

第5章 水中に置かれた2本の水平な伝熱管周りの凍結現象とブリッジング時間

5.1 緒言

相変化現象は工学的に重要な現象であり、現在まで多くの研究が行なわれてきている。実験的な研究としては古くから多くの報告がある。斎藤らは密度反転を伴う水平な円管内、外の凍結過程について、凍結界面形状に対する自然対流の影響を明らかにした⁽²⁻³⁾。笹口らは2本の円管周りの固-液相変化に対して、初期水温が凝固過程に及ぼす影響及び管壁温が融解過程に及ぼす影響を明らかにした⁽⁴⁾。また、鳥越らは、水平な円管群周りの固-液相変化過程について、管の本数や配置の影響を調べている⁽⁵⁾。

一方、数値解析を行なう場合、相変化現象は固相と液相との境界が時間とともに移動する移動境界問題となるために、界面位置の取り扱いの上で困難な問題となる。この問題に対する解析方法を大別すると、固相と液相を別々の式で解き、相界面でのエネルギーバランス式によって界面の位置及び移動を決定する Multi-domain model と、固相と液相を区別せず混合モデルによる一組の式で解く Single-domain model がある⁽⁶⁾。

Multi-domain model には境界固定法や Body fit 法などがある。境界固定法は正確な相界面位置を求めることが出来るという利点があるが、相界面形状が複雑な場合には界面位置の取り扱い上の問題がある。Body fit 法は、境界固定法では困難な複雑な問題でも解析可能なように改良したものであるが、時間ステップごとにメッシュ生成を行なう必要があり計算時間が多くかかるという問題がある。Single-domain model にはエンタルピ法や潜熱を比熱に組み込む方法などがあり、いずれの場合もモデル全体を同一の方程式で解くことが出来る。また、Multi-domain model よりも複雑な幾何学形状に対応できるという利点があり、現在ではより多く使用されている。しかし、欠点として相界面位置が若干曖昧になることが挙げられるが、格子を細かくすることである程度防ぐことが出来る。

このような解析手法を用いて相変化現象を解析した例はこれまでいくつか報告されている。Multi-domain model により相変化現象を解析した例としては、古くは斎藤らが境界固定法により水平な円管周りの凍結問題を解析し⁽⁷⁾、近年では廣瀬らが管内部の融解問題を解析している⁽²⁾。また、H.Rieger らは body fit 法により水平な円管周りの融解問題を解いている⁽⁸⁾。Single-domain model による相変化現象を解析した例としては、笹口らがエンタルピ法により水平な円管周りや矩形容器内の凍結問題を解いている⁽⁹⁾。また、潜熱を比熱に組み込む方法により T.J.Scanlon らが矩形容器内の融解・凍結問題について⁽¹⁰⁾、千葉らが円管内を流れる水の凍結問題について解析している⁽¹¹⁾。

笹口らは Single-domain model であるエンタルピ法により、水平な円管まわりや矩形容器内の凍結問題について先駆的な研究⁽¹²⁾を行ったが、解析領域全体を写像する手法のため、管周りの全周での相変化や対称性のない管群まわりの相変化などへの展開が困難であった。しかしながら先頃、Single-domain model を用い、潜熱を比熱に組み込む方法を使用した解析法が示され、対称性を有さないモデルや管群モデルへの拡張性を有することが報告⁽¹³⁻¹⁴⁾されている。種々のモデルに対する相変化現象に関する研究は近年の省エネルギー化を背景に益々盛んに行われてきている。

スタティック型の氷蓄熱装置では、管群から成長した氷がお互い結合（ブリッジング）した後、さらに凍結を続けると蓄熱効率の低下や管群の損傷を招くことが知られており、これがシステムのコンパクト・高性能化を妨げる一つの要因となっている。このためブリッジング時間の推定は氷蓄熱装置の設計指針を得る上で重要である。

円筒周りの凍結過程を研究した報告として、笹口らの2本管において初期水温が凍結過程に及ぼす影響を明らかにしたものがある。また鳥越らは凍結・融解に対する管の本数や配置の影響を調べている。しかし前者の研究では管配置は重力方向と2円管それぞれの中心が一致する同軸配置だけであり、後者の研究は円管周りの凍結層同士の結合までは至っていない。また実際のスタティック型の氷蓄熱装置において性能が高く、効率的な伝熱管の配置を解析的に調べた研究は著者らの知る限り見受けられず、若干の実験結果とその定性的な説明が報告されているにすぎない。

そこで本章では、実用上の観点からブリッジングについて着目し、凍結現象に加えてブリッジング時間の数値的予測の可能性を探ることを目的としている。水中に2本の水平な楕円形状伝熱管を鉛直方向に一定の距離だけ離して配置した場合を想定し管の直径や軸間距離、また管の壁温と水温をパラメータとして変化させた場合において前述の Single-domain model を用い、潜熱を比熱に組み込む手法により数値解析を行い、伝熱管が2本であり、同軸配置ならびに同軸配置された伝熱管の管中心を水平方向にずらした場合、すなわち異軸配置した場合において数値解析と実験を行い、伝熱管の配置を変えることが管周りの凍結層の生成挙動やブリッジング時間にどのような影響を及ぼすのか詳細に研究した。

5.2 同軸における数値解析

5.2.1 物理モデルおよび座標系

図 5.2.1 に本研究で用いた物理モデルおよび座標系を示す。

図中の一点鎖線は解析における計算領域を表す周囲境界面を示しており，破線は計算領域を重ね合わせるための接合境界面を示している．座標系には計算領域左下を原点 O とするデカルト座標系を用いた．

5.2.2 同軸におけるブリッジング時間の判定

一般座標系による計算では物理平面(x, y)をデカルト座標系である計算平面 (ζ, η) に写像して計算を行うことになる．2 本管の場合を例に計算で使用する物理平面及び計算平面の簡略図をそれぞれ図 5.2.2(a), 図 5.2.2(b)に示す．2 本管の場合は図 5.2.2(a)のように上下管まわりの格子を積み重ねる手法により計算を行っている．図 5.2.2(a)及び図 5.2.2(b)中の数字は物理平面と計算平面との対応箇所を示している．図 5.2.2(a)及び図 5.2.2(b)に示すように物理平面上の各格子点は，管毎に管の周方向を η 軸，管の中心から半径方向を ζ 軸とする計算平面上の各格子点へ写像される．

相変化の取り扱い，格子点毎に温度が T_S より大きければ液相， T_S 以下であれば固相とした．ブリッジングは一方の管壁から他方の管壁へ達する各々の η 格子線に着目し，この η 格子線上の各格子点（図 5.2.3 中のプロット点）の状態が全て固相に変化したと判断される η 格子線が 1 本でも現れたときの時刻を監視しておき，これをブリッジング時間 (t_b) とした．

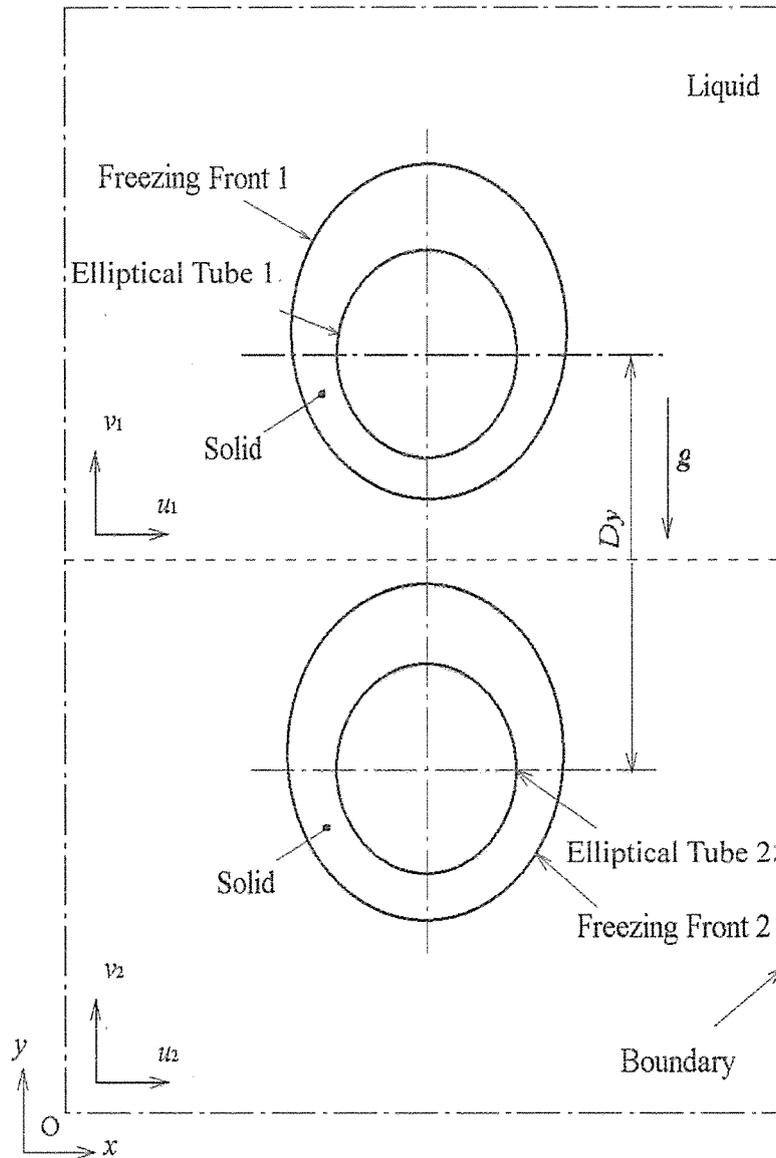
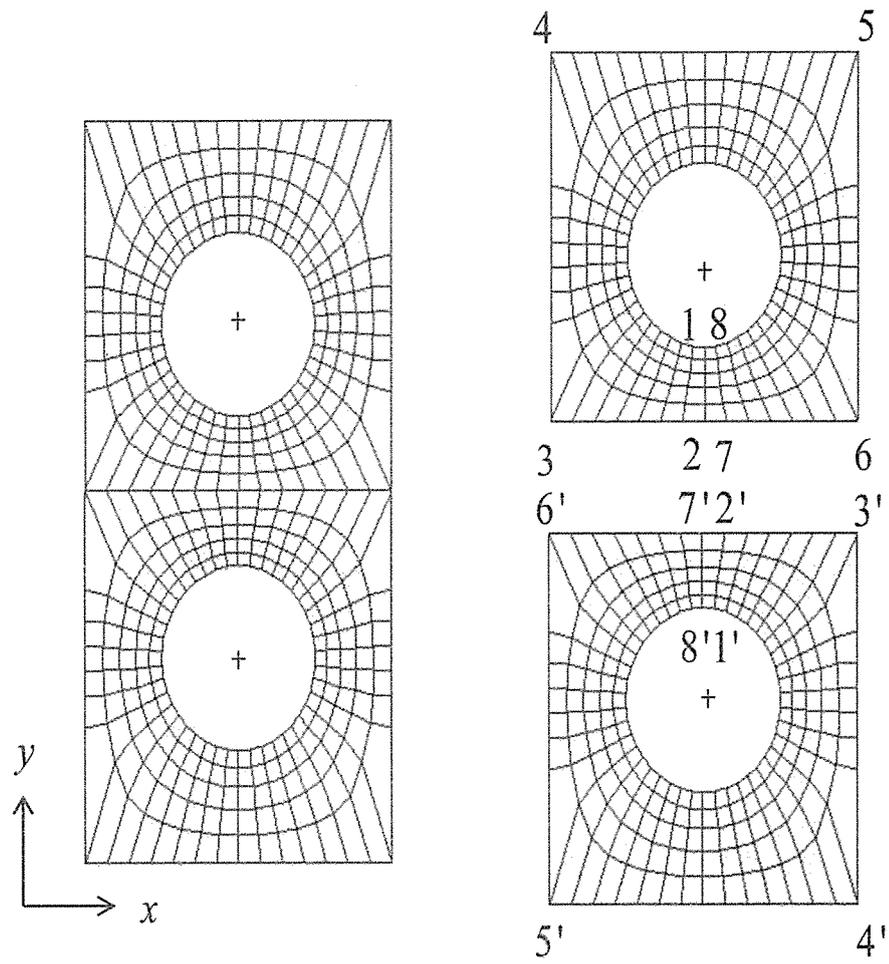
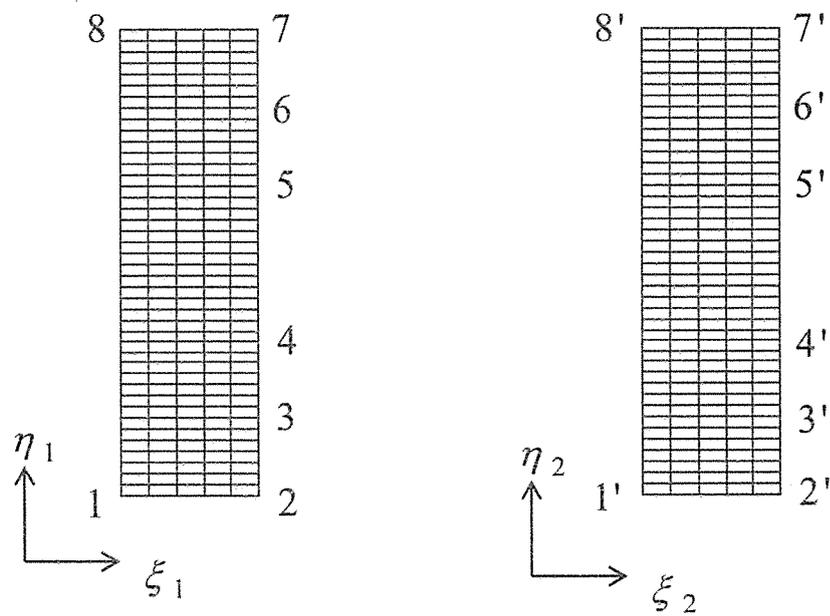


Fig.5.2.1 Physical model and coordinate systems for two elliptical tubes.



(a) Physical plane



(b) Computational plane

Fig. 5.2.2 Grid system around elliptical tube.

