



液体振動による熱伝達の促進 : 熱輸送管の非定常特性

著者	小澤 守, 坂口 忠司, 浜口 八朗, 河本 明, 市居 明彦, 小野 茂樹
雑誌名	日本機械学会論文集 (B編)
巻	56
号	530
ページ	3056-3063
発行年	1990-10-25
その他のタイトル	Enhancement of Heat Transfer by Sinusoidal Oscillation of Fluid : Transient Behavior of a Dream Pipe
URL	http://hdl.handle.net/10112/4749

液体振動による熱伝達の促進* (熱輸送管の非定常特性)

小澤 守*¹, 坂口 忠司*¹, 浜口 八朗*²
河本 明*³, 市居 明彦*³, 小野 茂樹*⁴

Enhancement of Heat Transfer by Sinusoidal Oscillation of Fluid (Transient Behavior of a Dream Pipe)

Mamoru OZAWA, Tadashi SAKAGUCHI, Hachiro HAMAGUCHI,
Akira KAWAMOTO, Akihiko ICHII and Shigeki ONO

Experimental and analytical studies were carried out to investigate the heat transfer performance in a so-called dream pipe where the heat transfer in liquid was enhanced by sinusoidal oscillation. The heat transfer process in the dream pipe was formulated using a simplified lumped-parameter model, and the effective thermal diffusivity was obtained analytically. The effective thermal diffusivity increased with increasing frequency and amplitude of the oscillation. The numerical simulation of heat transfer agreed with that of the experiment, and thus, the applicability of the presented model to the estimation of the transient behavior of the dream pipe was verified.

Key Words: Heat Conduction, Heat Transfer, Heat Transfer Enhancement, Oscillation, Dream Pipe

1. 緒 言

宇宙用から民生用まで広範囲にわたって熱輸送の手段としてヒートパイプが利用され、極めて高度の技術開発が進行している。このヒートパイプは内部に封入されている流体の飽和温度によって作動範囲が規定され、また外部より熱輸送状態を制御するのは一般には困難である。また熱輸送にはサーモサイフォンが利用される場合もあるが、これは熱輸送の方向に大きな制限が加わる。このような点を補完するものとして、内部構造が簡単で、高い熱輸送特性が期待される新しい熱輸送管が Kurzweg⁽¹⁾によって考案され、これにドリームパイプの名が与えられている。これは高温、低温の両熱源を液体を満たした管で連結し、その内部の液体を往復振動させることにより、正味の液体流量が零のもとで通常の熱伝導によるよりも極めて速く熱移動が生じるとするものである。正味の液体流量が零であることから、液体を循環できない系やまた液体を循

環することによって環境を汚染する可能性があるような系など、その応用範囲は広いと思われる。

このような液体振動を利用した熱輸送管の定常状態での特性に関しては Kurzweg^ら⁽²⁾⁽³⁾、勝田⁽⁴⁾によってある程度明らかにされているが、熱輸送管の設計に資するには十分ではなく、また熱輸送の制御、すなわち冷却や加熱の制御にとって特に重要な非定常特性に関してはほとんど解明されていない。

本報では、管断面内での熱輸送に関して一点集中モデルを用いた解析を行い、非定常熱輸送特性を表す式を求めるとともに、それに基づいて等価温度伝導率の定式化を行う。また基本的な熱輸送管モデルによる実験結果と解析モデルによるシミュレーション結果の比較検討を通じて、モデルの妥当性を検討する。

2. 熱輸送のメカニズムと解析モデル

熱輸送の基本的なメカニズムは以下のように説明されている⁽¹⁾。管内の液体を往復運動させると、管壁近傍にいわゆる Stokes の第 2 問題⁽⁵⁾として知られている静止境界層が形成される。高温側から管の中央部に液体が流入してきて、静止境界層との温度差から静止境界層側へ熱が移動する。次の半周期で低温側から管の中央部に液体が流入してきて、今度は静止境界層側

* 平成元年 11 月 17 日 熱工学講演会において講演、原稿受付平成元年 11 月 24 日。

¹ 正員、神戸大学工学部 (〒657 神戸市灘区六甲台町 1-1)。

² 正員、神戸大学教育学部 (〒657 神戸市灘区鶴甲 3-11)。

³ 正員、(株)東芝大阪工場 (〒567 茨木市太田東芝町 1-6)。

⁴ 神戸大学工学部。

から中央部に向かって熱移動が生じる。

このような熱移動のメカニズムを厳密に解析しようとすると、少なくとも非定常の二次元熱移動問題を解く必要があるが、ここでは現象を支配する基本的なパラメータを把握することを目的として、以下に述べる一点集中モデルを用いて熱輸送過程の解析を行う。

熱輸送管のモデルを図1に示す。系は管中央部に位置する往復運動をするバルク部分と壁面近傍の静止境界層からなる。長さ L の管を k 個の等しい長さ δL の要素に分割し、ここではその i 番目の要素について考える。要素の長さ δL は半周期でバルク部分が移動する距離とし、管半径を r 、バルク部分の半径を r_b 、静止境界層厚さを δr とする。液体の熱容量、液体内部の半径方向熱伝達に関しては一点集中近似とし、ここでは管の熱容量効果、管外壁から外界への熱伝達さらに管長方向の管材および液体の熱伝導を考慮しない。また液体の往復振動は周期 $2\delta t$ 、振幅 δL のく形波状であるとする。

