒が設置されており、その回りには水が封入されている。最初、水は一樣な初期温度 T_i で、時刻 $t=0$ s において円筒表面が T_i より低い温度 T_w ($=0^\circ\text{C}$) に変化するこ

Fig.1 Physical model

* 原稿受付 1996年8月21日.

^{*1} 正員, 熊本大学工学部 (☎860 熊本市黒髪2-39-1).

^{*2} 正員, 徳島大学工学部 (☎770 徳島市南常三島町2-1).

^{*3} 九州電力(株) (☎810 福岡市中央区渡辺通2-1-82).

^{*4} 熊本大学大学院.

とによって冷却が開始するものとする。非圧縮二次元層流でブジネスク近似が成り立つと仮定すると、支配方程式は次のようになる。

連続の式

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (1)$$

運動方程式

$$\rho \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \rho(\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\nabla p + \rho \nu \Delta \mathbf{u} + (\rho_{\text{ref}} - \rho) \mathbf{g} \quad (2)$$

エネルギー式

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} + \rho c(\mathbf{u} \cdot \nabla) T = \lambda \Delta T \quad (3)$$

なお、式(2)の右辺第3項における水の密度と温度の関係式としては文献(8)の式を用いた。

さて、以上の支配方程式を無次元化し、離散化する必要があるが、座標系として通常の直交座標系(例えば x-y 座標系)を用いると、図1のような系においては、計算格子と固体壁が一致しない部分(円筒表面)が生じ、致命的な誤差や計算スキームの複雑さの原因となる。本計算ではこれらのことを避けるため、一般座標系に写像した。例えば、直交座標系におけるエネルギー式(3)を無次元化すると次式のようにになる。

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} + (\mathbf{U} \cdot \nabla) \theta = \Delta \theta \quad (4)$$

次に式(4)を一般座標系に変換すると次のようになる。

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \theta}{\partial \tau} + \frac{1}{J} \left\{ (Y_{\eta} U - X_{\eta} V) \theta_{\xi} + (X_{\xi} V - Y_{\xi} U) \theta_{\eta} \right\} \\ &= \frac{1}{J^2} \left\{ (Y_{\eta} \Lambda_{\xi} - Y_{\xi} \Lambda_{\eta}) (Y_{\eta} \theta_{\xi} - Y_{\xi} \theta_{\eta}) \right. \\ & \quad \left. + (X_{\eta} \Lambda_{\xi} - X_{\xi} \Lambda_{\eta}) (X_{\eta} \theta_{\xi} - X_{\xi} \theta_{\eta}) \right\} \\ & + \frac{1}{J^2} \left\{ (X_{\eta}^2 + Y_{\eta}^2) \theta_{\xi\xi} - 2(X_{\xi} X_{\eta} + Y_{\xi} Y_{\eta}) \theta_{\xi\eta} \right. \\ & \quad \left. + (X_{\xi}^2 + Y_{\xi}^2) \theta_{\eta\eta} \right\} \\ & + \frac{1}{J} \left\{ A(Y_{\xi} \theta_{\eta} - Y_{\eta} \theta_{\xi}) + B(X_{\eta} \theta_{\xi} - X_{\xi} \theta_{\eta}) \right\} \end{aligned} \quad (5)$$

式(4)及び(5)において、

$$\begin{aligned} X &= \frac{x}{d}, Y = \frac{y}{d}, \tau = \frac{a}{d^2} t, U = \frac{d}{a} u, V = \frac{d}{a} v, \theta = \frac{T - T_i}{T_w - T_i} \\ J &= X_{\xi} Y_{\eta} - X_{\eta} Y_{\xi} \\ A &= (X_{\eta}^2 + Y_{\eta}^2) X_{\xi\xi} - 2(X_{\xi} X_{\eta} + Y_{\xi} Y_{\eta}) X_{\xi\eta} + (X_{\xi}^2 + Y_{\xi}^2) X_{\eta\eta} \\ B &= (X_{\eta}^2 + Y_{\eta}^2) Y_{\xi\xi} - 2(X_{\xi} X_{\eta} + Y_{\xi} Y_{\eta}) Y_{\xi\eta} + (X_{\xi}^2 + Y_{\xi}^2) Y_{\eta\eta} \end{aligned}$$