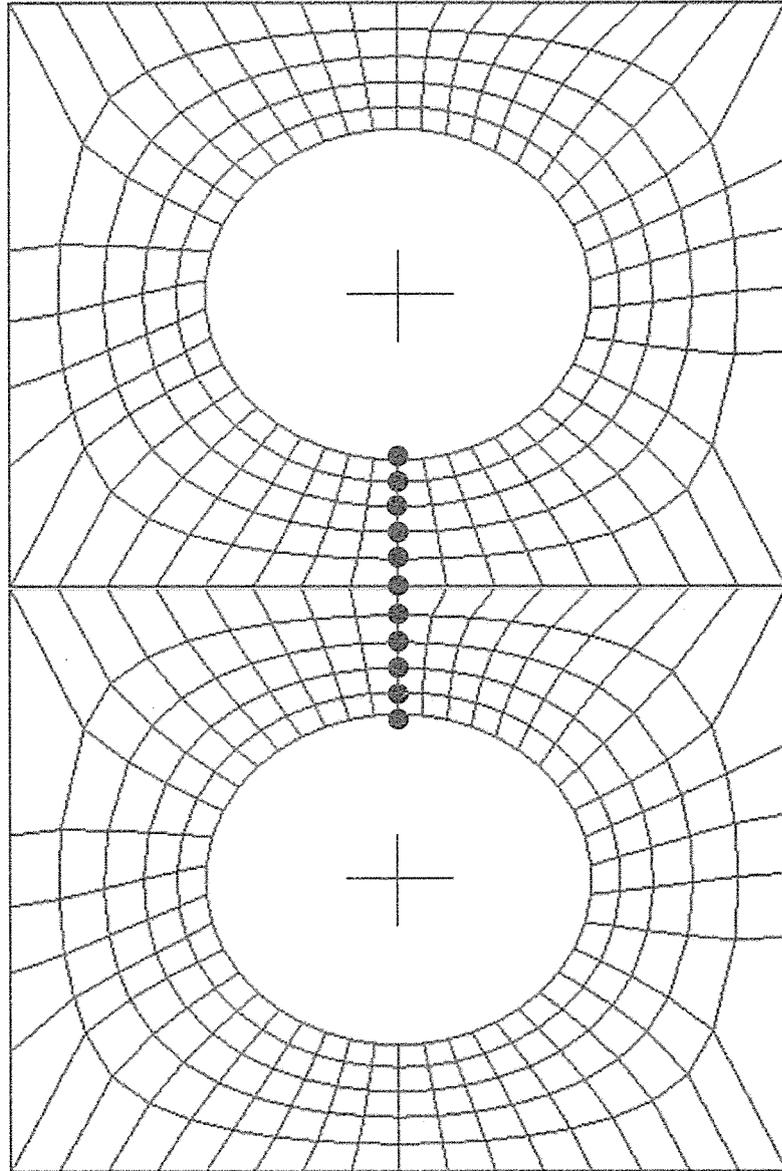


Fig.5.2.3 Judgment of bridging time.

5.2.3 同軸におけるブリッジング現象

図 5.2.4 に管径 $D = 40 \times 10^{-3}$ m, 楕円率 0.85, $T_{mi} = 4.0$ °C, $T_l = -10.0$ °C の場合の数値解析結果を示す. 図 5.2.4(a) はブリッジング前の状態, 図 5.2.4(b) はブリッジング直後の状態を示す.

管まわりの水は凍結して氷層が成長し, 氷層で冷やされた水は密度の低下により上昇流となり, 上下管の氷層まわりで加速され氷上部側で速度の大きな流れとなる様子がわかる. ブリッジング後は, 氷層の結合により流れは管の左右に完全に分離される. 他の箇所と比較して流れの弱い管壁間において水温の低下している領域では, ブリッジング後氷の成長速度が一時的に高まると考えられる.

図 5.2.5 には図 5.2.4 と同じ条件における凍結界面の周長の時間的变化を示した. 凍結界面は温度 0 °C の伝熱面となり, 数値解析は 2 次元であることから伝熱面積は凍結界面の長さに比例する. 図から伝熱面積はブリッジングにより減少し, その後少しずつ増加するが全体的に大きな変化のないことがわかる. このことから蓄熱能力を向上させるにはブリッジングを避けることが必要であり, ブリッジング時間を知ることが重要であることがわかる.

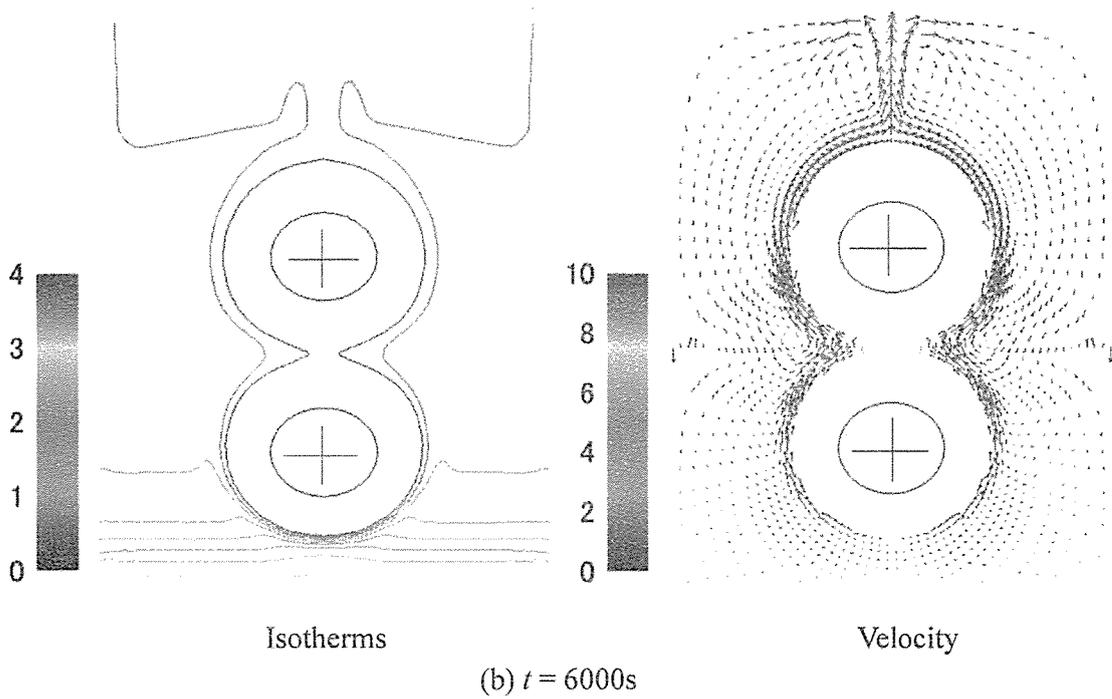
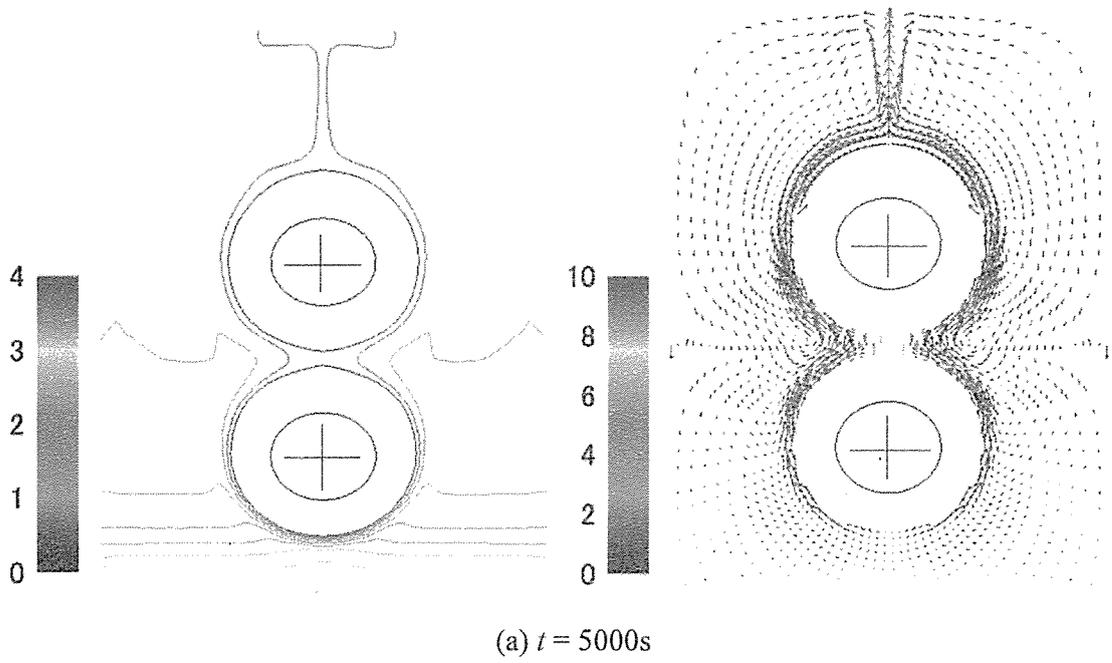


Fig.5.2.4 Isotherms and velocity fields by analysis for two elliptical tubes.
 ($\alpha = 0.85$, $D_x = 0$ mm, $D_y = 80$ mm, $\varphi_{g1} = \varphi_{g2} = 90^\circ$, $T_{im} = 4.0$ °C, $T_{l,1} = T_{l,2} = -10$ °C)

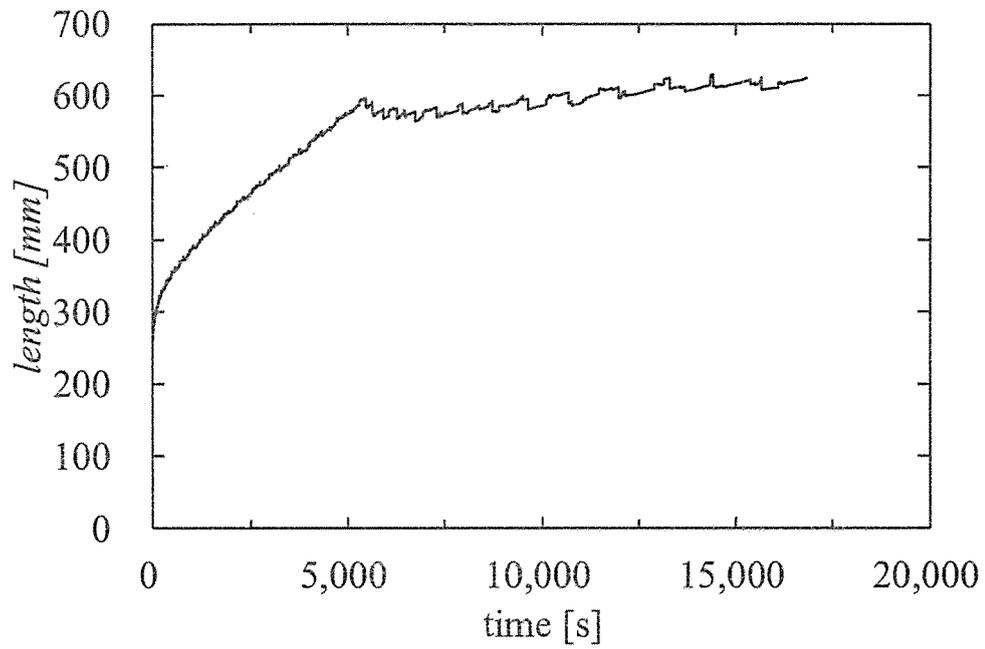


Fig.5.2.5 Transient circumferential length of ice layer.

($\alpha = 0.85$, $D_x = 0$ mm, $D_y = 80$ mm, $\varphi_{g1} = \varphi_{g2} = 90^\circ$, $T_{ini} = 4.0$ °C, $T_{i,1} = T_{i,2} = -10$ °C)

5.2.4 Stefan 問題の解

Stefan 問題とは、初期温度が 0°C の水において半無限領域の境界が温度一定に保たれる場合の凍結現象を考えたものであり、円管の内側における氷の成長については理論的な厳密解が求められている⁽¹⁵⁾。これを拡張すると水温 0°C の場合の円管周りの凍結についても理論解が求められる。円管の外部において氷の成長に伴って移動する凍結界面に対する Stefan 解は潜熱による発生熱量と界面から熱伝導で除去される熱量は等しいとし、次式より導かれる。

$$\rho_s L 2\pi r_s dr_s = \lambda_s \left(\frac{dT}{dr} \right)_{r=r_s} 2\pi r_s dt \quad (5.2.1)$$

$$\left(\frac{r_s}{R} \right)^2 \left[1 - \ln \left(\frac{r_s}{R} \right)^2 \right] = 1 + 4 \left(\frac{\lambda_s \Delta T t}{\rho_s L R^2} \right) = 1 + 4 \left(\frac{c_s \Delta T}{L} \right) \left(\frac{a_s t}{R^2} \right) \quad (5.2.2)$$

ここで r_s は凍結界面の半径、 $(dT/dr)_{r=r_s}$ は凍結界面における温度勾配である。式 (5.2.2) は 1 本管の場合であり、ブリッジングが成立する場所を 2 本の円管の中心軸上の中点と仮定し、2 本管に適用すると、 $(1/2)\{(Dy-2R)/R\} = \{(r_s-R)/R\}$ であることより、 $r_s/R = Dy/D$ であり、この Dy/D を無次元軸間距離として Dy^+ で表すと、Stefan 解におけるブリッジング時間に対する理論式として次式を得る。

$$t_{B,S} = \left[(Dy^+)^2 \left\{ 1 - \ln(Dy^+)^2 \right\} - 1 \right] / 4 \left(\frac{\lambda_s \Delta T}{\rho_s L R^2} \right) \quad (5.2.3)$$

式 (5.2.3) の右辺の分子は無次元軸間距離を変数とする関数であり、分母は相変化物質の物性値、水や管壁の温度と管径などから決定される定数となる。さらに無次元ブリッジング時間 ($t_{B,S}^+$) として次式を得る。

$$t_{B,S}^+ = a_s t_{B,S} / R^2 = \left[(Dy^+)^2 \left\{ 1 - \ln(Dy^+)^2 \right\} - 1 \right] / 4 \left(\frac{c_{p,s} \Delta T}{L} \right) \quad (5.2.4)$$

初期温度が 0°C 以外の無次元ブリッジング時間についても式(5.2.4)と同様に定義する。

5.2.5 同軸の解析における結果結果および考察

スタティック型の氷蓄熱装置はコンパクト・高性能化に加えて、コストと施工性の優位性を主張する向きから軸間距離を小さくする方向性があり、氷層のブリッジングによる蓄熱能力の低下が発生しやすくなる。そのため適切な設計距離を得るためにもブリッジング時間の予測は重要となる。