まず始めの半周期では〔図1(a)〕要素 i に要素 $i-1$ からバルク部分が流入してくる。この過程の初期状態はバルク温度 $T_{b,i-1}^{(n)}$ 、静止境界層温度 $T_{f,i}^{(n)}$ とし、 $T_{b,i-1}^{(n)} > T_{f,i}^{(n)}$ とする。このとき矢印の向きに熱移動が生じ、半周期 δt の後にはバルク部分の温度は $T_{b,i-1}^{(n)}$ から $T_{b,i}^{(n+1)}$ に下降し、静止境界層の温度は $T_{f,i}^{(n)}$ から $T_{f,i}^{(n+1)}$ に上昇する。これをここでは過程 A と呼ぶ。

次の半周期では〔図1(b)〕要素 i に要素 $i+1$ からバルク部分が流入してきて、その初期状態は $T_{b,i+1}^{(n+1)}$ 、 $T_{f,i}^{(n+1)}$ 、また $T_{f,i}^{(n+1)} > T_{b,i+1}^{(n+1)}$ とする。このとき静止境界層からバルク部分へ熱移動が生じ、 δt の後にはバルク部分の温度は $T_{b,i+1}^{(n+1)}$ から $T_{b,i}^{(n+2)}$ に上昇し、静止境界層の温度は $T_{f,i}^{(n+1)}$ から $T_{f,i}^{(n+2)}$ に降下する。これを過程 B と呼ぶ。3章ではこのモデルに基づいた定式化について述べる。

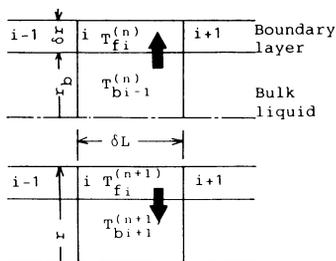


図1 解析モデル

3. 一点集中モデルによる解析

3.1 過程 A バルク部分と静止境界層の間の熱移動を一点集中モデルに基づいて次式で記述する。

$$Q_i = 2\pi r_b \delta L \alpha_{\text{eff}} (T_{b,i} - T_{f,i}) \quad (1)$$

ここで Q_i は移動熱量、 α_{eff} はバルク部分と静止境界層間の等価熱伝達率で、全管で一定の値とする。またバルク部分と静止境界層の温度変化はそれぞれ次式で与えられる。

$$Q_i = -\pi r_b^2 \delta L \rho C dT_{b,i} / dt \quad (2)$$

$$Q_i = 2\pi r_b \delta r \delta L \rho C dT_{f,i} / dt \quad (3)$$

ここで C は液体の比熱、 ρ は密度である。

式(1)~(3)を $t=0$ で $T_{b,i} = T_{b,i-1}^{(n)}$ 、 $T_{f,i} = T_{f,i}^{(n)}$ 、 $t = \infty$ で $T_{b,i} = T_{f,i}$ の条件のもとで解くと、 $T_{b,i}$ 、 $T_{f,i}$ に対してそれぞれ次式が得られる。

$$T_{b,i} = \frac{1-\xi}{1+\xi} \left\{ 1 + \frac{2\xi}{1-\xi} \exp(-t/\tau) \right\} (T_{b,i-1}^{(n)} - T_{f,i}^{(n)}) + T_{f,i}^{(n)} \quad (4)$$

$$T_{f,i} = \frac{1-\xi}{1+\xi} \{ 1 - \exp(-t/\tau) \} (T_{b,i-1}^{(n)} - T_{f,i}^{(n)}) + T_{f,i}^{(n)} \quad (5)$$

ここで熱容量と熱伝達率に関する特性時間 τ 、無次元静止境界層厚さ ξ は次のように定義される。

$$\tau = \frac{\xi(1-\xi)\rho Cr}{(1+\xi)\alpha_{\text{eff}}} \quad \xi = \frac{\delta r}{r} \quad (6)$$

ここで r は管半径である。静止境界層厚さを Stokes の第2問題⁽⁵⁾に従って与えるとすると、 ξ は次式で表される。

$$\xi = \delta r / r = \sqrt{2\nu/\omega} / r = \sqrt{2}/Wo \quad (7)$$

ここで ν は動粘性係数、 ω は振動の角周波数、 Wo は Womersley 数である。

半周期、すなわち過程 A の時間 δt 後のバルク部分および静止境界層の温度は式(4)、(5)よりそれぞれ次式で与えられる。

$$T_{b,i}^{(n+1)} - T_{b,i-1}^{(n)} = -\frac{2\xi}{1+\xi} \{ 1 - \exp(-\delta t/\tau) \} \times (T_{b,i-1}^{(n)} - T_{f,i}^{(n)}) \quad (8)$$

$$T_{f,i}^{(n+1)} - T_{f,i}^{(n)} = \frac{1-\xi}{1+\xi} \{ 1 - \exp(-\delta t/\tau) \} \times (T_{b,i-1}^{(n)} - T_{f,i}^{(n)}) \quad (9)$$

