円柱冷却によって低レイノルズ数で発生する冷却渦列*

(第2報, 冷却後流の渦度構造と冷却渦列の発生メカニズム)

能登勝久^{*1}, 杉村 聡^{*2}A Cooled Vortex Street Generated by Cooling a Circular Cylinder in
Low Reynolds Number Wake
(2nd Report, Vorticity Structure in Cooled Wake and Generation Mechanism
of Cooled Vortex Street)Katsuhisa NOTO^{*3} and Satoshi SUGIMURA^{*3} Graduate School of Science and Technology, Kobe University,
1-1 Rokkodai-cho, Nada-ku, Kobe-shi, Hyogo, 657-8501 Japan

A circular cylinder wake of air with negative buoyancy at low Reynolds numbers was analyzed numerically, and a vorticity structure in the cooled wake and a generation mechanism of the cooled vortex street were made clear as follows: With increasing the cooling rate, the angle between shear layers increased and the wake width became large. Furthermore the wake vorticity was generated and the vorticity quantity of shear layers increased. As a result, the shear layers were elongated, and the region with the vorticity near the tips of shear layers became large. These tips rolled up and reached the midplane in the wake mutually. Thus the stable wake, *i. e.* the cooled vortex street, was formed. The stable rolling of shear layer tips was realized in only the Karman and the cooled vortex streets. Thermo-fluid behavior is extremely different among three groups, *i. e.* (i) the isothermal wake, Karman vortex street, and oscillating twin-vortex, (ii) the transient flow, and cooled vortex street, and (iii) the symmetric flow. When a flow changes to a different group flow, the coefficient of shear stress and mean Nusselt number on cylinder surface decreases abruptly.

Key Words: Wake, Natural Convection, Computational Fluid Dynamics, Wake Vorticity Mechanism, Generation Mechanism, Stability, Unsteady Flow, Cooled Vortex Street, Karman Vortex Street

1. 緒 言

低レイノルズ数(Re)での円柱からの負浮力後流は細線の周りの熱移動と関連し, 科学技術上および熱流体力学上で重要な現象の一つである。そのためこの後流がNotoら^{(1)~(5)}とPatnaikら⁽⁶⁾によって研究された。第1報⁽⁷⁾で円柱を強く冷却すれば冷却渦列が発生することを流れ分布(流脈と流線)ではじめて明らかにした。この冷却渦列はカルマン渦列と極めて異なった。

しかし負浮力後流は流れと温度の相互作用の結果として定まる。つまり流れ分布のみで冷却渦列の発生メカニズムの解明は不可能である。冷却渦列の渦度と温度の分布の特徴および冷却渦列への遷移での熱伝達と壁面せん断応力の特徴もまだ明らかにされていない。そのため本報では上記の事柄を解明する。

主 要 記 号

 α : 温度伝導率

* 原稿受付 2003年6月18日。

^{*1} 正員, 神戸大学大学院自然科学研究科(〒657-8501 神戸市灘区六甲台町1-1)。^{*2} 神戸大学大学院自然科学研究科学生。

E-mail: noto@mech.kobe-u.ac.jp

 C_f, c_f : 平均, 局所せん断応力係数 d : 円柱直径 F : せん断応力によって円柱に働く力 g : 重力の加速度 Gr : グラスホフ数 $= d^3 g \beta (T_w - T_\infty) / \nu^2$ h : 熱伝達率 Nu : ヌッセルト数 Pe : ペクレ数 $= Re \cdot Pr$ Pr : プラントル数 $= \nu / \alpha$ r, θ : 半径, 円周方向座標(円柱後方岐点が $\theta=0$, 反時計回りが正) Re : レイノルズ数 $= u_\infty d / \nu$ Ri : リチャードソン数 $= Gr / Re^2$ T : 瞬時温度 t_d : 時刻 u, v : x, y 方向の瞬時速度 x, y : 鉛直, 水平方向の座標(原点は円柱中心) β : 体膨張係数 ζ : 渦度 [時計方向が正, 式(2)参照] ν, ρ : 動粘性係数, 流体密度 τ : せん断応力

