

# 振動制御型熱輸送管に関する研究

—層流崩壊条件とその熱輸送性能への影響—

Study of Oscillation-Controlled Heat Transport Device

—Transition from Laminar Oscillatory Flow and Its Effects on Heat Transport Characteristics—

西尾茂文\*・申興泰\*\*・呉性済\*

Shigefumi NISHIO, Fung-Tae SHIN and Sung-Je OH

## 1. はじめに

小さな温度差で大量の熱を輸送する熱輸送技術は、排熱の有効利用などのエネルギー技術や半導体素子の冷却など熱制御において近年重要性を増している技術の一つである。熱輸送の基本は熱伝導であるが、熱伝導は等価回路に代表されるように電気伝導と相似な関係を有する一方、実用材料において導電率が20桁程度変化する電気伝導に比べて熱伝導率は3桁程度しか変化せず、この意味で電気伝導に比べて強い拘束条件を有する現象である。したがって、熱輸送技術では、何らかの構造を利用することにより見かけの熱伝導率（実効熱伝導率）を大幅に向上させる必要がある。本稿では、内部にこうした構造を有する管を、熱輸送管と総称する。

熱輸送管の代表例は、蒸発・凝縮による潜熱輸送を基本とし、凝縮液を還流する機構として重力を利用するサーモサイフォンと毛管構造を利用するヒートパイプとである。これらは既に実用化されているが、いくつかの欠点があり<sup>1)</sup>、新しい原理の熱輸送管の開発が必要である。こうした事情を背景として、我々は振動励起熱輸送において発現する拡散促進効果を利用した新しい熱輸送管すなわち振動制御型熱輸送管について、拡散促進効果の発現機構、最適液体、最適振動条件、熱輸送係数、熱輸送管全体の総括熱抵抗などを検討し、さらに新しいタイプとして逆位相振動制御型熱輸送管の提案などを行ってきた<sup>1)</sup>。

ところで、サーモサイフォンやヒートパイプの欠点の一つは、熱輸送量に上限値が存在することである。これに対して、振動制御型熱輸送管については、層流振動流の崩壊条件が熱輸送限界をもたらす可能性が検討課題となろう。そこで、本報告では、層流振動流の崩壊条件を調べると

もに、その熱輸送量への影響について検討した。

## 2. 実験装置

図1に、層流振動流の崩壊条件を調べるための実験装置を示した。

試験液体は内径  $D$ 、長さ1.2mのガラス製テスト管内に注入された水であり、この水は図1右側のベローズを介してマイクロ加振機により所定の振幅  $S$ 、周波数  $f$  で往復振動する。振幅は図1左側のガラス製シリンダーにおける自由液面変動振幅より、周波数は加振機駆動用のパルス発生器からの信号を周波数カウンタにより測定した。

実験範囲は、 $D=9.4, 5.4, 3.2\text{mm}$ 、 $S=0.03\sim 0.55\text{m}$ 、 $f=0.5\sim 2\text{Hz}$  である。

往復振動流の流動様式は、直径0.05mmのアルミニウムトレーサの流跡を管軸方向中央部において高速度ビデオにより追跡し、それを画像処理することにより観察した。

図2に、実効熱伝導率を測定するための実験装置を示した。

実験液体は外径7.0mm、内径  $D=4.6\text{mm}$ 、長さ1.7mのガラス製テスト管に注入された水である。この水は、上述の可視化実験と同様の機構により往復振動するが、図2右