3.2 過程 B この場合についても式(1)~(3)が成立する。これらを $t=0$ で $T_{b,i} = T_{b,i+1}^{(n+1)}$ 、 $T_{f,i} = T_{f,i}^{(n+1)}$ 、 $t = \infty$ で $T_{b,i} = T_{f,i}$ の条件のもとで解き、半周期 δt 後の各部の温度を求めるとそれぞれ次のようになる。

$$T_{b,i}^{(n+2)} - T_{b,i+1}^{(n+1)} = -\frac{2\xi}{1+\xi} \{ 1 - \exp(-\delta t/\tau) \}$$

$$\times (T_{b_{i+1}}^{(n+1)} - T_{f_i}^{(n+1)}) \dots \dots \dots (10)$$

$$T_{f_i}^{(n+2)} - T_{f_i}^{(n+1)} = \frac{1-\xi}{1+\xi} \{1 - \exp(-\delta t/\tau)\}$$

$$\times (T_{b_{i+1}}^{(n+1)} - T_{f_i}^{(n+1)}) \dots \dots \dots (11)$$

高温、低温両熱源の温度、管内の初期温度分布、各種物性値ならびにバルク部分と静止境界層間の等価熱伝達率を与え、式(8)～(11)を用いて $T_{b_i}^{(n)}$ 、 $T_{f_i}^{(n)}$ を順次求めれば、非定常状態における管長に沿う温度分布およびその時間変化を求めることができる。

3.3 定常状態における等価温度伝達率 ここで3.2節で導いた非定常状態の関係式を用いて定常状態における熱輸送特性の関係式を求める。

式(8)～(10)から $T_{f_i}^{(n)}$ 、 $T_{f_i}^{(n+1)}$ を消去すると次式が得られる。

$$\begin{aligned} T_{b_i}^{(n+2)} - T_{b_{i+1}}^{(n+1)} &= \frac{1-\xi}{1+\xi} \left\{ \frac{2\xi}{1-\xi} \right. \\ &+ \exp(-\delta t/\tau) \left. \right\} (T_{b_i}^{(n+1)} - T_{b_{i-1}}^{(n)}) \\ &- \frac{2\xi}{1+\xi} \{1 - \exp(-\delta t/\tau)\} (T_{b_{i+1}}^{(n+1)} - T_{b_{i-1}}^{(n)}) \\ &\dots \dots \dots (12) \end{aligned}$$

物性値 ρ 、 C の温度依存性を無視すれば、定常状態では隣り合う要素間の温度差は一定になり、また過程Aと過程Bでの温度変化はすべての要素を通じて一定になる。そこで要素 i における過程Bでのバルク部分の温度変化を

$$T_{b_i}^{(n+2)} - T_{b_{i+1}}^{(n+1)} = \delta T_i \dots \dots \dots (13)$$

と表すと、過程Aでの温度変化は次式で与えられる。

$$T_{b_i}^{(n+1)} - T_{b_{i-1}}^{(n)} = -\delta T_i \dots \dots \dots (14)$$

また式(12)の右辺第2項は次式のように変形できる。

$$\begin{aligned} T_{b_{i+1}}^{(n+1)} - T_{b_{i-1}}^{(n)} &= T_{b_{i+1}}^{(n+1)} - T_{b_i}^{(n)} + T_{b_i}^{(n)} \\ &- T_{b_{i-1}}^{(n)} \end{aligned}$$

そして定常状態では $T_{b_i}^{(n)} = T_{b_i}^{(n+2)}$ であることから

$$T_{b_{i+1}}^{(n+1)} - T_{b_{i-1}}^{(n)} = T_{b_{i+1}}^{(n+1)} - T_{b_{i-1}}^{(n+2)} = -\delta T_i$$

と書ける。また、 $T_{b_i}^{(n)} - T_{b_{i-1}}^{(n)}$ は時刻 (n) における要素 i と要素 $i-1$ の温度差を表し、これを次のように表す。

$$T_{b_i}^{(n)} - T_{b_{i-1}}^{(n)} = -\Delta T_i \dots \dots \dots (15)$$

以上の関係式を式(12)に代入し、整理すると、要素 i での温度振幅と空間的な温度差の関係は次のように与えられる。

$$\delta T_i = \frac{2\xi \{1 - \exp(-\delta t/\tau)\}}{(1+\xi)\{1 + \exp(-\delta t/\tau)\}} \Delta T_i \dots \dots \dots (16)$$

次に式(16)について管長にわたる総和をとる。

$$\sum_{i=1}^k \delta T_i = k \delta T \quad \sum_{i=1}^k \Delta T_i = \Delta T \dots \dots \dots (17)$$

と置き換えれば、式(16)は次式のように書ける。

$$\delta T = \frac{2\xi \{1 - \exp(-1/2f\tau)\}}{k(1+\xi)\{1 + \exp(-1/2f\tau)\}} \Delta T \dots \dots (18)$$

ここで $f (=1/2\delta t)$ は周波数、 ΔT は管両端の温度差を表す。1サイクルにおける移動熱量は $\pi r_b^2 \delta L \rho C \delta T$ で与えられ、これを用いて等価熱伝達率 λ_{eff} を次式で定義する。

$$\lambda_{\text{eff}} \frac{\Delta T}{L} \pi r_b^2 2\delta t = \pi r_b^2 \delta L \rho C \delta T \dots \dots \dots (19)$$