肩 字

 $'$: 変数の有次元量

添 字

m : 平均値
 w : 円柱表面
 ∞ : 主流

2. 定式化と数値解析

解析モデルは次のとおりである。十分に広い空間内を温度 T_∞ の空気が下から上方向へ反重力方向に速度 $u_\infty (>0)$ で流れる。この流動場に直径 d , 表面温度 T_w で軸方向に十分に長い円柱を水平方向に挿入する。 $T_w \leq T_\infty$ とする。二次元・層流・時間依存の連続の式、ブージュネスク近似で表現した浮力項をもつナビエ・ストークス方程式、エネルギー式の定式化、数値解析法、妥当性、計算条件などは第1報⁽⁷⁾ または文献(4)を参照されたい。式(1)で無次元化し、式(2)の流れ関数と渦度を導入した。

$$\begin{aligned}(x, y) &= (x', y')/d, (u, v) = (u', v')/u_\infty, \\ T &= (T' - T_\infty)/(T_w - T_\infty), t_d = t'_d u_\infty/d\end{aligned}\quad \cdots \cdots (1)$$

$$\begin{aligned}(u, v) &= (\partial/\partial y, -\partial/\partial x)\psi \\ \zeta &= \partial u/\partial y - \partial v/\partial x\end{aligned}\quad \cdots \cdots (2)$$

境界条件は次式になる。

$$\begin{aligned}\text{円柱表面: } u=v=0, \phi=0, \zeta=\zeta_w, T=1 \\ \text{主流: } u=1, v=0, \phi=\phi_\infty, \zeta=0, T=0\end{aligned}\quad \cdots \cdots (3)$$

3. 予 備 的 考 察

3.1 温度分布による渦度の生成 温度分布による渦度の変化を2章の定式化と異なって簡単化のために二次元・層流・定常状態で考える。この場合の変形された基礎式は式(3)～(5)になる。ここで u, v, ζ, T の定常値と時間平均値は同一になる。

$$\zeta = \nabla^2 \psi \quad \cdots \cdots (4)$$

$$\begin{aligned}u \cdot \partial \zeta / \partial x + v \cdot \partial \zeta / \partial y \\ = (1/Re) \cdot (\partial^2 \zeta / \partial x^2 + \partial^2 \zeta / \partial y^2) + Ri \cdot \partial T / \partial y\end{aligned}\quad \cdots \cdots (5)$$

$$\begin{aligned}u \cdot \partial T / \partial x + v \cdot \partial T / \partial y \\ = (1/Pe) \cdot (\partial^2 T / \partial x^2 + \partial^2 T / \partial y^2)\end{aligned}\quad \cdots \cdots (6)$$

Re, Ri, Pe, Gr, Pr の定義は記号欄を参照されたい。

円柱表面の $0 < y$ では $0 < \zeta_w$, $y < 0$ では $\zeta_w < 0$ である。この符号をもった壁面渦度が後流に放出される。次に式(5)の右辺第2項 $(Ri \cdot \partial T / \partial y)$ の正負を考える。円柱を冷却するため $Ri \leq 0$ である。簡単化のために後流の時間平均の温度分布を考える。高さ (x) 一

定の断面上で温度分布は凸形である。式(3)のように無次元温度 ($0 \leq T \leq 1$) は円柱表面で大きく、下流へ行けば小さくなる。 $0 < y$ で $(\partial T / \partial y) < 0$, $y < 0$ で $0 < (\partial T / \partial y)$ である。したがって $0 < y$ で $0 < (Ri \cdot \partial T / \partial y)$, $y < 0$ で $(Ri \cdot \partial T / \partial y) < 0$ である。つまり $0 < y$ で ζ_w と $(Ri \cdot \partial T / \partial y)$ はともに正で、符号が同一である。 $y < 0$ ではそれらは負で符号は同一である。したがって後流の温度こう配によって後流で渦度が生成される。

