



室蘭工業大学

学術資源アーカイブ

Muroran Institute of Technology Academic Resources Archive



せまい平板の間にある円柱のまわりの非定常流れの数値解法(第2報)

メタデータ	言語: jpn 出版者: 室蘭工業大学 公開日: 2014-07-24 キーワード (Ja): キーワード (En): 作成者: 山岸, 英明 メールアドレス: 所属:
URL	http://hdl.handle.net/10258/3622

せまい平板の間にある円柱のまわり の非定常流れの数値解法 (第2報)

山 岸 英 明

Numerical Study of Unsteady Viscous Incompressible Fluid Flow past a Circular Cylinder between Two Parallel Solid Surfaces (2)

Hideaki Yamagishi

Abstract

A numerical solution of unsteady viscous incompressible fluid flow past a circular cylinder between two parallel flat planes is reported. For this purpose, the successive over relaxation method and alternative directional implicit method are applied for time dependent difference equations. The effects of flat planes are discussed and the solutions are compared with the ones by the method of Son and Hanratty.

I. 緒 言

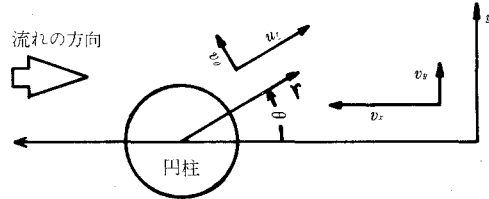
低いレイノルズ数における円柱のまわりの流れの解析はこれまで多くの報告がなされているが、筆者は平面境界が近くに存在する場合、その影響の程度を定量的に評価することを試みた。解析のモデルは次のようなものである。即ち任意の間隔で互いに向き合った二つの無限平面境界面で仕切られた静止流体中を突然一定速度で境界面の中間をその面に平行に移動を開始する円柱を考える。座標をこの移動する円柱に置き、そして円柱近傍では円柱座標を、遠方では直交座標を用いる。このような二つの座標系に対してそれぞれ二次元非定常ナービエ・ストークスの運動方程式により流れの場を記述する。運動方程式より導出される流れ関数を与えるポアソン型方程式に対しては加速リープマン法により、またか(渦)度輸送方程式に対しては交互方向陰解法によって解かれる。この手法の概略については既に述べている。⁽¹⁾⁽²⁾

この報告は上述したような手法に基づき、レイノルズ数 40 の場合について、円柱と平面境界面との距離を 3 通り選んで計算を行なった結果を整理したものを⁽³⁾、さらに詳細に記したものである。本報で検討の対象となった計算結果は今後さらに報告を予定している非定常解全体から見ると比較的限られた範囲のものであるが、壁面の影響が円柱表面に与える影響を具体的に議論できるものである。平面境界による主な影響としては、境界面が近くなると抗力が減少し、また特に円柱表面上のか度分布の形状が大きく変化することである。また実質的に境界面

の影響を受けない場合の解として Son & Hanratty⁽⁴⁾ の手法に従って別に筆者が求めたものを比較のために用いた。なおこの手法については附録に示した。

II. 数 値 解 析

座標系を第1図のように与え、流れの場に対しては円柱近傍で円柱座標による運動方程式を、また円柱遠方では直交座標による運動方程式を用いた。それぞれ無次元変数を導入し流れ関数 ψ 、か度 ζ を定義して整理した後、前報⁽²⁾ で示したような以下の差分方程式群が得られる。



第1図 流れ場を記述するためのハイブリッド座標系

1. 円柱近傍 (等間隔格子領域)

$$\left\{ -\frac{2}{Rl^2} + \frac{1}{4kl} (\psi_{i,j+1}^n - \psi_{i,j-1}^n) \right\} \zeta_{i,j}^{n+\frac{1}{2}} + \left(\frac{E_j^2}{\frac{1}{2}\Delta t} + \frac{4}{Rl^2} \right) \zeta_{i,j}^{n+\frac{1}{2}} - \left\{ \frac{2}{Rl^2} + \frac{1}{4kl} (\psi_{i,j+1}^n - \psi_{i,j-1}^n) \right\} \zeta_{i+1,j}^{n+\frac{1}{2}} = \frac{2}{Rk^2} (\zeta_{i,j+1}^n - 2\zeta_{i,j}^n + \zeta_{i,j-1}^n) - \frac{1}{4kl} (\psi_{i+1,j}^n - \psi_{i-1,j}^n) (\zeta_{i,j+1}^n - \zeta_{i,j-1}^n) + \frac{E_j^2}{\frac{1}{2}\Delta t} \zeta_{i,j}^n \quad (1)$$

