等熱流束加熱された鉛直二平板間を緩やかに上昇する 流れの流動形態と伝熱特性*

鈴木 孝 司^{*1}, 三田地 紘 史^{*1}
西村 基^{*2}, 高橋 勇 二^{*3}

Flow Pattern and Heat Transfer of Low-Speed Upward Flow between Uniformly Heated Vertical Plates

Takashi SUZUKI, Koshi MITACHI,
Motoshi NISHIMURA and Yuji TAKAHASHI

Low-speed upward flow in an uniformly heated vertical flat duct was studied experimentally. The flow pattern was visualized by the dye injection method. The flow was laminar throughout the entire channel when the effect of buoyancy was relatively small. However, the streak line of dye began to oscillate sinusoidally halfway through the channel when the effect of buoyancy became large, and then the flow transitioned to a turbulent one. The wall temperature oscillated sinusoidally at the transition point, and fluctuated randomly in the turbulent region. The heat transfer coefficient increased rapidly with the flow transition. The effects of Reynolds number and modified Grashof number upon the condition under which flow transition occurred and upon the heat transfer coefficient in the turbulent region were clarified.

Key Words: Heat Transfer, Natural Convection, Forced Convection, Combined Convection, Parallel Plates, Vertical Channel, Upward Flow, Transition, Unsteady Flow

1. 結 言

加熱された鉛直流路内を緩やかに上昇する流れは、原子炉停止時の炉内の除熱などに関連する重要な問題である。そのため、この問題についてはおもに円管を対象として従来より調べられてきている⁽¹⁾。例えば、鉛直な加熱円管内の上昇流では、浮力の影響が強くなると局所的な循環流れや温度変動を伴う流れが発生することなどが示されている⁽²⁾⁽³⁾。最近、このような流れは不安定で何らかの変動が発生する可能性があることが示され⁽⁴⁾、また、らせん状の流脈線の変動も観察されている⁽⁵⁾。しかし、これらの流動形態の変化が発生する条件や流動形態の変化が伝熱特性に及ぼす影響についてはいまだに不明な点が多いようである。ここで、この種の問題をより深く理解するためには、流動形態の観察ならびにそれと伝熱特性との対比が容易な二次元流路を用いた研究が有効であろう。また、二次元流路内の上昇流に及ぼす浮力の影響については実験的にはほとんど調べられていないから、基礎資料を蓄積し

ておく必要があろう。

そこで本研究では、両側より等熱流束加熱された鉛直な二次元矩形流路内を緩やかに上昇する流れの流動形態および伝熱特性について実験的立場から詳しく調べた。その結果、加熱量が比較的小さい場合は流路全域で流れは層流だが、浮力の影響が強くなると流路中央をよぎる流脈線が流路途中から正弦波状に変動しはじめ、ついには乱れた流れへ移行すること、この流脈線の変動に伴って加熱壁面の温度も変動してヌッセルト数が急増することなどを具体的に示すとともに、変動の発生条件や乱れた流れの領域での伝熱特性を明らかにした。

2. おもな記号

b_0 : 流路すきまの半分
 c_p : 流体の比熱
 f_w : 加熱壁面温度の変動周波数
 g : 重力の加速度
 Gr^* : 修正グラスホフ数 $= g\beta qb_0^4/(\lambda\nu^2)$
 l : 流路長さ
 Nu : 局所ヌッセルト数 $= qb_0/[\lambda(T_w - T_b)]$
 Nu_t : 乱れた流れの領域でのヌッセルト数
 Nu_∞ : 層流発達域でのヌッセルト数(数値計算によ

* 原稿受付 平成6年6月6日。

^{*1} 正員、豊橋技術科学大学 (〒441 豊橋市天伯町雲雀ヶ丘)。

^{*2} 新日本製鐵(株) (〒808 北九州市戸畑区飛幡町1-1)。

^{*3} 豊橋技術科学大学大学院 (〒441 豊橋市天伯町雲雀ヶ丘)。

る)

