

## 平行平板間流れに挿入した円柱の共存対流熱伝達に関する数値解析\*

中部 主 敬<sup>\*1</sup>, 長谷川 寛<sup>\*2</sup>  
松原 幸 治<sup>\*2</sup>, 鈴木 健二郎<sup>\*1</sup>Numerical Simulation of Combined Convection Heat Transfer  
from Heated Cylinder Mounted in Flow between Parallel PlatesKazuyoshi NAKABE, Hiroshi HASEGAWA,  
Koji MATSUBARA and Kenjiro SUZUKI

Heating a cylinder should affect the flow pattern around it and the heat transfer from its surface. Numerical computation of the flow and related heat transfer has been carried out for a circular cylinder mounted in a channel flow for a free-forced combined convection regime. In the case that buoyancy assists the flow, the results showed that the transition from unsteady flow to steady flow occurred under different conditions depending on the  $Ri$  number,  $Re$  number and blockage ratio. With a constant  $Re$  number, the critical  $Ri$  number at which the transition occurs decreases with increasing blockage ratio, and with a constant  $Ri$  number, the transition  $Re$  number increases with the blockage ratio. In the case of negative buoyancy, on the other hand, the increase of the  $Ri$  number facilitates the growth of the length scale of the Kármán vortices. The buoyancy effect on flow instability is less conspicuous compared with that in the above two cases in the case of horizontal flow, but local heat transfer characteristics are still changed by the buoyancy effects.

**Key Words:** Numerical Simulation, Combined Convection, Heat Transfer, Unsteady Flow, Buoyancy, Kármán Vortex

## 1. 緒 言

エネルギー有効利用は、資源節約および地球環境保全の観点から、近年ますます重要な課題となっており、熱交換器の高性能化はその具体的達成策の一つとして各方面で精力的に研究されている。単一円管あるいは管群は熱交換器の重要な構成要素であり、その意味で流れ場中に設置された加熱円柱の熱伝達実験が古くから検討されている。例えばSchmidtとWenneら<sup>(1)</sup>やEckertとSoehngen<sup>(2)</sup>の実験は初期の代表的な研究であり、最近Karniadakis<sup>(3)</sup>、喜ら<sup>(4)</sup>が数値解析を行って、彼らの実験値と比較している。これらの研究では、自然対流の影響を無視し得るとして、その熱流動場を考察しているが、FandとKeswani<sup>(5)</sup>や北村ら<sup>(6)</sup>の研究にあるように、鉛直上昇流、鉛直下降流、水平流いずれの場合にも円柱の加熱に伴う自然対流は、円柱表面の熱伝達特性に顕著な影響を与える。鉛直上昇流に関す

る熱流動場に関しては、例えば、JainとLohar<sup>(7)</sup>、能登ら<sup>(8,9)</sup>、ChangとSa<sup>(10)</sup>による数値計算がある。とくに、能登らは鉛直上昇流中に挿入した円柱の加熱/冷却によってカルマン渦が消滅/発達し、流れの様相が自然対流の発生に著しく依存するとしている。

そこで本研究では、円柱を平行平板間に挿入する場合に注目し、まず、(1) 主流と浮力の作用方向が同じ場合 (2) 主流と浮力の作用方向が逆の場合 (3) 主流と浮力の作用方向が直交する場合(水平流)の3種類の流れ場について数値計算を行い、流れの非定常遷移、カルマン渦の発達・消滅挙動、流れの剥離位置、円柱に作用する力および円柱表面のヌセルト数分布に注目し、共存対流が円柱周りの流れ場ならびに円柱表面の熱伝達特性に対して、いかなる影響を及ぼすかについて検討を行う。なお、流路中に円柱を挿入する場合、円柱から放出されるカルマン渦は流路壁面の熱伝達向上にも有効である<sup>(11)</sup>とされている。それゆえ、共存対流下でのカルマン渦の挙動の壁面熱伝達特性との関連も重要と考えられるが、これについては今後の研究課題とし、本研究では触れないことにする。

\* 原稿受付 1995年8月14日。

\*<sup>1</sup> 正員、京都大学工学部 (〒606-01 京都市左京区吉田本町)。\*<sup>2</sup> 学生員、京都大学大学院。

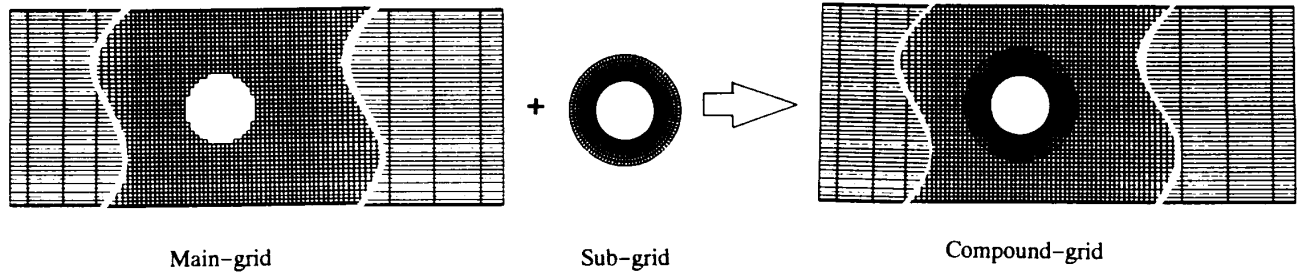


Fig. 1 Computational domain.