図 5.2.6 は管径を $D=40 \times 10^{-3} \text{m}$, $\alpha=0.85$, $\phi_{g1}=\phi_{g2}=90^\circ$ 楕円管の長軸横に配置され、 -10.0°C に設定し、初期水温を変化させた場合における Dy^+ に対する無次元ブリッジング時間の変化を示している。この Dy^+ を無次元軸間距離と楕円管短軸の比として Dy/b で表す。図の実線は式(5.2.4)に示す理論解、プロット点は数値解析により算出された無次元ブリッジング時間を示している。解析結果からは初期水温が低いものほど理論解に近づき、高いほど離れる傾向が見られ数値解析の妥当性が示される。

楕円管についても、無次元ブリッジング時間は Dy^+ に対し 2 次関数的に変化していると考えられたため、初期水温 $T_{f,i}$ をパラメータとして Dy^+ を変数に無次元ブリッジング時間を 2 次関数 $t_B^+ = \{ a(Dy^+)^2 + b(Dy^+) + c \} \cdot X(T_w)$ で近似した。ここで $X(T_w)$ は管壁温度により定まる値であり、データ整理上 $T_i = -10.0^\circ\text{C}$ の時を規準とし、 $X(T_w) = 1$ であるとして a , b , c を求めた。その代表的な近似関数を以下に示す。

$T_{mi} = 4.0^\circ\text{C}$ の場合：

$$t_B^+ = 15.411 (Dy^+)^2 - 33.379(Dy^+) + 17.822 \quad (5.2.5)$$

図中の線分はそれぞれの水温における 2 次関数による近似曲線を示しており、解析結果と良く一致しており、簡単なブリッジング時間予測が可能であると思われた。

初期温度 $T_{mi} = 4.0^\circ\text{C}$ の場合、水は最大密度付近にあり、図 5.2.7 に示すように、伝熱管まわりの冷却された水は密度が小さくなるため、伝熱管に沿う上向きの対流が生じる。初期ではこの上昇流のために水槽上部側で水の冷却が進む。冷却の進行に伴い上昇流は弱くなり熱伝導が支配的となる。

$T_{mi} = 2.0^\circ\text{C}$ の場合の冷却・凍結過程は初期水温が低い分、現象は早まるものの $T_{mi} = 4.0^\circ\text{C}$ の場合と定性的に同様となる。このため、 $T_{mi} = 2.0^\circ\text{C}$ における無次元ブリッジング時間は水温に比例して減少するものと思われたが、図 5.2.6 からほとんど差がないことがわかる。

これらの図から異なる設定条件であっても管壁温度と初期水温をパラメータとすれば、管直径を変化させても無次元軸間距離に対する無次元ブリッジング時間はある

程度類型化できることがわかる．これにより 2 次関数を用いたブリッジング時間予測の可能性が示された．

また，図 5.2.8 には初期水温が 4.0°C より高い $T_{mi} = 7.0^{\circ}\text{C}$ の場合の代表的な時刻の数値計算結果を示す．図 5.2.8(a) に示すように，初期は $T_{mi} = 4.0^{\circ}\text{C}$ の場合と異なり伝熱管に沿う下向きの流れが生じる．この下降流によって水槽下部に 4.0°C 程度の水が滞留し，冷却が進むと，図 5.2.8(b) に示すように下部伝熱管まわりで流れの逆転が起こり，上昇流が生じ始める．この上昇流は次第に発達し，上部伝熱管まわりにおいても上昇流が優勢となり，ついには水槽全体を支配するようになる．さらに冷却が進むと時間の経過とともに上昇流は衰退し熱伝導が支配的となる(図 5.2.8(c))．

水中に置かれた 2 本の水平楕円管周りの凍結現象とブリッジング時間について数値解析を行い以下の知見を得た．

- (1) 水の密度反転などの影響を考慮した対流も含めた数値解析により，ブリッジング時間は初期水温に単純には比例しないことが明らかとなった．
- (2) 楕円管についてもブリッジング時間(t_b^+)は Dy^+ に対し 2 次関数的に変化していると考えられる．
- (3) 管壁温度と初期水温をパラメータとすれば，管直径を変化させても無次元軸間距離に対する無次元ブリッジング時間(t_b^+)は類型化でき，ブリッジング時間の予測が可能である．

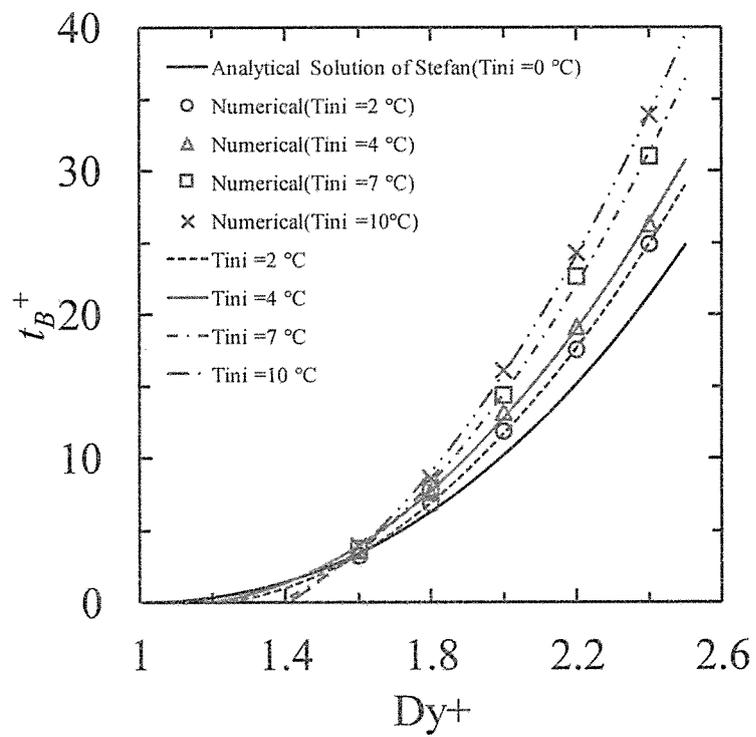


Fig.5.2.6 Comparison of bridging time by Stefan analytical solution and numerical analysis.
 ($\alpha = 0.85, D = 40\text{mm}, T_i = -10.0^{\circ}\text{C}, \varphi_{g1} = \varphi_{g2} = 90^{\circ}$)

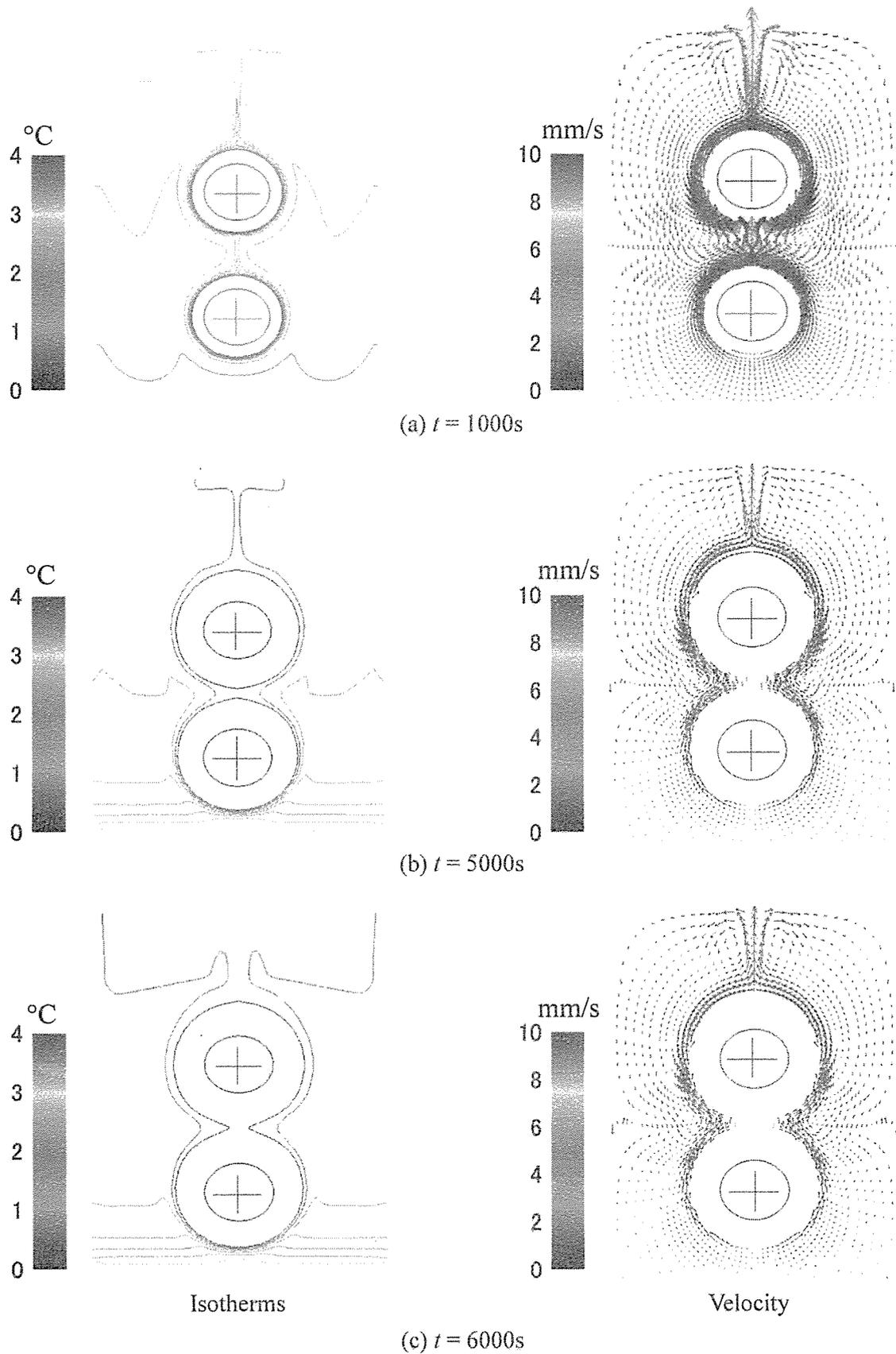
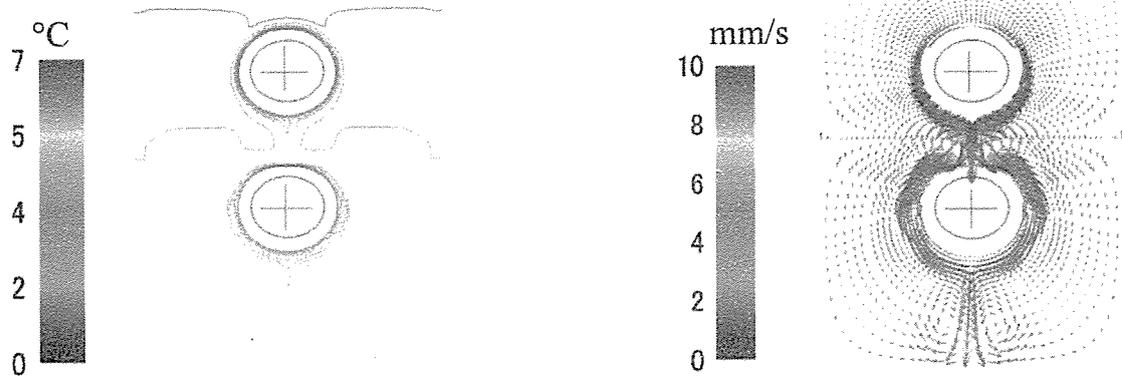
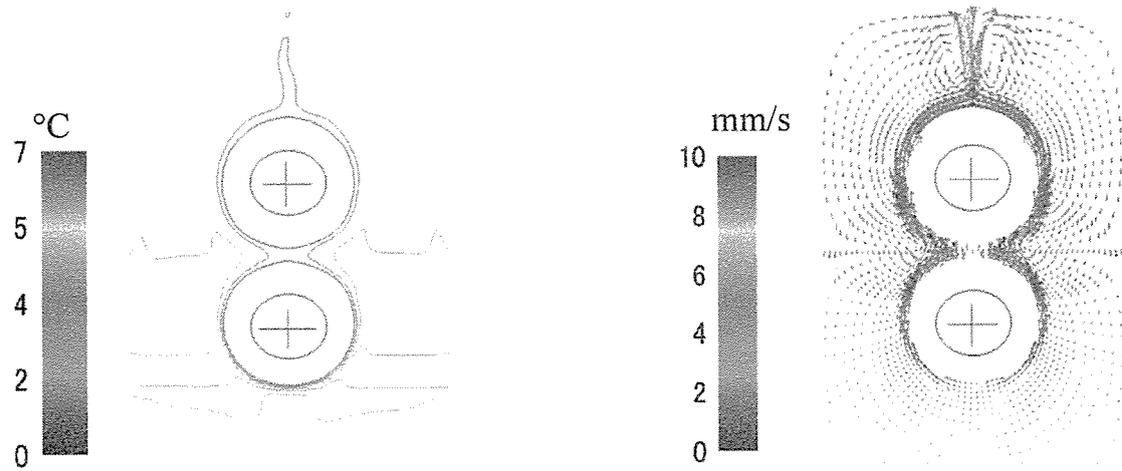


Fig.5.2.7 Isotherms and velocity fields by analysis for two elliptical tubes.