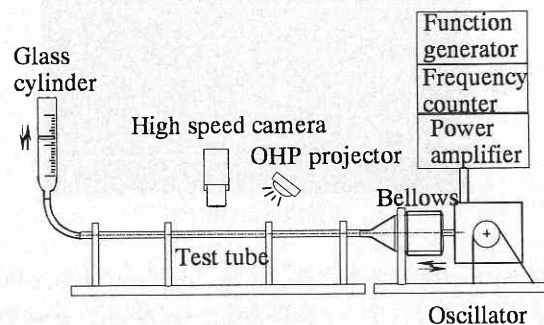


図1 流動状態可視化実験装置の概略図

\*東京大学生産技術研究所 第2部

\*\*Korean Institute of Science and Technology

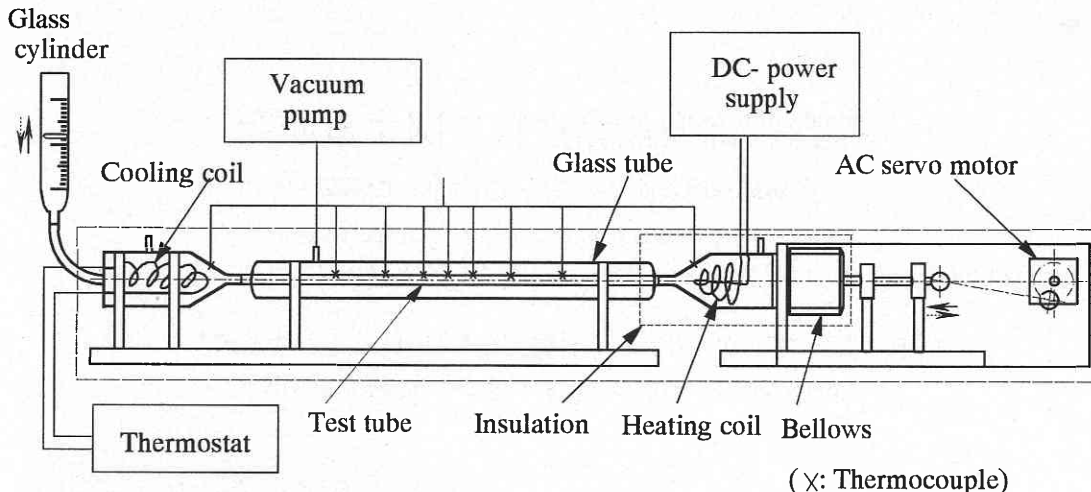


図2 実効熱伝導率測定用実験装置の概略図

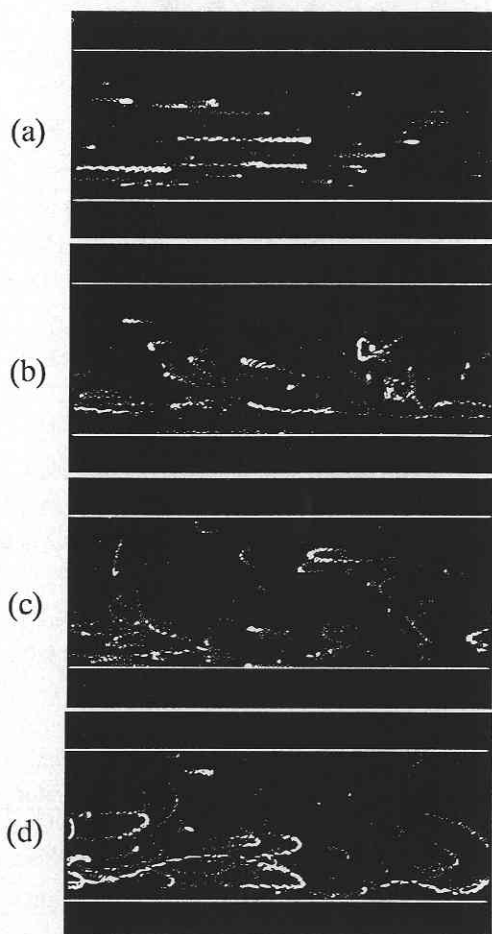


写真1 流動状態の可視化例

実験範囲は  $S=0.074\sim 0.37m$ ,  $f=0.33\sim 2.0Hz$  である。  
 実効熱伝導率  $k_{ef,t}$  は、加熱部電気ヒータ発熱量  $W$ 、ガラス管中空部断面積  $A$ 、K型熱電対で測定したガラス管軸方向の温度勾配の絶対値  $\Omega$  を用いて次式により計算した。

$$k_{ef,t} = \frac{W}{A\Omega} \tag{1}$$

### 3. 層流振動流の崩壊条件

さて、層流振動流の崩壊条件（あるいは乱流遷移条件）についてはいくつかの報告があり、これらの結果は以下のようにまとめられる。

- ①  $\Psi=710$  for  $Wo=4\sim 40^2$  (2a)
- ②  $\Psi=400$  for  $Wo=42\sim 71^3$  (2b)
- ③  $\Psi=780$  for  $Wo=2.3\sim 8.8^4$  (2c)
- ④  $\Psi=400^5$  (2d)
- ⑤  $\Psi=800^6$  (2e)
- ⑥  $\Psi=2800^6$  (2f)