また等価温度伝達率 a_{eff} は式(18)、(19)より次式で与えられる。

$$\begin{aligned} a_{\text{eff}} &= \frac{\lambda_{\text{eff}}}{\rho C} \\ &= 2f \delta L^2 (1-\xi)^2 \frac{\xi \{1 - \exp(-1/2f\tau)\}}{(1+\xi)\{1 + \exp(-1/2f\tau)\}} \\ &\dots \dots \dots (20) \end{aligned}$$

等価温度伝達率は、周波数、振幅、無次元静止境界層厚さ、特性時間の関数として表される。そして a_{eff} が $f \delta L^2$ に比例することは Kurzweg⁽³⁾ の解析結果とも一致する。

以上の結果より定常状態に置ける熱輸送特性は液体の物性値、周波数、振幅、および等価熱伝達率を与えることによって算出できることになる。しかしながら等価熱伝達率の値を解析的に求めるのは現状ではかなり困難である。本報では4章で述べる実験結果からこれを評価することにする。

4. 実験装置と実験方法

実験装置の概要を図2に示す。実験装置の主要部はアクリル樹脂製の垂直に設置された熱輸送管テスト部、上部の高温槽、下部の低温槽、加振装置、高温水循環系、低温水循環系からなる。低温槽にはモータ、リンク機構、ピストンからなる加振系が接続されている。また低温槽には冷却パイプが挿入されていて、これに低温の水が恒温水供給装置から循環され、低温槽の水温は実験中に常に一定に保たれた。上部の水槽には高温の水が別の恒温水供給装置から直接循環された。テスト管は長さ1mで内径3.4mm、外径12.9mmと内径4.7mm、外径10.0mmの2種類とした。テスト部はグラスウールで断熱されている。またテスト部には10cmごとに0.5mmのC-A熱電対を設置し、内部液体の温度変化を測定できるようにした。

実験においては、まず低温水を実験装置全域に循環させておき、テスト部および下部水槽が十分様な温度状態になるようにする。次に低温水を下部水槽内の冷却パイプのみに循環させ、上部の水槽には高温水を循環させる。数minののちには、有限な長さの棒の初めの温度とその棒の両端の温度を与えた場合の非定常

熱伝導問題と同じ状態が近似的に成立する。この状態で加振装置を作動させ、テスト部各位置における流体温度を連続的に測定、記録した。ただし実際に連続記録した温度は記録装置の都合上、図2中の $T_H, T_2, T_3, T_5, T_7, T_L$ の計6箇所、残りは初期設定状態や整定状態のチェックに用いた。

なお、上部の水槽の温度を低温から高温に切換える際には、切換操作、循環系の滞留時間、水槽の熱容量などのため数 min の時間が必要である、この間に外界からテスト部への熱侵入を避けることができず、またテスト部内の液体はほとんど静止しているため、テスト各位置の温度はこの切換えの際の時間にほぼ一様に緩やかに上昇した。この上昇量は液体温度ならびに外界温度を一定としたとき、切換えの際の経過時間に依存すると考えられ、ここではいずれの試行においてもこの時間を一定に保つようにした。

5. 非定常熱移動特性

$T_H=27.8^\circ\text{C}$ 、 $T_L=9.7^\circ\text{C}$ の場合の管長に沿う初期の温度 T_I の分布と十分時間が経過して温度変動の中央値がほとんど変化しなくなった整定状態での温度 T_F の分布の一例を図3に示す。本実験では4章で述べたように、上部の水槽の温度を低温から高温に切換える際の経過時間の存在のため、初期温度が下部の低温槽の温度よりも約3K高くなった。この値はいずれの試行においてもほぼ等しかった。また管長に沿う初期温度の分布はほぼ同様であった。整定状態の温度分布はテスト部の上端から下端までほぼ直線状であった。

次に本熱輸送管における非定常熱輸送過程の実験結果の一例を図4に示す。往復振動の開始とともに、各位置の温度は振動を伴いながら上昇していく。温度変動の中央の値の軌跡を見ると、初期の温度上昇速度は

x/L が小さい位置、すなわち上部の高温槽に近いほど大きい。また温度変動の振幅は x/L が小さい位置では初期に最も大きく、時間の経過とともに小さくなっていき、 x/L の大きい位置では逆に大きくなっていく。時間が十分経過した後ではいずれの位置の温度変動もほぼ等しくなる傾向が認められた。

一般に、振動周波数が大きいほど各位置の温度上昇速度は大きく、また振幅が大きいほど温度上昇速度も大きい。同一の振幅であっても、テスト部管径 d が大きいほど温度上昇速度は大きくなる傾向が認められた。

このような温度変化特性は各位置の温度が周期的に変動していることを除けば、図5に示す側面からの放熱がないとした場合の棒の非定常熱伝導における温度変化と同様の傾向を示している。なお図5は棒材の物性値の温度依存性を無視した場合の解析解⁽⁶⁾から得られたものである。図5中のパラメータは棒の高温熱源からの無次元距離 x/L である。

図4の温度変化曲線の上昇速度を表す特性値として、ここでは各地点の温度変動の中央値が初期値から整定値までの温度変化の50%に達する時間を遅れ時間 τ_d として定義する。 $x/L=0.5$ における τ_d の実験結果の一例を周波数 f に対して図6に示す。図6中の記号は表1に示されている。ここでは加振系のピストンの行程体積をテスト管内断面積で除して求めた、管内の静止境界層の存在を無視した場合の見掛けの振幅 ΔL を便宜上パラメータとして用いた。なお図1に示す δL と ΔL の関係は $\Delta L=(1-\xi)^2\delta L$ で表される。一般に τ_d は周波数 f が大きいほど、また見掛けの振幅 ΔL が大きいほど小さくなる、つまり温度上昇速度は大き