2. 記号

- $C_p$ : 流体の定圧比熱
- $C_D$ : 抗力係数
- $C_L$ : 揚力係数
- $D$ : 抗力
- $d$ : 円柱直径
- $g$ : 重力加速度
- $H$ : 流路幅
- $h$ : エンタルピ
- $L$ : 揚力
- $p$ : 圧力
- $r$ : 円柱中心からの半径方向距離
- $T$ : 温度
- $t$ : 時間
- $U$ :  $x$ 方向速度成分
- $\vec{u}$ : 速度ベクトル (=  $(U, V)$ )
- $V$ :  $y$ 方向速度成分
- $x$ : 主流方向距離
- $y$ : 幅方向距離
- $\alpha$ : 熱伝達率
- $\beta$ : 流体の体膨張率
- $\theta$ : 円柱後流中心から反時計周りに測った角度
- $\lambda$ : 流体の熱伝導率
- $\mu$ : 流体の粘性係数
- $\nu$ : 流体の動粘性係数
- $\rho$ : 流体の密度
- $\omega$ : 角周波数
- 添字
- $f$ : 摩擦抗力基準
- $m$ : 入り口部断面平均値
- $p$ : 圧力抗力基準
- $s$ : 剥離点位置
- $w$ : 円柱表面での値
- $0$ : 基準値

無次元数

$Gr$ : グラスホフ数 (=  $g \beta d^3 (T_w - T_m) / \nu^2$ )

$Nu$ : ヌセルト数 (=  $\alpha_w d / \lambda$ )

Table 1 Geometrical parameters.

閉塞比	$d/H$	0.30	0.15	0 (一様流)
上流側長さ	$x_1/d$	6.67		
下流側長さ	$x_2/d$	33.3		

$Re$ : レイノルズ数 (=  $U_m d / \nu$ )

$Ri$ : リチャードソン数 (=  $Gr / Re^2$ )

$St$ : ストロークル数 (=  $\omega d / (2 \pi U_m)$ )

3. 計算手法

計算に際して、流体を2次元非定常、非圧縮性ニュートン流体として取り扱って得られる連続の式および運動量、エネルギーの支配方程式(式(1))を、境界層近似を施すことなく、直接数値計算した。ただし、作動流体には空気を考え、ここでは浮力に関する項のみ温度に依存するとして、それ以外の項の物性値はすべて一定(基準温度20℃)とするブジネ近似を採用した。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u}) = 0$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \vec{u}) + \nabla \cdot (\rho \vec{u} \vec{u}) = -\nabla p + \mu \nabla^2 \vec{u} + \frac{\rho \beta}{C_p} (h - h_0) \vec{g} \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho h) + \nabla \cdot (\rho \vec{u} h) = \nabla \cdot \left( \frac{\lambda}{C_p} \nabla h \right)$$

計算用格子は、平行平板間流中に円柱を挿入した系を扱うために、円柱表面と流路境界の双方ともに沿う必要がある。そこで、円柱のごく近傍を除く計算領域全体に配置した直角座標系の主格子と、円柱近傍のみに配置した円柱表面に沿う極座標系の副格子とからなる、複合格子を採用した(図1参照)。この時、各格子系では主・副両格子系それぞれに対して書き下した支配方程式(1)を数値解析し、後述する方法で両格子系の間で計算値の交換を行った。すなわち、一方の格子系境界上にある格子点での諸量は、その点を取り囲む相手側格子系の格子点4点の値を面積加重平均することにより求めた<sup>(12)</sup>。なお、計算格子には千鳥配置を採用し、ベクトル量の交換に際してはベクトルの方向も加味した。

表1に流れ場の幾何形状に関する数値を示す。なお、

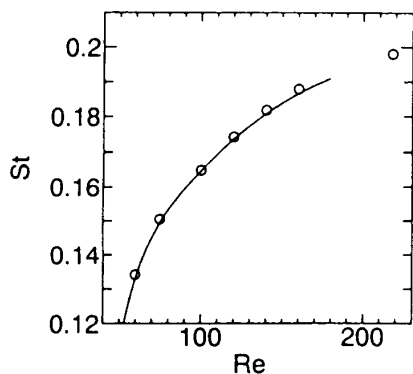


Fig. 2 Strouhal number.

表中の $d/H=0$ は一樣流を意味し、この場合の計算結果を他の研究者が行った実験値と比較し、本計算の妥当性を評価した。格子は不等間隔に配置し、最小格子間隔基準のレイノルズ数が主格子側で7.0以下<sup>(11,13)</sup>に、副格子側で主格子間隔の0.25倍以下<sup>(4)</sup>に相当する1.6以下になるよう選んだ(主・副総格子点数は条件により異なるがおよそ9,700である)。また、時間更新刻み幅は最小格子間隔基準のクーラン数が1になるよう定めた。

差分化の方法に関しては、対流項に三次精度のQUICK法<sup>(14)</sup>、拡散項に二次精度の中心差分法を用い、完全陰解法によって諸量の時間発展を計算したが、圧力と速度の更新値の整合性を充分確保するため、1時間ステップ内で10回の繰り返し計算を施した。圧力の計算にはSIMPLE法<sup>(15)</sup>を採用し、繰り返し計算にはADI法<sup>(16)</sup>を併用した。

速度場に関する境界条件としては、流路入口で一樣流もしくは十分に発達した平行平板間流れの速度分布を仮定し、円柱表面と流路の側方境界面上で粘着条件を使用した。また、温度に関しては流路入口と流路の側方境界面上で一定温度とし、円柱表面はそれと異なる温度に等温加熱するものとした。流路出口境界においては速度・温度場が境界層近似に従うものとする境界条件を採用した<sup>(17)</sup>。