P : パワースペクトル

q : 壁面熱流束

Re : レイノルズ数 $= \bar{u}b_0/\nu$

T_b : バルク温度 $= qx/(\rho c_p \bar{u}b_0) + T_i$

T_i : 流路入口での流体温度

T_w : 加熱壁面の温度

$\bar{u}$: 流路断面平均流速

x : 流路入口からの距離

x_i : 流路断面内の流速分布に変曲点が表れる位置
(数値計算による)

x_p : 圧力が正へ転じる位置(数値計算による)

x_r : 流路中央での流速が平均流速の 1/10 となる
位置(数値計算による)

x_w : 流脈線が変動しはじめる位置

α : 流体の温度伝導率

β : 流体の体積膨張率

λ : 流体の熱伝導率

ν : 流体の動粘度

ρ : 流体の密度

3. 実験装置および方法

実験装置の概略を図 1 に示す。装置は幅の十分大きな垂直な二次元矩形流路と入口および出口プレナムより構成されている。流路は長さ $l=540$ mm, 幅 300 mm で, すきま $2b_0$ は任意に設定できる構造となっている。本実験では b_0 は 4 mm または 7 mm とした (l/b_0

図 1 実験装置概略(等尺にあらず)

$=135, 77$). 流路はアクリル樹脂製であり, その外側を厚さ 50 mm の断熱材で覆ってある。流路両側壁の内面には通電加熱用ステンレスはくヒータをはり付けてあり, ポンプで入口プレナムへ定常的に注入された試験流体は多孔板ならびにスポンジで構成された整流部を経て垂直流路に流入し, 両側壁より等熱流束状に加熱される。流路を出た流体は出口プレナムより排出される。流動形態は流路入口から 45 mm の位置の流路中央から注射針により色素(ローダミン B)を注入して可視化観察した。加熱壁面の温度 T_w はヒータの裏面に取付けた 47 本の K 形熱電対で測定した(測定精度は ± 0.25 K)。加熱壁面温度が時間変動する場合には, 熱起電力を直流増幅器, A-D コンバータを介してパーソナルコンピュータに取り込んで分析した。

実験では, 加熱開始後 1~2 h 経過して加熱壁面温度が一定(加熱壁面温度が変動する場合は平均温度がほぼ一定)となったことを確認した後に, 局所ヌッセルト数 Nu の分布を測定するとともに流動形態の可視化写真を撮影した。実験結果はおもに b_0 を代表長さを選んだレイノルズ数 Re ならびに修正グラスホフ数 Gr^* で整理した。実験条件は, $10 \leq Re \leq 100$, $Gr^* \leq 1 \times 10^5$ とした。流体の物性値は流路入口と出口での流体温度の平均値で評価した。試験流体には脱気した水道水を用いた。流路入口での流体温度 T_i は 286 K から 295 K の範囲であった。なお, 加熱量と入口・出口温度差から算定した流体の受熱量との差は加熱量の 5.4% 以下(流脈線の変動が観察された条件下)であった。

4. 実験結果ならびに考察

4.1 流動形態と伝熱特性 まず, 流路内の流動形態を可視化観察するとともに局所ヌッセルト数の流れ方向分布と対比してみた。

色素注入法で可視化した流路内の流動形態の写真の一例を図 2 に示す。平均流速が大きく加熱量が比較的小さいときは, 図 2(I) のように流路入口付近より注入した染料の流脈線は流路出口までまっすぐで, 流れは流路全域で層流である。流路すきまあるいは加熱量が大きくなると, 図 2(II) のように流脈線が流路途中より正弦波状に揺れはじめる ($x/l \approx 0.45$)。この変動は二次元的で, 変動しはじめる位置も流路の幅方向にほぼ一定である。また, 後述する壁面温度の変動周波数と変動の波長より算定した変動の移動速度は平均流速の 1.5 倍程度であることから, 変動は流れとともに移動しているものと考えられる。この流脈線の変動は上方へ行くほど振幅が大きくなり, ついに流脈線は加熱

壁面に接してゆがむようになる($x/l \approx 0.53$)。さらに上方では流脈線が崩れて観察されづらくなる($x/l > 0.70$)。この領域では流れは三次元的に不規則に変動している。この状態が通常の管内流の乱流に相当するものかどうか現段階でははっきりしないが、本研究ではこのような流れを乱れた流れと呼ぶことにする。流路すきまあるいは加熱量がさらに大きい場合には、図2(III)のように流路途中で流脈線が2本に分岐するようになる($x/l \approx 0.23$)。分岐した2本の流脈線の内側は循環流となっている。この分岐した位置の上方でも流れはしばらくは層流だが、より上方では2本の流脈線が同位相で周期的に変動しはじめ($x/l \approx 0.38$)、その振幅がしだいに大きくなって、ついには乱れた流れへと移行する。

