

円柱まわりの高レイノルズ数の流れ

東大 工学部

河村 哲也

(Tetuya KAWAMURA)

高見 穎郎

(Hideo TAKAMI)

§1 はじめに

円柱まわりの流れは、その幾何学的形状が簡単であるにもかかわらず流れの様子がレイノルズ数により複雑に変化するため、古くから理論・実験を問わず数多くの研究がなされてきた。その中でナビエ・ストークス方程式を数値的に直接あるいは間接的に積分する数値的方法は、^{1)~3)} 原理的にはいかなるレイノルズ数に対しても正しい結果を与えると考えられるので、電子計算機の発達にともない重要な位置を占めてきている。

しかしながら、差分法や有限要素法など、計算領域を格子に分割して解く方法は、主に格子数の不足のため、信頼できる計算はせいぜいレイノルズ数が1000程度までで、それ以上に対しては、報告された例は⁵⁾ いくつかあるが、実質的には低いレイノルズ数の計算にしかなっていない。また円柱まわ

りの流れなど、大きな剝離をともなう流れに対しては、現在のところ適当な乱流モデルは存在しない。

渦糸近似法は、高レイノルズ数の流れの計算に適した、差分法などとは全く別の方法で、自由剪断流などに対しては唯一の有効な数値的方法と考えられ、また物体まわりの流れに対しても注目すべき結果が報告されている^{9)~11)}。しかし、レイノルズ数との対応が差分法ほどは、きりせず、また現在のところ2次元流(軸対称流)にしか有効には適用できない。

解析的な研究は、方程式の非線形性のため、低レイノルズ数の場合を除いてほとんど手つかずの状態である。

このような事情のために、円柱まわりの高レイノルズ数流れは主に実験的に研究されてきた^{12)~20)}。実験によれば、円柱の抵抗係数は高レイノルズ数($10^3 \sim 10^5$)ではほぼ一定であるが、さらに高いレイノルズ数($\approx 3 \times 10^5$)になると突然激減する。(約7割下がる。このレイノルズ数を臨界レイノルズ数という。)この減少のし方は非常に急激であるため、この現象は理論的にも、実用的にも重要であって、実験的に詳しく調べられてきた。それによると、この現象は大雑把に言えば、層流であった境界層が乱流に移行する結果、剝離点が後方に移動するためにおこる。さらに詳しく調べると臨界レイノルズ数付近で、図1に示すような4種類の状態が存在する。もし

て図の臨界領域では境界層は必ずしも乱流ではなく、層流のまま剝離し、剝離後物体近くに剝離泡が生成され、剝離した境界層が再付着するという見方が強い。この程度のレイノルズ数になると、境界層は非常に薄いため、境界層内の流れを実験的に調べるのは困難である。

この研究の目的は、数値計算により高レイノルズ数の流れを解析し、臨界領域での流れの様子を詳しく調べ、抵抗係数の激減の機構を解明しようとするものである。用いた手法は差分法であるが、特に以下の3点について工夫を行なった:

- (1) 円柱表面に表面粗さをつける。
- (2) 高レイノルズ数流れの特徴を生かした格子を用いる。
- (3) 高レイノルズ数流れの計算に適した差分スキームを開発する。

(1)は、表面粗さが臨界レイノルズ数を下げるという実験事実に基づいて、比較的低いレイノルズ数で臨界領域を実現させるためである。(2)は、高レイノルズ数の流れでは後流と特に境界層に高い分解能が必要と考えられるので、そのような格子を生成するためである。(3)は、高レイノルズ数では非線形項が粘性項に比べ卓越するため、非線形項から発生する非線形不安定性をおさえる差分スキームが必要になるためである。

§2 基礎方程式と境界条件

縮まない粘性流体の非定常運動を取り扱うので、基礎方程式は次の連続の方程式(1)とナビエ-ストークス方程式(2)である：

$$\operatorname{div} W = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial W}{\partial t} + (W \cdot \nabla) W = -\operatorname{grad} P + \frac{1}{\operatorname{Re}} \Delta W, \quad (2)$$

ここで Re はレイノルズ数である。MAC法²¹⁾に従い(2)式の発散をとって圧力に対するポアソン方程式(3)を得る：

$$\Delta P = -\operatorname{div} (W \cdot \nabla) W + R, \quad (3)$$

ただし

$$R = -\frac{\partial}{\partial t} (\operatorname{div} W) + \frac{1}{\operatorname{Re}} \Delta \operatorname{div} W. \quad (4)$$

(4)の R は、(1)により0に等しいはずの量であるが、(2)と(3)を数値計算の基礎式とするこの方法では $R=0$ が $\operatorname{div} W=0$ を必ずしも意味しないため、 R の一部(ここでは $\operatorname{div} W / \Delta t$ 、ただし Δt は $\partial/\partial t$ を差分近似したときの時間きざみ)を補正項として残す。

ある時刻での W が知れたとすると、ポアソン方程式(3)の右辺がわかるので、この方程式を解いて対応する圧力場 P を

求める。

物体のまわりの高レイノルズ数の流れでは、物体近くの境界層と後流を除いては流れはポテンシャル流に近いと考えられる。したがって、境界層と後流部分に格子を集中させれば、他の部分に対しては比較的粗い格子を用いても高レイノルズ数の流れを十分精度よくシミュレートできると考えられる。このような座標を構成するために、次式で与えられる一般の座標変換を用いる：

$$\begin{cases} \xi = \xi(x, y), \\ \eta = \eta(x, y). \end{cases} \quad (5)$$

ここで (x, y) は物理面での変数、 (ξ, η) は計算面での変数である。(5)を用いて(3)と(2)を ξ と η を独立変数として書き換えると

$$\begin{aligned} \tilde{\Delta} P = & -[(\eta_x u_\xi - \eta_\xi u_\eta)^2 + 2(\xi_\xi u_\eta - \xi_\eta u_\xi)(\eta_x v_\xi - \eta_\xi v_\eta) \\ & + (\xi_\xi v_\eta - \xi_\eta v_\xi)^2] / J^2 + (\eta_x u_\xi - \eta_\xi u_\eta + \xi_\xi v_\eta - \xi_\eta v_\xi) / (J \sigma), \end{aligned} \quad (6)$$

$$u_t + \left(\frac{u \eta_x - v \xi_x}{J} \right) u_\xi + \left(\frac{v \xi_\xi - u \eta_\xi}{J} \right) u_\eta = - \frac{\eta_x P_\xi - \eta_\xi P_\eta}{J} + \frac{1}{Re} \tilde{\Delta} u, \quad (7)$$

$$v_t + \left(\frac{u \eta_x - v \xi_x}{J} \right) v_\xi + \left(\frac{v \xi_\xi - u \eta_\xi}{J} \right) v_\eta = - \frac{\xi_\xi P_\eta - \xi_\eta P_\xi}{J} + \frac{1}{Re} \tilde{\Delta} v. \quad (8)$$

ここで

$$\tilde{\Delta} A = (\alpha A_{33} - 2\beta A_{3\eta} + \gamma A_{\eta\eta})/J^2 + [(\alpha \chi_{33} - 2\beta \chi_{3\eta} + \gamma \chi_{\eta\eta})(\psi_3 A_{\eta} - \psi_{\eta} A_3) + (\alpha \psi_{33} - 2\beta \psi_{3\eta} + \gamma \psi_{\eta\eta})(\chi_{\eta} A_3 - \chi_3 A_{\eta})]/J^3, \quad (9)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} J = \chi_3 \psi_{\eta} - \chi_{\eta} \psi_3, \end{array} \right. \quad (10)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \alpha = \chi_{\eta}^2 + \psi_{\eta}^2, \end{array} \right. \quad (11)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \beta = \chi_3 \chi_{\eta} + \psi_3 \psi_{\eta}, \end{array} \right. \quad (12)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \gamma = \chi_3^2 + \psi_3^2. \end{array} \right. \quad (13)$$