#### 4. 計算コードの妥当性

計算コードの妥当性を検証するため、喜ら<sup>(4)</sup>と同様に、一樣流中に非加熱の円柱を挿入した場合の計算を行い、既存の実験結果と比較した。図2は、発生するカルマン渦のストローハル数 $St$ の本計算結果(プロット点)を、円柱直径基準のレイノルズ数 $Re$ に対して示したもので、Williamson<sup>(18)</sup>の実測値(実線)も示してある。この図から、両者が良く一致していることが分かる。Williamsonによると、 $Re < 178$ で2次元の流れが観測され、そのうち $Re < 49$ では定常流である。本計算においても $Re = 50 \sim 60$ で定常流から非定常流に遷移

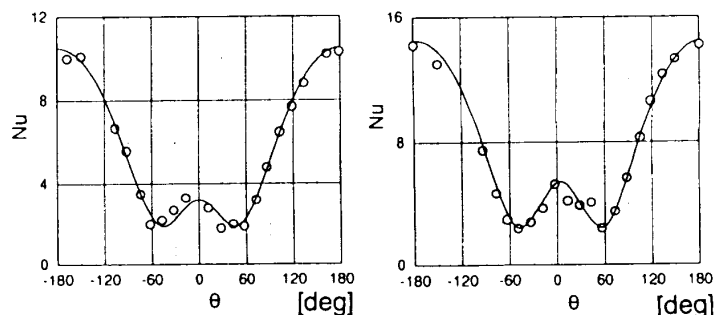
(a)  $Re = 120$ (b)  $Re = 218$ 

Fig. 3 Nusselt number.

することが観察された。これらのことから、本計算は流れ場に関して妥当な結果を与えていることが分かる。

次に、温度場の計算結果の妥当性を検証するため、円柱表面のヌセルト数 $Nu$ 分布について、Eckertら<sup>(2)</sup>の実験値(プロット点)と自然対流の影響を考慮しない場合の計算結果(実線)を対比した。その結果を円柱後方岐点から測った角度 $\theta$ に対して図3に示す。 $Re = 120$ および218の場合の双方で、両結果は $Nu$ 数が最大となる前方岐点から最小となる剥離点近傍にかけてよく一致しており、また、本計算結果は喜ら<sup>(4)</sup>の最近の計算結果とも一致しており、本計算結果の妥当性が確認できる。

しかし、二つの剥離点に挟まれる円柱後方表面では実験値と計算値との間に若干のずれが見られ、また、この領域の実験値は $\theta = 0$ に関して左右対称になっていない。これらは、この実験が水平流中に設置された水平円柱について行われたため浮力の影響を受けたことによると考えられ、この点でも自然対流の影響を考慮した計算を行うことは有意義であると考えられる。

#### 5. 計算結果および考察

以下の議論においては強制対流に対する円柱加熱による自然対流の相対的強さを表すパラメータとして、次式で定義されるリチャードソン数 $Ri$ を用いる。

$$Ri = \frac{Gr}{Re^2} = \frac{g \beta d (T_w - T_m)}{U_m^2} \quad (2)$$

ここで、 $Gr$ は円柱直径基準のグラスホフ数であり、 $Ri=0$ は円柱非加熱を意味し、 $Ri$ の絶対値が大きくなるほど浮力の影響が強くなる。なお、 $g=0$ として $Ri=0$ にした純強制対流の場合の計算は、別途円柱表面と流体との間に適当な温度差を設定しなければならないので、今回は考慮していない。また、鉛直下降流中の円柱加熱の計算には $(-g)$ を用いているので、 $Ri$ は負の値とな

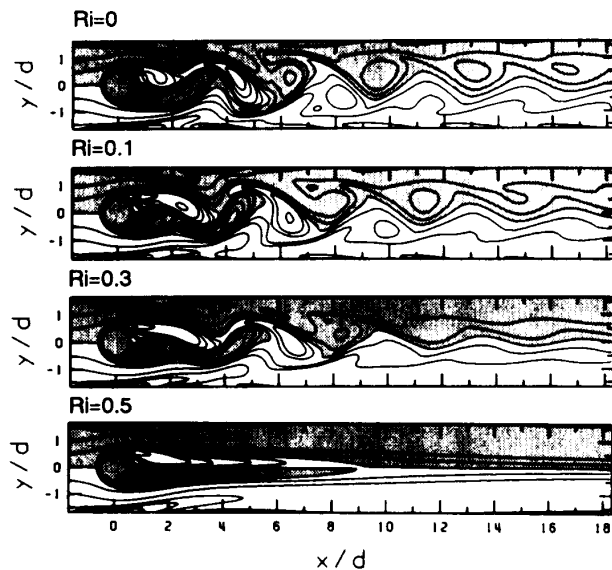


Fig. 4 Instantaneous vorticity contours (positive buoyancy,  $Re=120$ ,  $d/H=0.3$ ).

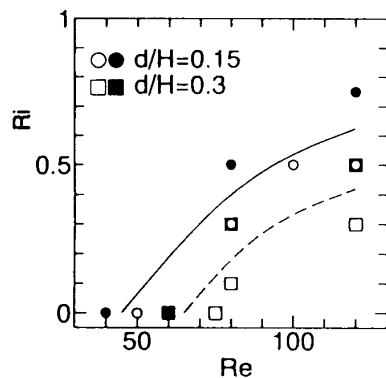


Fig. 5 Transition of the flow pattern (unsteady ~ steady).