図2のそれぞれの流動形態が観察された場合の局所ヌッセルト数 Nu の流れ方向の分布を図3に示す。図3中の○印は図2(I)の場合における Nu の分布である。 Nu は層流強制対流と同様に流路入口で最も大きく、上方に行くほど減少してある一定値に漸近している。一方、図2(II)の場合の Nu 分布は、図3中の▷印のように、流路途中までは○印と同様の傾向を示す。しかし、流脈線が変動しはじめるあたり($x/l \approx 0.45$)から Nu は急激に増加して、流脈線が壁面に接するあたり($x/l \approx 0.53$)でいったん極大となり、より上方の乱れた流れの領域では Nu はほぼ一定の値をとるようになる。図2(III)の場合の Nu 分布では、図3中の□印のように流脈線が分岐するあたり($x/l \approx 0.23$)には特

に変化はみられない。しかし、流脈線の変動しはじめるあたり($x/l \approx 0.38$)から Nu は急激に増加して、その上方の乱れた流れの領域($x/l > 0.74$)ではほぼ一定の値をとるようになる。ここで、いずれの場合も $x/l > 0.9$ では Nu が流れ方向にわずかながら上昇する傾向がみられるが、これは流路出口の影響であろうと思われる。

このような流脈線の変動に対応する加熱壁面温度の変動も観察された。図3中の(a), (b), (c), (d)の位置での壁面温度の時間波形ならびにその周波数分析結果を図4(I), (II)にそれぞれ示す。流脈線が変動しはじめる(a)のあたりから壁面温度は極めて小さな振幅で変動しはじめる。温度変動はほぼ正弦波状であり、変動周波数は約0.3 Hzである。(b)の位置では約0.3 Hzの成分の変動がより強くなるとともに0.1 Hz以下の低い周波数成分の変動も強くなっている。 Nu が極大となる(c)の位置では正弦波状の変動の振幅は(b)よりも小さくなり、0.3 Hz付近の周波数分析の山はなだらかになる。乱れた流れとなる(d)の位置では温度変動はより穏やかになり、0.3 Hz付近の周波数分析の山はみられなくなる。温度変動のRMS値を測定した結果でも、RMS値は(b)の位置で最も大きかった。

このような壁面温度の変動を流脈線の変動と合せて現象論的に考察すれば、図3の(b), (c)の位置では流れの正弦波状の変動によって流路中央付近の温度の低い流体が壁面近傍へ運ばれるために壁面温度が変動するとともにヌッセルト数が向上すると考えられる。

図2 代表的な流動形態の可視化写真

図3 代表的な局所ヌッセルト数分布(図2に対応)

図 4 加熱壁面温度の時間変動波形とその周波数分析結果の一例
($Gr^* = 1.7 \times 10^4$, $Re = 28$, $b_0 = 7$ mm)

図 5 局所ヌセルト数の流れ方向分布
(レイノルズ数の影響)

図 6 局所ヌセルト数の流れ方向分布
(修正グラスホフ数の影響)

また、(d)の位置では流れが乱れて流路内の流体温度が均一化するために温度変動が穏やかになると考えられる。

次に、レイノルズ数 Re ならびに修正グラスホフ数 Gr^* を変えて局所ヌセルト数 Nu の流れ方向の分布を調べてみた。その結果、図 5, 6 に示すように乱れた流れへの移行が観察された場合にはいずれも図 3 中の▷印や□印と同様の Nu 分布の特徴的な変化がみられた。図 5 より、流脈線が変動して Nu が急増する流れ方向位置は Re が小さくなるほど流路入口に近づ

いている。図 6 より、 Nu の急増する位置は Gr^* が大きいほど流路入口に近づいている。また、図 5, 6 から、より上方の乱れた流れの領域での Nu は流れ方向にあまり変化せず、その値は Gr^* が大きいほど大きくなるが、 Re にはほとんど依存しないことがわかる。なお、このような流れの移行に伴う Nu 分布の変化は流速が極めて小さい $Re = 13$ の場合でも観察された。

図 5, 6 の結果をふまえて、流脈線の変動が発生する条件について調べてみた。本研究の実験条件の範囲を修正グラスホフ数とレイノルズ数の比 Gr^*/Re な

図 7 流脈線の変動が観察された実験条件の範囲

らびに無次元化した流路長さ $l/(b_0 Re)$ で整理して図 7 に示す。図 7 中のぬりつぶした記号が流脈線の変動が観察された実験条件、白ぬきの記号が変動が観察されなかった実験条件である。