境界条件は次のとおりである:

(a) 物体上 (粘着条件)

$$u = 0, \quad v = 0. \quad (14)$$

物体上の圧力は (14) を (7), (8) に代入して求める。ちなみち

$$P_{\eta} = \frac{1}{Re} (\chi_{\eta} \tilde{\Delta} u + \psi_{\eta} \tilde{\Delta} v)_{\text{物体上}}, \quad (15)$$

ただし $\eta = \text{const}$ を物体を取り囲む座標とした。

(b) 遠方 (一様流)

$$u = 1, \quad v = 0. \quad (16)$$

遠方の圧力は外挿によって求める。

物体に働く力は、物体のまわりで圧力と剪断力を積分することにより求める。

一般の座標変換には種々のものを用いることができるが、ここでは Thompson らによる格子生成法²²⁾を利用した。すなわち Thompson らに従い、変換関数として方程式

$$\begin{cases} \alpha x_{33} - 2\beta x_{3\eta} + \delta x_{\eta\eta} + J^2(Px_3 + Qx_\eta) = 0, \\ \alpha y_{33} - 2\beta y_{3\eta} + \delta y_{\eta\eta} + J^2(Py_3 + Qy_\eta) = 0 \end{cases} \quad (17)$$

を、(この研究のような2重連結領域では) 次のディリクレ境界条件:

$$\begin{cases} \text{内部境界上で } x = f_1(\xi, \eta), \quad y = f_2(\xi, \eta), \\ \text{外部境界上で } x = g_1(\xi, \eta), \quad y = g_2(\xi, \eta) \end{cases} \quad (18)$$

のもとで数値的に解いたものを用いる。ただし内部境界と外部境界として偏心2円柱を用いた。また(17)の P, Q として

$$\begin{cases} P = 0, \\ Q = -2000 \exp(-0.15(\eta - \eta_1)) \end{cases} \quad (19)$$

を用いた。(18)の f, g としては、2円柱の表面の(格子を出発させた)点の座標を関数値としてもち、数値的に与え

る関数をとる。なお $\eta = \text{const}$ が円柱をとり囲む方向の格子線である。

§ 3 差分スキーム

数値的な安定性をよくするため、(2)を時間積分するときには陰のオイラー・スキームを用いた。すなわち

$$\frac{W^{n+1} - W^n}{\Delta t} + (W^n \cdot \nabla) W^{n+1} = -\text{grad } P + \frac{1}{\text{Re}} \Delta W^{n+1} \quad (20)$$

ここで左辺第2項は次のようにして W^{n+1} について線形化してある：

$$(W^{n+1} \cdot \nabla) W^{n+1} \approx (W^n \cdot \nabla) W^{n+1} \quad (21)$$

(3)と(2)の差分化にあたっては、(2)の非線形項以外はすべて中心差分を用いた。たとえば f の x に関する微分は

$$\left(\frac{\partial f}{\partial x} \right)_{i,j} = \frac{f_{i+1,j} - f_{i-1,j}}{2h} \quad (22a)$$

$$\left(\frac{\partial^2 f}{\partial x^2} \right)_{i,j} = \frac{f_{i+1,j} - 2f_{i,j} + f_{i-1,j}}{h^2} \quad (22b)$$

で近似した。ここで $h = \Delta x$ である。

非線形項に対しては新しい3次精度のスキームを用いたが、これは2次の風上差分における3次の誤差項を取り除いたものと解釈できる。すなわち、通常の2次精度の風上差分では非線形項（たとえば $f \partial u / \partial x$ 、ただし $f = (u \partial u - v \partial v) / J$ ）を近似する場合、次のようにする：

$$\left(f \frac{\partial u}{\partial x} \right)_{i,j} = \begin{cases} f_{i,j} \frac{3u_{i,j} - 4u_{i-1,j} + u_{i-2,j}}{h^2} & (f_{i,j} \geq 0) \\ f_{i,j} \frac{-3u_{i,j} + 4u_{i+1,j} - u_{i+2,j}}{h^2} & (f_{i,j} < 0) \end{cases} \quad (23)$$

ところで、一般に

$$\frac{f + |f|}{2} = \begin{cases} f & (f \geq 0) \\ 0 & (f < 0) \end{cases} \quad (24a)$$

$$\frac{f - |f|}{2} = \begin{cases} 0 & (f \geq 0) \\ f & (f < 0) \end{cases} \quad (24b)$$

であるから、(23)は(24)を用いて次のようにまとめられる：

$$\begin{aligned} \left(f \frac{\partial u}{\partial x} \right)_{i,j} &= f_{i,j} \frac{-u_{i+2,j} + 4(u_{i+1,j} - u_{i-1,j}) + u_{i-2,j}}{4h} \\ &+ |f_{i,j}| \frac{u_{i+2,j} - 4u_{i+1,j} + 6u_{i,j} - 4u_{i-1,j} + u_{i-2,j}}{4h} \end{aligned} \quad (25)$$

(25) の右辺第 1 項をテイラー展開すると

$$f \frac{\partial u}{\partial \bar{x}} - \frac{1}{3} h^2 f \frac{\partial^2 u}{\partial \bar{x}^2} + O(h^4) \quad (26)$$

であり、同様に第 2 項は

$$h^3 |f| \frac{\partial^4 u}{\partial \bar{x}^4} + O(h^5) \quad (27)$$

となる。したがって、(23) または (25) の誤差は $O(h^2)$ で、その係数に 3 階微分を含んでいる。ところが 3 階微分には減衰の働きがないから、この項は数値的に悪影響を及ぼす。一方 (25) の右辺第 1 項を

$$f_{i,j} \frac{-u_{i+2,j} + 8(u_{i+1,j} - u_{i-1,j}) + u_{i-2,j}}{12h} \quad (28)$$

でおきかえると、(28) は $f(\partial u / \partial \bar{x}) + O(h^4)$ となるから、新しいスキームの誤差は (25) の右辺第 2 項できまり、 $O(h^3)$ で、しかもその係数は短かい範囲での拡散の効果をもつ 4 階微係数である。このスキームの最終的な形は

$$\begin{aligned} \left(f \frac{\partial u}{\partial \bar{x}} \right)_{i,j} &= f_{i,j} \frac{-u_{i+2,j} + 8(u_{i+1,j} - u_{i-1,j}) + u_{i-2,j}}{12\Delta \bar{x}} \\ &+ |f_{i,j}| \frac{u_{i+2,j} - 4u_{i+1,j} + 6u_{i,j} - 4u_{i-1,j} + u_{i-2,j}}{4\Delta \bar{x}} \quad (29) \end{aligned}$$

あるいは

$$\left(f \frac{\partial u}{\partial z}\right)_{i,j} = \begin{cases} f_{i,j} \frac{u_{i+2,j} - 2u_{i+1,j} + 9u_{i,j} - 10u_{i-1,j} + 2u_{i-2,j}}{6\Delta z} & f_{i,j} \geq 0 \\ f_{i,j} \frac{-2u_{i+2,j} + 10u_{i+1,j} - 9u_{i,j} + 2u_{i-1,j} - u_{i-2,j}}{6\Delta z} & f_{i,j} < 0 \end{cases} \quad (30)$$

となる。結局、数値計算での基礎方程式は (6) ~ (8) と (29), (30) を用いて差分化したものである。ここではこの差分方程式をSOR法を用いて解いた。なお計算には、物理量の評価点と差分格子点が一致する通常格子 (regular mesh) を用いた。