り、この場合、鉛直上昇流中の円柱冷却にも相当する。

## 5. 1 浮力の作用方向に対する流動様式の変化

### 5. 1. 1 鉛直上昇流

図4は閉塞比0.3,  $Re=120$ の場合の、ある瞬間における等渦度線である。図中の網掛領域は渦度が正の値をとる領域である。 $Ri=0$ 、すなわち、円柱非加熱状態では円柱の後流は振動しており、いわゆるカルマン渦の発生が見られる。 $Ri=0.1$ から0.5へと加熱の影響を強めていくにつれて、流れ場の安定性が増して、場合によってはカルマン渦が消滅し、 $Ri=0.3\sim 0.5$ で定常流に移っている。これらの結果は能登ら<sup>(8)</sup>の結果と同様である。

非定常流から定常流への遷移 $Ri$ 数の $Re$ 数および閉塞比への依存性を定性的に調べた。結果を2種類の閉塞比0.15(丸印および実線)および0.3(四角印および破線)について、 $Re$ 数- $Ri$ 数の関係として図5に示す。図中の黒印は定常流を、白印は非定常流を表す。また、

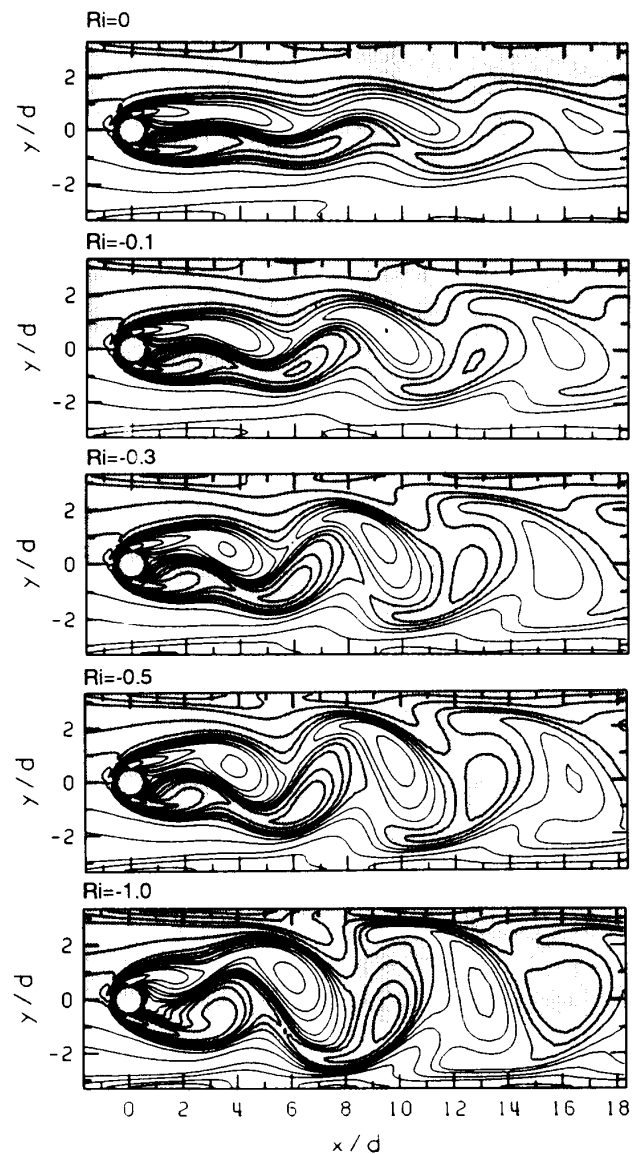


Fig. 6 Instantaneous vorticity contours (negative buoyancy,  $Re=50$ ,  $d/H=0.15$ ).

二本の曲線は、プロット点から予想される定常-非定常の遷移境界である。図より、 $Ri$ 数が同じ場合、閉塞比の大きいほど、高い $Re$ 数で遷移が起こる。すなわち、加熱の程度が同じである場合には閉塞比の大きい方が安定な $Re$ 数範囲は広いことが分かる。このことは非加熱の場合に得た結論<sup>(11)</sup>と整合性がある。一方、 $Re$ 数が同じ場合には、閉塞比が大きいほど低い $Ri$ 数から流れは安定化する。すなわち、閉塞比が大きい場合には、加熱の程度が比較的小きくとも流れは定常化する。

### 5. 1. 2 鉛直下降流

この場合、強制対流と自然対流とは作用する方向が逆なので、先程とは逆に加熱によって流れは不安定化し、能登ら<sup>(8)</sup>が示したように加熱の程度に応じてカルマン渦の発達様式が変化する。図6に閉塞比0.15,  $Re=$