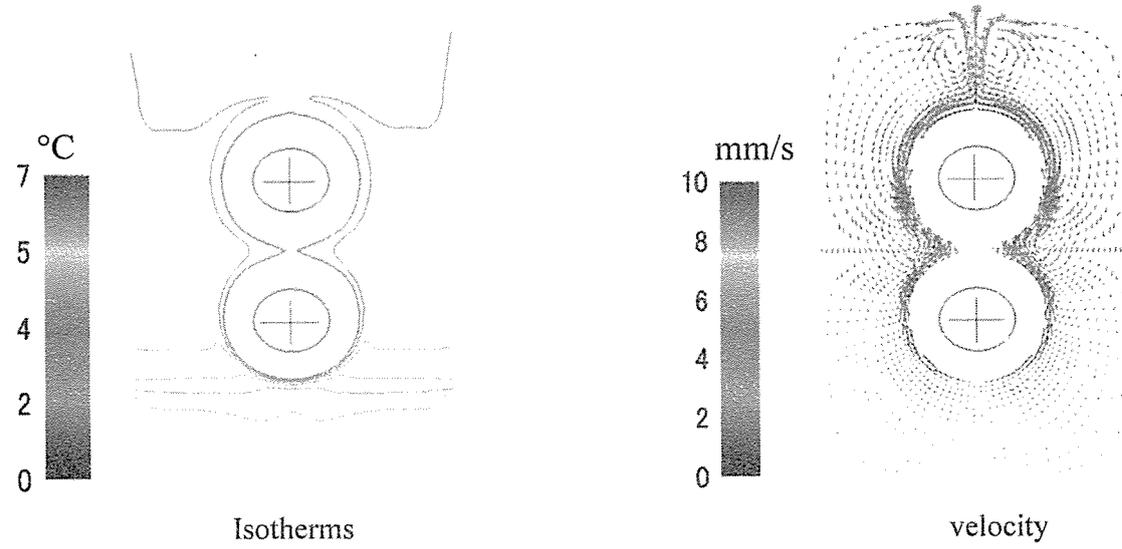
($\alpha = 0.85$, $D_x = 0$ mm, $D_y = 80$ mm, $\varphi_{g1} = \varphi_{g2} = 90^\circ$, $T_{ini} = 4.0$ °C, $T_{t,1} = T_{t,2} = -10$ °C)



(a) $t = 1000s$



(b) $t = 6000s$



(c) $t = 7000s$

Fig.5.2.8 Isotherms and velocity fields by analysis for two elliptical tubes.

($\alpha = 0.85, D_x = 0 \text{ mm}, D_y = 80 \text{ mm}, \varphi_{g1} = \varphi_{g2} = 90^\circ, T_{inl} = 7.0 \text{ }^\circ\text{C}, T_{t,1} = T_{t,2} = -10 \text{ }^\circ\text{C}$)

5.3 異軸における数値解析

5.3.1 物理モデルおよび座標系

図 5.3.1 に本研究で用いた物理モデルおよび座標系を示す。

図中の一点鎖線は解析における計算領域を表す周囲境界面を示しており、破線は計算領域を重ね合わせるための接合境界面を示している。座標系には計算領域左下を原点 O とするデカルト座標系を用いた。

5.3.2 異軸におけるブリッジング時間の判定

一般座標系による計算では物理平面 (x, y) をデカルト座標系である計算平面 (ξ, η) に写像して計算を行うことになる。2 本管の場合を例に計算で使用する物理平面及び計算平面の簡略図をそれぞれ図 5.3.2(a), 図 5.3.2(b) に示す。2 本管の場合は図 5.3.2(a) のように上下管まわりの格子を積み重ねる手法により計算を行っている。図 5.3.2(a) および図 5.3.2(b) 中の数字は物理平面と計算平面との対応箇所を示している。図 5.3.2(a) 及び図 5.3.2(b) に示すように物理平面上の各格子点は、管毎に管の周方向を η 軸、管の中心から半径方向を ξ 軸とする計算平面上の各格子点へ写像される。

相変化の取り扱いは、格子点毎に温度が T_S より大きければ液相、 T_S 以下であれば固相とした。ブリッジングは一方の管壁から他方の管壁へ達する各々の η 格子線に着目し、この η 格子線上の各格子点（図 5.3.3 中のプロット点）の状態が全て固相に変化したと判断される η 格子線が 1 本でも現れたときの時刻を監視しておき、これをブリッジング時間 (t_b) とした。

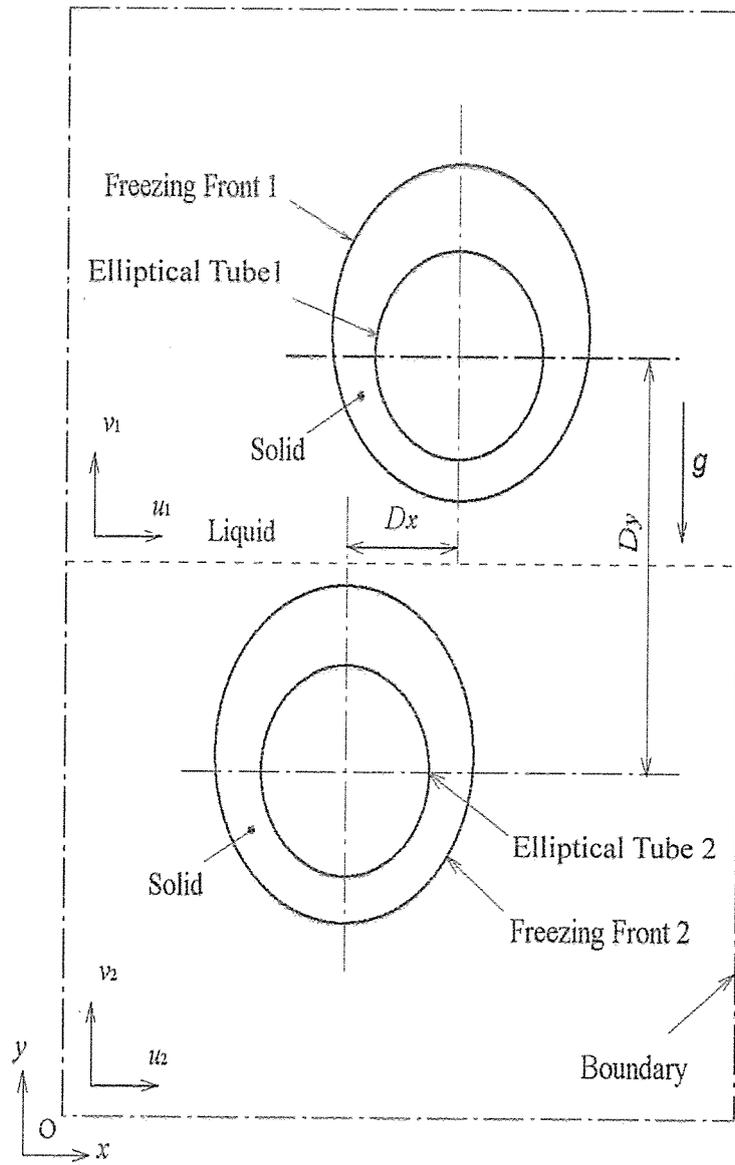
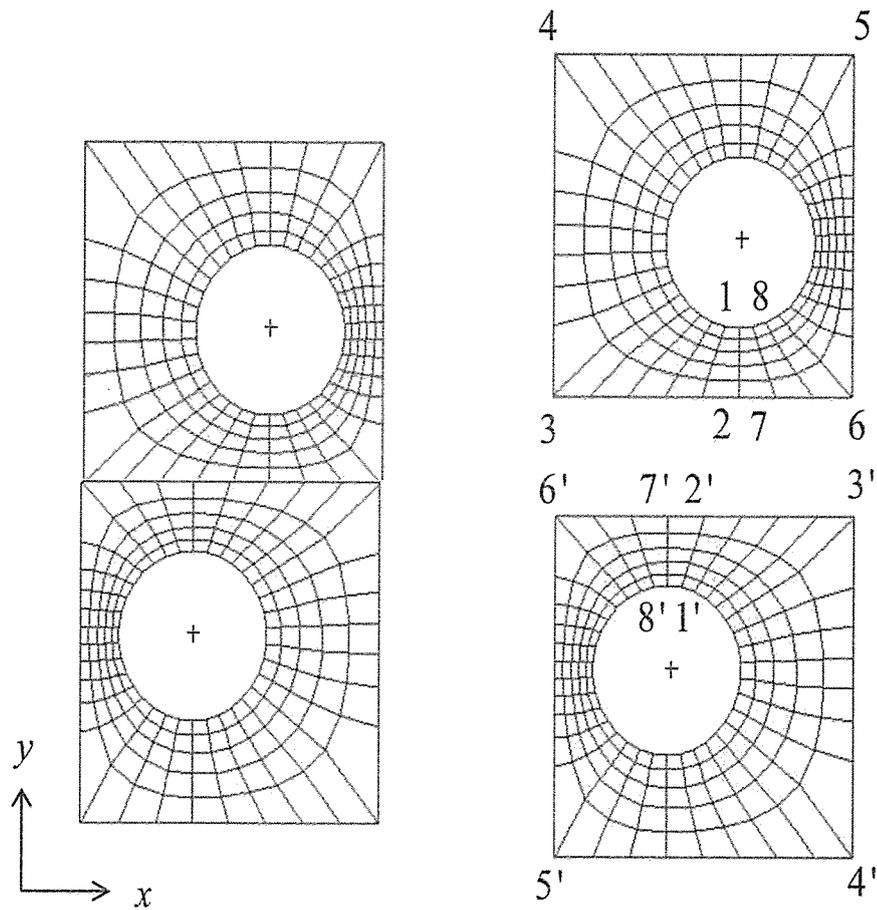
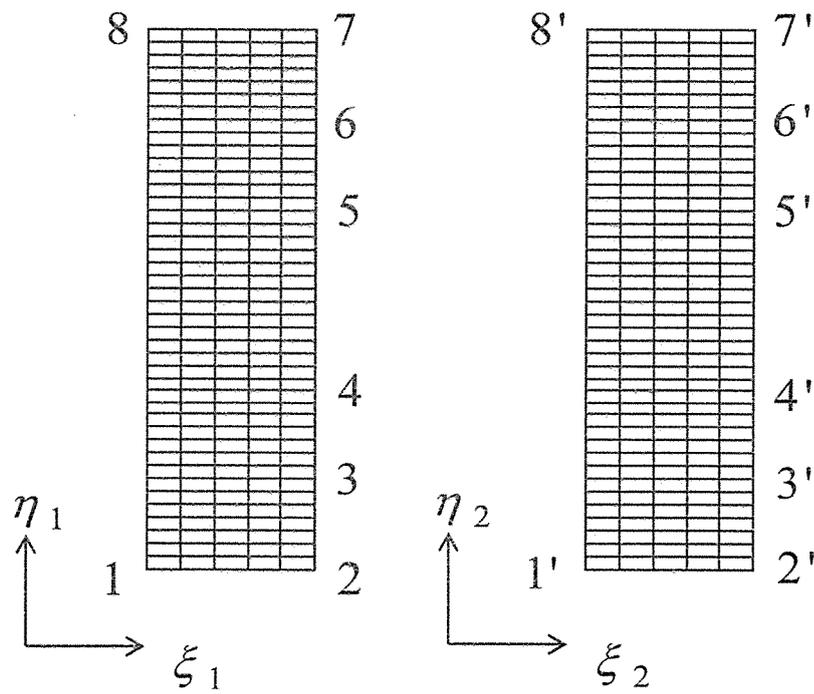


Fig. 5.3.1 Physical model and coordinate systems for two elliptical tubes.



(a) Physical plane



(b) Computational plane

Fig. 5.3.2 Grid system around elliptical tube.