§4 表面粗さをもった円柱まわりの流れ

座標系

この研究の主要な目的は臨界領域での流れをシミュレートし、抵抗係数の減少する機構を数値的に明らかにすることである。円柱まわりの高レイノルズ数の流れの実験によれば、臨界レイノルズ数はおおよそ 3×10^5 である。そしてそのときの境界層の厚さは前方のよびみ点から測って 90° の位置でおおよそ半径の 0.5% 程度と推定される。一般の座標変換を用いれば、このような狭い領域にも多くの格子を集中させるこ

とができるが、それに見合った格子間隔を物体と交わる方向にもとらなければならず、格子数は不可避免的に増大してしまう。一方、実験から明らかのように、表面粗さは臨界レイノルズ数を下げる働きがあるため、表面粗さをつけることにより比較的少数の格子でも臨界現象をとらえることができる可能性がある。以上のことを考慮して、この計算では円柱の表面に細かい凹凸をつけた。

主要な計算に用いた格子図を図3に示す。ここで図3(b)は円柱表面近くの拡大図である。図中の破線は $Re = 40000$ のときの推定される境界層の外縁で、最低4列の格子が境界層の中にはいっている。さらに、格子数を節約するため予想される剝離点近くに物体と交わる方向の格子も集中させている。表面粗さは前方のよびみ点から測って $85^\circ \sim 120^\circ$ の間に分布させ、その高さは円柱の半径の0.5%である。格子数は 80×80 とした。計算時間は、各場合について、東大物理工学科のミニコンピュータ MELCOM 70/150 システムで 30~40 時間であった。なお乱流モデルは用いていない。

計算結果

はじめに、この研究で用いた格子と差分スキームの有効性を調べるため、対応する流れの可視化実験の結果が利用で

きる $Re=1200$ の出発流れを計算した。この場合には円柱に表面粗さをつけていない。図4に計算による流れ線、図5に永田氏による対応する実験結果を示す。²⁰⁾ 渦の長さや、二次渦の様子など、計算と実験は詳細な点にわたるまで非常に良い一致を示している。

主要な計算は表面粗さをつけた円柱を用いて $Re=10^3 \sim 10^5$ の範囲で行なつた。時間積分におけるきざみ Δt は 0.02 である。図6に $Re=2000, 10000, 40000$ の場合の流れ線を示す。この図には境界層内を通過する流れ線だけを示してある。 $Re=40000$ の場合(図6(c))小さな渦(剝離泡)が表面粗さの部分に生成され、一度剝離した境界層が再付着する様子が見られる。そしてそのために後流が狭くなっていることがわかる。一方 $Re=2000$ の場合(図6(a))は表面粗さがあるにもかかわらず剝離はなめらかである。 $Re=10000$ の場合には過渡的な状態が観察される。

図7は短時間内での剝離泡の動きを示したもので、この図から、剝離泡はあるきまつた位置で生成されては流れていくことがわかる。(この図で $T=25.025$ と $T=25.325$ はほぼ同じ状態なので、この現象の周期はおおよそ 0.3 である。)

図8は、図6のそれぞれの図に対応する流れの全体図である。 $Re=40000$ の場合の後流の幅は $Re=2000$ の場合に比べ

と明らかに狭くなっていく。

図9, 10は $Re = 2000, 10000$ の場合のカルマン渦放出後の抵抗係数と揚力係数の時間変化であり, 図11は $Re = 40000$ の場合の出発直後からの上記係数の時間変化である。 $Re = 40000$ の場合にはカルマン渦放出以後の抵抗係数の時間平均値は小さく ($=0.7$), しかも周期的な曲線上に細かい凹凸がのびている。一方, $Re = 2000$ の場合の抵抗係数の時間平均値は大きく ($=1.5$), 細かい凹凸はあまりはつきり見られない。中間の $Re = 10000$ の場合には曲線はやや不規則となっている。

図12には, $Re = 2000, 10000, 40000$ の場合の, 円柱表面上の圧力分布の時間平均値を示してある。各図の $\theta = \pm 80^\circ$ 付近に見られる小さなピークは, 第1番目の凹凸のために流れが凹にまげられるためのもので, 表面粗さを細かくすると消えるものと思われる。この小さなピークを除けば, この図は臨界レイノルズ数前後の円柱表面の典型的な圧力分布を示している。なお $Re = 40000$ の場合の $\theta = \pm 100^\circ$ 付近の小さな平坦部(図中の矢印)は剝離泡の存在に対応したものである。

図13は, 円柱の抵抗係数のレイノルズ数依存性を示したもので, 抵抗係数の激減する様子が見え, 明らかにわかる。さらに図14はストローハル数のレイノルズ数依存性を図にしたもので, この図からも臨界現象の存在がわかる。これらの図には,

$Re = 100000$ の計算結果も示したが、境界層内の格子点の数が必ずしも十分でないため他の結果より多少信頼性はおろるかも知れない。しかし計算は安定にすすみ、この計算で用いたスキームの有効性は十分に示されたものと思われる。

§ 5 議 論

表面粗さをつけた円柱のまわりの高レイノルズ数の流れの実験結果は数多く報告されているが、たいていどの場合も表面粗さは不規則である。最近の Achenbach et al. の実験は例²³⁾外で、ピラミッド型の表面粗さを円柱まわりに規則正しく分布させている。この実験では、表面粗さが3次元性をもつこと、円柱全体に分布していること、粗さの幅がここでの計算に比べてかなり小さいことなど、計算と正確には対応のつかない点が多いが、比較のため実験結果を示す。図15は粗さの高さが半径の0%と0.9%の抵抗係数-レイノルズ数、およびストローハル数-レイノルズ数の関係で、計算結果とは臨界レイノルズ数の値、そこでの抵抗係数の値などで差異は見られるが、臨界領域での定性的な一致は良好である。しかし計算では臨界領域を超えた領域(図1の super critical range や transcritical range)は再現できていない。これは格子数の不

足と計算の二次元性に問題があると考えられる。

臨界領域での抵抗減少は急激なので、その領域内で流れがどのような状態になるかは興味深い。図16はそのようなレイノルズ数 ($Re=17000$) での計算結果である。流線図で特徴的なことは、割離泡が円柱の片側にのみ生成されていることである。そのために前方のよびみ点か割離泡とは反対側に移動している。この図から円柱に揚力が働くことが予想されるが、それは図16(b)により確かめられる。幾何学的に対称な形をした物体に一様流があたる場合に、平均して揚力が働く現象が存在することは非常に興味深い^{24)~26)}が、このことは実験的にすでに報告されている。

差分スキームが計算結果に及ぼす影響を調べるために、この研究で計算した代表的な流れに対して、差分スキームを種々にかえた計算も実行した²⁷⁾。計算結果は示さないが、この論文で用いた3次精度のスキームを用いてはじめて臨界現象を再現することができた。

§ 6 まとめ

この研究では、円柱まわりの高レイノルズ数流れを、境界層と後流部分に格子を集中させ、差分法を用いて計算した。

その際、非線形項に対して新しい3次精度のスキームを開発して用いた。 $Re = 1200$ の出発流れに対しては対応する可視化実験の結果と非常に良い一致を示し、この研究で用いた格子とスキームの有効性を確かめることができた。

表面粗さをつけた円柱まわりの計算を $Re = 10^3 \sim 10^5$ で行ない、詳しい流線図や種々の物理量の計算結果より、臨界領域の存在を数値的に示すことができた。この計算に用いた表面粗さでは⁴臨界レイノルズ数はおおよそ 2×10^4 であった。臨界領域での計算結果から、抵抗係数の減少は、剝離点付近に生成される小さな剝離泡によることが明らかになった。そしてこの現象が流れに3次元性を導入しなくてもおこることがわかった。