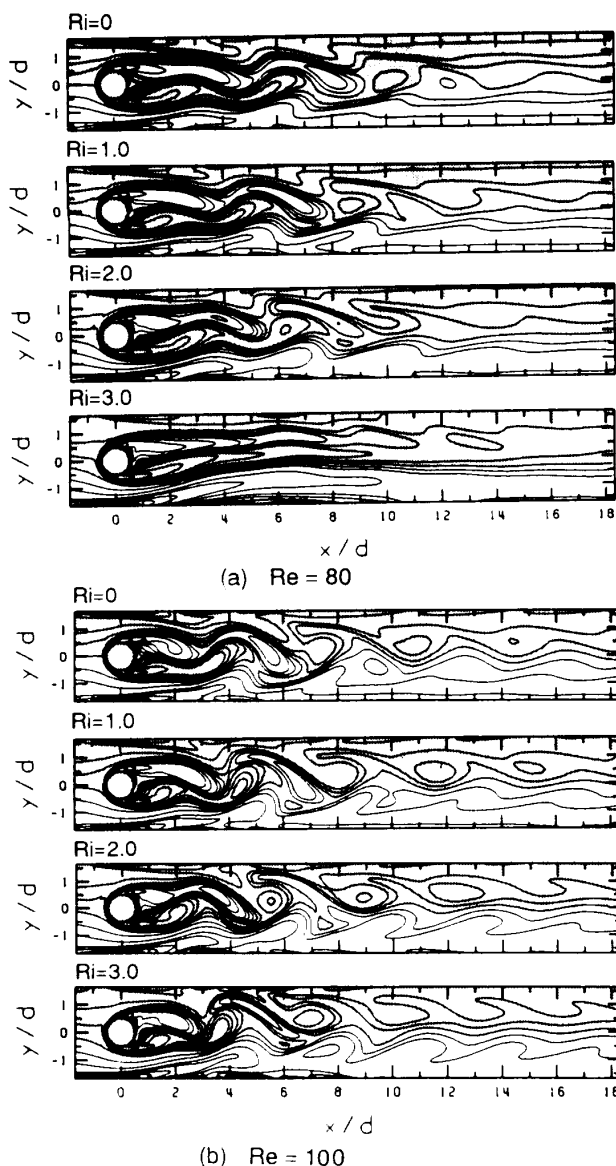


Fig. 7 Instantaneous vorticity contours (horizontal flow,  $d/H=0.3$ ).

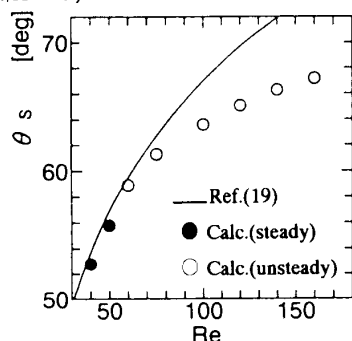


Fig. 8 Separation point vs.  $Re$ .

50の場合の等渦度線を示す。この場合、 $Ri=0$ ですでに流れは非定常であり、 $Ri$ 数を負の方向に大きくする、すなわち加熱の程度を強めるほど流れの非定常性が強まり、カルマン渦の $y$ 方向への揺動がより顕著になるとくに、 $Ri=-0.5$ の場合、鉛直上昇流の場合に比べて

カルマン渦の寸法が増大していることが分かる。この結果、壁近傍領域の流れ場もより顕著に非定常化している。

### 5. 1. 3 水平流

この場合、自然対流の向きは強制対流に対して直交している。図7(a)および(b)にそれぞれ、閉塞比が0.3と同じで、レイノルズ数が $Re=80$ および100の場合の等渦度線を示す。いずれの場合も、円柱加熱による自然対流の影響で、円柱下側から発生する正の渦度の渦が円柱上側からの負の渦度の渦を押し上げており、そのため流路中心面に関する流れ場の対称性が崩れるその結果として、(a)の $Re=80$ の場合、 $Ri=3.0$ で円柱からの渦の放出はほとんど見られなくなり、流れが定常流に近づいていることが分かる。一方、(b)の $Re=100$ の場合、 $Ri=3.0$ ではまだカルマン渦が発生しており、流れが定常化するのには $Ri=5.0$ 以上の範囲であった。この場合、 $x/d=3.0\sim 6.0$ の範囲にある正の渦度の渦の時間変化に注目すると、その位置が $Ri$ 数の大きいほど上側の壁面に近づく。この動きによって、負の渦度領域が上方に押しやられることになる。なお、図7(a)と同じ $Re=80$ で、閉塞比だけを半分の0.15にした場合には、 $Ri=5.0$ でも流れは非定常流のままであった。

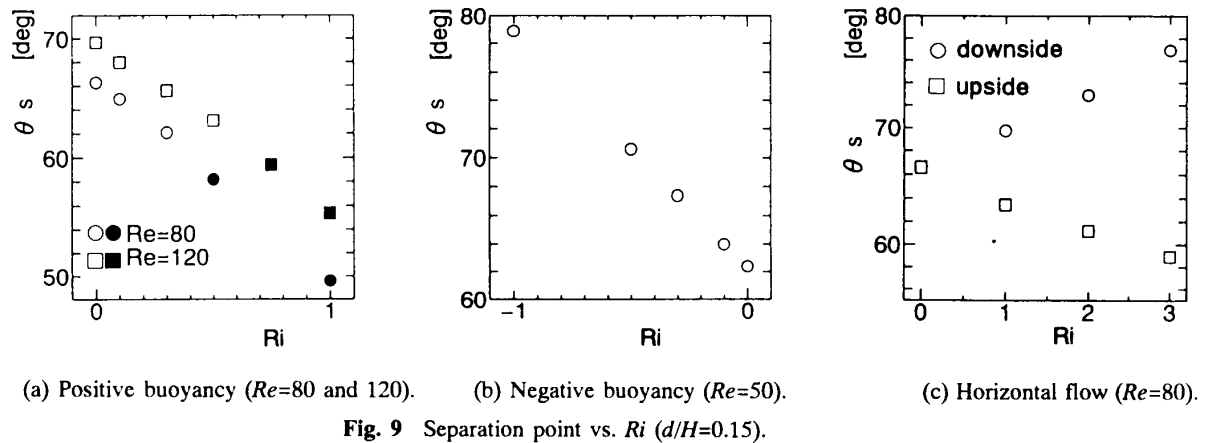
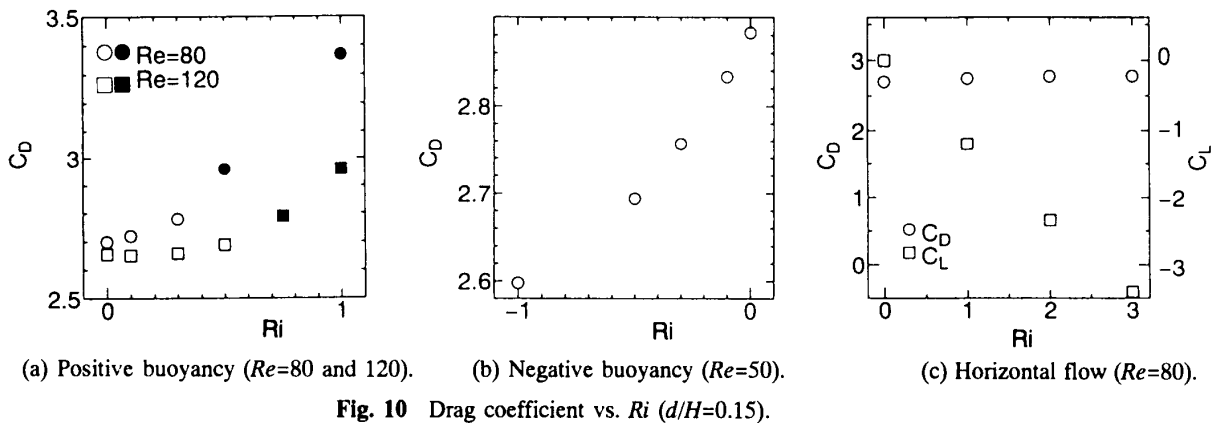
以上のことから、水平流の場合には閉塞比が大きいかつ $Re$ 数が低いほど、自然対流の影響による流れ場の安定化が生じやすいと言える。ただし、鉛直上昇流の場合には、およそ $Ri\sim 0.5$ で流れが定常化するのに対し、水平流の場合には自然対流による流れの安定化が、より高い $Ri$ 数で初めて生じるので、流れ場に及ぼす浮力の影響は比較的小さいと言える。