図 7 中には相原の手法⁽⁶⁾に準じて境界層近似を施した運動量の式ならびにエネルギー式を前進差分法により流れ方向に解いた数値計算の結果も記入した。なお、流路入口での流速ならびに流体温度の分布は一様、圧力は $-\rho \bar{u}^2/2$ とした。 $l=x_r$ の線は浮力の影響により壁面近傍の流れが加速された結果として流路中央での流速が平均速度 $\bar{u}$ の 1/10 となる位置であり、 x_r よりもさらに長い流路では流路中央で流れが逆流する可能性がある。 $l=x_p$ の線は流路内の圧力が正に転ずる位置であり、流路長さが x_p と一致する場合の流路内の流れは純粋な自然対流に相当する。また、 x_p より流路が長い場合は浮力により誘起される上向きの流れを下向きの強制力により抑制した場合である。 $l=x_i$ の線は流路断面内の流速分布に変曲点が表示される位置であり、変曲点規範が適用できるとすれば、 x_i よりもさらに長い流路では流路途中で流れが乱流に遷移する可能性があると考えられる。

図 7 より、本実験の範囲では Gr^*/Re の値がある程度大きい場合にのみ流脈線の変動が観察されている。変動が観察された範囲を上述の数値計算と対比すると、 $l \leq x_p$ (線の下側) の場合には流脈線の変動は観察されなかった。このことは垂直流路内の自然対流が遷移しづらいことと対応している。また、 $l > x_r$ の場合

図 8 流脈線が変動しはじめる位置の整理

図 9 加熱壁面温度の変動周波数

はすべて流脈線の変動が観察された。このことは加熱された鉛直流路内の上昇流を数値計算する際は、逆流が発生するような条件下では流れの非定常性や遷移に配慮する必要があることを示唆している。さらに、流脈線の変動が観察されたのは $l > x_i$ の場合のみであった。

4.2 変動開始位置ならびに伝熱特性の整理 流脈線が変動してヌッセルト数が急増する位置やその上方の乱れた流れの領域での伝熱特性などが簡単に予測できるようになれば、これらを伴う機器の性能を予測するうえで好都合であろう。そこで、まず、流脈線が変動しはじめる位置の整理を試みた。結果を図 8 に示す。図 8 は前述の数値計算で求めた流速分布に変曲点が表示される位置から流脈線が変動しはじめる位置までの距離 $(x_w - x_i)/b_0$ を修正グラスホフ数とレイノルズ数の比 Gr^*/Re で整理してみた結果である。図 8 より $(x_w - x_i)/b_0$ はおおむね Gr^*/Re で整理でき、 Gr^*/Re の値が大きくなるほど徐々に小さくなる。したがって、本実験と同程度のプラントル数の流体に関しては、ヌッセルト数が急増する位置は図 7 で述べた簡単な数値

図 10 循環流領域の下端位置

計算と図 8 よりおおむね予測できよう。ここで、流脈線が変動しはじめる位置が流速分布に変曲点が表れる位置を用いて整理できたことは、本研究で観察された流脈線の変動が流速分布に変曲点をもつ流れの不安定性に関連していることを示唆している。すなわち、加熱された鉛直円管内の上昇流が不安定であることを示した Yao⁽⁴⁾ の解析結果を裏づけている。

ここで、ヌッセルト数が急増するあたりでの加熱壁面温度の変動周波数を整理してみた結果、図 9 に示すように、流路すきまと平均流速で無次元化した変動周波数 $f_w b_0 / \bar{u}$ は Gr^*/Re^2 でほぼ整理でき、 Gr^* が大きくなるほど、 Re が小さくなるほど高くなっていた。一方、図 2(III) に示したような循環流領域の下端の位置(流脈線が 2 本に分岐する位置)を図 7 中に示した数値計算の結果と比較してみた結果、図 10 に示すように、循環流領域の下端の位置はすべて流路中央での流速が平均流速の 1/10 となる位置 x_r のわずかに上方であった。このことは、加熱された鉛直円管内の共存上昇流に発生する循環流領域の形状が数値計算で予測できるとした Bernier ら⁽⁶⁾ の結果を裏付けている。

次に、層流ならびに乱れた流れの領域での伝熱特性について吟味してみた。まず、流脈線が変動しはじめる位置よりも下方(入口側)での局所ヌッセルト数 Nu の分布を数値計算と比較してみた結果を図 11 に示す。図 11 より、層流域での Nu は数値計算の結果とおおむね一致している。 $Re=13$ の場合は Nu の測定値が計算結果よりも若干小さいのは、境界層近似に基づいて計算したためであろう。しかし、当然のことながら、乱れた流れに移行した後の Nu は数値計算よりも大きくなる。ここで、乱れた流れに移行した後の Nu は図 5, 6 に示したように流れ方向にほとんど変化せず、 Gr^* が大きくなるほど大きくなる傾向があった。そこ

