流体の往復振動によって誘起される対流熱伝達*

小澤 守^{*1}, 瀧藤 知成^{*2}, 河本 明^{*3}

Convective Heat Transfer Induced by Fluid Oscillation

Mamoru OZAWA, Tomonari TAKIFUJI and Akira KAWAMOTO

Numerical simulation was conducted on the heat transfer process in a two-dimensional flow field imposed by a sinusoidal oscillation of fluid. When gravitational force was ignored, the heat transfer at the wall was similar to a forced flow turbulent heat transfer. On the other hand, under gravity, two modes of mixed convection heat transfer were observed depending on the thermal boundary conditions. For high viscosity fluids, the bifurcation of the flow pattern appeared, which was mainly determined by the oscillation amplitude.

Key Words: Heat Transfer, Heat Transfer Enhancement, Mixed Convection, Oscillation, Dream Pipe, Numerical Simulation

1. 緒 言

近年, Kurzweg ら⁽¹⁾⁽²⁾ によって管内の液体に往復振動を加えることにより液体の伝導伝熱を飛躍的に促進する熱輸送機構としてドリームパイプが考案された。わが国においてもその研究に触発され、著者ら⁽³⁾⁽⁴⁾、西尾ら^{(5)~(7)} など多くの研究^{(8)~(11)} があいついで行われた。

ドリームパイプの熱輸送の基本は往復振動によって形成される壁面近傍の振動境界層を媒介としたカスケード式のヒートポンピングによるものであり、Watson による物質の異常拡散⁽¹²⁾ とのアナロジーが成立する⁽⁵⁾。このような熱輸送管は作動流体や振幅、周波数の選択が適切であれば銅の熱拡散率の数十倍から数百倍の実効熱拡散率を有することになるが、高性能の熱輸送デバイスを設計するためには熱輸送管の両端に存在する吸熱あるいは放熱などの熱交換部での基本的特性を把握することが必要不可欠である。

このような熱交換部においては熱輸送管部と異な

り、振動によって誘起された強制対流的な流動方向への熱輸送だけでなく側壁への熱移動を伴うことから、現象的には管壁を通じての伝熱を伴う通常の強制対流熱伝達の機構に近づくことになる。このような振動場の伝熱現象に関しては、平均流に振動流を付加した Hyun らの一連の研究⁽¹³⁾⁽¹⁴⁾、振動によって誘起される円柱周りの共存対流に着目した Kikuchi らの研究⁽¹⁵⁾ など興味深い報告がなされているが、特にドリームパイプに関するものとして Kaviany ら⁽¹⁶⁾⁽¹⁷⁾ や稲葉の研究⁽¹⁰⁾ がある程度で、流れの機構にまで言及した十分な解明が行われているとはいえない状況にある。

そこで本報では著者らが既報⁽⁴⁾ で用いたドリームパイプの数値シミュレーションモデルをベースとして、数値シミュレーションによって熱交換部の熱流動場と伝熱の基本的な特性の把握を行い、またそこで発生する共存対流現象について検討した結果について報告する。

2. 数値シミュレーションモデル

数値シミュレーションモデルは図1に示すように左右両側壁を等温壁とした二次元流路である。数値シミュレーションに用いた基礎式は質量、運動量、エネルギーの各保存式で、ブシネ近似を施した保存式を用い

* 原稿受付 1995年10月18日。

^{*1} 正員, 関西大学工学部(☎564 吹田市山手町3-3-35)。

^{*2} 准員, (株)日立製作所システム技術部(☎101 東京都千代田区神田駿河台4-6)。

^{*3} 正員, (株)東芝大阪工場(☎567 茨木市太田東芝町1-6)。

Fig. 1 Simulation model

ることとした。なお本報では温度差が大きくしかも作動流体として水だけでなく高プラントル数流体であるシリコンオイルについてもブシネ近似を用いたことに対して問題がないわけではないが、本研究の目的が厳密な伝熱の相関式の誘導ではなく定性的な現象の把握にあることから、許容されるものと考えている。