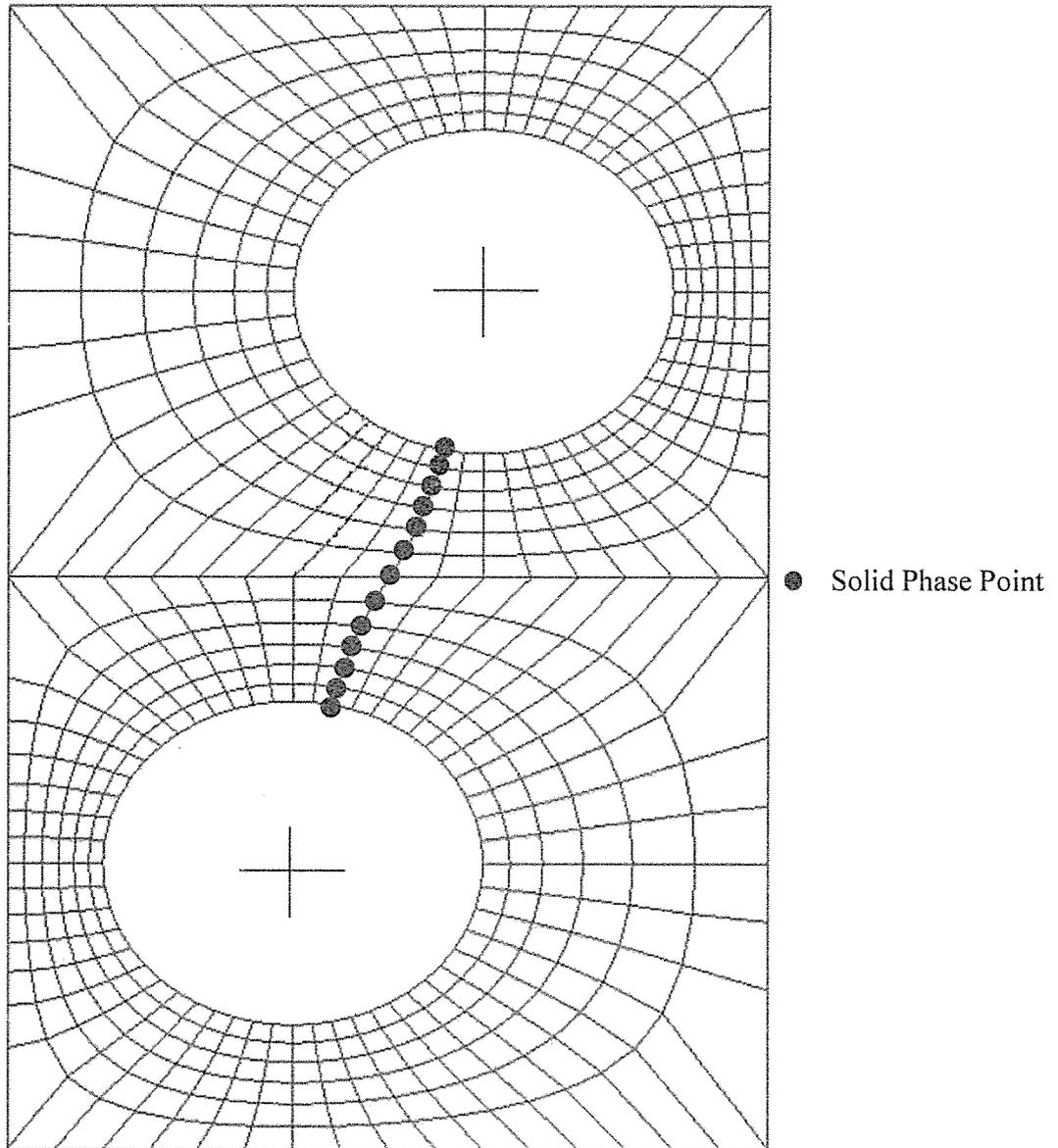


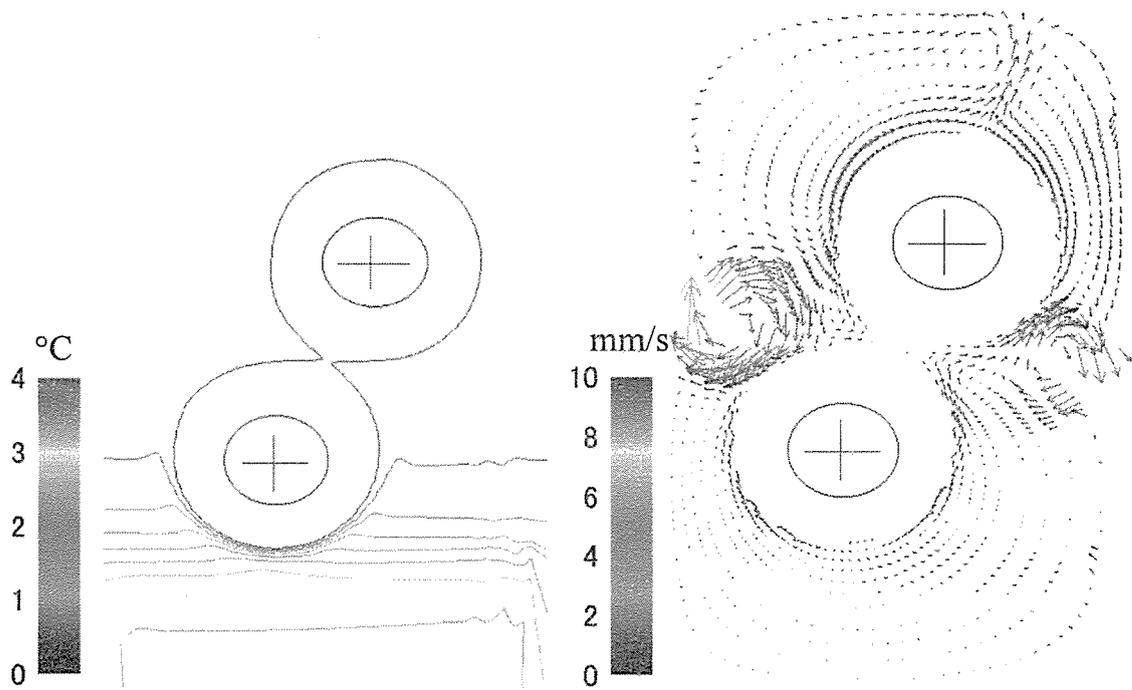
Fig.5.3.3 Judgment of bridging time.

5.3.3 異軸におけるブリッジング現象

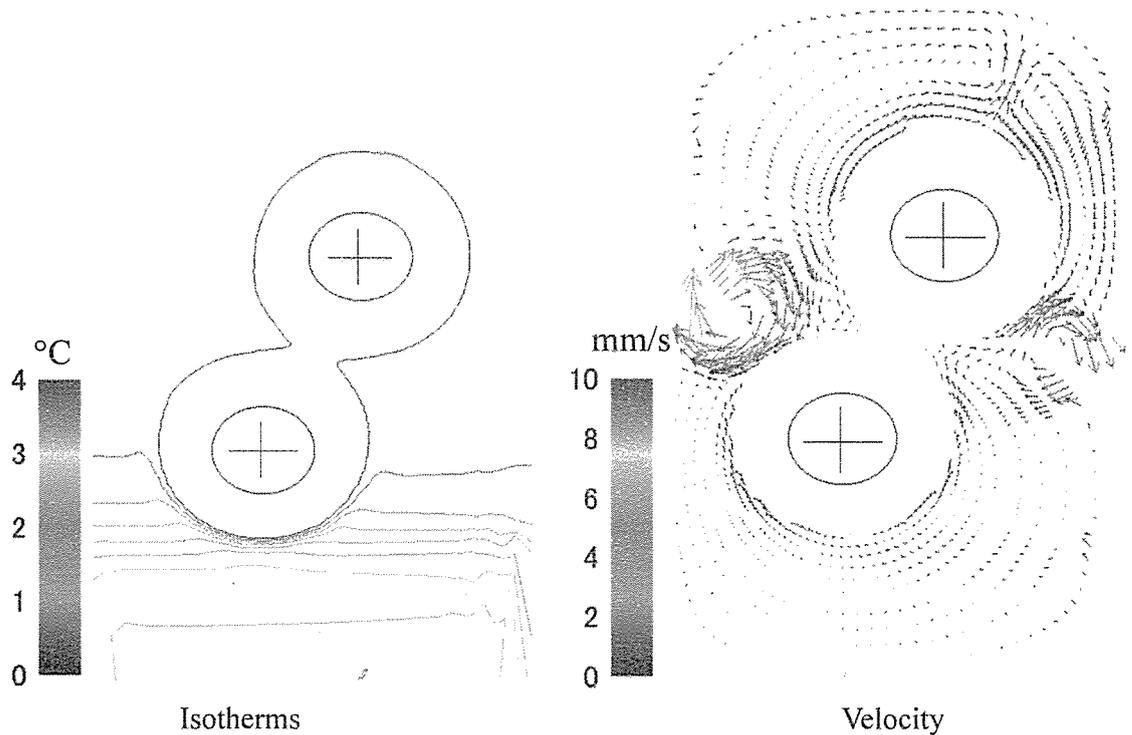
図 5.3.4 に管径 $D = 40.0 \times 10^{-3} \text{ m}$, 楕円率 0.85, $T_{ini} = 4.0 \text{ }^\circ\text{C}$, $T_l = -10 \text{ }^\circ\text{C}$ の場合の数値解析結果を示す. 図 5.3.4(a) はブリッジング前の状態, 図 5.3.4(b) はブリッジング直後の状態を示す.

伝熱管まわりの水は凍結して氷層が成長し, 氷層で冷やされた水は密度の低下により上昇流となり, 上下管の氷層まわりで加速され氷上部側で速度の大きな流れとなる様子がわかる. ブリッジング後は氷層の結合により流れは管の左右に完全に分離される. 他の箇所と比較して流れの弱い管壁間において水温の低下している領域では, ブリッジング後氷の成長速度が一時的に高まると考えられる.

図 5.2.5 には図 5.3.4 と同じ条件における凍結界面の周長の時間的変化を示した. 凍結界面は温度 $0 \text{ }^\circ\text{C}$ の伝熱面となり, 数値解析は 2 次元であることから伝熱面積は凍結界面の長さに比例する. 図から伝熱面積はブリッジングにより減少し, その後少しずつ増加するが全体的に大きな変化のないことがわかる. このことから蓄熱能力を向上させるにはブリッジングを避けることが必要であり, ブリッジング時間を知ることが重要であることがわかる.



(a) $t = 7000\text{s}$



(b) $t = 8000\text{s}$

Fig.5.3.4 Isotherms and velocity fields by analysis for two elliptical tubes.
 ($\alpha = 0.85$, $D_x = 40\text{ mm}$, $D_y = 80\text{ mm}$, $\varphi_{g1} = \varphi_{g2} = 90^\circ$, $T_{int} = 4.0\text{ }^\circ\text{C}$, $T_{t,1} = T_{t,2} = -10\text{ }^\circ\text{C}$)

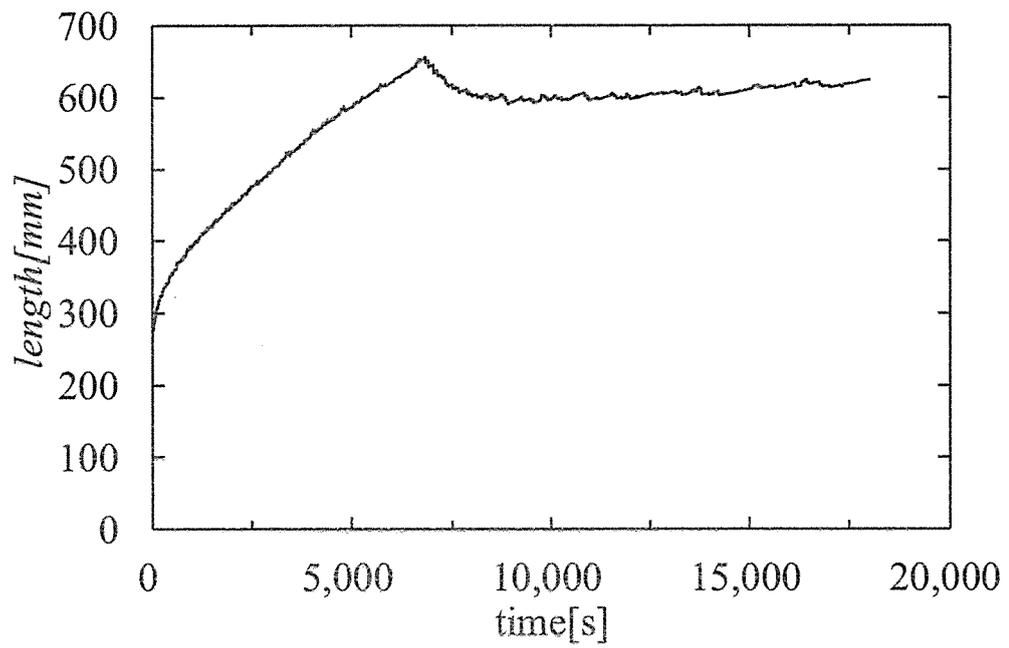


Fig.5.3.5 Transient circumferential length of ice layer.

($\alpha = 0.85$, $D_x = 40$ mm, $D_y = 80$ mm, $\varphi_{g1} = \varphi_{g2} = 90^\circ$, $T_{mi} = 4.0$ °C, $T_{l,1} = T_{l,2} = -10$ °C)

5.3.4 Stefan 問題の解

Stefan 問題とは、初期温度が 0°C の水において半無限領域の境界が温度一定に保たれる場合の凍結現象を考えたものであり、円管の内側における氷の成長については理論的な厳密解⁽¹⁵⁾が求められている。これを拡張すると水温 0°C の場合の円管周りの凍結についても理論解が求められる。これについては 5.2 の部分で詳述した。

異軸配置の場合は、ブリッジングが成立する場所を 2 本の円管の中心軸上の中点と仮定し、 $Lr = \sqrt{Dx^2 + Dy^2}$ であるとして 2 本管に適用すると、 $(1/2)\{(Lr-2R)/R\} = \{(r_s - R)/R\}$ であることより、 $r_s/R = Lr/D$ であり、この Lr/D を無次元軸間距離として Lr^+ で表すと、Stefan 解におけるブリッジング時間に対する理論式として次式を得る。

$$t_{B,S} = \left[(Lr^+)^2 \left\{ 1 - \ln(Lr^+)^2 \right\} - 1 \right] / 4 \left(\frac{\lambda_s \Delta T}{\rho_s L R^2} \right) \quad (5.3.1)$$

式(5.2.1)の右辺の分子は無次元軸間距離を変数とする関数であり、分母は相変化物質の物性値、水や管壁の温度と管径などから決定される定数となる。さらに無次元ブリッジング時間 ($t_{B,S}^+$) として次式を得る。

$$t_{B,S}^+ = a_s t_{B,S} / R^2 = \left[(Lr^+)^2 \left\{ 1 - \ln(Lr^+)^2 \right\} - 1 \right] / 4 \left(\frac{c_{p,s} \Delta T}{L} \right) \quad (5.3.2)$$

初期温度が 0°C 以外の無次元ブリッジング時間についても式 (5.3.2) と同様に定義する。

5.3.5 異軸の解析における結果および考察

図 5.3.6 には軸間距離を $D_x = 1.0D$, $D_y = 2.0D$ として, 初期水温が $T_{f,i} = 7.0^\circ\text{C}$ の場合の代表的な時刻の数値計算結果を示す. 水の密度は約 4°C で最大となる. このため初期は伝熱管に沿う下向きの流れが生じる. この下降流によって水槽下部に 4.0°C 程度の水が滞留し, 冷却が進むと図 5.3.6(b) に示すように下部管まわりで流れの逆転が起こり, 上昇流が生じ始める. この上昇流は次第に発達し上部管まわりにおいても上昇流が優勢となり, ついには水槽全体を支配するようになる. さらに冷却が進むと時間の経過とともに上昇流は衰退し熱伝導が支配的となる(図 5.3.6(c)). また, 初期温度 $T_{ini} = 4.0^\circ\text{C}$ の場合, 水は最大密度付近にあり, 図 5.3.7 に示すように, 管まわりの冷却された水は密度が小さくなるため, 管に沿う上向きの対流が生じる. 初期ではこの上昇流のために水槽上部側で水の冷却が進む. 冷却の進行に伴い上昇流は弱くなり熱伝導が支配的となる.

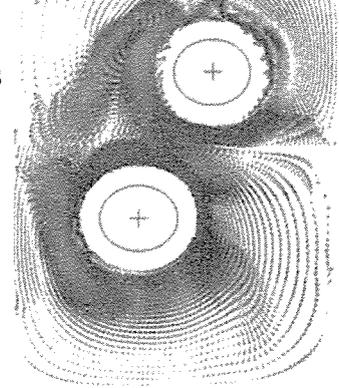
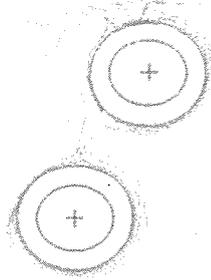
また, 図 5.3.8 には管壁温度 T_l を -10.0°C に設定し, $D = 40.0 \times 10^{-3} \text{m}$ 伝熱管軸間の垂直距離を $D_y = 2D$ と固定され, 水平距離を $D_x = 0D$, $D_x = 0.5D$ および $D_x = D$ と変化させた場合について, 初期水温の変化における D_y^+ に対する無次元ブリッジング時間の変化を示す.

図の実線は式(5.3.2)より算出された無次元ブリッジング時間 $t_{b,s}^+$, プロット点は数値解析結果から算出された無次元ブリッジング時間を示している. また, それぞれの線分は初期水温をパラメータとした場合に楕円伝熱管の短径に対して得られた値の平均値を求め, これをもとに 2 次関数を用いて表した近似曲線を示している.