支配方程式を写像空間で計算するためには、支配方程式を一般座標系に変換することに加えて、実際の物理空間と写像空間の格子座標を一对一に対応させる必要がある。本研究では座標変換式として式(6)⁽⁹⁾を用いた。式(6)中の P 及び Q は格子の疎密を調節する関数である。図2(a)及び(b)に

$$\begin{aligned} & (X_{\eta}^2 + Y_{\eta}^2) X_{\xi\xi} - 2(X_{\xi} X_{\eta} + Y_{\xi} Y_{\eta}) X_{\xi\eta} + (X_{\xi}^2 + Y_{\xi}^2) X_{\eta\eta} \\ & \quad + J^2 (P X_{\xi} + Q X_{\eta}) = 0, \\ & (X_{\eta}^2 + Y_{\eta}^2) Y_{\xi\xi} - 2(X_{\xi} X_{\eta} + Y_{\xi} Y_{\eta}) Y_{\xi\eta} + (X_{\xi}^2 + Y_{\xi}^2) Y_{\eta\eta} \\ & \quad + J^2 (P Y_{\xi} + Q Y_{\eta}) = 0 \end{aligned} \quad (6)$$

格子配置を示す。図2(b)が計算面に配置した格子を示しており、図2(a)は図2(b)の格子を式(6)を用いて物理面に写像したもので、主要な点に付けた両図の番号はそれぞれ対応している(なお、図2(a)の点1,3及び13はいずれも円筒頂部の点である)。

以上のように、変換された支配方程式は元の式より複雑になるが、計算領域は簡単な矩形領域となり、物理面での境界が計算面での境界と一致するため、境界での複雑な諸量の補間が不必要で、精度の良い計算が可能となる。式(5)のように一般座標系に変換された支配方程式をMAC法⁽¹⁰⁾に基づいて離散化し反復的に解いた(反復の前後の温度、速度及び圧力の相対誤差が 10^{-4} 以下になった時、収束したとみなした)。格子数としては、予備計算で十分な精度が得られた 81×201 格子(図2)を用いた。なお、解析の詳細は文献(11, 12)を参照願いたい。計算時間はPentium 90MHzのCPUを用いて、 $T_i = 8^\circ\text{C}$ で約1週間であった。また、時間刻みは0.025秒~0.2秒まで変化させた。

3. 解析結果と考察

3.1 $T_i = 8^\circ\text{C}$ の場合の解析結果と実験結果の比較 以上の計算モデルの妥当性を検証するため、図2で示した系に対して、まず水の初期温度 $T_i = 8^\circ\text{C}$ の場合の計算を行い、その結果を実験結果と比較した。なお、計算に用いた物性値は $(T_w + T_i)/2$ で算出した。また、解析と実験における境界条件を同じにするため、この解析で用いた円筒表面温度 T_w は実験で測定された温度を用いた(実験での目標設定温度は 0.5°C であったが、 $t=0$ s でステップ的にこの値に設定することは不可能であり、ほぼ5分で 0.5°C 程度に達し、その後、その回りに約 $\pm 0.3^\circ\text{C}$ で変動した)。なお、実験に關す

(a) Physical plane (b) Computational plane
Fig.2 Grid system

る詳細は文献(11)を参照されたい。

図3に計算と実験で得られた温度場の定性的な比較の一例を示す。実験の温度場はレーザホログラフィー実時間干渉法によって得られたもので、光学系の制約から、系全体の温度場でなく、円筒回りのみの温度場を示している。図3(a)は実験開始からの時間 $t=240$ sでの状態を示している。冷却初期においては、 $4\sim 8^{\circ}\text{C}$ の温度領域が円筒付近の $0.5\sim 4^{\circ}\text{C}$ の温度領域よりかなり大きいため、図から明らかなように、円筒表面に沿って下降する流れが優勢である。実験と計算で得られた温度場は定性的に良く一致していることが分かる。時間が経過して、水の冷却が進むと、 $0.5\sim 4^{\circ}\text{C}$