数値シミュレーション手法はHSMAC法であり、その詳細は既報⁽⁴⁾に述べているのでここでは省略し、境界条件についてのみ説明しておく。流れ場に関する境界条件は、(1)流路は鉛直に設置されているとする。ただし熱伝達の基本的な特性を検討するために重力の加速度 $g=0 \text{ m/s}^2$ の場合についても計算した。(2)左右の両側壁は滑りなしとし、下端での液体の流入速度 V_{in} は

$$V_{in} = \Delta L \pi f \sin(2\pi ft) \quad (1)$$

で与えた。ここで f は周波数、 t は時間そして ΔL は見掛けの振幅で、半周期の間に流入する体積を流路面積と時間で除したものである。(3)上端は自由流入流出条件をおいた。一方、温度場に関する境界条件としては、(4)左右側壁の温度は一定温度 T_w とし、また(5)上下端から流入する液体温度もそれぞれ一定温度 T_u , T_b とした。

本報で主として用いた温度場の境界条件は次の2モードである。

Mode A : $T_u=30^\circ\text{C}$, $T_b=20^\circ\text{C}$, $T_w=20^\circ\text{C}$

Mode B : $T_u=20^\circ\text{C}$, $T_b=30^\circ\text{C}$, $T_w=30^\circ\text{C}$

本モデルは垂直に設置されたドリムパイプ下端の熱交換部に対応し、上記の Mode A は下端側が低温側の場合、Mode B は下端側が高温側の場合と考えることができる。

計算モデルの寸法は流路幅 $d=9 \text{ mm}$ 、流路長さ $L=15 \text{ mm}$ を中心として、アスペクト比 d/L の影響についても検討した。なおメッシュ数は X 方向に 60、 Y 方向に 30 ($d/L=9/15$ では $\Delta X=0.15 \text{ mm}$, $\Delta Y=$

0.5 mm)とした。振動周波数は $f=0.3\sim 50 \text{ Hz}$ 、また見掛けの振幅は $\Delta L=1, 3 \text{ mm}$ の2種類について検討した。シミュレーションに際しては流路内の初期流体温度 T_{in} が低温側の温度 (20°C) に等しく、また流体は静止しているとして計算を開始し、流れ場の温度分布、流速分布が十分に発達するまで計算を行った。

3. 振動場における熱流動の基本的特性

3・1 速度分布と温度分布 温度分布が十分発達した後の流路内での空間的また時間的な流速分布、温度分布について説明する。ただし自然対流の影響については4章において検討するので、ここでは $g=0 \text{ m/s}^2$ とし、作動流体を水とした場合を例にとって説明する。

図2と3には条件が Mode A の場合の流速の流路断面内分布(a)、温度分布 ($T-T_{in}$)(b)、そして流路側壁に沿った熱流束の分布(c)を振動の一周期にわたって示している。図2は $\Delta L=3 \text{ mm}$, $f=10 \text{ Hz}$ の場合であり、図3は $\Delta L=3 \text{ mm}$, $f=0.3 \text{ Hz}$ の場合である。そして図2、3ともに温度分布と流速分布は流路の下端からの高さ $Y/L=0.583$ を代表として示している。図2、3中の記号は(a),(b),(c)にわたって共通のものを用いており、それらはそれぞれ図2(c)、3(c)中に示されている。