ここで、

$$\Psi = 2S \sqrt{\frac{\omega}{\nu}}, \quad Wo = \frac{D}{2} \sqrt{\frac{\omega}{\nu}} \tag{3}$$

であり、 $\omega (= 2\pi f)$  は往復振動の角周波数、 $\nu$  は液体の動粘性係数である。

Hinoら<sup>4)</sup>および近江ら<sup>5)6)</sup>は、 $\Psi$ を増大させてゆく過程について、以下のような結果を報告している。即ち、層流振動流は、 $\Psi$ の増大に伴い、まず速度反転直後の加速期

側に電気ヒータによる加熱部、左側に冷却水による冷却部が配置されており、テスト管は側面からの熱損失を極力低減するために真空断熱されている。

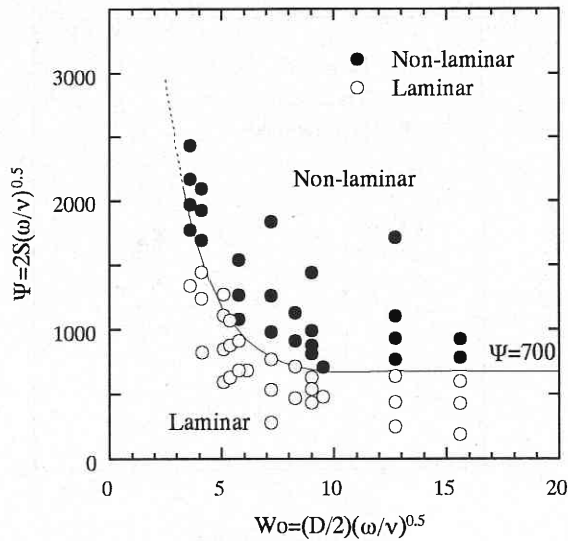


図3 往復振動流の流動状態マップ

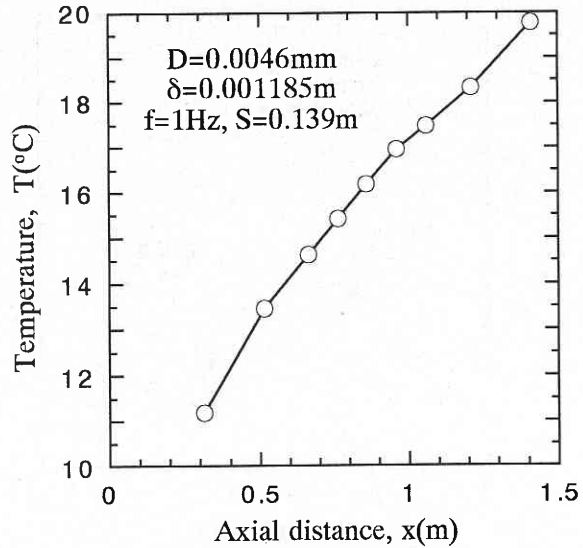


図4 テスト管における軸方向温度分布  
(横軸は冷却部からの距離)

間初期において流路断面中央部の速度分布が層流解から逸脱し始め(ここではこの条件を層流歪み開始条件と呼ぶ)、次いで最大速度に至る時点で流路断面全体に小振幅の速度変動が重畳し始め(弱乱流開始条件)、さらに最大速度以降の減速期間において高周波・大振幅の速度変動が現れ始め(条件的乱流開始条件)、ついには加速期間においても同様の変動が現れ時時刻々の速度分布が1/7乗則に近くなる(完全乱流開始条件)。上述の④は層流歪み開始条件、③と⑤は条件的乱流開始条件、⑥は完全乱流開始条件であると考えられる。