Calculation

Experiment

(a) $t=240$ s ($\tau=0.146$)

Calculation

Experiment

(b) $t=1680$ s ($\tau=1.02$)

Fig.3 Comparison of calculated and experimental temperature fields for $T_i=8^{\circ}\text{C}$ and $T_w=0.5^{\circ}\text{C}$

Fig.4 Comparison of calculated and experimental temperature variations with time

の温度領域が円筒回りにかなり広がり、円筒付近の密度が小さい水が円筒表面に沿って上昇するため、流れの逆転が起こる。 $t=1680$ sの図3(b)を見ると、実験結果の方がわずかに上昇流の発達が遅いが(外部からの入熱の影響と思われる)、計算結果との定性的な一致は良いと思われる。

さて、レーザホログラフィー実時間干渉法で得られた等温線の縞次数から温度を定量的にも求めることができるが、本実験では容器の前面及び后面板のピアレックスガラスの屈折率の温度依存性のために、縞次数から温度を定量的に正確には算出することができなかった。そこで、定量的には、容器内に挿入したCr-Ar熱電対(素線径 0.3 mm)から得られた温度の時間変化と計算値を比較した。比較の例を図4に示すが、図中に示した点A、B及びCにおける温度変化の実験値と計算値の比較を行っている。図から明らかなように、流れの逆転が起こる時刻に少し不一致が見られたため(実験における容器の断熱の不完全さ及び容器の熱容量に起因すると思われる)、 $t=1600$ s付近で、円筒より上部の点Aにおける温度の計算値と実験値の差は大きくなっているが、全体的に計算値と実験値の一致は良いと言える。なお、アルミ粉を用いた流動状態の可視化結果と計算で求めた速度場も良い一致を示した⁽¹¹⁾。また、水の凝固及び融解を伴う系に、本モデルを拡張して計算を行い実験結果と比較したところ、両結果の良い一致が得られている⁽¹³⁾。以上の結果から本計算モデルは妥当であると判断した。

次に、水の初期温度 T_i が円筒回りの水の冷却に及ぼす影響を詳細に調べるために、 T_i を $4, 6, 8$ 及び 12°C に変えて計算を行った。境界条件を一致させるため、全ての場合で、円筒表面温度 T_w は $t=0$ sで 0°C となるステップ変化とした。

3.2 $T_i=4^{\circ}\text{C}$ の場合の解析結果 まず、 $T_i=4^{\circ}\text{C}$ の場合の温度場の時間変化を図5に示す。この場合、初期状態の水は密度最大付近にあり、円筒付近の冷却された水は密度が小さくなるため、図に示すように、円筒に沿う上向きの対流が生じる(図5(a))。円筒上部の水温が低下し、円筒との温度差が小さくなるにつれて、この上向きの対流は時間と共に弱くなる(図5(b))。一方、円筒下部ではほぼ熱伝導支配で徐々に冷却が進み、全時間にわたって、対流はほとんど観察されなかった。