図2(a)に示されている $f=10 \text{ Hz}$ の場合についてみると、流速分布は流路中央のバルク部分ではほぼ一定で、振動の位相によってほぼ平行に移動している。一方、壁面付近には明確に境界層が形成されており、速度変動はバルク部分での挙動と明らかに位相差が存在する。バルク部分と明りょうな位相差が存在する振動境界層厚さは $\delta_d = \sqrt{2\nu/\omega} = 0.18 \text{ mm}$ で与えられる⁽¹⁸⁾。ここで ν は動粘性係数、 ω は角周波数である。バルク部分に相対的な速度変動の振幅は壁面からの距離 X に対して $\exp(-X/\delta_d)$ に比例して小さくなり⁽¹⁸⁾、壁面から $3\delta_d$ の位置では振幅はおおよそ0.05倍となる。実際、壁面からの距離 $3\delta_d$ の範囲内では明らかにバルク部分と速度が異なり、これが速度分布から見たおおよその境界層厚さとなり、 $0\sim 3\delta_d$ の領域において流速変動の位相差のために一周期中のある位相で極大値あるいは極小値をもつのが特徴的である。また断面内速度分布は下端から流体が流入する場合と流出する場合で対称である。一方、図3(a)に示されている $f=0.3 \text{ Hz}$ の場合には速度は壁面から流路中心に向かってなめらかに変化し、速度が顕著に異なる境界層厚さは図3(a)と同様におおよそ $3\delta_d (=3 \text{ mm})$ で与えられる。なお周波数が小さい場合には速度分布

Fig. 2 Distribution of velocity, temperature and heat flux
[$g=0 \text{ m/s}^2$, $f=10 \text{ Hz}$, $\Delta L=3.0 \text{ mm}$, Mode A, see legend in (c)]

Fig. 3 Distribution of velocity, temperature and heat flux
[$g=0 \text{ m/s}^2$, $f=0.3 \text{ Hz}$, $\Delta L=3.0 \text{ mm}$, Mode A, see legend in (c)]

が平坦な部分は流路中央のごく狭い部分に限定されている。

次に温度分布についてみると、 $f=10 \text{ Hz}$ の場合には温度の最も高い部分がおおよそ $4\delta_d$ 付近にあり、この部分から壁面およびバルク部分に向かって温度が降下している。またバルク部分の温度分布は時間的にほぼ平行に変動しており、温度変動の位相差は $4\delta_d$ の部分とバルク部分ではほとんどない。速度分布と合せて考えると、流動方向の熱輸送は主として側壁から $4\delta_d$ の範囲の部分を通じて行われ、バルク部分は熱輸送にはあまり寄与しない。一方、 $f=0.3 \text{ Hz}$ の場合には流速変動に対応して温度境界層厚さも厚く、また $f=10 \text{ Hz}$ の場合のような極大値は認められない。このような低周波数の場合には流動方向の熱輸送にはバルク部分が主体的な役割をはたしている。このような速度分布や温度分布の特性はプラントル数が水よりも大きいシリコンオイルを作動流体とした場合にも認められ、例えば 10 cSt の場合 $f=10 \text{ Hz}$ では速度境界層の厚さは水と同様に $3\delta_d$ 程度であり、温度分布が極大値を

示す位置は水の場合よりも小さく $2\delta_d$ 付近である。振動場におけるこれら境界層厚さに関する特性は通常対流熱伝達における温度境界層厚さや速度境界層厚さとプラントル数の関係と同様である。温度の境界条件が Mode B の場合には速度分布の変動は図 2 (a), 3 (a) と同じで、温度分布は図 2 (b), 3 (b) とは逆転した形、つまり縦軸の温度を $10.0 - (T - T_{in})$ の形に直したものとなる。

本報におけるおもな対象である壁面に沿った熱流束の分布が図 2 (c), 3 (c) に示されている。上端温度 T_U が側壁 T_w や下端 T_B に比べて高いため、上部で熱流束が最も大きく、下部に向かって小さくなる。また振動の位相によって熱流束は大きく変化し、高温側の流体が流入してきたときに大きな熱流束となり、逆に低温側の流体が流入してきたときに熱流束は小さくなる。振動周波数が低くなると熱流束の値もその変動も小さくなる。なお Mode B の場合には熱移動の方向が Mode A とは逆転するが、熱流束の分布とその変動の絶対値は Mode A での結果と一致している。

Fig. 4 Heat transfer at the wall
($g=0 \text{ m/s}^2$)