計算結果は Achenbach et al. の実験結果と定性的に良い一致を示した。さらに臨界領域では、剝離泡が片側むけに生成しその結果揚力が働くことがあるという実験事実を数値計算によって再現することができた。

この計算は、文部省科学研究費特定研究“乱流現象の解明と制御”を用いて行なった。なお岐阜大学工学部の永田拓助教授から、比較のために流れの可視化実験の見事な写真を多数拝借した。同助教授に感謝を申し上げます次第である。

References

- 1) Kawaguti, M.: J. Phys. Soc. Jpn **8** (1953) 747-57.
- 2) Takami, H. & Keller, H.B.: Phys. Fluids Suppl. **11 12** (1969) 11-51-56.
- 3) Fornberg, B.: J. Fluid Mech. **98**, (1980) 819-855.
- 4) Kawaguti, M. & Jain, P.: J. Phys. Soc. Jpn **21** (1966) 2055-62.
- 5) Thoman, D.C. & Szewczyk, A.A.: Phys. Fluids Suppl. **11 12** (1969) 11-76-86.
- 6) Takao, Y.: IBM Japan Sci. Center Rep., G 318-1909-0 (1973).
- 7) Collins, W.M. & Dennis, S.C.R.: J. Fluid Mech. **60** (1973) 105-127.
- 8) Ta Phuoc Loc: J. Fluid Mech. **100** (1980) 111-128.
- 9) Chorin, A.J.: J. Fluid Mech. **57** (1973) 785-796.
- 10) Kuwahara, K.: J. Phys. Soc. Jpn **45** (1978) 292-297.
- 11) Sarpkaya, T. & Schoaff, R.L.: AIAA J. **17** (1979) 1193-1200.
- 12) Roshko, A.: J. Fluid Mech. **10** (1961) 345-356.
- 13) Sarpkaya, T.: AIAA J. **4** (1966) 414-420.
- 14) Achenbach, E.: J. Fluid Mech. **46** (1971) 321-335.
- 15) Szechenyi, E.: J. Fluid Mech. **70** (1975) 529-542.
- 16) James, W.U., Paris, S.W. & Malcolm, G.N.: AIAA J. **18** (1980) 1066-1072.
- 17) Nakamura, Y. & Tomonari, Y.: J. Fluid Mech. **123** (1982) 363-378.
- 18) Honji, H. & Taneda, S.: J. Phys. Soc. Jpn **27** (1969) 1668-1677.
- 19) Coutanceau, M. & Bouard, R.: J. Fluid Mech. **79** (1977) 231-272.
- 20) Nagata, H.: Ph. D. thesis, Univ. of Nagoya (1979).
- 21) Harlow, F.H. & Welch, J.E.: Phys. Fluids **8** (1965) 2182-2189.
- 22) Thames, F.C., Thompson, J.F., Mastin, C.W. & Walker, R.L.: J. comput. Phys. **24** (1977) 245-273.
- 23) Achenbach, E. & Heinecke, E.: J. Fluid Mech. **109** (1981) 239-251.
- 24) Bearman, P.W.: J. Fluid Mech. **37** (1969) 577-585.
- 25) Kamiya, H., Suzuki, S. & Nishi, R.: AIAA-79-1475 (1979).
- 26) Schewe, G.: J. Fluid Mech. **133** (1983) 265-285.
- 27) Kawamura, T.: Ph. D. thesis, Dept. Phys., Univ. Tokyo (1983).

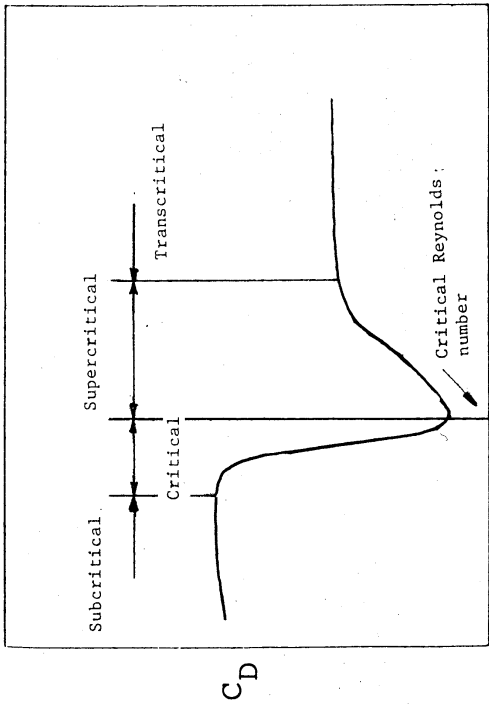


図 1

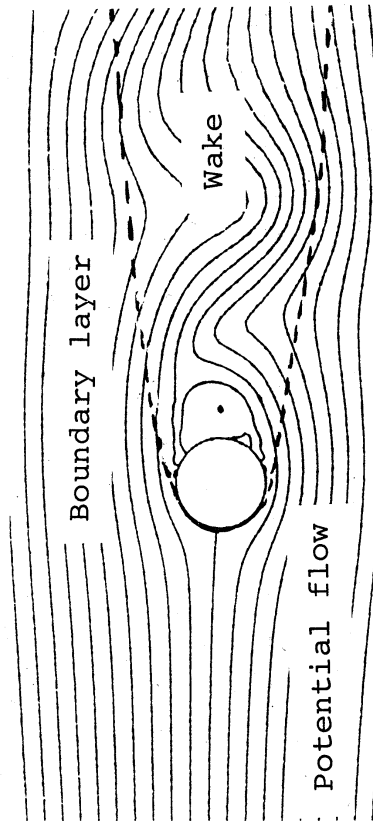
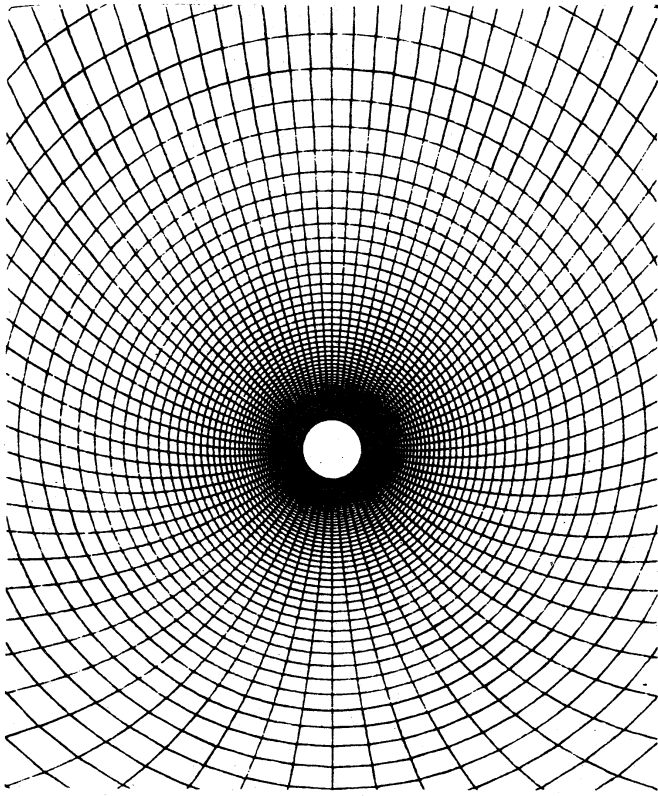
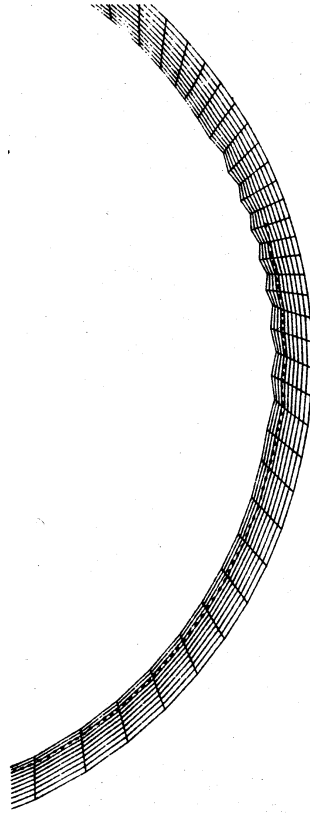