図6は円筒表面の局所ヌセルト数 Nu の時間変化を示したものである。なお、 Nu は次のように定義した。

$$Nu = h \cdot d / \lambda \quad \text{ここに、} h = q / (T_w - T_i) \quad (7)$$

Fig.5 A timewise variation of temperature field for $T_i=4^{\circ}\text{C}$

また、 ϕ は図中に示したように、円筒下部から円筒表面に沿って半時計方向に計った角度である。 $\tau=0.580$ (図 5 (a) に対応) では、 Nu は $\phi=0^\circ$ から ϕ の増加と共に徐々に減少し、円筒上部の $\phi=180^\circ$ 付近で急激に減少し、更に ϕ が増加すると、 Nu は再び増加する。また、この時刻では、まだ自然対流が強いために、 Nu は全体的に大きい値を示していることが分かる。時間が経過し、 $\tau=1.30$ となると、図 5 (b) から分かるように、 Nu の ϕ に対する定性的な変化は、 $\tau=0.580$ の場合と同様であるが、 $\tau=1.30$ では上向き流れがかなり弱くなるため、 Nu の値はかなり小さく、この後、円筒表面温度と水の温度差の減少につれて、対流は次第に弱くなるため、 Nu も次第に小さくなる ($\tau=2.17$ の曲線参照)。

図 7 には、式(7)の局所ヌッセル数 Nu を円筒表面にわたって面積平均 (二次元を仮定しているため、実際は線平均) した、平均ヌッセル数 $\overline{Nu}$ の時間変化を示した。なお、図の点 a 及び b は図 5 (a) 及び (b) にそれぞれ対応している。前述したように、 $T_i=4^\circ\text{C}$ では、冷却初期の強い上向きの対流は時間とともに単調に弱まるため、図 7 から明らかなように、 $\overline{Nu}$ も時間とともに単調に減少していることが分かる。

3.3 $T_i=8^\circ\text{C}$ の場合の解析結果 次に、 $T_i=8^\circ\text{C}$ の場合の温度場、円筒表面の局所ヌッセル数 Nu 及び円筒表面平均ヌッセル数 $\overline{Nu}$ の時間変化をそれぞれ図 8、9 及び 10 に示す。図 8 (a) に示した $\tau=0.292$ の温度分布から明かなように、初期の時間では、 $T_i=4^\circ\text{C}$ の場合と異なり、円筒に沿う下向きの対流が支配的で、 Nu は円筒上部付近でかなり大きい値を示す (図 9)。この下向きの対流は、円筒回りに 4°C 付近の水の領域が広がるにつれて弱くなる。そして、円筒付近の密度が小さい水による上向きの力が優勢

Fig.6 A timewise variation of the local Nusselt number on the cylinder for $T_i=4^\circ\text{C}$

Fig.7 A timewise variation of the averaged Nusselt number over the cylinder surface for $T_i=4^\circ\text{C}$

になると、図 8 (b) ($\tau=0.438$) に示したように、上向きの対流が生じはじめる。図 9 から、この時刻では対流が弱いいため、 Nu は全体的に小さい値を示していることが分かる。更に時間が経過すると、上向きの対流は徐々に強さを増し、

Fig.8 A timewise variation of temperature field for $T_i=8^\circ\text{C}$

Fig.9 A timewise variation of the local Nusselt number on the cylinder for $T_i=8^\circ\text{C}$

Fig.10 A timewise variation of the averaged Nusselt number over the cylinder surface for $T_i=8^\circ\text{C}$

図8(d) ($\tau=1.02$)から明らかなように、上部断熱壁に直接衝突するようになる。従って、 $\tau=0.730$ 及び $\tau=1.02$ の Nu 値は $\tau=0.438$ の値より、円筒上部付近を除いて、大きいことが分かる。なお、図8(a)及び図8(b)に示されるように、円

Fig.11 A timewise variation of temperature field for $T_i=12^\circ\text{C}$

Fig.12 A timewise variation of the local Nusselt number on the cylinder for $T_i=12^\circ\text{C}$

Fig.13 A timewise variation of the averaged Nusselt number over the cylinder surface for $T_i=12^\circ\text{C}$

筒より下部の領域には密度が大きい 4°C 付近の水が長時間停滞することも分かる。更に時間が経過すると、円筒より上部領域の水温の低下と共に、上述した上昇流も弱くなり、ついには流れがほとんど見られなくなり、熱伝導支配に移行する。従って、図9の $\tau=2.19$ の曲線から分かるように Nu は全体的に非常に小さくなる。