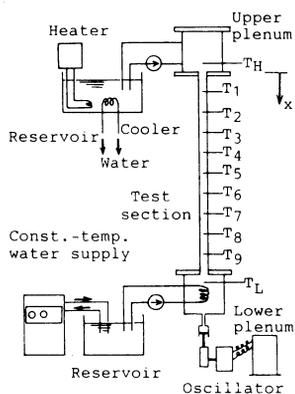


図2 実験装置の概要

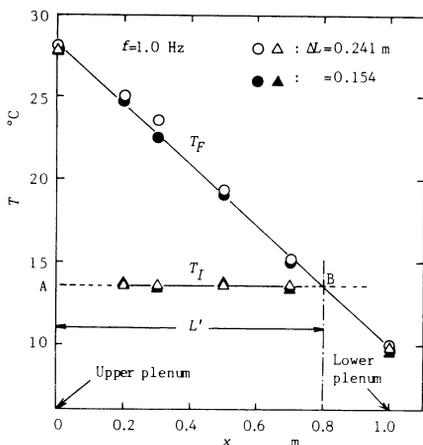


図3 初期温度と整定温度の分布

くなる傾向にある。

図6に示した本熱輸送管における τ_d を図5の非定常熱伝導におけるそれと比較する。例えば $a=10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$ の銅の場合には、 $L=1 \text{ m}$ としたとき、 $x/L=0.5$ の位置では $\tau_d=950 \text{ s}$ となる。図6の τ_d の実験結果は銅の場合の値よりもかなり小さい。このことは本熱輸送管の等価温度伝導率が銅の温度伝導率よりもかなり大きいことに対応している。また $a=1.41 \times 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$ の水の場合には同じ位置で $6.74 \times 10^5 \text{ s}$ となる。アクリル樹脂の場合には $a=1.21 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ 程度で、 $\tau_d=7850 \text{ s}$ となる。水やアクリル樹脂の τ_d は図6に示した本実験結果に比べてはるかに大きく、したがってここでは熱輸送特性に及ぼす水とアクリル樹脂の管長に沿う熱伝導の影響を考慮する必要はないと考えられる。ただし温度上昇速度が遅い場合、つまり τ_d が比較的大きい場合には管外壁と外界の熱伝達や管材の熱容量の効果が無視できなくなる。しかしこれらの効果の定量的な評価は現状では困難なので、ここでは τ_d の値がせい

ぜい200 s以下のデータに注目することとし、近似的に管材の熱容量、管外壁からの熱伝達を無視して議論する。なおこれらの効果については別途報告する予定である。6章ではこの τ_d を用いて得られた等価温度伝導率の特性について述べる。

6. 等価温度伝導率と等価熱伝達率

本熱輸送管における各位置での温度変動の中央値の挙動が、有限長さの棒の非定常熱伝導における任意の場所での温度変化と相似であるとする、図5および τ_d の実験結果に基づいて、熱輸送特性を表す特性量として非定常熱伝導に等価な温度伝導率を定義することができる。そのためにまず、熱輸送管の非定常状態における等価温度伝導率が定常状態における等価温度伝導率と等しいと仮定する。さらに液体の物性値の温度依存性を無視する。

図5において各 x/L の値に対してそこでの温度変化が初期値 T_i と整定値 T_f の差の50%に達する無次元時間 $\tau_d^*(\equiv at/L^2)$ とそのときの無次元温度 T_m^* 〔 $\equiv (T_m - T_i)/(T_H - T_i)$ 〕との関係を求めると、図5中破線で示す曲線が得られる。ここで $T_m = (T_f + T_i)/2$ である。実験結果より任意の位置の T_m^* を求め、それとこの曲線からその位置での τ_d^* が決定でき

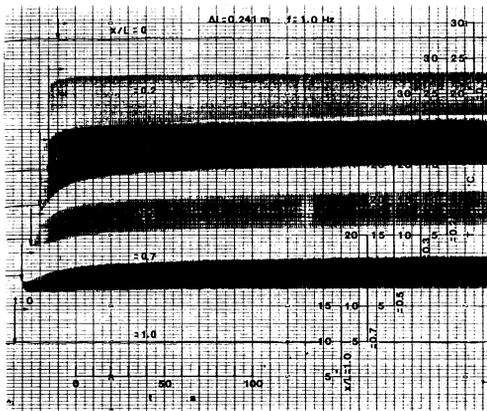


図4 温度変動の記録例 ($d=3.4 \text{ mm}$)

表1 実験条件と記号

$T_H=27.8 \text{ }^\circ\text{C}$ $T_L=10.0 \text{ }^\circ\text{C}$	
$d=3.4 \text{ mm}$	$d=4.7 \text{ mm}$
$\Delta L=$	$\Delta L=$
■ : 0.081 m	□ : 0.085 m
▲ : 0.154	△ : 0.119
◆ : 0.241	◇ : 0.169
▼ : 0.250	○ : 0.182
● : 0.283	▽ : 0.265
● : 0.325	