Re 数が一定で $|Ri|$ 数が増せば円柱と主流の温度差が増し、後流の時間平均温度分布の凸形が急しゅんになる。その結果、温度こう配 $|\partial T / \partial y|$ が増大する。つまり $|Ri|$ 数の増大によって生成渦度量は増す。ここで渦度量とは渦度の絶対値である。

上記の温度こう配による渦度生成に事情は瞬時の基礎式と温度分布の場合も同じになる。

3.2 渦度の構成と安定配置 上記から負浮力後流の渦度構成は次のようになる。円柱の冷却によって円柱近傍の速度が減少する。その結果、円柱表面の壁面渦度は減少する。この壁面渦度が後流に放出される。同時に後流で温度こう配によって渦度が生成される。上記の渦度構成をもつ後流渦度が安定配置⁽⁴⁾する。その結果、負浮力後流の熱流動分布が決定される。

3.3 はく離流線の角度の増大 第1報⁽⁷⁾ から次のことがわかる。 $|Ri|$ が増せば円柱近傍の速度が減少する。そのためにはく離点は下方に移動する。さらに後流に負浮力が作用するため後流速度が減少する。そのため後流幅は増す。上記のはく離点の下方への移動と後流幅の増大によって二つのはく離流線間の角度は増大する。

3.4 等温線分布の読み方 Re 数または $|Ri|$ 数が変化する場合の共存対流での無次元温度 T の解釈には次の注意が必要である。式(1)と Gr の定義式(記号欄参照)から次式を得る。 T' は実温度である。

$$T' = T(T_w - T_\infty) + T_\infty \quad \cdots \cdots (7)$$

$$Gr = Ri \cdot Re^2 \quad \cdots \cdots (8)$$

$$T_w - T_\infty = Gr(\nu^2/d^3g\beta) \quad \cdots \cdots (9)$$

式(9)に式(8)を代入すれば次式になる。

$$T_w - T_\infty = Ri \cdot Re^2(\nu^2/d^3g\beta) \quad \cdots \cdots (10)$$

式(7)に式(10)を代入し変形すれば次式になる。

$$T' = T_\infty - (\nu^2/d^3g\beta)Re^2 \cdot |Ri|T \quad \cdots \cdots (11)$$

式(11)で T_∞ と $(\nu^2/d^3g\beta)$ は一定値とする。式(11)で無次元温度 T が同じでも Re 数または $|Ri|$ 数が異なれば実温度 T' は異なる。式(11)で Re 数または $|Ri|$ 数が異なっても $(Re^2 \cdot |Ri|T)$ が同一値であれば実温度 T' は同じになる。4章以降で図番の順序で示

Fig. 1 Equi-vorticity lines ($0.296 \leq |\zeta| \leq 4.444$, $\Delta\zeta=0.148$, $0.740 \leq \blacksquare \leq 4.444$)

すが、例えば図2(a)で $|Ri|$ 数が増せば同一の T で $(Re^2 \cdot |Ri| T)$ が増大する。そのため実温度 T' は低下する。このことは図2(b)と図2(c)でも同様である。図2(a-2)から図2(b-2), (c-2)へと Re 数が減少すれば、 $|Ri|$ 数が0.1のため同一の T での実温度 T' は増大する。次の3ケースでの $(Re^2 \cdot |Ri| T)$ は38.72で同一であるため、実温度 T' は同一である。

(1) $Re=44$, $|Ri|=0.1$, $T=0.2$

(2) $Re=44$, $|Ri|=0.5$, $T=0.04$

(3) $Re=22$, $|Ri|=0.1$, $T=0.8$

3・5 せん断層の特定 黒色域の一部がせん断層である。渦度量がいくら以上であればせん断層かという値は従来から定まっていない。図1で円柱またはその近傍から下流へ続く黒色域の先端部の先太の領域を

除いた領域がせん断層の目安になる。もちろん、下流の隔離された黒色の島はせん断層ではない。

4. 渦度分布の変化

図1に渦度分布を示す。黒色域は図題に記した $0.740 \leq \zeta \leq 4.444$ である。 Re 数, Ri 数, t_d は第1報⁽⁷⁾の流脈図と流線図と同じである。図1の各図で渦度分布の一部が黒色域である。黒色域でない領域の渦度量は比較的小さい。