### 5. 2 円柱表面の剥離点の挙動

円柱表面の境界層剥離点位置は、流れが非定常の場合でもあまり変動しないことが実験的に知られている。Stückeら<sup>(19)</sup>が提示した時間平均的剥離点位置 $\phi_A$ （ここで $\phi_A$ は後方岐点から測った $\theta_s$ と $180^\circ - \theta_s$ の関係にある）の $Re$ 数への依存性に対する経験式は、

$$\phi_A = 180^\circ - 33.5^\circ \log Re \quad (60 < Re < 150) \quad (3)$$

である。図8に、この式（曲線）と一樣流の場合に対する計算結果（プロット点）を $Re-\theta_s$ 平面上で比して示した。なお、黒丸は定常流を表す。 $Re=100$ でおよそ $3^\circ$ ほど計算値の方が小さい、すなわち剥離点が実験値に比してより下流側に見積もられる。これは本計算では格子点数を円周方向に100点しか配置しておらず、剥離点を特定するには計算精度があまり高くないことも一因と考えられるが、実験では円柱後流領域の

Fig. 9 Separation point vs.  $Ri$  ( $d/H=0.15$ ).Fig. 10 Drag coefficient vs.  $Ri$  ( $d/H=0.15$ ).

内部の上流側境界に形成される可視化用粒子の流跡線でもって剥離点を特定している<sup>(19,20)</sup>ため、実験値が本来の剥離点よりも上流側に見積もられる可能性もある。

両者の一致が比較的良好な $Re=40\sim 100$ 程度の範囲にある $Re$ 数について、時間平均的な剥離点位置 $\theta_s$ が $Ri$ 数によっていかに変化するかを調べた。鉛直上昇流、鉛直下降流、水平流それぞれの場合に対するその結果を、図9(a),(b),(c)に示す。なお、各場合とも閉塞比は0.15一定とした。いずれの場合も剥離点位置は $Ri$ 数と線形関係にあり、鉛直上昇流・下降流の各場合には、 $Ri$ 数の絶対値、すなわち浮力の影響が大きくなるにつれて、その剥離点位置はそれぞれ、下流側・上流側に移動している。水平流の場合、等渦度線(図7参照)からも分かるように、円柱の上側剥離点と下側剥離点の位置が非対称となり、 $Ri$ 数に対して、前者の $\theta_s$ は減少し、後者の $\theta_s$ は増加する。