3.2 側壁での熱伝達特性 次に強制対流熱伝達と同様な手法で側壁における熱伝達率を算出し、強制対流熱伝達との関連について検討してみる。上部および下部付近では流入液体の影響を直接受けるため、平均熱流束 q_m を算出するに際しては、この影響の少ない流路に沿った中央部に位置する $7\Delta Y$ の区間にわたって時間ならびに空間平均の値を求めた。この積分平均区間は $d/L=9/15$ の場合には $7\Delta Y=3.5 \text{ mm}$ (下端から $Y=5.5\sim 9 \text{ mm}$ の区間) である。流体側の代表温度としては上記の積分平均区間の両端における流路断面中心位置での時間平均温度を取り、側壁温度 T_w との対数平均温度差 ΔT_M を求めた。これら q_m と ΔT_M より平均熱伝達率 α_m を求め、次式で定義されるヌッセルト数 Nu と既報⁽³⁾⁽⁴⁾ と同様な形のレイノルズ数 Re の関係で表示する。

$$Nu = \alpha_m d / \lambda, \quad Re = 2df\Delta L / \nu \quad \dots\dots\dots (2)$$

図4にヌッセルト数 Nu とレイノルズ数 Re の関係が示されている。ここで示したのは Mode B のシミュレーション結果であるが、Mode A のシミュレーション結果と一致することを確認している。図4中には $d/L=9/15$ で作業流体が水、5 cSt および 10 cSt のシリコンオイル、水銀の各場合のシミュレーション結果が示されている。なお水については $d/L=5/15$, $3.4/15 \text{ mm/mm}$ の場合についても示されている。一般にヌッセルト数はレイノルズ数の増加とともに大きくなり、そのこう配はレイノルズ数が小さい領域で小さく、水の場合にはおよそ $Re=50$ を境として大きくなっている。振幅の差異による $Nu-Re$ 曲線の差異はかなり小さく、式(2)の定義が有効であることを示している。同様な傾向はシリコンオイルや水銀に対しても、また流路幅が異なる場合にも認められる。 $Nu-Re$ 曲線のこう配が変化する遷移レイノルズ数は水銀では

Fig. 5 Heat transfer correlation
($g=0 \text{ m/s}^2$, see legend in Fig. 4)

2 000、シリコンオイルでは10~30程度で、プラントル数 Pr が大きくなるに従い遷移点はレイノルズ数の小さいほうに移動する。

ここで対象としている系では往復振動による強制対流的な流動方向への熱移動と、流路各所での側壁方向からの熱移動が同時に行われている。低レイノルズ数域では周波数増加に伴う流体移動が最も顕著であるバルク部分が熱輸送の主体であることから流動方向には f^2 に比例して熱移動が促進される⁽⁵⁾ が、図3(b)からも明らかなように、側壁付近のこう配が小さく、また周波数増加に伴うこの部分での温度こう配の変化も小さいことから、 Nu の f に対する依存性、すなわち Re に対するこう配は小さい。一方、周波数が大きい領域では流動方向への熱移動は側壁近傍の境界層によって行われ、側壁から運ばれた熱が境界層付近でただちに流動方向へ輸送され、周波数の増加は流動方向熱移動にもまた側壁方向熱移動にも同程度の促進効果となっていると思われる。

ヌッセルト数の値はプラントル数が大きくなると大きくなり、特に高レイノルズ数域の $Nu-Re$ 関係はほぼ平行に移動している。このヌッセルト数 Nu のプラントル数 Pr に対する依存性はおよそ $Nu \sim Pr^{0.4}$ と表される。ただし水銀の場合は熱伝導率が極めて大きいため、振動周波数に対してヌッセルト数の変化はごくわずかしき認められない。また流路幅 d の異なる場合の結果を比較すると、高レイノルズ数域において流路幅が小さくなると Nu 値は小さくなる傾向がある。紙面の都合で図示されていないが、 $d/L=9/30 \text{ mm/mm}$ の場合にも同様な Nu の低下が認められることから、ヌッセルト数は d/L の関数でもあることがわかる。このことは強制対流熱伝達とのアナロジーで考えれば、熱流動場が発達域であることに対応する。