4・1 等温流れ 等温流への図1(c-1), (b-1), (a-1)の流れ⁽⁷⁾は振動双子渦, セントピード流れ, 進行波状流れであった。 Re 数が増せば黒色域が増した。これは Re 数が増せば壁面渦度が増し, この壁面渦度が後流へ放出したためである。図1(c-1)と図1(b-1)の黒色域はほぼ真つぐである。しかし図1(a-1)では黒色域が増し, ゆがんだ。このことは図1(a-1)の渦度量ではゆがんだ黒色域の形が安定分布であることを意味する。ゆがめば二つの黒色域は非対称分布になる。その結果, 時間依存現象になる。上記が3・2節でも述べた後流での渦度の安定配置の基本的な考え方⁽⁴⁾で, 以下の議論でも同様である。

図1(c-1), (b-1), (a-1)で Re 数が増せば, 3・5節の方法でせん断層を特定するとその長さは増大した。

4・2 $Re=44$ の冷却後流 本章の以下の議論では後出の図2の冷却後流の瞬時の温度分布を参照しない。したがって冷却を強めれば高さ一定の断面上の時間平均の温度分布の凸度合(3・1節参照)が増大することのみを考慮する。瞬時の温度分布での渦病変化は6・4節で考察する。

4・2・1 カルマン渦列 $Re=44$ で冷却すれば図1(a-2)と図1(a-3)になった。この条件の流脈⁽⁷⁾はカルマン渦列であった。図1(a-1)より図1(a-2)と図1(a-3)の黒色域のほうが広い。これは温度こう配によって渦度が生成されたためである。渦度量が多くなったため図1(a-2)と図1(a-3)の黒色域は図1(a-1)より増え, ゆがんだ形になった。これがこの条件での渦度の安定分布である。なお図1(a-1)より図1(a-2)と図1(a-3)の二つのせん断層(以後「2層」と略記する)間の角度のほうが広い。この原因は後流が低温化し, 円柱に直近の上方も低温化したためである。

4・2・2 遷移流れ さらに冷却すれば図1(a-4)になった。この条件の流脈⁽⁷⁾は遷移流れであった。図1(a-4)で2層間の角度が非常に増大した。さらに2層は長く伸びた。これは温度こう配によって渦度が生成されたためである。しかし右側のせん断層(以後「右層」と略記する)の黒色域の横幅が下流方向に増し

たり減ったりするいびつな形になった。

4・2・3 冷却渦列 さらに冷却すれば図1(a-5)になった。この条件の流脈⁽⁷⁾は冷却渦列であった。図1(a-5)で2層間の角度がさらに増した。さらに左側のせん断層(以後「左層」と略記する)の先端域の黒色域が太った。これは温度こう配によって渦度が生成されたためである。この太った黒色域は後流の中央域に存在した。右層の先端域の黒色域も太った。これも温度こう配による渦度生成による。この太った黒色域と後流の中央域に存在した。上記の先端域の太った黒色域が交互に中央域に存在する状況が下流へ続いた。これがこの条件での渦度の安定分布である。

4・2・4 対称流れ さらに冷却すれば図1(a-6)になった。この条件の流脈⁽⁷⁾は対称流れであった。図1(a-6)で2層間の角度が極めて大きくなった。これは後流の低温化が強くなったためである。さらに2層の黒色域の長さが増大した。これは温度こう配による渦度生成による。2層の長さはほぼ同じようになった。これがこの条件での渦度の安定分布である。

4・3 $Re=30, 22$ の冷却後流 $Re=30$ で冷却すれば図1(b-2)になった。この条件の流脈⁽⁷⁾は弱いカルマン渦列であった。図1(b-2)の特徴は図1(a-2)と定性的に同じである。さらに冷却すれば図1(b-3)になった。この条件の流脈⁽⁷⁾は遷移流れであった。黒色域のゆがんだ分布になった。さらに冷却すれば図1(b-4)～(b-6)になった。この条件の流脈⁽⁷⁾は冷却渦列および対称流れであった。図1(b-4)～(b-6)の特徴は図1(a-5), (a-6)と定性的に同じである。