図 11 層流域でのヌッセルト数と数値計算との対比

図 12 乱れた流れの領域でのヌッセルト数

で、この領域でのヌッセルト数 Nu_t (移行直後ならびに流路出口近傍を除いた領域での Nu の平均値)を Gr^* で整理してみた。結果を図 12 に示す。平均流速を浮力により誘起される流れの流速の 1 倍から 1/10 程度程度の範囲で変えた本実験の範囲では(図 7 を参照のこと)、 Nu_t は Re によらずほぼ Gr^* で整理でき、図 12 に示すように Gr^* の 0.2 乗に比例して増大する。しかしながら、この結果は従来の乱流共存対流の研究結果⁽⁷⁾ とは必ずしも対応しないから、本研究で観察された乱れた流れの性質について(いわゆる乱流であるかどうか)より詳細に吟味してみる必要があると考えられる。ところで、図 12 中には参考のため $Re=13$ ならびに $Re=78$ での層流発達域のヌッセルト数の計算結果 Nu_∞ を示してある。 Re が大きい場合のほうが乱れた流れへ移行したことによるヌッセルト数の向上割合は大きくなっている。 $Re=13$ では向上割合は 20% 程度にすぎないことから、これよりもさらに Re が小さい場合には、たとえ乱れた状態へ移行したとしてもヌッセルト数の向上はほとんどみられないものと推察

される。

以上の鉛直二平板間流路での結果を鉛直円管内でのそれと直接比較することはできない。しかし、鉛直円管内で予想あるいは観察された流動形態とほぼ同じ流動形態がより詳細に観察され、しかも、それらの観察される流れ場の条件や流動形態の変化が伝熱特性に及ぼす影響が具体的に明らかにされた。

5. 結 言

両側より等熱流束加熱された鉛直な二次元矩形流路内を緩やかに上昇する流れの流動形態ならびに伝熱特性について、実験的立場から詳しく調べた。本研究の範囲で得られた結果を要約して以下に示す。

(1) 浮力の影響が小さいときは、流路全域で流れは層流であるが、浮力の影響が大きくなると流路中央をよぎる流脈線が流路途中から正弦波状に変動しはじめ、より上方では乱れた流れへと移行する。このような流脈線の変動に伴い加熱壁面温度も正弦波状に変動して、局所ヌッセルト数は急激に増加する。乱れた流れに移行すると壁面温度の変動も不規則になり、ヌッセルト数はほぼ一定の値をとるようになる。

(2) 流脈線が変動しはじめる流れ方向位置は修正グラスホフ数大きいほど、レイノルズ数が小さいほど流路入口に近づく。また、数値計算で求めた流速分布に変曲点が生ずる位置から流脈線が変動しはじめる位置までの距離は修正グラスホフ数とレイノルズ数の

比でおおむね整理でき、修正グラスホフ数とレイノルズ数の比が大きくなるほど小さくなる。

(3) 流脈線が変動しはじめる位置より下方の層流域での局所ヌッセルト数は数値計算とおおむね一致する。乱れた流れの領域でのヌッセルト数は、レイノルズ数にはほとんど依存せず修正グラスホフ数の0.2乗に比例して大きくなる。

(4) 浮力の影響が比較的大きい場合には、流路途中に循環流領域が形成される。循環流領域の近傍では局所ヌッセルト数の分布には特に変化はみられない。しかし、より上方では(1)と同様に流脈線が変動してヌッセルト数が急増する。

本研究をはじめにあたり、豊橋技術科学大学 北村健三助教授よりご助言いただいた。ここに付記して謝意を表す。

文 献

- (1) Metais, B. and Eckert, E. R. G., *J. Heat Transf.*, **86** (1964), 295.
- (2) Hanratty, T. J. and Kabel, R. L., *Ind. Eng. Chem.*, **50** (1958), 815.
- (3) Scheele, F. G. and Hanratty, T. J., *J. Fluid Mech.*, **14** (1962), 246.
- (4) Yao, L. S., *Int. J. Heat Mass Transf.*, **30-4**(1987), 707.
- (5) Bernier, M. A. and Baliga, B. R., *Int. J. Heat Fluid Flow*, **13**(1992), 241.
- (6) 相原, 伝熱工学の進展, **4**(1976), 119, 養賢堂.
- (7) 数土・ほか2名, 機論, **55-512, B**(1989), 1174.