これらプラントル数 Pr と d/L の影響を考慮して図4に示される水銀以外のシミュレーション結果につ

いて $Nu/Pr^{0.4}$ と $Re \times (d/L)$ の関係でプロットしたおした結果が図5に示されている(記号は図4と共通)。高レイノルズ数域の各シミュレーション結果は幾何学的寸法や流体にかかわらずほぼ1本の直線の周りに分布している。一方、低レイノルズ数域ではシリコンオイルの2種類のシミュレーション結果は1本の直線で表されるものの水に対する直線とは一致しない。この領域では熱伝達特性を相関するのに Pr と $Re(d/L)$ だけでは不十分であることになる。

管内強制対流乱流熱伝達は一般には $Nu/Pr^{0.4} \sim Re^{0.8}$ で与えられる。図5中の高レイノルズ数域に対する直線は $Nu/Pr^{0.4} \sim [Re(d/L)]^{0.8}$ をシミュレーション結果にフィッティングしたもので、次式で表される。

$$Nu = 0.15 Pr^{0.4} [Re(d/L)]^{0.8} \dots\dots\dots (3)$$

シミュレーション結果は層流解であるが、周波数が高い場合には境界層付近での熱拡散が活発で、結果的に乱流場と同様な Pr や Re に対する依存性を示すことになる。

4. 自然対流が作用する場合の熱流動特性

4.1 速度分布と温度分布 周波数が低いときには振動によって誘起される速度が小さく、重力が作用する場では自然対流の効果によって流速分布と温度分布が大きく影響される。そこで低周波数域での断面内速度分布と温度分布の一周期にわたる変動について説明する。Mode A のときには図6(a)に示すように速度分布は壁付近では負の側に、バルク部分では正の側にかたよっている。これは上端の高温液体が側壁で冷却され、それによって側壁近傍に下降流が、そしてバルク部分には上昇流が存在することを意味する。つまり側壁から中央に向かう弱い循環流が形成されている。このことによって図6(b)に示すように側壁付近の温度境界層の厚さが $g=0 \text{ m/s}^2$ の場合に比べて薄くなり、およそ $2\delta_d$ のオーダーとなる。しかし側壁での温度こう配はレイノルズ数が非常に低い場合を除いて図3(b)とほぼ同様で、平均熱流束も後出の図10に示すように $g=0$ に対する結果とほぼ一致する。また高周波数域では速度分布、温度分布ともに $g=0 \text{ m/s}^2$

Fig. 6 Distribution of velocity and temperature
[$g = -9.8 \text{ m/s}^2$, $f = 0.3 \text{ Hz}$, $\Delta L = 3.0 \text{ mm}$, Mode A, see legend in (b)]

Fig. 7 Distribution of velocity and temperature
[$g = -9.8 \text{ m/s}^2$, $f = 0.3 \text{ Hz}$, $\Delta L = 3.0 \text{ mm}$, Mode B, see legend in (b)]

Fig. 8 Distribution of velocity and temperature
 $[g = -9.8 \text{ m/s}^2, f = 3.0 \text{ Hz}, \Delta L = 3.0 \text{ mm}, \text{ Mode B, see legend in (b)}]$