$Re=22$ で冷却すれば図1(c-2)～(c-6)になって、これらは図1(b-1)～(b-6)と定性的に同じである。ただし Re 数が小さくて主流に対する負浮力の影響が大きいため後流幅が広く, 2層間の角度が広がった。そのため図1(c-5)でせん断層がくると回るようになった。

4・4 せん断層の挙動 $Re < 24$ の対称流れ以外のどの Re 数の冷却後流でも2層が円柱から後流へ流れ出た。しかし $Re=22$ の対称流れの図1(c-6)では2層は円柱から離れてしまった。この原因は二つのはく離点の位置がともに前方岐点近傍になった⁽⁷⁾ためはく離現象が消滅したためである。したがって $Re=22$ の対称流れ以外のせん断層はく離せん断層である。

5. 冷却渦列の特徴

5・1 発生メカニズム 後流を強く低温にすれば2層間は開く。そのため後流幅が極めて大きくなる。さらに温度こう配によって渦度が生成され, 2層の長

Fig. 2 Isothermal lines ($T_{\max}=1.00$, $T_{\min}=0.14$, $\Delta T=0.02, 0.30 \leq \blacksquare \leq 1.00$)

さが増大する。その結果、2層が開いても2層の黒色域が増大し、さらにそれぞれの先端域が太る。左右のこの太った先端域が後流の中央域に交互に入り込んで安定分布になる。このメカニズムこそが冷却渦列の特徴である。ただし冷却渦列で2層が開いても、2層が互いに干渉しないほどには2層間の角度は大きくない。極めて強く冷却すれば2層間の角度が極めて大きくなる。その結果、2層が互いに干渉しないようになる。これが対称流れである。

5・2 カルマン渦列との相違 冷却で生じたカルマン渦列より冷却渦列のほうが後流幅と2層の長さとともに大きい。そのためカルマン渦列より冷却渦列のほうが大きなピッチ⁽⁷⁾で交互に後流中央域へ入り込んだ。巻き込む黒色の渦度域のサイズは大きくなって、2層の長さは非常に異なるようになった。

5・3 安定な巻き込み方 例えば後流の点 $(x, y) = (10.03, 0)$ の流れ関数および $x=10.03$ の断面上の速度 u と温度の各時間変動の各波形で振幅一定で規則

Fig. 3 Local wall shear stress

振動する場合を安定、そうでない場合を不安定として調べた⁽⁹⁾。調べた結果、カルマン渦列と冷却渦列が安定であった。冷却渦列をさらに冷却しても冷却渦列と異なる渦列は生じない。つまり渦列はカルマン渦列と冷却渦列の2種類のみである。したがって図1(a)で左右の黒色域が後流の中央域へ交互に入り込む安定な仕方はカルマン渦列と冷却渦列の2種類のみである。これら以外に安定な入り込みはない。つまり遷移流れでの中央域へ交互に入り込み方は安定しない。

上記の安定か否かは、強い冷却によるゼロ流線の揺れ振幅のカルマン渦列の約3dから冷却渦列の約5dへの急増⁽⁷⁾、渦ピッチの急増⁽⁷⁾で、急増中は安定ではなくて、急増の前後が安定であることに対応する。

さらに上記の安定でない場合の遷移流れの $Re=44$, $Ri=-0.3$ の渦度分布, $Re=30$, $Ri=-0.2$ の流脈⁽⁷⁾, 後で示す $Re=30$, $Ri=-0.2$ の温度分布はともに明らかにいびつな分布になった。

5.4 背の高い双子渦からの遷移の特徴 $Re < 24$ で背の高い双子渦を冷却すればセントピード流れまたは進行波状流れに遷移しないで冷却渦列に遷移した。この原因を渦度分布で説明する。図1(c-2)の2層は