図10の平均ヌッセルト数 $\overline{Nu}$ の時間変化を見ると (図中の点 a~d は図8(a)~(d)に対応)，最初 $\overline{Nu}$ は時間とともに急激に減少し、点 A で最小になる。流れ状態の計算結果から、この最小点は上述の流れが逆転し始める点と一致することが分かった。その後、上昇流の発達と共に、 $\overline{Nu}$ は少し増加し、点 B で最大となり、更に時間が経過し流れが弱くなると、再び徐々に減少することが分かる。

なお、 $T_i=6^\circ\text{C}$ の場合は、 $T_i=8^\circ\text{C}$ の場合より上昇流が早く発生したが、定性的には同様な現象が見られた⁽¹⁰⁾。

3.4 $T_i=12^\circ\text{C}$ の場合の解析結果 $T_i=12^\circ\text{C}$ の場合の結果を図11~13に示す。図11から明らかなように、この場合も $T_i=6^\circ\text{C}$ 及び 8°C の場合と同様、最初下降流が生じ、その後流れの逆転が起こり、更に時間が経過し水温が全体的に減少するに連れて流れが弱くなる。ただし、 $T_i=12^\circ\text{C}$ では、初期の下降流は非常に強く (図11(a))，

Fig.14 Comparison of the variations of the mean Nusselt number over the cylinder surface

Fig.15 Comparison of the variations of the mean water temperature

図 1 2 の $\tau=0.293$ の曲線から明らかのように, Nu は $T_i=8^\circ\text{C}$ の場合に比べ, 円筒表面の大部分で, 大きくなっている (図 9 の $\tau=0.292$ の曲線と比較). また, 円筒に沿った上向き流れが発達し始めた, 図 1 1 (b) と図 8 (b) の τ の値の比較から明らかのように, $T_i=12^\circ\text{C}$ では, 円筒回りの水が 4°C 程度まで冷却されるのに時間が更にかかるため, $T_i=8^\circ\text{C}$ の場合に比べ, 流れの逆転の発生は遅れる. また, 図 1 1 (b) 及び図 1 1 (c) から分かるように, $T_i=12^\circ\text{C}$ の場合, 容器上部に強い温度成層領域が形成されるために, 上昇流の発達も遅れている. 従って, 図 1 0 と図 1 3 を比較すると, 点 A-B 間は $T_i=12^\circ\text{C}$ の場合の方が, $T_i=8^\circ\text{C}$ の場合に比べ, かなり大きくなっている.

3.5 円筒表面平均ヌセルト数と平均水温の時間変化の比較 最後に, 前述した円筒表面平均ヌセルト数 $\overline{Nu}$ の時間変化をまとめて再プロットしたものを図 1 4 に示した. また, 図 1 5 には, 面積平均無次元水温 $\bar{\theta}$ の時間変化の比較を示した. $\bar{\theta}=(\bar{T}-T_i)/(T_w-T_i)$ と定義されており, 水が完全に冷却された時 ($\bar{T}=T_w$ の時), $\bar{\theta}=1.0$ となる. 図 1 4 から, T_i が 6°C から増加するにつれて流れが逆転する時刻が遅くなり, また, 上向き流れが長時間続くことが良く分かる. 図 1 5 を見ると, まず $T_i=4^\circ\text{C}$ の場合, $\overline{Nu}$ が時間と共に単調に減少するため (図 1 4 参照), $\bar{\theta}$ の時間 τ に対する増加割合は時間の経過と共に減少しており, $\bar{\theta}$ の値は $\tau>1.5$ では他の T_i の場合に比べ, 小さくなっていることが分かる. $T_i=6^\circ\text{C}$ 及び 8°C の場合, $\bar{\theta}$ はほぼ同様の変化を示しており, $\overline{Nu}$ の時間的減少が押さえられる期間 (図 1 4 の A-B 区間), $\bar{\theta}$ は τ に対してほぼ直線的に増加していることが分かる. $T_i=12^\circ\text{C}$ ではこの A-B 区間がかなり長いため, $\bar{\theta}$ が直線的に増加する期間が長く, 結果として, $\tau>2$ では他の T_i の場合に比べ $\bar{\theta}$ の値は大きくなっており, 水の冷却が速く進むことが分かる.