の場合とほとんど一致する。

Mode B の場合には、図 7 (a) に示すようにバルク部分を下降し、側壁付近を上昇する循環が明りょうに認められる。温度分布はバルク部分ではほとんど変動せず、境界層部分でのみ大きく変動する。側壁での温度こう配は $g = 0 \text{ m/s}^2$ に対するよりも大きく、当然熱流束も大きい。この場合は自然対流が熱輸送に大きく影響している。振動周波数が増加すると振動によって誘起される流れが相対的に大きくなり、 $f = 3 \text{ Hz}$ 程度になると図 8 (a) に示すようにバルク部分から側壁方向への循環は認められるものの図 3 (a) に類似の速度分布となる。しかし温度分布は一周期の間でほとんど変動しない。このことは振動境界層を介しての低温端への熱輸送が効果的に行われなことを意味し、そのために側壁での温度こう配も小さくなっていると考えられる。これに対応して側壁での平均熱流束も図 10 の $Re = 100 \sim 200$ で極小値となっている(記号は図 11 と共通)。 $\Delta L = 3 \text{ mm}$ の場合には $f = 6.62 \text{ Hz}$ 付近で再び温度変動が認められるようになり、振動による強制対流的な熱輸送が支配する状態に遷移する。 $f = 10 \text{ Hz}$ 程度では速度分布には自然対流の影響がほとんど認められず、また温度分布も図 9 に示すように基本的には $g = 0 \text{ m/s}^2$ の場合と同様であるが、バルク部分で変動帯域がより高温側にある。このことは境界層に相対的にバルク部分の温度が高いことから、浮力の作用によって高温部分が $g = 0 \text{ m/s}^2$ の場合よりもさらに上方に拡大したためであろう。しかし壁面での温度こう配は $g = 0 \text{ m/s}^2$ の場合とほとんど変わらない。

4.2 側壁での熱伝達特性 自然対流効果が影響する場合についても 3.2 節と同様に Nu Re 関係を求め、そのうち水に対する結果が図 11 に示されている。なお $g = 0 \text{ m/s}^2$ の場合においては、前述のように

Fig. 9 Temperature distribution ($g = -9.8 \text{ m/s}^2$, $f = 10.0 \text{ Hz}$, $\Delta L = 3.0 \text{ mm}$, Mode B)

Fig. 10 Average heat flux at the wall
 (See legend in Fig. 11)

Mode A に対する結果と Mode B に対する結果が一致しているので、ここでは Mode B の結果を代表として示している。Mode A の場合には Nu の値は低レイノルズ数域においては $g = 0 \text{ m/s}^2$ の場合よりも大きい、レイノルズ数の増加とともに、緩やかに増加して $Re = 200$ 付近で $g = 0 \text{ m/s}^2$ の場合の特性に漸近する。図 10 では熱流束は低周波数域で $g = 0 \text{ m/s}^2$ の場合よりも小さく、一方ヌッセルト数は逆に $g = 0 \text{ m/s}^2$ のそれよりも大きくなっているのは主として対数平均温度差の挙動による。つまり Mode A では低周波数域でバ

ルク部分を上昇する循環流が存在し、低温側の流体が押し上げられ、図 3 (b), 6 (b) を比較して明らかに温度差が小さくなっていることによる。また $Nu-Re$ 関係に振幅 ΔL の影響はほとんど認められない。

Mode B に対する結果ではレイノルズ数が非常に小さい領域では Mode A と同程度の Nu 値となっているが、レイノルズ数の増加とともにまず減少して極小値をもち、その後急激に上昇する。 $g=0 \text{ m/s}^2$ の場合の結果と比較すると、特に $Re=30$ 以下では $g=-9.8 \text{ m/s}^2$ に対する結果のほうが Nu 値は大きくなっている。このような低レイノルズ数域では振動による強制対流熱伝達よりも自然対流熱伝達のほうが大きく、振動を加えることによって逆に熱伝達を阻害していることになる。 $Re=30$ から $200 \sim 300$ の領域では $g=0 \text{ m/s}^2$ の場合よりも Nu 値はかなり小さくなっている。そしてその領域を超えると Nu 値は急上昇する。そのときのレイノルズ数は振幅が小さいと若干ではあるが低いレイノルズ数で遷移する。高周波数域ではバルク部分は熱移動に大きく寄与せず、壁付近の流れの挙動が支配因子となって図 10 に示すように熱流束は $g=0 \text{ m/s}^2$ の場合とほとんど変わらないが、バルク部分の温度が相対的に高く、側壁との温度差が小さくなっているため Nu の値としては $g=0 \text{ m/s}^2$ の場合よりも大きくなっている。