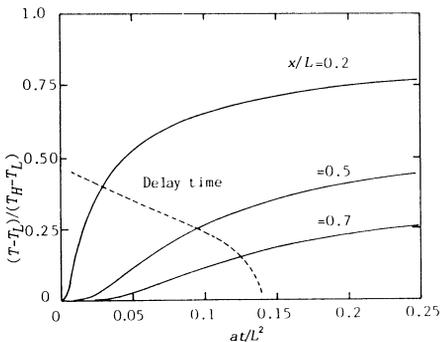


図5 側壁断熱の棒の非定常熱伝導特性

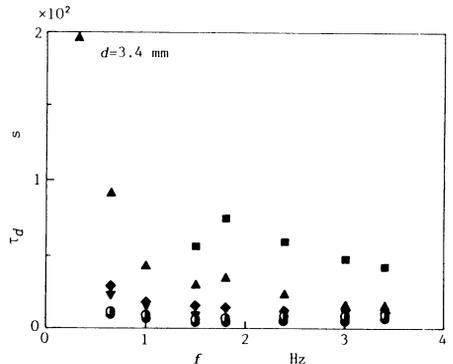


図6 温度変化の遅れ時間 ($x/L=0.5$)

る。さらに時間 t として遅れ時間 τ_d を用いれば τ_d^* の定義式に従って非定常熱伝導と等価な温度伝導率を求めることができる。しかしその際には、本実験においては管内の初期温度 T_i が T_L より 3K 程度高くなっていて、管内の初期温度が一様に T_L であるとした理想的な場合から逸脱していることを考慮しなければならない。ここでは初期温度 T_i の分布が図 3 に示すようにほぼ一様であることから以下の方法で長さ L と無次元温度 T_m^* を補正する。

図 3 に示すように実験より得られた初期状態と整定状態の温度分布において、 $x/L=0.5$ の位置での初期値 T_i を通る水平線 A-B を引き、整定後の温度分布直線 A-B との交点 B を求める。理想的に考えればこの点 B での温度は時間的に変動しないことになる。テスト部上端からこの点 B までの距離を L' とする。そして高温側の温度を T_H 、棒および低温側の初期温度を T_i としたときの長さ L' での非定常熱伝導を考える。このときの温度変化曲線、すなわち $(T - T_i)/(T_H - T_i)$ と at/L'^2 の関係は図 5 と一致する。したがってここでは実験結果から得られる T_i と T_F の中間値 $T_{me} (= (T_F + T_i)/2)$ に対して無次元温度 $T_{me}^* (= (T_{me} - T_i)/(T_H - T_i))$ を定義し、図 5 においてこの値に対応する τ_d^* を求める。この τ_d^* と実験結果の τ_d 、長さの補正值 L' および式 (22) によって等価温度伝導率を算出した。

$$a_{eff} = \tau_d^* L'^2 / \tau_d \dots\dots\dots (21)$$

等価温度伝導率 a_{eff} を脈動の周波数 f に対してプロットした結果を ΔL をパラメータとして図 7, 8 に示す。図 7, 8 中の記号は表 1 に示されている。 a_{eff} の値は銅の温度伝導率の 100 倍以上に達するものもあり、かなり高速で熱を輸送できることがわかる。一般に周波数が大きくなると a_{eff} は大きくなり、見掛けの振幅 ΔL が大きくなると a_{eff} は増大する。ただし本実験範囲において $\Delta L > 0.25$ m の場合には、 f の増加に対して a_{eff} の増大は飽和もしくは減少する傾向も認められる。

次にバルク部分と静止境界層間の等価熱伝導率について述べる。式 (6), (20) に見るように、等価温度伝導率 a_{eff} は特性時間 τ の関数であり、また τ は等価熱伝導率 a_{eff} の関数である。そこで実験結果より得られた a_{eff} と式 (6), (20) を用いて等価熱伝導率 a_{eff} を求めた結果、いずれの管径の場合においても等価熱伝導率 a_{eff} は周波数 f の大きいほど、また振幅 ΔL の小さいほど大きくなる傾向にあった。

本研究におけるように管内の液体が往復振動する場合の熱伝達に関する研究はほとんど公表されていない

ので、熱伝達率が一般にどのような挙動を示すかは明らかではない。往復振動をしている管内の流れ場は十分発達した定常流とは異なっているのは当然で、熱伝達率の特性も定常流のそれとは異なると思われる。今もし往復振動している管内熱伝達を助走区間での熱伝達と考えることにすれば、熱伝達率はレイノルズ数、プラントル数および入口からの距離に依存することになる⁽⁷⁾。本研究では流速として $2\delta L$ 、入口からの距離の無次元量として $\delta L/2r_b$ を用いることにする。なお実験は水を作動流体として同一の温度範囲において行われたので、事実上、プラントル数は一定であった。そこで上記 a_{eff} を用いて得られるヌッセルト数 Nu_{eff} と修正レイノルズ数 $[= Re(2r_b/\delta L)^2]$ の関係を図 9 に示す。図 9 中の記号は表 1 に示されている。ここで Nu_{eff} と Re の定義は次式で表される。

$$Nu_{eff} = 2a_{eff}r_b/\lambda, \quad Re = 4\delta Lr_b/\nu \dots\dots\dots (22)$$