4. 結 論

矩形容器内に置かれた冷却円筒回りの水の非定常自然対流を数値解析によって調べ, 水の密度逆転が温度分布, 速度分布, 円筒表面ヌセルト数及び平均水温の時間変化に及ぼす影響を明らかにした. その結果を要約すると次のとおりである.

(1) 水の初期温度 $T_i=8^\circ\text{C}$ 及び円筒表面温度 $T_w=0.5^\circ\text{C}$ の条件下で数値計算を行い, 実験結果と比較したところ, 温度分布及び流動状態の時間変化の良い一致が見られ, 計算

モデルの妥当性が確認できた.

(2) $T_w=0^\circ\text{C}$ に固定し, T_i を $4, 6, 8$ 及び 12°C に変化させて計算を行った結果, $T_i=4^\circ\text{C}$ では全時間に渡って, 円筒に沿って上向きの単純な流動状態が観察された. 一方, $T_i>4^\circ\text{C}$ ではいずれの場合も, 最初下向きの流れが生じるが, 円筒付近に約 4°C の水の領域が増加すると, この流れは弱くなり, ついには水の密度逆転のために, 流れの逆転が起こり, 水は円筒に沿って上向きに流れ始める. 時間の経過と共にしばらくはこの流れは強くなるが, 水温が全体的に低下すると, 流れは再び弱くなる.

(3) $T_i=4^\circ\text{C}$ の場合, 円筒表面平均ヌセルト数 $\overline{Nu}$ は時間と共に単調に減少する. $T_i>4^\circ\text{C}$ の場合, $\overline{Nu}$ は最初減少し, 流れの逆転が起こり始める時刻で最小となった後, わずかに増加し, 上向きの流れが弱くなると再び減少する. また, $\overline{Nu}$ が増加する期間は T_i が大きいほど大きいことが分かった.

(4) $T_i=4^\circ\text{C}$ の場合, 平均水温 $\bar{\theta}$ の時間的増加割合は時間とともに減少するが, $T_i>4^\circ\text{C}$ の場合には, $\overline{Nu}$ がわずかに増加する期間では, $\bar{\theta}$ の時間に対する増加割合の減少が抑えられ, 水の冷却が効果的に進む. 特に, $T_i=12^\circ\text{C}$ では, その期間が長いので, 時間が経過すると, 他の T_i の場合と比較して, $\bar{\theta}$ の値が大きくなり, 水の冷却が速い.

文 献

- (1) Seki, N., et.al., *Warme- und Stoffubertragung*, 11(1978), 145.
- (2) Lin, D.S. and Nansteel, M.W., *Int. J. Heat Mass Transfer*, 30-11(1987), 2319.
- (3) Braga, S.L., and Viskanta, R., *Int. J. Heat Mass Transfer*, 35-4(1992), 861.
- (4) 石川・他 2 名, 機論, 59-558(1993), 564.
- (5) Tong, W., and Koster, J.N., *Int. J. Heat Mass Transfer*, 37-6(1994), 927.
- (6) McDonough, M.W., and Fagri, A., *Int. J. Heat Mass Transfer*, 37-5(1994), 783.
- (7) 鳴海・他 2 名, 機論, 56-527(1990), 2077.
- (8) Gebhart, B. and Mollendorf, J., *J. of Fluid Mechanics*, 89(1978), 673.
- (9) Thompson, J.F., et. al., *J. of Computational Physics*, 24(1977), 274.
- (10) 賈為・中村・保原, ながれ, 9(1990), 34.
- (11) 北川, 熊本大学修士論文(1996).
- (12) 草野, 熊本大学博士論文(1996).
- (13) 笹口・草野, 日本冷凍協会論文集, 12-3(1995), 295.