Churchill⁽¹⁹⁾ は共存対流場でのヌッセルト数 Nu を強制対流場でのヌッセルト数 Nu_F で正規化し、 Nu/Nu_F を自然対流熱伝達によるヌッセルト数 Nu_N と Nu_F の比 Nu_N/Nu_F に対して相関を求めた。 Nu_N/Nu_F はプラントル数に対する依存性を除けば基本的にはグラスホフ数 Gr とレイノルズ数の関数である。そこでレイノルズ数としては d/L で補正した $Re(d/L)$ を用い、また強制対流熱伝達特性 Nu_F としては g

$=0 \text{ m/s}$ の高周波数域での相関式 (3) を用いて、 Nu/Nu_F と $Gr/Re(d/L)$ の関係が図 12 に示されている。ここで Gr を算出する際の代表温度差には簡単のため $|T_w - T_e| (=10 \text{ K})$ 、代表長さは流路幅 $d (=9 \text{ mm})$ を用いた。

Mode A の場合には $Gr/Re(d/L)$ が小さい、つまりレイノルズ数が大きい領域では $Nu/Nu_F \sim 1$ となり、 $Gr/Re \times (d/L)$ の増加とともに滑らかに上昇していく。一方、Mode B の場合には $Gr/Re(d/L)$ が小さい場合には Nu/Nu_F は 3 程度と比較的大きな値であるがレイノルズ数の増加とともに $Gr/Re(d/L) \sim 10^2$ 付近で大きく減少して極小値をもち、さらに $Gr/Re(d/L)$ が大きくなるとほぼ直線状に増加して Mode A のシミュレーション結果に漸近する。Churchil らの結果との対比から Mode A は強制対流熱伝達に自然対流効果がアシストする場合であり、Mode B は自然対流効果が強制対流効果と対抗する場合に対応していることになり、通常の共存対流現象と同様の伝熱機構が往復振動系においても認められることがわかる。

4.3 フローパターンの分岐現象 Mode B の条

Fig. 12 Mixed convection heat transfer

Fig. 11 Heat transfer at the wall
($g = -9.8 \text{ m/s}^2$)

Fig. 13 Bifurcation of mixed convection heat transfer

Fig. 14 Distribution of velocity and temperature
[Silicon oil 10 cSt, $g = -9.8 \text{ m/s}^2$, $f = 3.0 \text{ Hz}$, $\Delta L = 1.0 \text{ mm}$, Mode B, see legend in (b)]

Fig. 15 Distribution of velocity and temperature
[Silicon oil 10 cSt, $g = -9.8 \text{ m/s}^2$, $f = 3.0 \text{ Hz}$, $\Delta L = 3.0 \text{ mm}$, Mode B, see legend in (b)]

件のもとで作業流体にシリコンオイルを用いた場合の $Nu-Re$ 関係が水に対するシミュレーション結果とともに図 13 に示されている。振幅 $\Delta L = 1 \text{ mm}$ の場合には Nu は水の場合と同様に Re の増加とともに減少して極小値に達した後、 $Re \sim 60$ (5 cSt), 30 (10 cSt) 付近で急上昇して、図 13 中実線と一点鎖線で示す $g = 0 \text{ m/s}^2$ のときの強制対流的な熱伝達特性に近づくのに対して、振幅が $\Delta L = 3 \text{ mm}$ では周波数の増大とともに Nu 値はまず上昇して極大値をもち、その後減少して強制対流的な特性に漸近するというまったく逆の特性を示すことになる。図 14, 15 に $f = 3 \text{ Hz}$ で、振幅が 1 mm と 3 mm の場合の流速分布、温度分布を示している。 $\Delta L = 1 \text{ mm}$ の場合には水の場合と同様にバルク部分では下降流が存在し、側壁付近で上昇する循環が形成されている。このとき温度変動はほとんどなく、側壁での熱流束も小さく、そして振動による熱輸送も良好ではない。 $\Delta L = 3 \text{ mm}$ の場合には Mode A の場合と同様に側壁付近で下降、中央部分で上昇という循環が存在する。このため側壁付近での温度こう配が大き