### 5. 3 円柱に作用する力

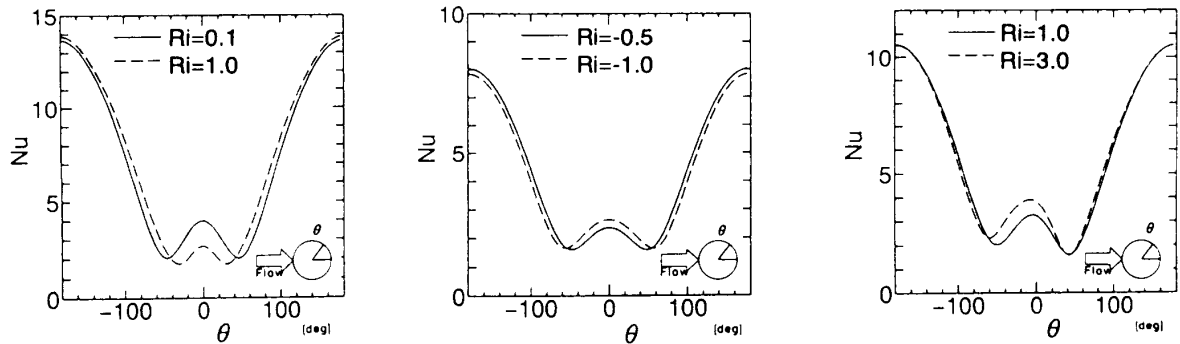
円柱に作用する抗力を $D$ として、抗力係数 $C_D$ を次式から求めた。

$$D = \frac{1}{2} \rho U_m^2 d C_D \quad (4)$$

図10(a),(b),(c)はそれぞれ、鉛直上昇流、鉛直下降流、水平流の場合の $Ri$ 数に対する抗力係数である。なお、各場合とも閉塞比は0.15一定とした。また、図10(a)中の黒印は定常流を表す。図10(a)から、鉛直上昇流に対する $C_D$ 値は $Ri$ 数が大きくなるにつれて増加傾向にあるが、よく見ると $Re=80$ および $120$ の場合に対して、それぞれ、 $Ri \leq 0.3$ および $0.5$ の範囲で $C_D$ 値はあまり増加せず、ほぼ一定と見做せることが分かる。この $Ri$ 数範囲は流れが非定常である場合に対応しており、円柱加熱による定常流への遷移に伴って $C_D$ 値が急激に増加している。

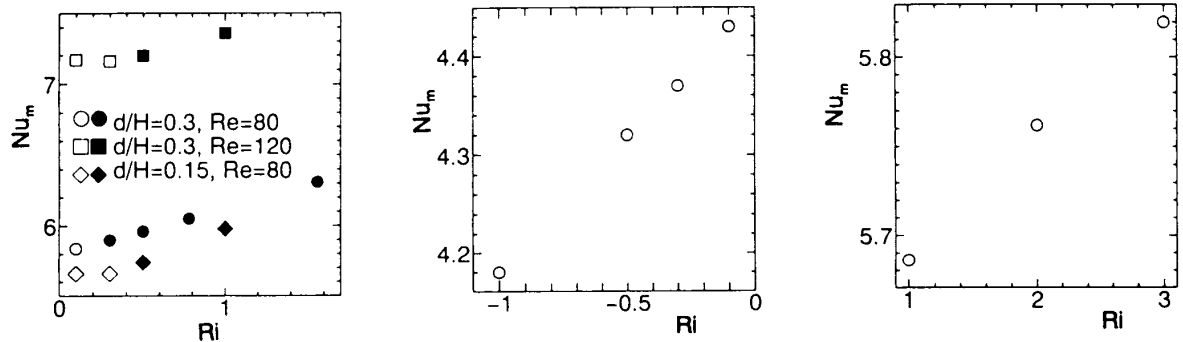
鉛直下降流の場合(図10(b)参照)には、鉛直上昇流の場合のような定常流～非定常流の遷移が見られず、 $Ri$ 数を負の方向に大きくすると $C_D$ 値は単調に減少する。

水平流の場合(図10(c)参照)には、図中に次式で定義される揚力係数 $C_L$ (上向きを正とする)も併せて表示した。



(a) Positive buoyancy ( $Re=120$ ,  $d/H=0.3$ ). (b) Negative buoyancy ( $Re=50$ ,  $d/H=0.15$ ). (c) Horizontal flow ( $Re=80$ ,  $d/H=0.15$ ).

Fig. 11 Nusselt number distributions.



(a) Positive buoyancy.

(b) Negative buoyancy ( $Re=80$ ,  $d/H=0.15$ ). (c) Horizontal flow ( $Re=80$ ,  $d/H=0.15$ ).

Fig. 12 Time- and surface-averaged Nusselt numbers.

$$L = \frac{1}{2} \rho U_m^2 d C_L \quad (5)$$

この図から、 $Ri$ 数が増加しても、 $C_D$ 値はほとんど増加せず、ほぼ一定値を取ると見做せるのに対して、 $C_L$ 値は急激に減少することが分かる。 $C_L$ の絶対値は $Ri=2.5\sim 3.0$ で $C_D$ 値よりも大きく、このことから、円柱は加熱によって下向きに力を受けていることが分かる。

#### 5. 4 円柱表面の熱伝達特性

図11および12の(a),(b),(c)に、それぞれ、鉛直上昇流、鉛直下降流、水平流の場合に対する円柱表面の局所時間平均ヌセルト数 $Nu$ の分布および $Ri$ 数に対する円柱の表面平均ヌセルト数 $Nu_m$ を示す。ただし、図12(a)中の黒印は定常流を表す。

図11(a)の鉛直上昇流の $Nu$ 数の場合、剥離点より後方の表面では $Ri=0.1$ の方が $Nu$ 数は高い。それに対して、前方岐点から剥離点の間の表面では $Ri=1.0$ の方が $Nu$ 数は高く、この領域において自然対流による伝熱促進が生じていることが分かる。

円柱の表面平均ヌセルト数 $Nu_m$ は図12(a)に見られるように、 $Ri$ 数の増加に伴って増大し、円柱の表面平均

としては自然対流によって熱伝達が促進されていることが確認できる。ただし、流れが定常に移るまで $Nu_m$ 数はほとんど変化しないことも分かる。また、 $Ri$ 数が一定の場合、閉塞比が大きいほど、また $Re$ 数が大きいほど $Nu_m$ 数は大きい。

鉛直下降流の場合、 $Ri=-0.5$ よりも加熱の影響が強くなる $Ri=-1.0$ の方が、剥離点より後方の円柱表面で $Nu$ 数は高くなり、この領域で円柱加熱による熱伝達の促進が起こっていることが分かる。この結果は鉛直上昇流の場合と正反対である(図11(b)参照)。