以上より、往復振動流においては、層流から乱流への遷移過程でいくつかの流動様式が現れること、乱流への遷移に注目すると減速から速度反転時に至る期間が重要であることが分かる。

そこで、本実験では、上述の期間を中心に上述の結果を確認する可視化実験を行った。写真1はその典型的結果を示したものであり、 $D=5.4\text{mm}$ 、 $f=0.621\text{Hz}$  ( $Wo=5.76$ ) における結果である。(a)は  $S=0.160\text{m}$  ( $\Psi=683$ )、(b)および(c)は  $S=0.253\text{m}$  ( $\Psi=1079$ )、(d)は  $S=0.361\text{m}$  ( $\Psi=1540$ ) に相当している。

写真より分かるように、(a)は流跡が管軸方向に直線的であり層流状態であると判断されるが、(d)では流跡が曲線を描いており明らかに層流状態が崩壊している。また、同一振動条件での異なる周期における可視化結果を示した(b)および(c)では、(b)は(a)に近く、(c)は(d)に近い状況にある。そこで、本報告では、(a)の状態を層流状態、(d)の状態を非層流状態と名付け、この間の境界に相当する(b)(c)の状態を層流振動流の崩壊条件とした。

図3に、上記の観察結果に基づき往復振動流の流動状態マップを示した。図より、層流崩壊条件は、 $Wo$  が大きい場合には式(2a)、(2c)あるいは(2e)に近く( $Wo$ によらず)  $\Psi=700$ となるが、 $Wo$  が小さい場合には  $\Psi$ は  $Wo$ によっても変化することがわかる。この結果は、Kurzwegら<sup>7)</sup>の実験結果に近い。

#### 4. 実効熱伝導率

本実験では、 $\Psi$ を大きくするために  $S$ を大きくしており、このために図4に示したように、図2の実効熱伝導率測定装置の加熱部から冷却部に至るテスト管部全体では直線的な温度分布が得られないが、管軸方向中央部の一定区間においては直線的な温度分布が得られている。そこで、まずこの部分すなわち発達した往復振動流における実効熱伝導率と流動状態との関係を検討するため、温度勾配が一定である管軸方向中央部における  $\Omega$ を用いて(1)式より計算された実効熱伝導率を、図5に示した。図中には、管材料が完全な断熱材とした場合の層流解に相当する Watson の実効熱伝導率に関する解析解<sup>8)</sup>、および管壁の熱的影響をも考慮した Kaviany の層流解析解<sup>9)</sup>を併記した。

図より、層流状態では Kaviany の層流解の予測値とよく一致しており、層流解の妥当性が確認できるとともに、本実験において所定の精度が得られていることが分かる。また、Watson の式との比較から、本実験で管材料として用いたガラス程度の低い熱伝導率の管壁でも拡散促進効果に壁の温度変動が影響することが分かる。一方、本研究の主対象である非層流状態では、層流解の2倍程度の実効熱