く、熱流束も大きくなり、したがって Nu も大きい値となる。しかしこのような循環も周波数が十分大きい場合には振動によって誘起される流れが支配的となって $g = 0 \text{ m/s}^2$ の場合と同様の速度分布、温度分布となる。このように振幅によってフローパターンが分岐する機構は以下のように考えられる。ここで行った数値シミュレーションにおいては初期条件として流路内の流体は一様に低温側の温度に等しく静止している。Mode B では側壁と下端温度が初期流体温度よりも高く、したがって振動を印加しなければ壁面上昇、中央下降の循環が必然的に形成される。振幅が小さい場合にはこの循環を大きく変化させる程度速度外乱を与えることにはならないが、振幅が大きい場合には自然循環に比して大きな速度外乱が加振開始とともに流路上向きに与えられ、しかも流路中央では速度が大きいことから図 15(b) のように図 14(b) とは逆の循環が形成される。実現象においても加振方法のいかんによってはこのようなフローパターンの分岐が発生することが予想される。水の場合には例えば振幅を 5 mm 程

度にまで大きくしてもこのような分岐は認められなかった。このことは水のほうがシリコンオイルに比べて粘度が小さく、同じ温度差に対しても自然対流によって誘起される循環流れが強いからであろう。

5. 結 言

ドリームパイプの熱交換器部分に着目して往復振動場での熱伝達特性に関する数値シミュレーションを行い、基本的な熱伝達特性を明らかにするとともに、重力の作用によって共存対流現象が認められることが明らかとなった。ここで得られた結果は計算機容量などの制約から主として幾何学的に狭い範囲に限られているが、定性的にはスケールにかかわらず発現する現象と考えられる。今後実験的および理論的な検証をすすめるとともにさらに広範囲のシミュレーションを行う必要があろう。

文 献

- (1) Kurzweg, U. H. and Zhao, L., *Phys. Fluids*, **27** 11 (1984), 2624-2627.
- (2) Kurzweg, U. H., *Trans. ASME, J. Heat Transf.*, **107** (1985), 459-462.
- (3) 小澤守・坂口忠司・浜口八朗・河本明, 市居明彦・小野茂樹, *機論*, **56** 530, B(1990), 3056-3063.
- (4) Ozawa, M. and Kawamoto, A., *Int. J. Heat Mass Transf.*, **34** 12(1991), 3083-3095.
- (5) 西尾茂文・本間満・張暉民, *機論*, **60** 569, B(1994), 233-239.
- (6) 西尾茂文・張暉民, *機論*, **60** 570, B(1994), 627-633.
- (7) 西尾茂文・史小宏・舟津功治, *機論*, **60** 578, B(1994), 3498-3503.
- (8) 富永昭, *低温工学*, **25** 5(1990), 300-303.
- (9) 勝田正文, *ヒートパイプ技術*, **12** 3(1993), 12-27.
- (10) 稲葉武彦, *機論*, **60** 575, B(1994), 2538-2543.
- (11) 高橋一郎, *機論*, **61** 581, B(1995), 275-282.
- (12) Watson, E. J., *J. Fluid Mech.*, **133**(1983), 233-244.
- (13) Kim, S. Y., Hyun, J. M. and Kang, B. H., *Proc. 2nd JSME-KSME Thermal Eng. Conf.*, (1992), 41-46.
- (14) Chung, J. H. and Hyun, J. M., *Int. J. Heat Mass Transf.*, **37** 1(1994), 43-52.
- (15) Kikuchi, Y., Ohno, Y. and Takahashi, M., *Heat Transf.*, **5**(1994), 495-500.
- (16) Kaviany, M., *Trans. ASME, J. Heat Transf.*, **112**(1990), 49-55.
- (17) Kaviany, M. and Reckker, M., *Trans. ASME, J. Heat Transf.*, **112**(1990), 56-63.
- (18) Schlichting, H., *Boundary Layer Theory*, 6th ed., (1968), 85-87, McGraw Hill, N. Y.
- (19) Churchill, W., *Heat Exchanger Design Handbook*, **2**, C.2.5.9(1983), 1-7, Hemisphere Pub. Co., N. Y.