$$- \left\{ \frac{2}{Rk^2} + \frac{1}{4kl} (\psi_{i+1,j}^n - \psi_{i-1,j}^n) \right\} \zeta_{i,j-1}^{n+1} + \left(\frac{E_j^2}{\frac{1}{2}\Delta t} + \frac{4}{Rk^2} \right) \zeta_{i,j}^{n+1} + \left\{ -\frac{2}{Rk^2} + \frac{1}{4kl} (\psi_{i+1,j}^n - \psi_{i-1,j}^n) \right\} \zeta_{i,j+1}^{n+1} = \frac{2}{Rl^2} (\zeta_{i+1,j}^{n+\frac{1}{2}} - 2\zeta_{i,j}^{n+\frac{1}{2}} + \zeta_{i-1,j}^{n+\frac{1}{2}}) - \frac{1}{4kl} (\psi_{i,j+1}^n - \psi_{i,j-1}^n) (\zeta_{i+1,j}^{n+\frac{1}{2}} - \zeta_{i-1,j}^{n+\frac{1}{2}}) + \frac{E_j^2}{\frac{1}{2}\Delta t} \zeta_{i,j}^{n+\frac{1}{2}} \quad (2)$$

$$\psi_{i,j}^{m+1} = (1 - k_1) \psi_{i,j}^m + \frac{k_1}{2(1/l^2 + 1/k^2)} \left(\frac{\psi_{i+1,j}^m + \psi_{i-1,j}^{m+1}}{l^2} + \frac{\psi_{i,j+1}^m + \psi_{i,j-1}^{m+1}}{k^2} - E_j^2 \zeta_{i,j}^{m+1} \right) \quad (3)$$

2. 円柱近傍 (半径方向: 不等間隔格子領域)

$$\left(-\frac{2}{Rl^2} + P_j^n \right) \zeta_{i-1,j}^{n+\frac{1}{2}} + \left(\frac{E_j^2}{\frac{1}{2}\Delta t} + \frac{4}{Rl^2} \right) \zeta_{i,j}^{n+\frac{1}{2}} - \left(\frac{2}{Rl^2} + P_j^n \right) \zeta_{i+1,j}^{n+\frac{1}{2}} = \frac{4\{\zeta_{i,j+1}^n - (1+\beta_j)\zeta_{i,j}^n + \beta_j\zeta_{i,j-1}^n\}}{R\beta_j(1+\beta_j)} - \frac{1}{2l\beta_j(1+\beta_j)} (\psi_{i+1,j}^n - \psi_{i-1,j}^n) \{\zeta_{i,j+1}^n - (1-\beta_j^2)\zeta_{i,j}^n - \beta_j^2\zeta_{i,j-1}^n\} + \frac{E_j^2}{\frac{1}{2}\Delta t} \zeta_{i,j}^n \quad (4)$$

$$\begin{aligned}
 \text{ここで } P_j^n &= \frac{\{\Psi_{i,j+1}^n - (1-\beta_j^2)\Psi_{i,j}^n - \beta_j^2\Psi_{i,j-1}^n\}}{\beta_j(1+\beta_j)k_j} \\
 - \left\{ \frac{4}{R(1+\beta_j)k_j^2} + \beta_j P_i^n \right\} \zeta_{i,j-1}^{n+1} &+ \left(\frac{E_j^2}{\frac{1}{2}\Delta t} + \frac{4}{R\beta_j k_j^2} - \frac{1-\beta_j^2}{k_j} P_i^n \right) \zeta_{i,j}^{n+1} \\
 &+ \left\{ \frac{4}{R\beta_j(1+\beta_j)k_j^2} + \frac{P_i^n}{\beta_j} \right\} \zeta_{i,j+1}^{n+1} \\
 = \frac{2}{Rl^2} (\zeta_{i+1,j}^{n+\frac{1}{2}} - 2\zeta_{i,j}^{n+\frac{1}{2}} + \zeta_{i-1,j}^{n+\frac{1}{2}}) &+ \frac{\Psi_{i,j+1}^n - (1-\beta_j^2)\Psi_{i,j}^n - \beta_j^2\Psi_{i,j-1}^n}{2l\beta_j(1+\beta_j)k_j} (\zeta_{i+1,j}^{n+\frac{1}{2}} - \zeta_{i-1,j}^{n+\frac{1}{2}}) \\
 &+ \frac{E_j^2}{\frac{1}{2}\Delta t} \zeta_{i,j}^{n+\frac{1}{2}} \quad (5)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \text{ここで } P_i^n &= \frac{\Psi_{i+1,j}^n - \Psi_{i-1,j}^n}{2l(1+\beta_j)k_j}, \quad \beta_j = \frac{k_j}{k_{j-1}} \\
 \Psi_{i,j}^{m+1} &= (1-k_2)\Psi_{i,j}^m + \frac{k_2}{2(l/l^2 + 1/\beta_j k_j^2)} \left\{ \frac{\Psi_{i+1,j}^m + \Psi_{i-1,j}^m}{l^2} + \frac{2(\Psi_{i,j+1}^m + \beta_j\Psi_{i,j-1}^m)}{\beta_j(1+\beta_j)k_j^2} - E_j^2 \zeta_{i,j}^{m+1} \right\} \quad (6)
 \end{aligned}$$