図 2



(a)



(b)

図 3 計算に用いた格子

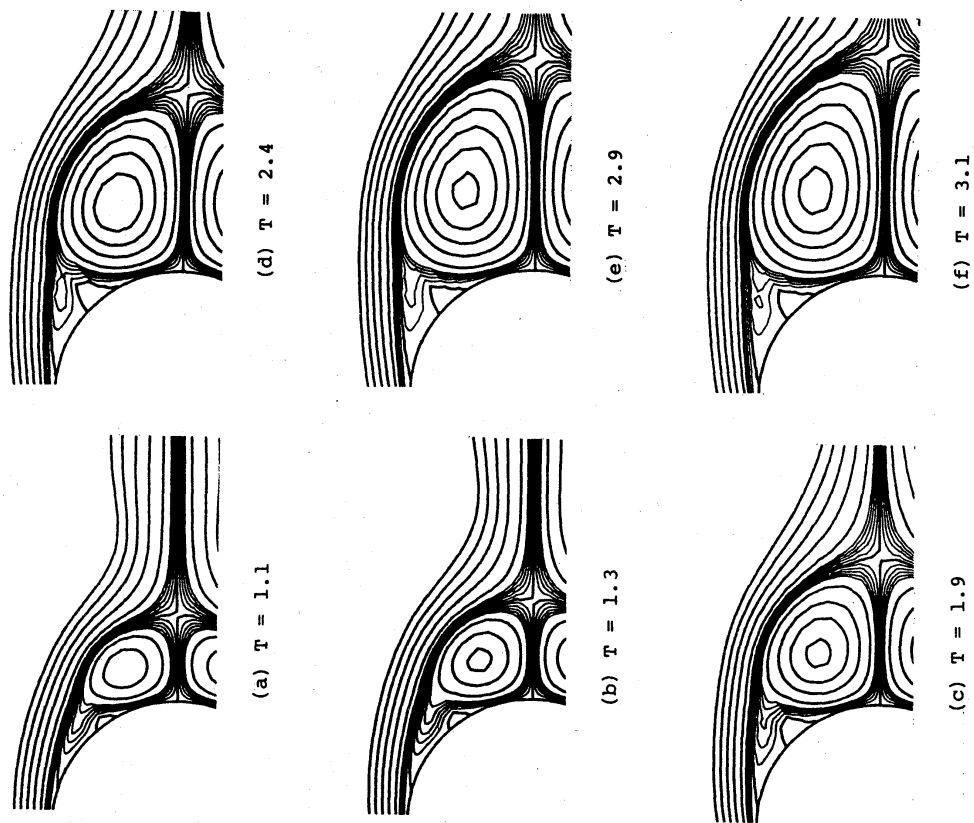
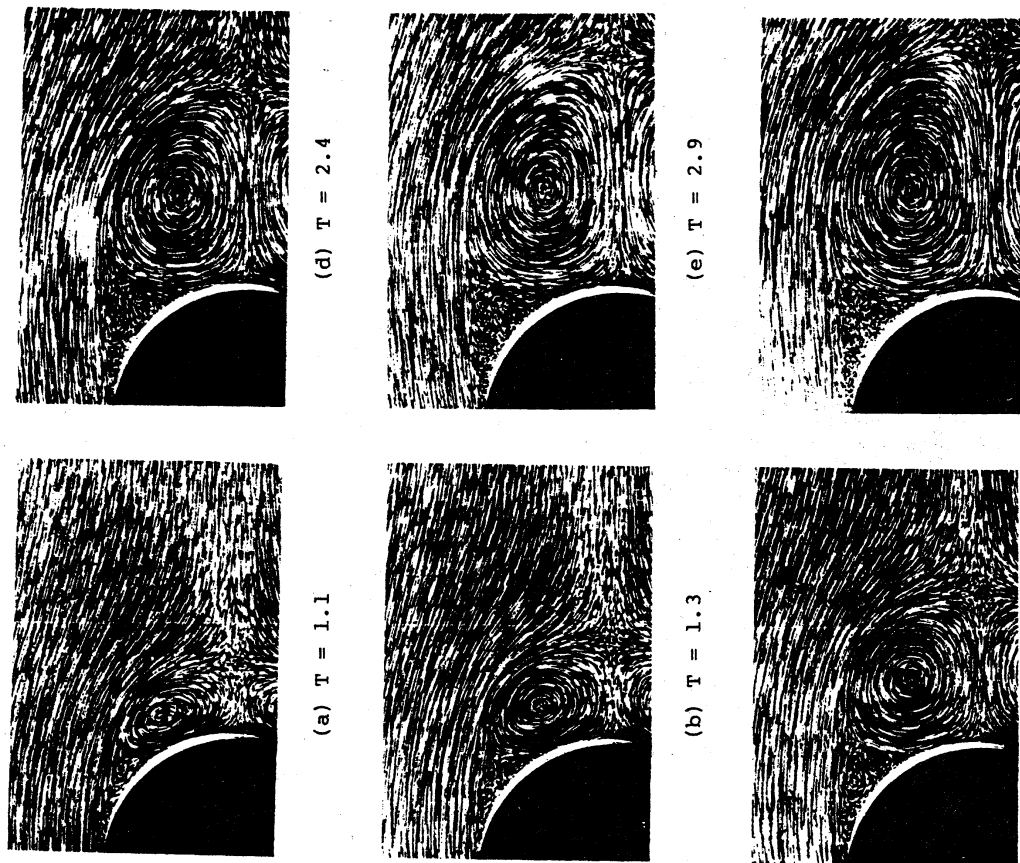
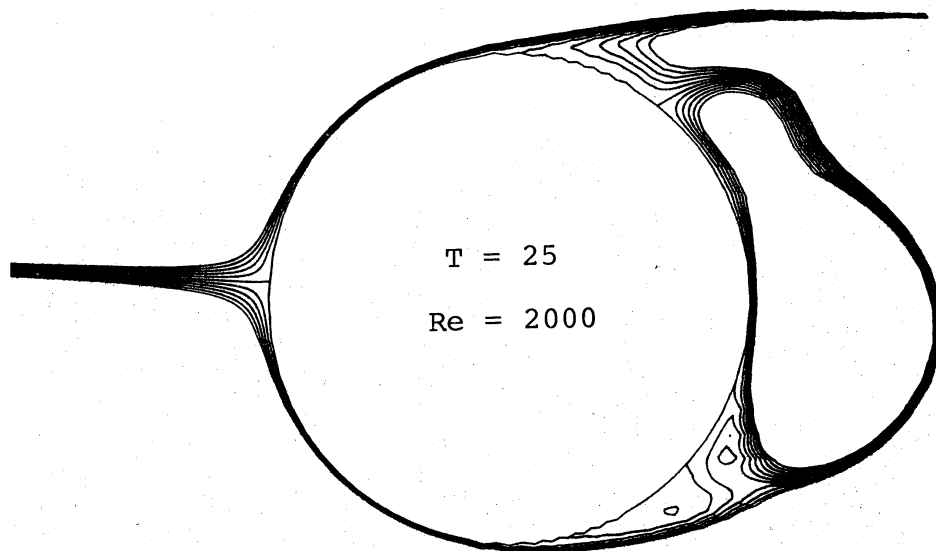
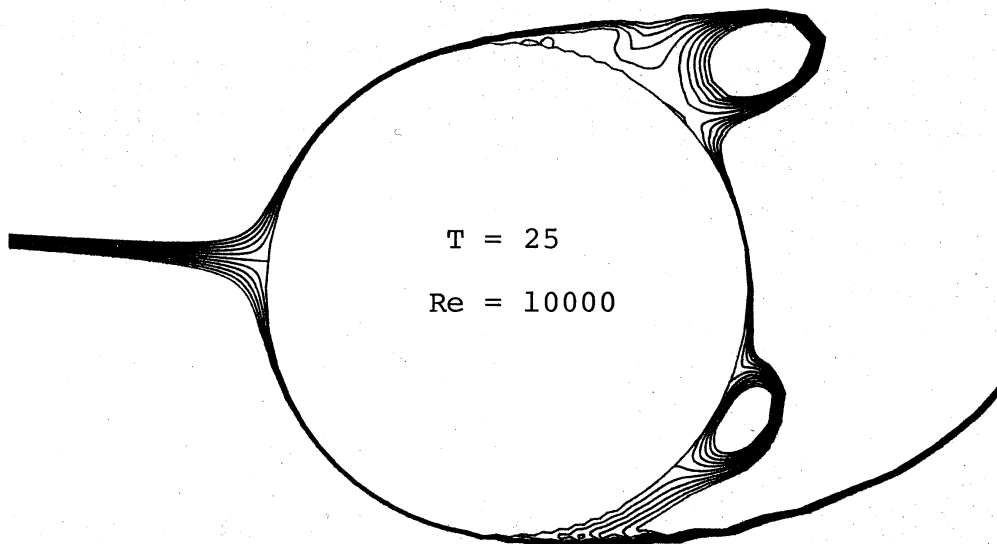