ほぼ上向きで平行である。一方、セントピード流れ [図1(b-1)] と進行波状流れ [図1(a-1)] の2層は対称面に向く方向をもつ。そのため図1(c-2)の背の高い双子渦を冷却すれば後流の低温化によって2層間が広がる。その結果、セントピード流れと進行波状流れは絶対に生じないで冷却渦列に必ず遷移する。カルマン渦列が生じない理由は第1報⁽⁷⁾で述べた。

6. 温度分布の変化

6.1 温度分布の変化 図2に温度分布を示す。 Re 数, Ri 数, t_d は第1報⁽⁷⁾の流脈図と流線図および本報の図1の渦度図と同じである。図2の黒色域は図題に記した $0.30 \leq T \leq 1.00$ である。等温線の読み方には3.4節の注意が必要である。等温条件では図2(c-1), (b-1), (a-1)のように等温線が本計算で求められた。これらの分布は円柱温度が主流温度よりごくわずかなだけ小さい場合の温度分布と理解できる。

3.4節で同一の T は Re 数または $|Ri|$ 数が高いほど低い。つまり図2で円柱表面の実温度 T が最も低いのは図2(a-6), その次に低いのが図2(a-5), その次が図2(b-6)である。主流温度が一定で Re 数も

Fig. 4 Local Nusselt number

一定で冷却を強めれば黒色域が円柱に近づいて、円柱近傍に閉じこめられた。つまり $0.3 \leq T \leq 1.0$ の低温域が下流方向に伸びない。この原因は円柱が低温、つまり後流の実温度 T' がより低温になって、下向きの負浮力が後流に働くためである。

6.2 円柱近傍と2層間が狭い流れでの温度分布

図2の温度分布でどの流れの円柱近傍および等温流れと背の高い双子渦流れの全域が黒色になった。このことは次の事柄を意味する。どの流れでも円柱から円柱に直近の後流へ熱移動が生じた。さらに2層が対称面に向かうか平行な流れ場(等温流れと背の高い双子渦流れ)では2層のみならず2層間にも熱移動が生じた。なお背の高い振動双子渦では図2(c-2)のように特徴のある温度分布になった。その結果、図2の上記の領域で黒色になった。

6.3 流脈、流線、渦度分布との関連 2層が対称面から離れる方向をもつ場合および円柱から離れた領域の温度分布は渦度分布とよく類似した。つまりせん断層とその下流の渦度分布と等温線分布はよく類似し、さらに温度の渦度の島も対応した。図1の渦度分布は流脈分布⁽⁷⁾と対応した。流線分布は流脈分布と

関連する。さらに図2の冷却渦列の等温分布の蛇行は流脈⁽⁷⁾の蛇行と対応する。遷移流れの図2(b-3)では左方で下流へ伸びる特徴のある温度分布はこの流れの流脈⁽⁷⁾の形がいびつなことに対応する。

したがって流脈、流線、渦度、温度分布は互いに対応する。すなわちカルマン渦列、冷却渦列、対称流れ、背の高い振動双子渦の渦度分布はそれぞれ固有のパターンをもち、他の流れのパターンとはっきりと異なる。

6.4 冷却渦列と対称流れでの渦度消滅 4.2節と4.3節では時間平均の温度分布による渦度生成を明らかにした。本節では図2の瞬時の温度分布によって渦度変化を明らかにする。例えば図2(a-2), (c-2), (c-3)では黒色域の先端域の輪郭が凸形である。2層は黒色域の左右端の近傍にある。そのため左層には正の渦度が、右層には負の渦度が温度分布によって生成される。つまり2層で渦度が生成された。

しかし例えば図2(a)の $0.2 \leq |Ri|$, 図2(b)の $0.4 \leq |Ri|$, 図2(c)の $0.5 \leq |Ri|$ では黒色域の上端部の輪郭が凹形になった。このことは上記の $|Ri|$ 数域で図1のようにせん断層が顕著になったためである。凹形に