また、 $Nu_m$ 数は $Ri$ 数の減少に伴って減少する(図12(b)参照)。すなわち、鉛直下降流の場合、円柱を加熱すると、円柱の表面平均熱伝達は逆浮力自然対流の影響でかえって低下することが分かる。

水平流の場合には、図11(c)から分かるように、 $Ri$ 数の大きさに関わらず $Nu$ 数は前方岐点から剥離点の間でほぼ同じ分布形状をとるが、剥離点から後方の領域、その範囲内でもとくに円柱中心面より下側領域で、 $Ri=3.0$ の場合の方が $Nu$ 数は大きくなっている。すなわち、この領域で自然対流によって熱伝達が促進されていることが分かる。また、図12(c)を見ると、 $Ri$ 数の増加に

伴って $Nu_m$ 数も増大し、円柱表面平均としての熱伝達も、加熱による自然対流の影響によって促進されていることが分かる。

## 6. 結 言

円柱直径基準のレイノルズ数 $Re$ が主に40~160の比較的遅い平行平板間流れの中に等温加熱円柱を挿入した系について、強制-自然共存対流の二次元熱流動場を複合格子系を用いて数値計算し、以下の結論を得た。なお、強制対流に対する自然対流の相対的な強さを表すリチャードソン数は $0.1 \leq Ri \leq 3.0$ の範囲とした。

- カルマン渦の発生を伴う非定常な鉛直上昇流中で、円柱の加熱を行うとカルマン渦が消滅し、流れが定常流に遷移した。
- 1.で述べた遷移は $Ri$ 数が同じ場合、閉塞比が大きいほど高い $Re$ 数で起こり、 $Re$ 数が同じ場合には、閉塞比が大きいほど低い $Ri$ 数で起こる。すなわち、閉塞比が大きいほど、流れは安定であり、低い加熱温度で定常流に遷移する。
- 鉛直上昇流では、 $Ri$ 数の増大に伴い、 $C_D$ 値が増大するとともに、剥離点より前方の表面で熱伝達が促進され、円柱の表面平均 $Nu$ 数は増大する。
- 鉛直下降流の場合、 $Ri$ 数を負の方向に大きくする、すなわち加熱の程度を強めるほど流れの非定常性が強まり、カルマン渦は流れと直角方向にも発達する。熱伝達は剥離点より後方の表面で促進されるものの、円柱の表面平均 $Nu$ 数は減少する。また、 $C_D$ 値も加熱の程度を強めるほど減少する。
- 水平流の場合、円柱下側から発生する正の渦度の渦が円柱上側からの負の渦度の渦を押し上げる傾向にある。流れ場に対する自然対流の影響は比較的小さいものの、閉塞比が大きいかつ $Re$ 数が低いほど大きく、流れは定常化しやすい。熱伝達は剥離点より後方の表面で、とくに円柱中心面よりも下側表面で促進され、円柱の表面平均 $Nu$ 数は増大する。 $C_D$ 値は $Ri$ 数に関わらずほぼ一定であるが、 $C_L$ 値が $Ri$ 数の増大に伴い負の方向に増大する、すなわち、円柱は加熱の影響によって下向きの力を受ける。
- 時間平均的な剥離点の位置は主流に対する浮力の作用方向に関わらず $Ri$ 数と線形関係にある。

## 文 献

- Schmidt, E. and Wenner, K., *Forschung auf dem Gebiete des Ingenieurwesens*, **12**(1941), 65.
- Eckert, E.R.G. and Soehngen, E., *Trans. ASME*, **74**(1952), 343.
- Karniadakis, G.E., *Int. J. Heat Mass Trans.*, **31**(1988), 107.
- 喜・他3名, 機論, **61-585B**(1995), 1796.
- Fand, R.M. and Keswani, K.K., *Int. J. Heat Mass Trans.*, **16**(1973), 1175.
- 北村・他2名, 機論, **57-534B**(1991), 670; 北村・本間, 機論, **57-543B**(1991), 3885; 北村・梅田, 機論, **60-570B**(1994), 587.
- Jain, P.C. and Lohar, B.L., *Trans. ASME; J. Heat Trans.*, **101**(1979), 126.
- 能登・松本, 機論, **50-460B**(1984), 3015.
- 能登・他3名, 第28回日本伝熱シンポジウム講演論文集, **I**(1991), 169; 能登・他2名, 第29回日本伝熱シンポジウム講演論文集, (1992), 307.
- Chang, K.S. and Sa, J.Y., *Int. Comm. Heat Mass Trans.*, **16**(1989), 427.
- Suzuki, H.・他4名, *Int. J. Heat and Fluid Flow*, **14**(1993), 2.
- Launder, B.E. and Massey, T.H., *Trans. ASME; J. Heat Transf.*, **100**(1978), 565.
- 鈴木・他3名, 機論, **57-536B**(1991), 188.
- Leonard, B.P., *Comp. Meth. Appl. Mech. Eng.*, **19**(1979), 59.
- Patankar, S.V. and Spalding, D.B., *Int. J. Heat Mass Trans.*, **15**(1972), 1787.
- Roache, P.J., *Computational Fluid Dynamics*, (1976), 91, Hermosa Publishers.
- 木枝・鈴木, 機論, **46-409B**(1980), 1655.
- Williamson, C.H.K., *Phys. Fluids*, **31**(1988), 2742; *ibid.* **31**(1988), 3165.
- Stücke, P., Teipel, I., *Separated Flows and Jets IUTAM Sympo.* (Ed. Kozlov, V.V., Dovgal, A.V.), (1991), 751, Springer-Verlag.
- Taneda, S., *Prog. Aerospace Sci.*, **17**(1977), 287.