図4 円柱まわりの出発流れ (計算 $Re=1200$)

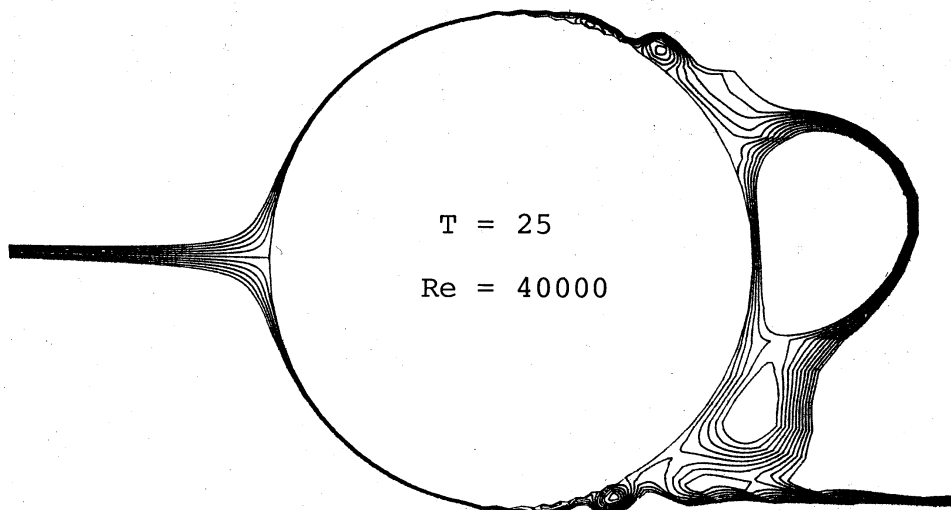
図5 円柱まわりの出発流れ (永田氏による実験 $Re=1200$)



(a)

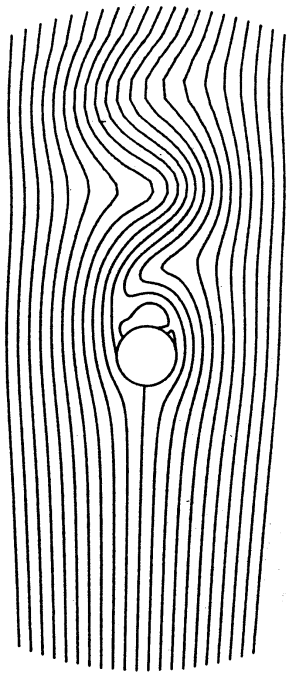


(b)

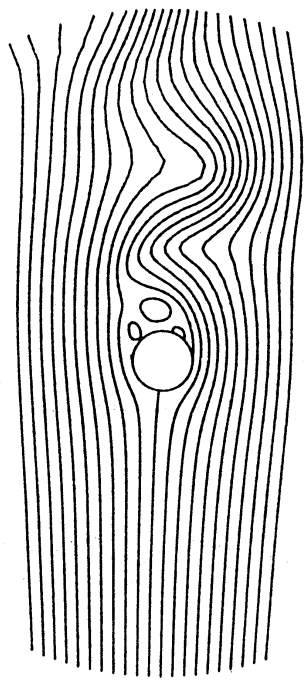


(c)

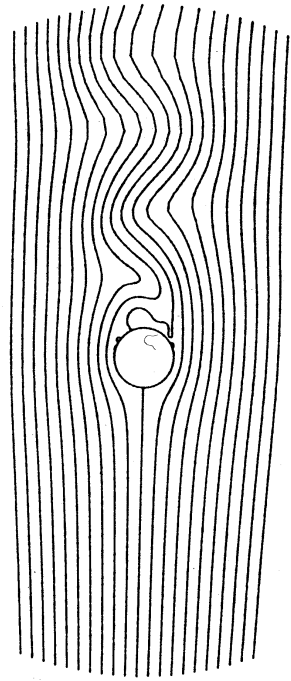
圖 6 境界層を通過した流線



(a) $T = 25$ $Re = 2000$

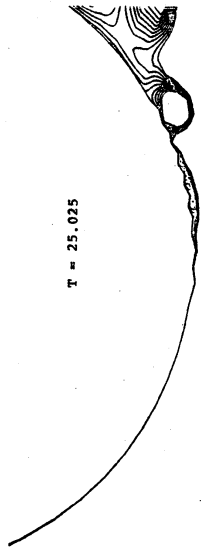


(b) $T = 25$ $Re = 10000$

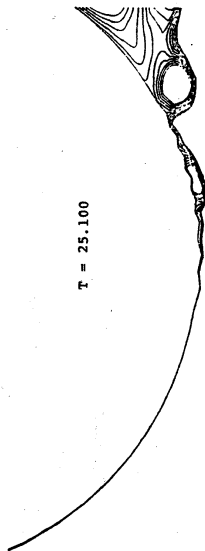


(c) $T = 25$ $Re = 40000$

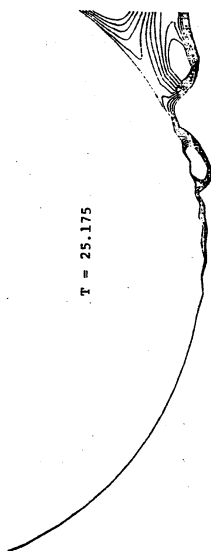
図8 流れの全体図 (図6に対応)