Fig. 5 Mean wall shear stress

Fig. 6 Mean Nusselt number

なった場合、2層の外側では渦度が生成されるが、2層間では渦度が消滅する。その結果、図1(a-4)、(b-4)、(c-5)で2層間の渦度が $|\zeta| < 0.296$ になった。

カルマン渦列では図2(a-2)のように凹形が存在しないか、または図2(a-3)と図2(b-2)のように存在しても微小である。そのため渦度消滅は少ない。渦度消滅が大きく生じるのは冷却渦列と対称流れのみである。これらの流れで2層間の角度が非常に大きいことは3・3節に述べた原因のみならず上記の後流の中央域での渦度消滅にも起因する。

7. 表面特性値

7・1 局所壁面摩擦応力と局所ヌッセルト数

瞬時の τ_w と瞬時の局所ヌッセルト数は次式になる。

$$C_f = \tau_w / (\rho u_\infty^2 / 2) = (2/Re) \zeta_w \quad \dots\dots\dots (12)$$

$$Nu = d \cdot h / \lambda = (\partial T / \partial r)_w \quad \dots\dots\dots (13)$$

瞬時の C_f と Nu の分布を図3と図4に示す。 Re 数は図1と図2と同一、 Ri 数は図1と図2の各6種類のうち4種類である。図3と図4の各図で3種類の時刻の分布を示した。各時刻の分布に○、△、□印を付けた。各図で分布が1本の場合は定常状態である。

図3の各分布と前方岐点を除く $C_f=0$ の3交点のうち両側の交点は離点である。図3で Re 数が一定で $|Ri|$ が増せば離点の外側の両ピークの C_f の絶対値が減少した。これは負浮力による円柱近傍の速度、よって円柱表面の渦度量の減少による。

図4で Re 数が一定で $|Ri|$ が増せば離点の外側の Nu 値が減少した。これは負浮力による円柱表面の近傍の速度の減少による。 $|Ri|$ が増せば離点間の Nu 分布がどの Re 数でも凸形分布になった。このことは図2の黒色域内で見えないが、円柱のごく近傍の円柱上部の等温線が円柱に近づいたためである。

$Re=30, 22$ の対称流れの C_f 分布は図3(b-4)と図

3(c-4)、 Nu 数分布は図4(b-4)と図4(c-4)のように特徴のある分布になった。

どの Re 数でも等温流れと対称流れの C_f と Nu 分布は定常状態である。 $Re=44$ ではカルマン渦列のはく離点間で時間変動し、この変動は冷却渦列で減衰した。 $Re=30, 22$ では冷却渦列で時間変動し、この変動は $|Ri|$ が増せば増幅した。上記の時間依存性は $Re=30$ より $Re=22$ のほうが激しい。このことは $Re=22$ では2層間の角度が大きくて2層間の熱流動が2層の拘束を受けなくなったためである。その結果、図3(c-3)と図4(c-3)のように $Re=22$ の冷却渦列の C_f と Nu の時間変動は極めて激しく、はく離点位置の時間変化も顕著になった。

7・2 平均壁面摩擦応力と平均ヌッセルト数

瞬時の τ_w の円柱全周での積分値 F 、 F の x と y 方向成分 F_x と F_y はそれぞれ次式になる。

$$C_{fx} = F_x / (\rho u_\infty^2 / 2) = (2/Re) \int \zeta_w \cdot \sin \theta d\theta \quad \dots\dots\dots (14)$$

$$C_{fy} = F_y / (\rho u_\infty^2 / 2) = -(2/Re) \int \zeta_w \cdot \cos \theta d\theta \quad \dots\dots\dots (15)$$

$$C_f = F / (\rho u_\infty^2 / 2) = (C_{fx} / |C_{fx}|) (C_{fx}^2 + C_{fy}^2)^{1/2} \quad \dots\dots\dots (16)$$

式(14)と式(16)の符号は同じである。瞬時の平均ヌッセルト数は次式になる。

$$Nu_m = d \cdot h_m / \lambda = \int Nud\theta / 2\pi \quad \dots\dots\dots (17)$$