ここで λ は液体の熱伝導率である。一般に Nu_{eff} は修正レイノルズ数に対して指数関数状に大きくなる。修正レイノルズ数が小さい場合に Nu_{eff} のばらつきは若干大きい、 Nu_{eff} と修正レイノルズ数の関係はおお

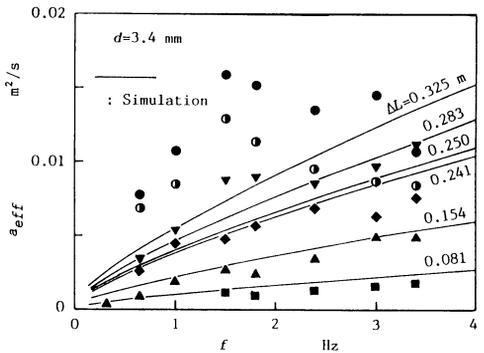


図 7 等価温度伝導率 ($d=3.4$ mm)

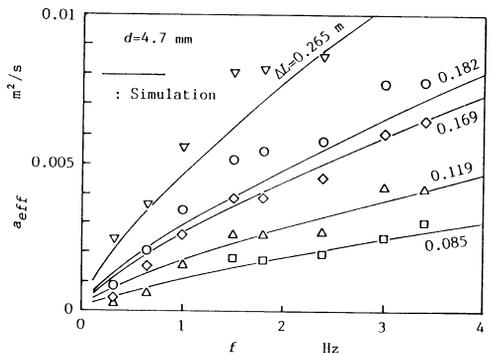


図 8 等価温度伝導率 ($d=4.7$ mm)

よそ次式で近似できる。

$$Nu_{eff} = 11.54 \{Re(2r_b/\delta L)\}^{0.768} \dots\dots\dots (23)$$

式(23)を用いれば逆に等価温度伝導率を計算することができる。図7, 8中の実線はこのようにして求められたもので、 $d=3.4\text{ mm}$ の場合の $\Delta L > 0.25\text{ m}$ のデータを除いて実験結果の特性をよく表している。 ΔL が特に大きいものについては、図9に示されてるように α_{eff} の値がここで用いた実線で表される相関式による値と相対的に大きく離れているデータに対応している。これらの場合には振幅 δL もかなり大きく、したがって管内の要素数が2~3となり、式(20)を誘導する際に用いた前提条件が崩れていることによると思われる。

7章では等価熱伝達率の相関式として式(23)を用いて行った、本熱輸送管の非定常熱輸送特性のシミュレーションについて述べる。

7. 非定常熱輸送特性のシミュレーション

6章で求めた等価熱伝達率の相関式を用いて、高温槽の液温 27.8°C 、低温槽の液温 10.0°C 、管内の初期温度 13.0°C として、シミュレーションを行った。結果の一例を図10に示す。図10中の実線は各要素の温度変化の中央値の挙動を表し、破線は低温槽、高温槽の温度を表している。いずれの周波数に対してもより高温槽に近い要素ほど速く温度が上昇し、低温槽に近い要素では一度低下してから緩やかに上昇する傾向が認められる。これは初期温度が低温槽の液温よりも高いため、振動の開始直後では低温槽からの液体の流入により冷却されるためである。これらの傾向は図4の実験結果とよく一致している。また図10中の●は $x/L=0.5$ を含む要素の温度応答における遅れ時間を表して

いて、この遅れ時間は周波数の増加とともに短くなる。図11は $d=4.7\text{ mm}$ の場合の結果で基本的には $d=3.4\text{ mm}$ の場合と同様であるが、遅れ時間が $d=3.4\text{ mm}$ の場合より短い。この傾向は実験結果とも一致する。

シミュレーションによって得られた遅れ時間と実験結果の比較を図12に示す。図12中の記号は表1に示されている。ここに示したデータは要素数が3以上のもので、それよりも少ない場合については除外している。 τ_d のシミュレーション結果と実験結果の対応は、 τ_d の小さいところでのばらつきは相対的に大きいものの、互いによく一致している。このことは本モデルによって熱輸送管の動的挙動の把握が可能であることを示している。図10, 11に示した例では要素数は7~9範囲の場合である。シミュレーションにおいては熱輸送管の長さは固定されているが、振動の周波数と管内径 d として見掛けの振幅 ΔL によって管内の要素数が変化し、特に振幅が大きい場合には要素数はかなり少なくなる。そのような場合にはシミュレーション結果と実験結果の対応は一般に良くない。したがってここに示したモデルは単位要素の長さに比べて管長がかなり