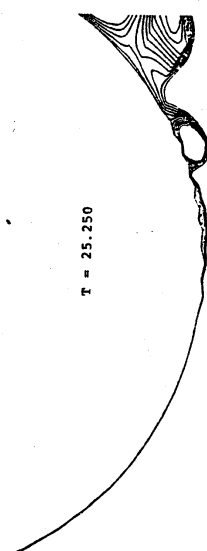
$T = 25.025$



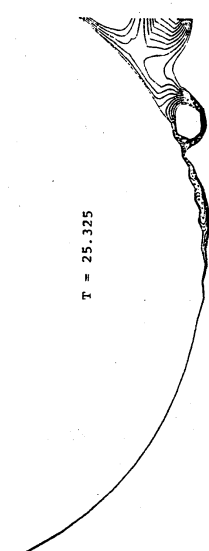
$T = 25.100$



$T = 25.175$



$T = 25.250$



$T = 25.325$

図7 剣離泡の動き

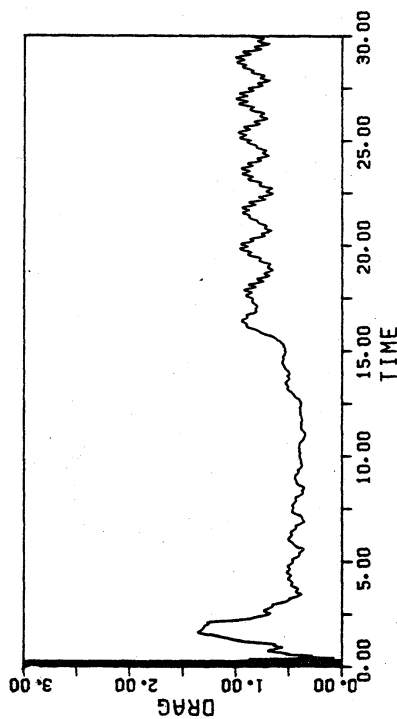
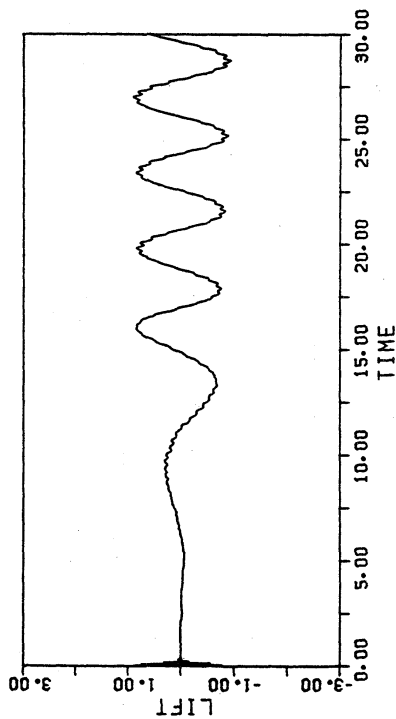


図11 抵抗係数,揚力係数の時間変化
($Re = 40000$)

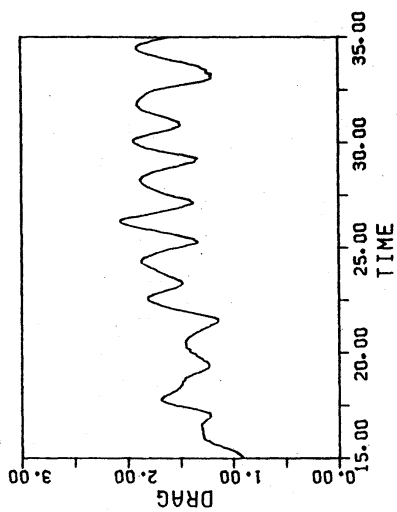
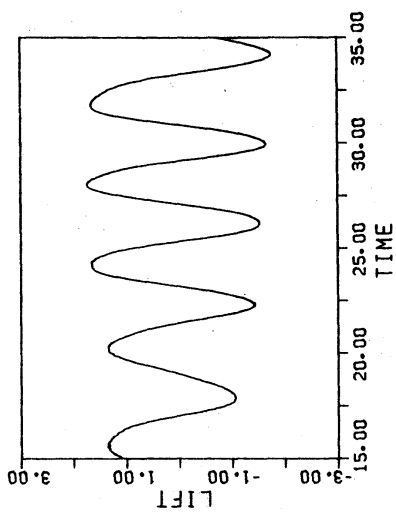


図10 抵抗係数,揚力係数の
時間変化 ($Re = 10000$)

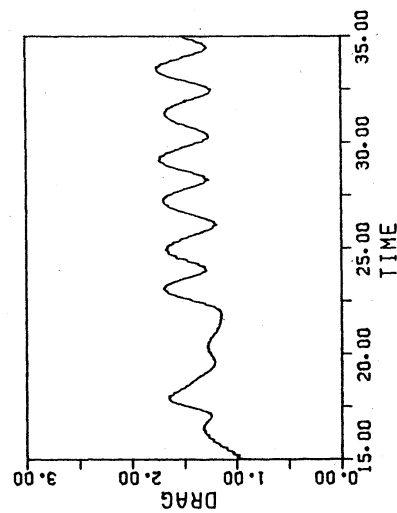
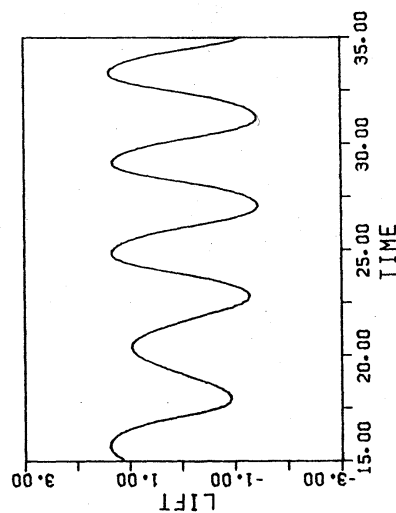


図9 抵抗係数,揚力係数の
時間変化 ($Re = 2000$)