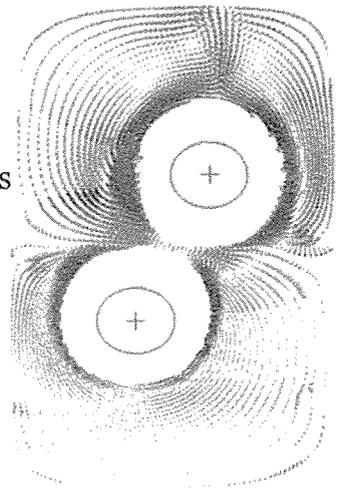
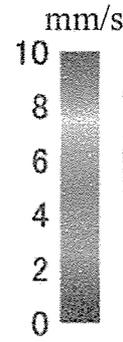
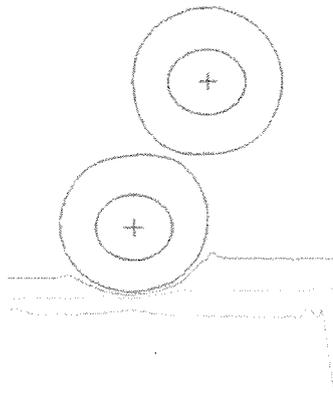
図から異なる D_x であっても任意の管壁温度において初期水温をパラメータとすれば, 無次元軸間距離に対する無次元ブリッジング時間はある程度類型化できることがわかる. また, 数値予測データが少ないため, 予測近似式は若干ずれがあったが, これは, 楕円管の場合には, 中心距離を無次元化する場合に困難がある. 結果として良い一致が見られ解析結果の妥当性が確認された. これにより異軸配置における 2 次関数を用いたブリッジング時間予測の可能性が示された. 楕円形状伝熱管のブリッジング時間は楕円管の回転角度に対するブリッジング時間の数値的予測は今後の課題として期待している.

水中に置かれた 2 本の水平な楕円形状伝熱管周りの凍結現象とブリッジング時間について数値解析を行い以下の知見を得た.

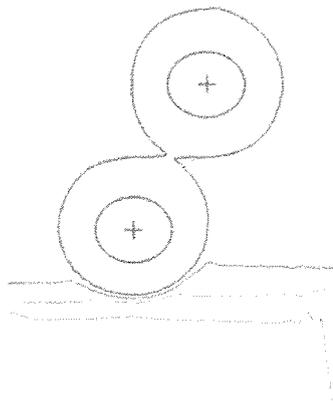
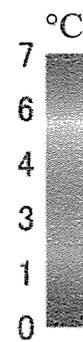
まず, 異軸配置においても同軸配置の場合と同様にブリッジング時間(t_b^+)は無次元軸間距離に対し 2 次関数的に変化していると考えられる. また, 任意の管壁温度において初期水温をパラメータとすれば, 上下管 x 方向軸間距離を変化させても無次元軸間距離に対する無次元ブリッジング時間(t_b^+)は類型化でき, ブリッジング時間の予測が可能である.



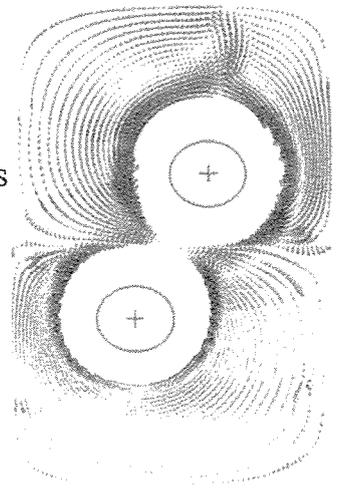
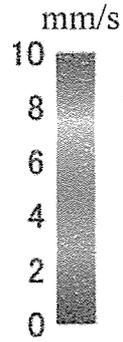
(a) 1800s



(b) 7800s



Isotherms



Velocity

(c) 8100s

Fig.5.3.6 Isotherms and velocity fields by analysis for two elliptical tubes.
 ($\alpha = 0.85$, $\varphi_g = 90^\circ$, $D_x = 40$ mm, $D_y = 80$ mm, $T_{ini} = 7$ °C, $T_{t,1} = -10.0$ °C, $T_{t,2} = -10.0$ °C)

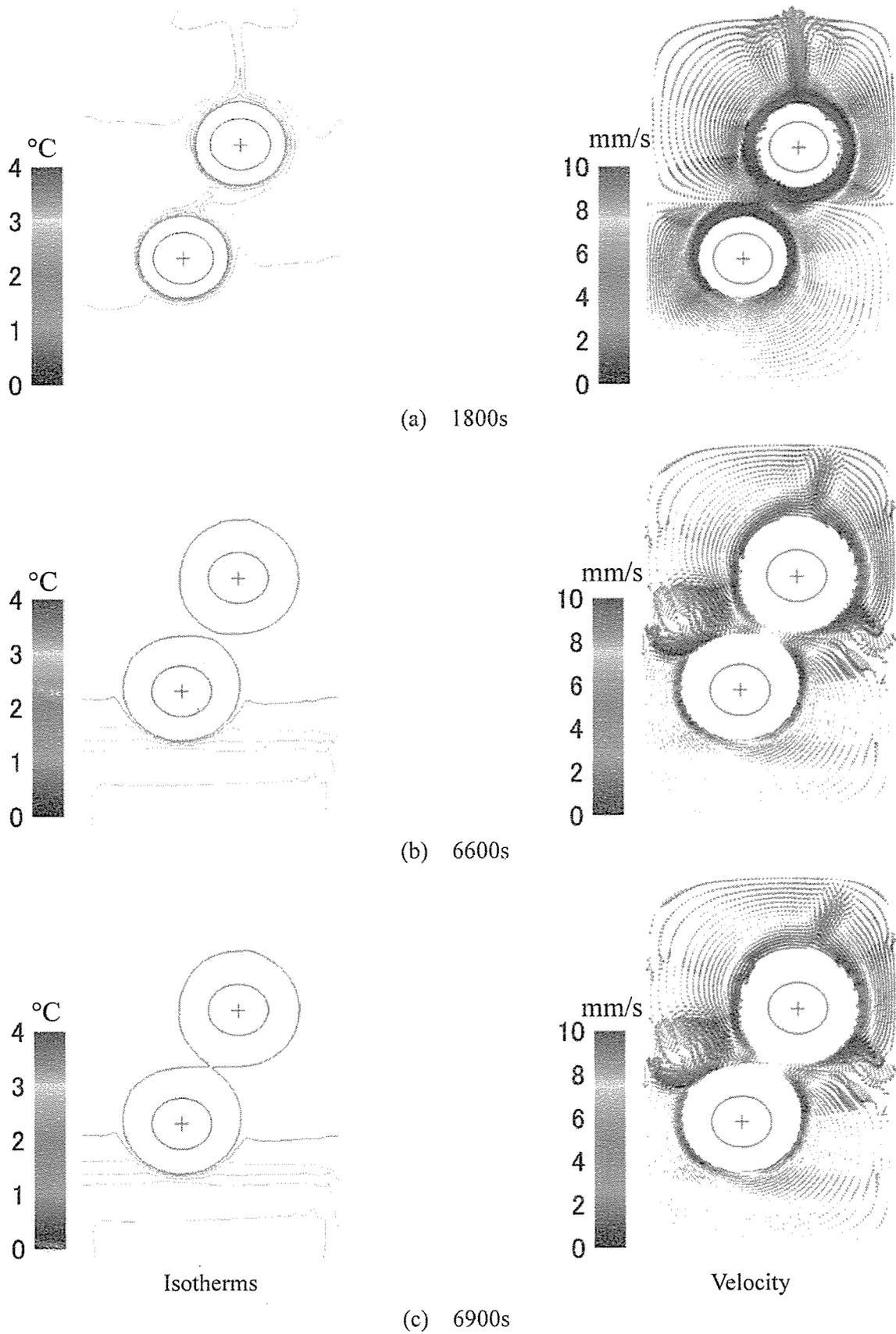
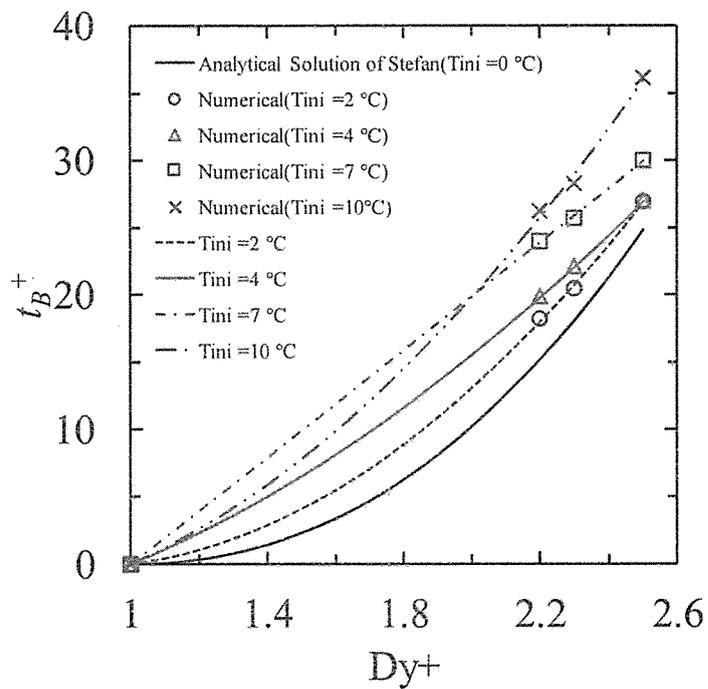


Fig.5.3.7 Isotherms and velocity fields by analysis for two elliptical tubes.
 $(\alpha = 0.85, \varphi_g = 90^\circ, D_x = 40 \text{ mm}, D_y = 80 \text{ mm}, T_{ini} = 4 \text{ }^\circ\text{C}, T_{t,1} = -10.0 \text{ }^\circ\text{C}, T_{t,2} = -10.0 \text{ }^\circ\text{C})$



$$T_w = -4.6^\circ\text{C}$$

Fig.5.3.8 Comparison of dimensionless quantity for each diameter of pipe and initial temperature of water.

($\alpha = 0.85$, $D_y = 80\text{mm}$, $T_i = -10.0^\circ\text{C}$, $\varphi_{g1} = \varphi_{g2} = 90^\circ$)

5.4 結果および考察

本研究はブリッジング現象およびブリッジング時間について着目し、ブリッジング時間の数値的予測の可能性を探ることを目的としている。本章では、水中に2本の水平な伝熱管を鉛直方向に一定の距離だけ離して配置した場合を想定した。また、円形状の伝熱管から楕円形状にし、数値解析によりブリッジング時間を予測する方法を検証した。さらに、流体初期温度が0°C以外の温度でも検討を行った。

Stefan 問題とは、初期温度が0°Cの水の場合において半無限領域の境界が温度一定に保たれる場合の凍結現象を考えたものであり、円管の内側における氷の成長について理論的な厳密解が求められている。この理論を適応すると円管周りについても理論的な厳密解が求められる。

円管の外部において氷の成長に伴って移動する水との界面に対する Stefan 解は潜熱による発生熱量($Q_{Occ,L}$)と界面から熱伝導で除去される熱量(Q_{Rem,r_s})は等しいとすることにより導かれる。

$$Q_{Occ,L} = Q_{Rem,r_s} \quad (5.4.1)$$

時間 dt の間の界面半径の変化を dr_s とすればこの場合における熱バランス式は次式となる。

$$\rho_s L 2\pi r_s dr_s = \lambda_s \left(\frac{d\theta}{dr} \right)_{r=r_s} 2\pi r_s dt \quad (5.4.2)$$

結果は、

$$\left(\frac{r_s}{R} \right)^2 \left[1 - \ln \left(\frac{r_s}{R} \right)^2 \right] = 1 + 4 \left(\frac{\lambda_s T_W t}{\rho_s L R^2} \right) = 1 + 4 \left(\frac{c_s T_W}{L} \right) \left(\frac{a_s t}{R^2} \right) \quad (5.4.3)$$

となる。ここで r_s は界面の半径、 $(d\theta/dr)_{r=r_s}$ は界面($r=r_s$)における温度勾配である。

式(5.4.3)は1本管の場合である。これをブリッジングが成立する場所を2円管の中心軸上の midpoint と仮定し、2本管に適用すると、

$(1/2)\{(D_y - 2R)/R\} = \{(l-R)/R\}$ であることより、 $r_s/R = D_y/D$ であり、この D_y/D を無次元軸間距離として D_y^+ で表すと、時間に対する式として次式を得る。

$$t_{B,S} = \left[(D_y^+)^2 \left\{ 1 - \ln(D_y^+)^2 \right\} - 1 \right] / 4 \left(\frac{\lambda_s T_W}{\rho_s L R^2} \right) \quad (5.4.4)$$

本研究における Stefan 問題の厳密解は式(5.4.4)により算出した。

式(5.4.4)の右辺の分子は無次元軸間距離を変数とする関数であり、分母は相変化物質の物性値、水や管壁の温度と管径などから決定される定数となる。

スタティック型の氷蓄熱装置はコンパクト・高性能化に加えて、コストと施工性の優位性を主張する向きから軸間距離を小さくする方向性があり、氷層のブリッジングによる蓄熱能力の低下が発生しやすくなる。そのため適切な設計距離を得るためにもブリッジング時間の予測は重要となる。

図 5.4.1 は管径を $D=40 \times 10^{-3} \text{m}$, $\alpha = 0.85$, $T_i = -10.0^\circ\text{C}$, $\varphi_{g1} = \varphi_{g2} = 90^\circ$ 時の管壁温度 $T_w = -10.0^\circ\text{C}$ に設定し、水温を変化させた場合における D_y^+ に対するブリッジング時間の変化の比較を示している。