C_f と Nu_m はともに時間変化した。時間平均の C_f/C_{f0} 値と Nu_m 値を図5と図6に示す。図5で左上の上からの縦座標軸は図中の上からの Re 数の分布に対応する。 C_{f0} は $Ri=0$ での C_f 値である。図5と図6で記号△は進行波状流れ、▲はセントピード流れ、▽は振動双子渦、●はカルマン渦列、◎は遷移流れ、

○は冷却渦列, ■は対称流れを示す。各値を実直線で結んだ。等温の $22 \leq Re \leq 44$ の Nu_m の本計算値は Hilpert の実験式⁽⁸⁾ で求めた値と 1.41% のみ相違し、本計算は妥当である。

Re 数が一定で $|Ri|$ が増せば C_f/C_{f0} 値と Nu_m 値は減少した。 $|Ri|$ が増すことは $|Gr|$, よって温度差 ($T_w - T_\infty$) が増すことに対応する。負浮力をもち、かつ共存対流場であるため温度差の増大によって円柱近傍の速度が減少して C_f と Nu_m 値は減少した。急激な減少も存在する。流れ分布が次の各グループ内で変化しても C_f/C_{f0} 値は急減しなかった。

- (1) 等温流れ, カルマン渦列, 振動双子渦
- (2) 遷移流れ, 冷却渦列
- (3) 対称流れ

しかし上記の(1)から(2), (2)から(3)への変化では急減した。このことは上記の(1), (2), (3)で熱流動の様相が極めて異なることを示す。事実, $24 < Re$ での遷移流れの流脈, 渦度分布, 温度分布は5・3節で述べたように不安定であった。さらに第1報⁽⁷⁾の流脈と流線および本報の図1の渦度分布と図2の温度分布は冷却渦列から対称流れへの過程で非常に変化した。

8. 結 論

低レイノルズ数の空気の負浮力後流を数値計算し、冷却後流の渦度構造(渦度の生成と渦度の安定配置)と冷却渦列の発生メカニズムを次のようにはじめて明らかにした。

(1) 冷却渦列の発生メカニズムは次のとおりである。後流の形成域での強い低温化によってせん断層間が開き、後流幅が極めて大きくなる。さらに温度こう配によって渦度が生成される。そのためせん断層の長さが増大し、せん断層の渦度量が増大し、それぞれの先端域が太る。この左右の太った先端が幅の広い後流の中央域に交互に入り込んで、冷却渦列が形成される。

(2) 安定な巻込みはカルマン渦列と冷却渦列での2種類のみで、これら以外に安定な巻込み方はない。

(3) 「等温流れ, カルマン渦列, 振動双子渦」, 「遷移流れ, 冷却渦列」, 「対称流れ」の各グループの熱流動の様相は互いに極めて異なる。そのため冷却によって異なるグループへ遷移すれば平均ヌッセルト数と平均せん断応力係数は急激に減少した。

文 献

- (1) Noto, K., ほか2名, *Proc. 4th Int. Symp. Flow Visualiz.*, (1987), 649-654.
- (2) Noto, K., ほか2名, *Proc. 7th Int. Conf. Numer. Methods Laminar Turbulent Flows*, 1 (1991), 671-684.
- (3) 能登勝久・ほか2名, *機論*, **63**-615, B (1997), 3647-3654.
- (4) Noto, K., ほか2名, *Numer. Heat Transf., Part A*, **40** (2001), 659-688.
- (5) 能登勝久・ほか2名, *機論*, **64**-617, B (1998), 219-225.
- (6) Patnaik, B. S. V., ほか2名, *Int. J. Heat Mass Transf.*, **42** (1999), 3495-3507.
- (7) 能登勝久・杉村聡, *機論*, **70**-693, B (2004), 1316-1324.
- (8) Hilpert, R., *Forsch. Gebiete Ingenieurwes.*, **4** (1933), 215-217.
- (9) 能登勝久, 研究資料, (2003).