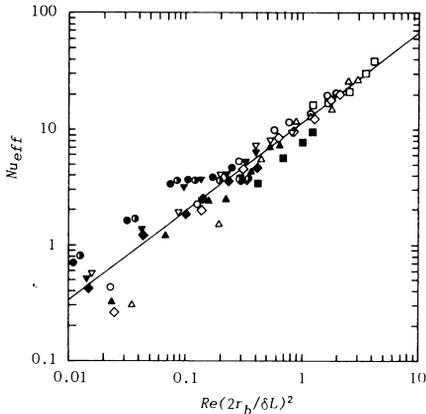


図9 等価熱伝達率の相関

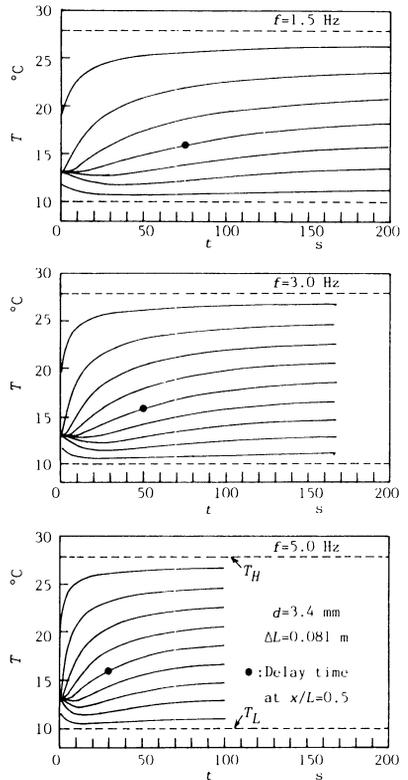
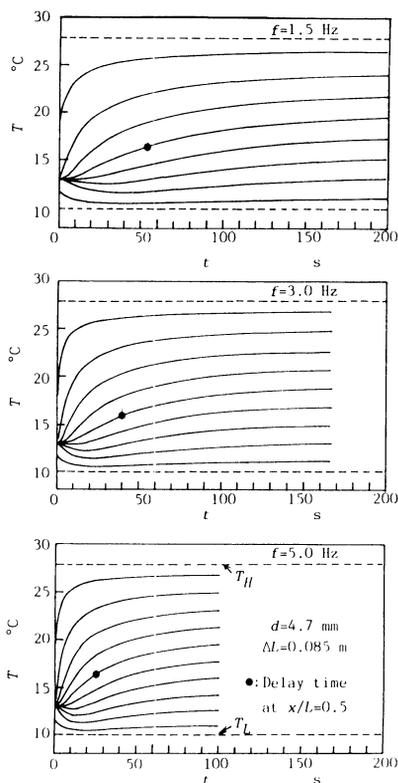


図10 熱輸送のシミュレーション結果 ($d=3.4\text{ mm}$)

図 11 熱輸送のシミュレーション結果 ($d=4.7$ mm)

大きな場合にその適用に限られるが、ここで述べた簡単なモデルは、熱輸送管の非定常挙動を容易に把握できる点においてかなり有用であると思われる。

8. 結 言

液体振動を用いた熱輸送特性の促進に関する解析的ならびに実験的研究を行い、熱輸送特性を明らかにするとともに、熱輸送特性を把握するための基本的な関係式を定式化した。実験より求めた等価熱伝達率の相関式を用いることにより、熱輸送管の非定常挙動のシミュレーションを行い、その妥当性を検証した。ここで示した結果は基本的には本実験の範囲にその適用範囲に限られるが、基本的な考え方、関係式はかなり一般性を有していると考えられる。

ここで示した解析では管材の熱容量効果と管外壁からの外界への熱伝達を無視し、管軸方向への熱移動特性に焦点を絞って議論した。しかし本システムを冷却フィンと同様の冷却システムの一つとして利用する場

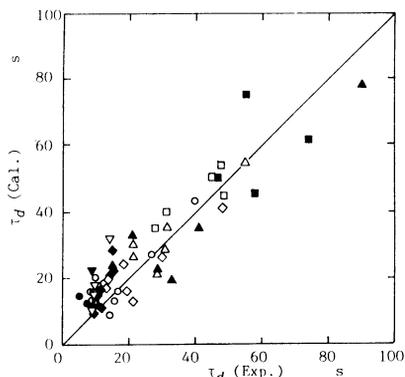


図 12 遅れ時間の計算値と実験値の比較

合には、管軸方向への熱移動および外壁からの放熱がともに冷却に寄与することになり、ここで無視した管材の熱容量効果や外壁からの熱伝達は大きな意味を持つことになる。この問題に関しては別途報告する予定である。

本熱輸送管を実用に供するには例えば Kurzweg⁽²⁾のように熱輸送管を平行に多数配置することによって熱移動量を大きくすることができる。ただしあまり本数が多いとヒートパイプに比べて構造が簡単であるという利点が損なわれる可能性があり、なんらかの最適化をはかる必要があろう。

本研究を遂行するにあたり貴重なご教示をいただいた龍谷大学赤川浩爾教授に感謝する。

文 献

- (1) 堀治, 新しい熱輸送管 (Dream Pipe), 機誌, **90**-824 (1987), 911. Kennedy, D. Dream pipe. *Technol. Rev., Diagram: Omnigraphics*, 88-6 (1985), 64.
- (2) Kurzweg, U. H. and Ling de Zhao, Heat transfer by high frequency oscillations: A new hydrodynamic technique for achieving large effective thermal conductivities, *Phys. Fluids*, 27-11 (1984), 2624-2627.
- (3) Kurzweg, U. H., Enhanced heat conduction in fluids subjected to sinusoidal oscillations, *Trans. ASME, J. Heat Transf.*, **107** (1985), 459-462.
- (4) 勝田, 振動波流による熱輸送—ドリームパイプの研究, 第4回最先端ヒートパイプテクノロジー資料, (1989-4), 6.1-6.11.
- (5) Schlichting, H., *Boundary-Layer Theory*, (1968), 85, McGraw-Hill.
- (6) 小平, 物理数学, **2** (1971), 286-289, 文献社.
- (7) 甲藤, 伝熱概論, (1989), 80-81, 養賢堂.