図の実線は Stefan 問題における解、プロット点は数値解析により算出された無次元ブリッジング時間を示している。解析結果からは初期水温が低いものほど厳密解に近づき、高いほど離れる傾向が見られる。これは初期水温が低ければ熱伝導が支配的であることを示していると考えられる。また、ブリッジング時間は D_y^+ に対し二次関数的に変化していることが分かる。 $D_y^+ = x$ としてブリッジング時間を二次関数で近似した結果は以下の通りとなる。

$$\begin{aligned}
 \text{Stefan の厳密解 : } & t_B^+ = 12.36x^2 - 26.99x + 14.855 \\
 T_{mi} = 2^\circ\text{C の場合 : } & t_B^+ = 15.36x^2 - 34.42x + 19.05 \\
 T_{mi} = 4^\circ\text{C の場合 : } & t_B^+ = 15.41x^2 - 33.38x + 17.88 \\
 T_{mi} = 7^\circ\text{C の場合 : } & t_B^+ = 18.30x^2 - 38.51x + 18.30 \\
 T_{mi} = 10^\circ\text{C の場合 : } & t_B^+ = 18.70x^2 - 36.93x + 14.92
 \end{aligned} \tag{5.4.5}$$

また、式 (5.4.4) 右辺の分子は、無次元軸間距離の変化が 1 から 2 までの範囲では次式のように近似できる。

$$(D_y^+)^2 \cdot \{1 - \ln(D_y^+)^2\} - 1 \doteq - (2.792 \cdot D_y^{+2} - 5.863 \cdot D_y^+ + 3.088) \tag{5.4.6}$$

式(5.4.6)を式(5.4.4)に代入することにより式(5.4.5)の Stefan の厳密解に対する近似式が得られる。

また、水温が 0°C 以外を取り扱う場合には凝固現象をより幅広く捉え、式(5.4.1)にさらに任意温度を持つ水の冷却や管壁温度による氷の冷却による発生熱量 (それぞれ $Q_{Occ,l}$, $Q_{Occ,s}$ とする.)、さらに水の伝導や対流により界面から除去される熱量 ($Q_{Rem,l}$ とする.) について考慮する必要がある。すなわち、

$$Q_{Occ,l} + Q_{Occ,L} + Q_{Occ,s} + Q_{Rem,l} = Q_{Rem,r} \tag{5.4.7}$$

となる。

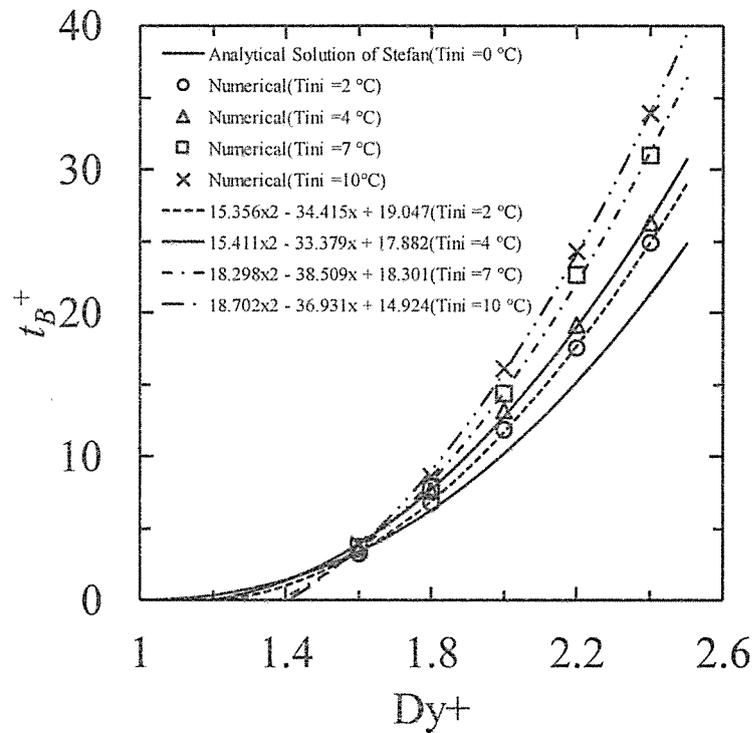


Fig.5.4.1 Comparison of bridging time by Stefan analytical solution and numerical analysis.
 $(\alpha = 0.85, D = 40\text{mm}, T_i = -10.0^\circ\text{C}, \varphi_{g1} = \varphi_{g2} = 90^\circ)$

この場合は熱バランス式は次式となる。

$$\rho_l c_l T_{f,i} 2\pi r_s dr_s + \rho_s L 2\pi r_s dr_s + \rho_s c_s T_W 2\pi r_s dr_s + \lambda_l \left(\frac{d\theta_f}{dr} \right)_{r=r_s} 2\pi r_s dt = \lambda_s \left(\frac{d\theta_s}{dr} \right)_{r=r_s} 2\pi r_s dt \quad (5.4.8)$$

式(5.4.8)は解くことが困難な微分方程式であるが、式(5.4.4)との比較により、式の分母において $\rho_s L$ が含まれる項に $\rho_s L$ との和として $\rho_l c_l T_{f,i}$ や $\rho_s c_s T_W$ を含み、 $\lambda_s T_s$ が含まれる項に $\lambda_s T_s$ との和として $-\lambda_l T_{f,i}$ を含むとする。

また、式(5.4.4)の分子は幾何学的形状のみにより決定される関数であり、ブリッジング時間の関数形を決める重要なものとなる。本稿ではこれを、ブリッジング時間の変化から二次関数 $f(x)$ で表されると仮定する。その場合はブリッジング時間の整理式は次式となる。

$$\text{Bridging Time : } t_B [\text{sec.}] = \frac{-f(x)}{\left\{ \frac{A \lambda_s T_W - B \lambda_l T_{f,i}}{(\rho_s L + C \rho_l c_l T_{f,i} + D \rho_s c_s |T_W|) R^2} \right\}} \quad (5.4.9)$$

(a) 整理式における分子の決定

式(5.5.9)は、分母において水温や管壁温度を変数として各温度における物性値を考慮し、分子では無次元軸間距離を変数として幾何学的形状を考慮する。よって分子には温度条件とは無関係な式となる。分子を決定するため式 (5.5.5) の各式の構成を

$$t = ax^2 - bx + c \quad (5.4.10)$$

として、各式において最も大きな係数 $b=1$ とした場合の係数 a 、 c の比を比較した。

Stefan の厳密解と他の場合、つまり水温が 0°C の時とそれ以外の場合では係数 a 、 c の比が異なっていること。また、Stefan の厳密解以外、つまり水温が 0°C 以外の係数の比はほぼ同一であることが分かる。

よって水温が 0°C でない場合の分子の二次関数式 $f(x)$ は、係数 b を式(5.4.6)の Stefan の厳密解に対する近似式と一致させたうえで水温が 0°C でない場合の平均の係数比を持つ $2.69D_y^{+2} - 5.86D_y^+ + 3.21$ とした。

(b) 整理式における分母の決定及び考察

前述によりブリッジング時間に対する整理式は次式で示される。

$$\text{Bridging Time : } t_B \text{ [sec.] = } \frac{-(2.69x^2 - 5.86x + 3.21)}{\left\{ \frac{A \lambda_s T_w - B \lambda_l T_{f,i}}{(\rho_s L + C \rho_l c_l T_{f,i} + D \rho_s c_s |T_w|) R^2} \right\}} \quad (5.4.11)$$

ここで、 A 、 B 、 C 、 D は定数を表す。

式(5.4.11)における定数の値は数値解析により得られたブリッジング時間と式より得られるブリッジング時間を比較することにより決めた。

まず B の値であるが、 $B \neq 0$ の場合、例えば $T_{f,i}$ が増加すると式(5.4.11)の分母の絶対値もこれに伴い増加することとなる。この結果ブリッジング時間は小さくなる。これは物理現象に反する結果である。このように $B \neq 0$ では物理現象を捉えることはできず比較対象の一致は得られなかった。このため $B=0$ とした。 B 以外の残る 3 変数 A 、 C 、 D については式(5.4.12)の値を評価し、これを最小とする値が最も精度良くブリッジング時間を近似するものと考えコンピュータによる繰り返し計算の結果、式(5.4.13)の値に決定した。

$$\varepsilon_i = \sum_{i=1}^n \left[\left\{ t_{B, \text{Equation (6.2.11)}}(A, C, D, x) \right\}_i - (t_{B, \text{Analysis}})_i \right]^2 \quad (5.4.12)$$

$$A = 3.95, B = 0.00, C = 2.70, D = 2.05 \quad (5.4.13)$$

図 5.4.2 に式(5.4.12)の値が式(5.4.13)において最小となる様子を示す. 図中 ε は誤差の最小値であり, 1 つの定数の値に対し他の 2 つの定数をどのように変化させてもこの値以下にはならないことを示している.

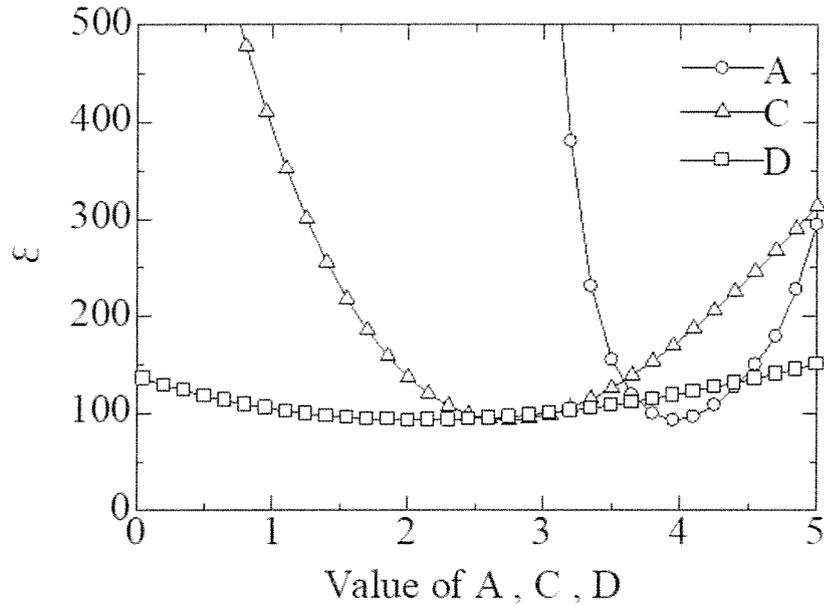


Fig.5.4.2 Condition that takes minimum value.

導出したブリッジング時間の整理式を示す.

$$\text{Bridging Time : } t_B \text{ [sec.]} = \frac{(2.69x^2 - 5.86x + 3.21)}{\left\{ \frac{3.95 \lambda_s |T_w|}{(\rho_s L + 2.70 \rho_l c_l T_{f,i} + 2.05 \rho_s c_s |T_w|) R^2} \right\}} \quad (5.4.14)$$

式(5.4.14)では無次元軸間距離 1.0 において t_B は 0 [sec.] とはならない. しかし $x=1$ の時, 式(5.4.14)より算出されるブリッジング時間は非常に短いものとなる.

また, 楕円形状の伝熱管については, 図 5.4.2 には, D_x に対する二つの伝熱管の表面間距離を等しく, 初期水温の変化におけるブリッジング時間の変化を示す. 水平方向軸間距離に関わらず, 図からわかるように, 初期水温が低くなるとブリッジング時間も早くなっている様子がしめされるが, ブリッジング時間は単純に初期水温に比例していないことがわかる. これは伝熱管の温度を一定にする場合, 初期水温が高くなると伝熱管周りの水は急速に冷却されることになり, 対流の影響が強くと表れるためと考えられる. 楕円の長軸を横にする場合は, 縦にする場合と比較すると, 同じ条件でのブリッジング時間が早いことがわかる. これは, 横型にすることにより, 二つの伝熱管の表面間距離が等しいために, 容器下部における 4°C 付近の水が成層化している

領域の影響を受けにくいいため、縦型に比べ、下部管の氷の成長が妨げられないためと考えられる。また、この図から異なる条件であっても管壁温と初期水温をパラメータとすれば、ブリッジング時間について、ある程度類型化ができることがわかる。

図 5.4.3 には、冷媒の温度変化におけるブリッジング時間の変化を示す。まず、軸間の水平距離 $D_x = 0$ mm, 初期水温は 0°C の場合、ブリッジング時間は単純に冷媒温度に比例していることがわかる。これは初期水温が 0°C に近い場合には、管まわりの水は温度差が小さいため対流はほとんど起こらず、熱伝導が支配的である。また、冷媒温度が低くなると、管周りの水は急速に冷却されることとなり、冷媒温度の低いとき対流の影響が強くと表れるためと考えられる。

これらの図から異なる設定条件であっても管壁温度と初期水温をパラメータとすれば、楕円形状の伝熱管についてについてもブリッジング時間はある程度類型化できることがわかる。これによりブリッジング時間予測の可能性が示された。

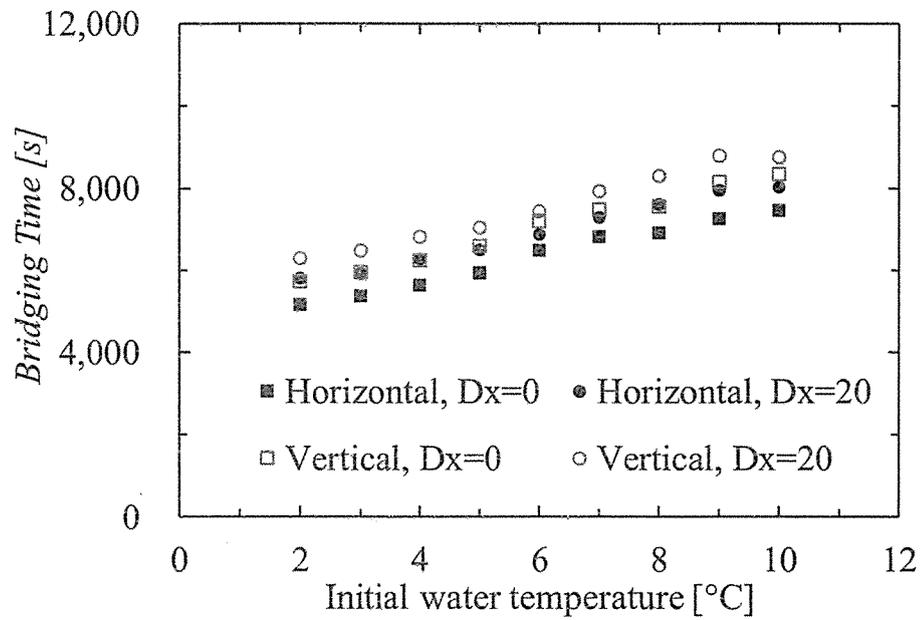


Fig.5.4.2 Relationship between bridging time and initial water temperature.
 $(\alpha = 0.85, D_y = 80 \text{ mm}, T_{t,1} = T_{t,2} = -10 \text{ }^\circ\text{C})$