研究速報

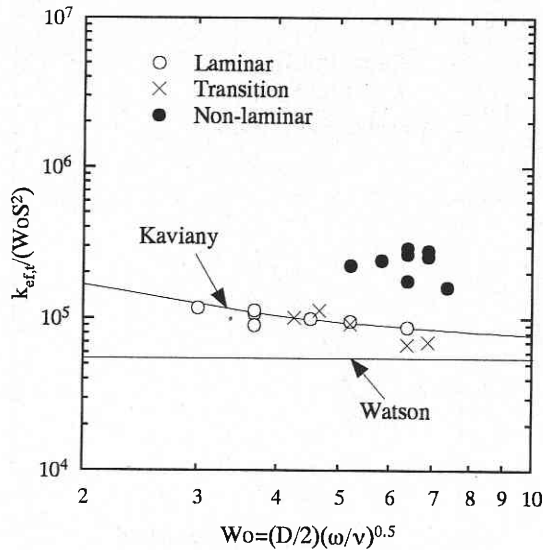


図5 発達した往復振動流における平均実効熱伝導率

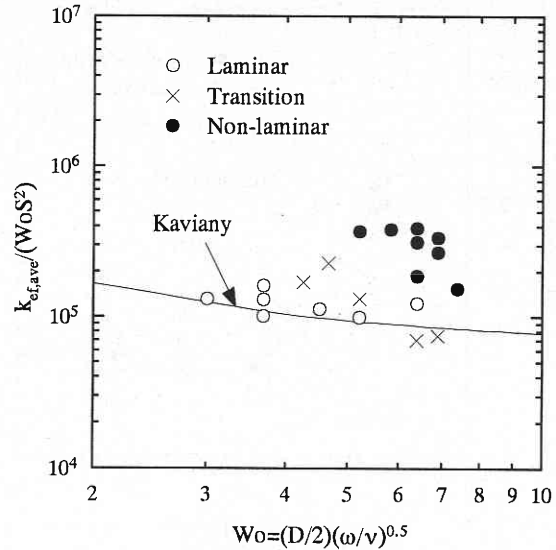


図6 テスト管全体の平均実効熱伝導率

伝導率が得られることが分かる。これは、層流状態の崩壊に起因して条件の乱流状態が現れ、管半径方向の実効拡散係数が増大することと関係があると考えられるが、詳細は他報で報告することとした。以上要するに、少なくとも本実験条件内では、発達した往復振動流の実効熱伝導率は層流状態が崩壊しても限界値に至っていないことがわかる。

一方、現実の熱輸送デバイスとして本実験装置を考えると、熱輸送性能は、発達した往復振動流のみならず加熱・冷却部近傍の実効熱伝導率にも依存する。そこで、テスト管両端の温度差により定義した温度勾配  $\Omega$  を用いて、実効熱伝導率を式(1)より計算し、その結果を図6に示した。図5に比べるとややデータが分散しているが、Kavianyの層流解と比較すると分かるように、非層流状態における実効熱伝導率はこの定義においても層流解より明らかに高く、層流崩壊条件が本熱輸送管における熱輸送限界をもたらさず、さらに実効熱伝導率を高めるという上述の結果が確認できる。

5. ま と め

サーモサイフォンやヒートパイプの欠点を補う熱輸送管として注目される振動制御型熱輸送管について、往復振動流の層流崩壊条件を示すとともに、層流状態の崩壊が熱輸送量に限界をもたらさないのみならず層流状態よりさらに実効熱伝導率を高めることを示した。

(1996年12月27日受理)

参 考 文 献

- 1) 西尾茂文：振動制御型熱輸送管，生産研究，第46巻，第5号，(1994)，259-266.
- 2) Sergeev, S.I.: Fluid Oscillations in Pipes at Moderate Reynolds Numbers, Fluid Dynamics, Vol.1, (1966), 21-22.
- 3) Merkli, P. and Thomann, H.: Transition to Turbulence in Oscillating Pipe Flow, J. Fluid Mech., Vol. 68, part 3, (1975), 567-575.
- 4) Hino, M., Sawamoto, M. and Takatsu, S.: Experiments on Transition to Turbulence in an Oscillatory Pipe Flow, J. Fluid Mech., Vol. 75, Part 2, (1976), 193-207.
- 5) 近江宗一・井口学・梶晃一郎・増田哲也：円管内振動流れの乱流遷移と速度分布，日本機械学会論文集，第47巻，第419号，(1981)，1214-1223.
- 6) 近江宗一・井口学・浦畑育生：円管内振動流れの流動形態と摩擦損失，日本機械学会論文集，第47巻，第420号，(1981)，1502-1510.
- 7) Kurzweg, U.H., Lindgren, E.R. and Lothrop, B.: Onset of Turbulence in Oscillating Flow at Low Womersley Number, Phys. Fluid A, Vol. 1, No. 12, (1989), 1972-1975.
- 8) Watson, E.J.: Diffusion in Oscillatory Pipe Flow, J. Fluid Mech., Vol. 133, (1983), 233-244.
- 9) Kaviany, M.: Performance of a Heat Exchanger Based on Enhanced Heat Diffusion in Fluids by Oscillation: Analysis, ASME J.Heat Transfer, Vol. 112, No. 1, (1990), 49-55.