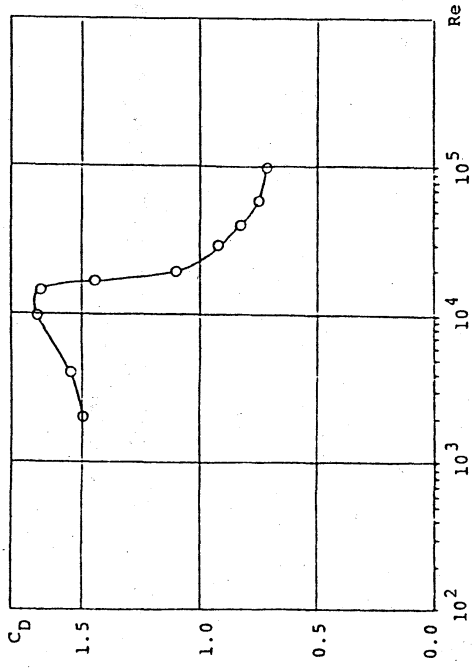


図13 抵抗係数のレイノルズ数依存性

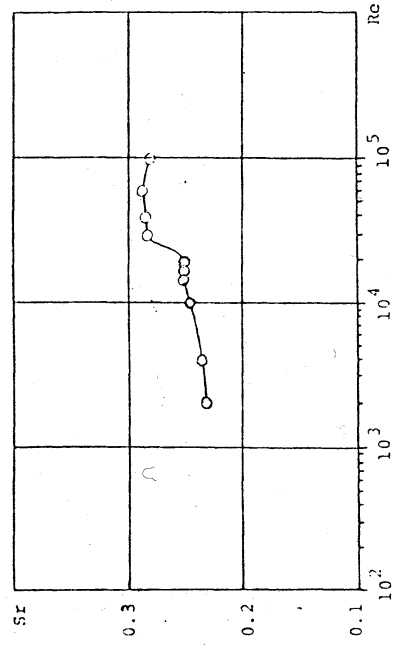


図14 ストロ-ハル数のレイノルズ数依存性

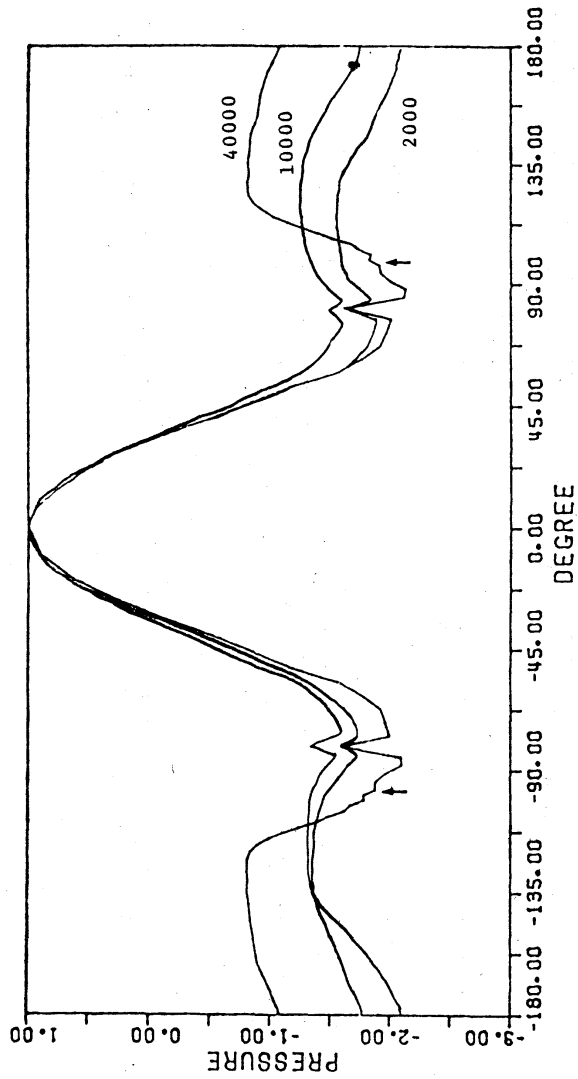
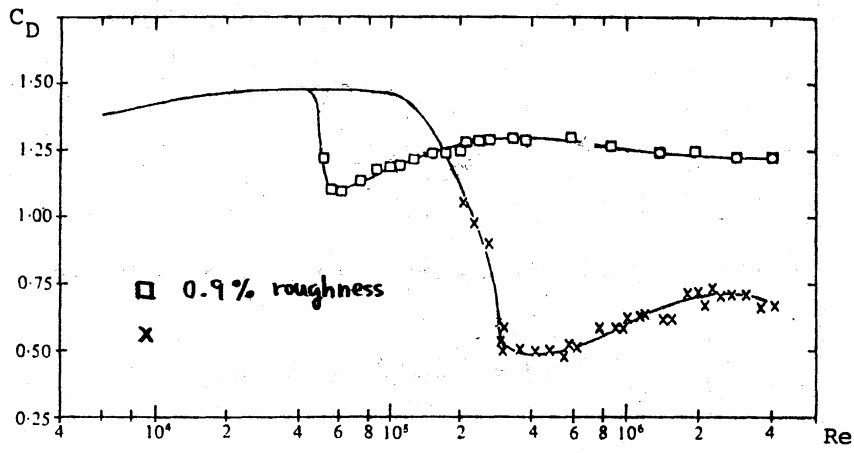
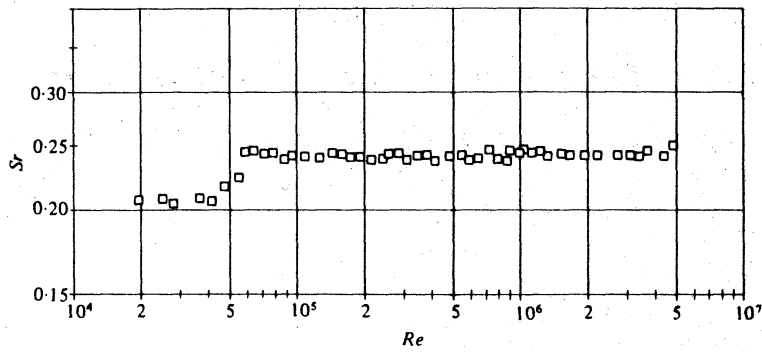


図12 円柱表面での平均圧力分布

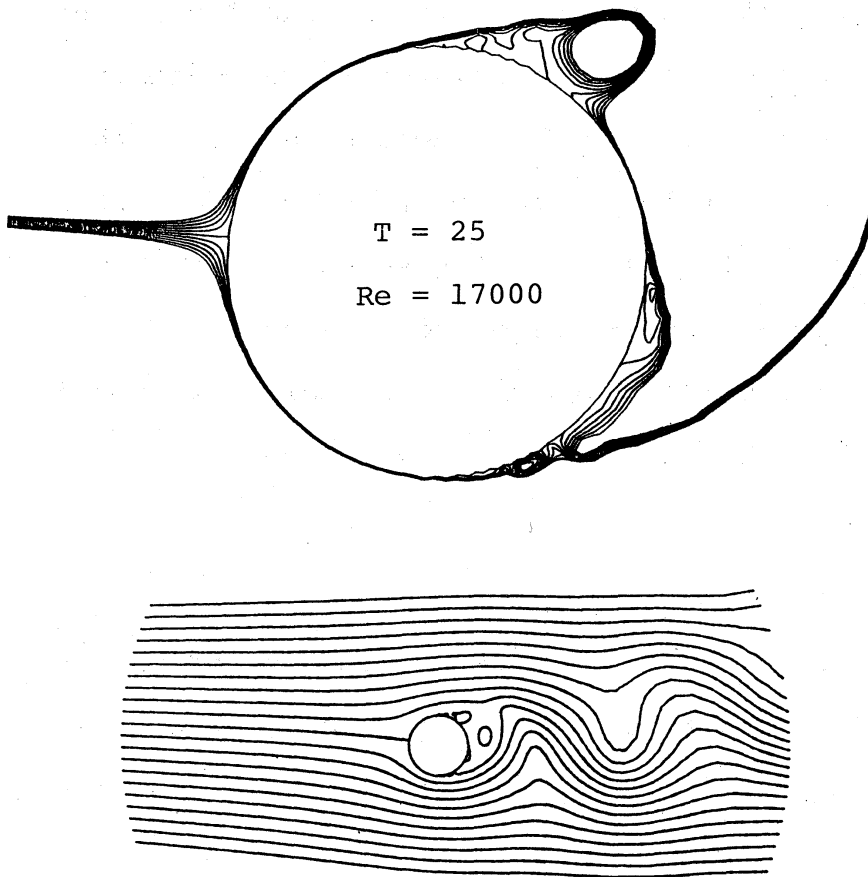


(a) 抵抗係数のレイノルズ数依存性



(b) ストロハル数のレイノルズ数依存性

図 15 Achenbach et al. による実験結果



T = 25 Re = 17000

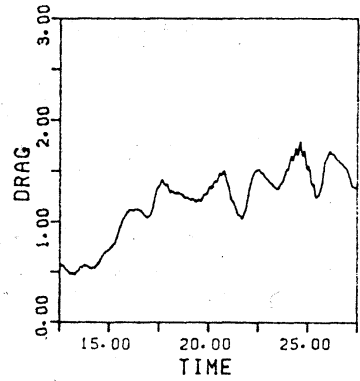
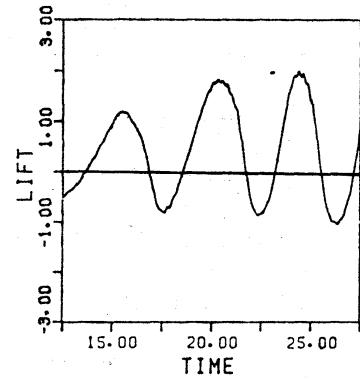


図 16 $Re=17000$ での流れの様子