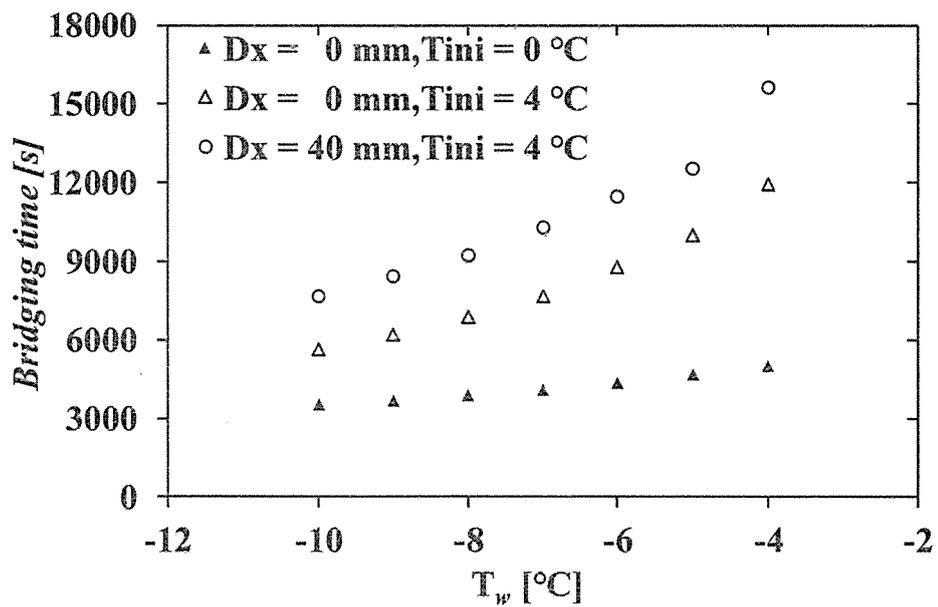


Fig.5.4.3 Relationship between bridging time and tube wall temperature.
 $(\alpha = 0.85, D_y = 80 \text{ mm}, \varphi_{g,1} = \varphi_{g,2} = 90^\circ)$

5.5 結言

水中に置かれた 2 本の水平な伝熱管周りの凍結現象とブリッジング時間について数値解析を行い以下の知見を得た。

まず、ブリッジング時間を数値解析により算出し、流体初期温度が 0°C 以外の温度でもブリッジング時間を数値的に予測できることを示した。

また、本解析手法により、管形状を楕円管とし、縦型、横型の解析を行ない、任意の管形状に対して解析が可能であることを示した。初期水温が 7°C の場合、解析において水の密度反転現象を捉えられることが示された。

水の密度反転などの影響を考慮した対流も含めた数値解析により、楕円形状の伝熱管ブリッジング時間は単純に初期水温に比例していないことがわかった。また、管壁温度と初期水温をパラメータとすれば、伝熱管表面管距離に対するブリッジング時間は類型化でき、楕円形状の伝熱管に関するブリッジング時間の数値予測が可能である。

参考文献

- (1) 黒田尚紀：“流下液膜式凍結濃縮システム”，日本冷凍空調学会，82(955), pp.409-413, (2007).
- (2) 齋藤武雄，廣瀬宏一：“密度反転を伴う水平円管内の2次元凍結の研究”，日本冷凍空調学会，54(624), pp.845-852, (1979).
- (3) 齋藤武雄：“密度反転領域における水平円柱まわりの2次元凍結の実験”，日本冷凍空調学会，53(612), pp 891-896, (1978).
- (4) 笹口健吾，草野剛嗣，北川秀昭：“二円筒回りの固-液相変化（水の密度逆転の影響に関する実験的研究）”，日本機械学会論文集 B 編, 61(581), pp 208-214, (1995).
- (5) 鳥越邦和，仲沢優司，木下和彦：第28回伝熱シンポ講演，pp.334(1991).
- (6) 笹口健吾：“多孔質層内の固-液相変化 水の密度逆転が矩形領域の融解過程に及ぼす影響”，日本機械学会論文集 B 編, 60(580), pp.4138-4144, (1994).
- (7) 齋藤武雄，廣瀬宏一：“密度反転領域における水平円柱まわりの二次元凍結問題の数値解法”，日本機械学会論文集 B 編, 46(405), pp.971-980, (1980).
- (8) H.Rieger, U.Projahn and H.Beer：“Analysis of the heat transport mechanisms during melting around a horizontal circular cylinder”，*Int.J.Heat Mass Transfer*, 25(1), pp.137 (1982).
- (9) 笹口健吾，草野剛嗣：“矩形容器内に置かれた円筒回りの固-液相変化-凝固過程の数値解析-”，日本冷凍協会論文集, 12(3), pp.295-306, (1995).
- (10) T.J.Scanlon and M.T.Stickland：“A numerical analysis of buoyancy-driven melting and freezing”，*Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 47, No. 3, pp.429-436, (2004).
- (11) 千葉良一，泉正明：“周囲から冷却される円管内を流れる水の凍結挙動解析：凍結回避のための限界流速と氷による管閉塞時間”，日本冷凍空調学会論文集, 23(1), 25-32, (2006).
- (12) K.Sasaguchi and H.Takeo：“Effect of the orientation of a finned surface on the melting of frozen porous media”，*Int. J. Heat Mass Transfer*, Volume 37, Issue1, pp.13-26, (1994).
- (13) 廣瀬宏一，高橋勇樹，地代所昌幸：“水中に置かれた水平伝熱管周りの相変化伝熱特性”，日本冷凍空調学会論文集, 25(2), pp.141-148, (2008).
- (14) 佐々木治，廣瀬宏一，地代所昌幸，藤田尚毅：“水中に置かれた2本円管周りの凍結現象とブリッジング時間”，日本冷凍空調学会論文集, 28(4), pp.353-362, (2011).
- (15) 甲藤好郎：“伝熱概論”，養賢堂, pp.40-41, (2002).

第6章 結論

本研究は第1章で述べたとおり水中に置かれた水平な楕円形状伝熱管周りの凍結現象に加えてブリッジング時間の数値的予測の可能性を探ることを目的として行った。得られた結果を要約すると、以下のようになる。

第2章では、本研究において用いた数値解析法について説明した。使用した数値解析法は、将来的に千鳥配置など軸対称ではない管配置へ比較的容易に展開できる解析法であり、対称性を有さないモデルや管群モデルへの拡張性が考慮でき、本研究の目的のための解析手法として妥当であると考えた。

第3章では、本研究において数値解析を行った際、その妥当性を検証するための実験を行った実験装置および実験方法について詳しく説明した。また、数値解析および実験を行ない、解析結果と実験結果を比較した。特に、初期水温が7°Cの場合、解析において水の密度反転現象を捉えられることが示され、また、凝固率の定性的な特徴がよく捉えられているため、本解析手法の妥当性が確認された。

また、 $T_{ini}=7^{\circ}\text{C}$ の場合に比べ、 $T_{ini}=4^{\circ}\text{C}$ の場合の方が全体的に一致性が見られることから、初期水温が低いほど信頼性が高まることが示された。

第4章では、水中に水平な伝熱管を2本配置し、水平方向軸間距離の変化の場合、管形状及び配置角度を変化させた場合、水槽サイズの変化の場合について、管周囲の相変化過程やそれに伴う水の対流挙動などについて、水槽のアスペクト比は水中に置かれた水平な楕円形状伝熱管周りの凍結現象に与えた影響を明らかにした。

第5章では、水中に2本の水平な楕円形状伝熱管が同軸配置された場合において管周りの凍結現象とブリッジング時間について数値解析を行い、水の密度反転などの影響を考慮した対流も含めた数値解析により、ブリッジング時間は初期水温に単純には比例しないことを明らかにした。また、無次元ブリッジング時間(t_b^+)は無次元軸間距離に対し2次関数的に変化していると考えられること。さらに管壁温度と初期水温をパラメータとすれば、円管の場合は無次元軸間距離(D_y^+)に対する無次元ブリッジング時間(t_b^+)が類型化でき、ブリッジング時間の予測が可能であることを示した。また、管壁温度と初期水温をパラメータとすれば、伝熱管表面管距離に対するブリッジング時間は類型化でき、楕円形状の伝熱管に関するブリッジング時間の数値予測が可能である。

おわりに、現段階では2本の水平な楕円形状伝熱管まわりの凍結現象に留まっているが、本研究で使用した解析は任意の管形状および、任意の管本数、さらには任意の配置に対して凝固過程のみならず融解過程に対しても解析することが可能な応用範囲の広い有用な手法であることから、管本数3本以上の管群とした場合や管の配置を変化させた場合における研究にも可能だと考えられる。この場合においても、凍結現象やブリッジングという現象自体が基本的に2本の伝熱管において生じる現象であることから容器のアスペクト比などにより影響が本研究の研究結果が参考になるには可能と考える。また、多数本伝熱管の場合、凝固過程に伴う周囲の流れ場、温度場といった現象に関しては、より複雑な対流が生じ、その干渉が凍結現象にどのような影響を与えるかなどへの応用展開が期待できる。

これまでスタティック型蓄熱装置において伝熱管の本数や配置は経験に頼ることが多いものであったが、本研究において容器のアスペクト比の影響やブリッジングを回避するための時間が推定できることからその設計段階において従来以上に緻密な設計が可能となる。今後は、より高い氷充填率を保つよう伝熱管考慮した氷蓄熱装置の設計・製作をとおして本研究の結果の信頼性を確認することともにコンパクト・高性能な氷蓄熱装置の実現を目指していきたい。この一連の研究の成果が人々の暮らしを支える技術あるいはエネルギーの有効利用に大きな役割を果たすものと確信している。

謝 辞

本研究は、岩手大学工学部機械システム工学科廣瀬 宏一教授の元で行われました。丁寧なご指導，ご鞭撻ならびに暖かい配慮を賜りましたことを，心から深く感謝いたします。

忙しい中，本論文の審査を快く引き受けてくださりました，岩手大学工学研究科，柳岡 英樹，上野 和之教授にこの場を借りて深く感謝いたします。

また，本論文をまとめるにあたり，有益なご教示，ご助言を頂きました岩手大学工学部機械システム工学科福江 高志先生に深く感謝いたします。

さらに，本論文の作成にあたり，実験装置の製作から実験データの収集に至るまで共に研究に取り組んでくれた，廣瀬・福江研究室元院生の小林 恒太君，および本研究を遂行するにあたって絶えず議論し，学びあうことが出来た先輩張さん，加えて廣瀬・福江研究室の皆様，合わせて心より深く感謝致します。本当にありがとうございました。

業績一覧

日本国内学術会議：

1. 王 強勝, 廣瀬 宏一, 福江 高志, 張 擎鳴.
伝熱管周りの固液相変化に関する研究
－ 2本の楕円管周りの氷のブリッジング現象 －
(日本凍空調学会年次大会, 2015.10, 日本 東京)
2. 王 強勝, 廣瀬 宏一, 福江 高志, 張 擎鳴.
伝熱管周りの固液相変化に関する研究
ブリッジング時間の予測を目的とした2本の楕円管周りの凍結現象の検証
(日本凍空調学会年次大会, 2016.09, 日本 神戸)
3. 張 擎鳴, 王 強勝, 廣瀬 宏一, 福江 高志.
異方性材料の熱物性値計測に関する基礎的研究
(日本機械学会東北支部第52期講演会, 2016.09, 日本 秋田)

国際学術会議：

1. Qiang-Sheng WANG, Koichi HIROSE, Takashi FUKUE and Qing-Ming ZHANG.
Basic Study on Solid-Liquid Phase Change Problem of Ice around Heat Transfer Tubes
- Prediction of Bridging Time around Two Elliptical Tubes-
The 27th International Symposium on Transport Phenomena,
ISTP27, 2016.09, Honolulu, USA
2. Qiang-Sheng WANG, Koichi HIROSE, Takashi FUKUE and Qing-Ming ZHANG.
Analytical Investigation of effects by Container Shape and Tube Ellipticity on Natural
Convection in Ice Heat Storage System
Proceedings of the 4th International Forum on Heat Transfer
IFHT2016, 11, 2016, Sendai, Japan
3. Qiang-Sheng WANG, Koichi HIROSE and Takashi FUKUE.
Basic Study on Solid-Liquid Phase Change Problem of Water around Heat Transfer Tubes
-Influence of tube ellipticity and initial water temperature to natural convection-
The 28th International Symposium on Transport Phenomena
ISTP28, 2017.09, Peradeniya, Sri Lanka
4. Qiang-Sheng WANG, Koichi HIROSE, Takashi FUKUE.
Analytical Investigation of effects by Container Shape and Tube Ellipticity on Natural
Convection in Ice Heat Storage System
Joint International Symposium on Science and Technology
Organized by Iwate University, Japan, and King Mongkut's Institute of Technology
Ladkrabang, Thailand (2017)

投稿論文：

1. 王强胜, 阿达力·吾拉孜别克, 钟赛君, 斯拉海提·阿不力孜.
小型二冲程发动机气缸表面粗糙度和温度对摩擦特性的影响分析
(新疆农机化, 2013年第6期, pp.10-13)
2. 钟赛君, 斯拉海提·阿不力孜, 张擎鸣, 王强胜.
二冲程发动机润滑油成分对燃烧室堆积物的影响分析
(新疆农机化, 2012年第5期, pp.21-23)
3. 伊斯拉海提·阿不力孜, 张擎鸣, 王强胜, 钟赛君.
小型二冲程发动机燃烧室堆积物与压力因素影响研究
(农机化研究, 2013年第7期, pp.241-245)
4. **Qiang-Sheng WANG**, Koichi HIROSE and Takashi FUKUE.
Basic Study on Solid-Liquid Phase Change Problem of Ice around Heat Transfer Tubes
- Prediction of Bridging Time around Two Elliptical Tubes-
International Journal of Engineering Research and Development
(Volume 13, Issue 3 (March 2017), pp.57-68)
5. Jumpei Hatakeyama, Koichi Hirose, Michimasa Uchidate, Takashi Fukue and **Qiangsheng Wang**.
Basic Study on Reduction of Measurement Time for Evaluating Thermophysical properties of Thermal Interface Materials by Steady Temperature Prediction Method
Transactions of the Japan Institute of Electronics Packaging
(Volume 9, (December 2016), E16-014, pp.1-9)