3. 円柱遠方

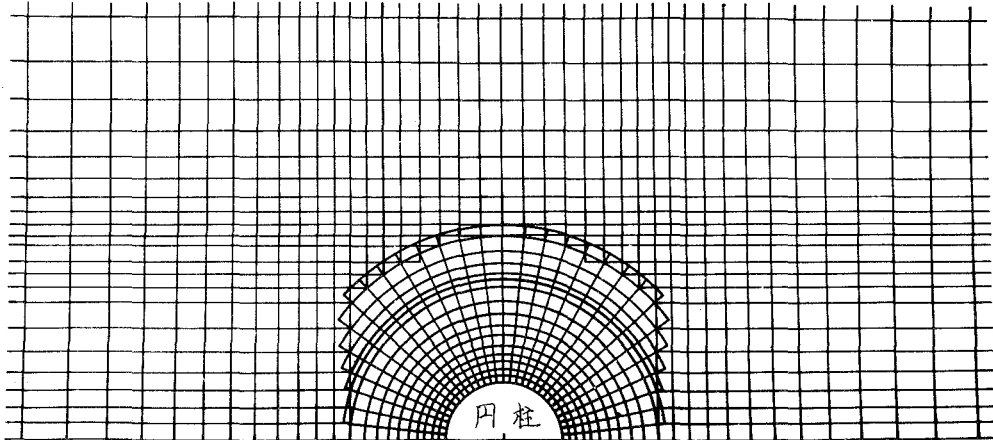
$$\begin{aligned}
 &\left\{ -\frac{2}{R(1+\beta_j)k_j} + Q_i^n \right\} \zeta_{i,j+\frac{1}{2}}^{n+1} + \left\{ \frac{1}{\frac{1}{2}\Delta t} + (1-\beta_j^2)Q_i^n \right\} \zeta_{i,j}^{n+1} - \left\{ \frac{2}{R(1+\beta_j)k_j} + Q_i^n \right\} \zeta_{i,j-\frac{1}{2}}^{n+1} \\
 &= \frac{2}{Ra_i\alpha_i(1+\alpha_i)} \{ \alpha_i \zeta_{i-1,j}^n - (1+\alpha_i)\zeta_{i,j}^n + \zeta_{i+1,j}^n \} \\
 &- \frac{\Psi_{i,j+1}^n - (1-\beta_j^2)\Psi_{i,j}^n - \Psi_{i,j-1}^n}{a_i\alpha_i b_j \beta_j (1+\alpha_i)(1+\beta_j)} \{ \zeta_{i+1,j}^n - (1-\alpha_i^2)\zeta_{i,j}^n - \zeta_{i-1,j}^n \} + \frac{\zeta_{i,j}^n}{\frac{1}{2}\Delta t} \quad (7)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \text{ここで } Q_i^n &= \frac{\Psi_{i+1,j}^n - (1-\alpha_i^2)\Psi_{i,j}^n - \Psi_{i-1,j}^n}{a_i\alpha_i b_j \beta_j (1+\alpha_i)(1+\beta_j)} \\
 - \left\{ \frac{2}{R(1+\alpha_i)a_i^2} + Q_j^n \right\} \zeta_{i-1,j}^{n+1} &+ \left\{ \frac{1}{\frac{1}{2}\Delta t} + \frac{2}{R\alpha_i^2 a_i} - Q_j^n \right\} \zeta_{i,j}^{n+1} + \left\{ \frac{2}{R(1+\alpha_i)a_i^2} + Q_j^n \right\} \zeta_{i+1,j}^{n+1} \\
 = \frac{2}{Rb_j^2\beta_j(1+\beta_j)} \{ \beta_j \zeta_{i,j+\frac{1}{2}}^{n+1} - (1+\beta_j)\zeta_{i,j}^{n+1} + \zeta_{i,j-\frac{1}{2}}^{n+1} \} &- \frac{\Psi_{i+1,j}^n - (1-\alpha_i^2)\Psi_{i,j}^n - \Psi_{i-1,j}^n}{a_i\alpha_i b_j \beta_j (1+\alpha_i)(1+\beta_j)} \\
 &\{ \zeta_{i,j+\frac{1}{2}}^{n+1} - (1-\beta_j^2)\zeta_{i,j}^{n+1} - \zeta_{i,j-\frac{1}{2}}^{n+1} \} + \frac{\zeta_{i,j}^{n+\frac{1}{2}}}{\frac{1}{2}\Delta t} \quad (8)
 \end{aligned}$$

$$\text{ここで } Q_j^n = \frac{\Psi_{i,j+1}^n - (1-\beta_j^2)\Psi_{i,j}^n - \Psi_{i,j-1}^n}{a_i\alpha_i b_j \beta_j (1+\alpha_i)(1+\beta_j)}, \quad \alpha_i = \frac{a_i}{a_{i-1}}, \quad \beta_j = \frac{b_j}{b_{j-1}}$$

$$\Psi_{i,j}^{n+1} = (1 - k_3) \Psi_{i,j}^n + \frac{k_3}{2(1/\alpha_i a_i^2 + 1/\beta_j b_j^2)} \left\{ \frac{2(\Psi_{i+1,j}^n + \alpha_i \Psi_{i-1,j}^{n+1})}{\alpha_i(1 + \alpha_i) a_i^2} + \frac{2(\Psi_{i,j+1}^n + \beta_j \Psi_{i,j-1}^{n+1})}{\beta_j(1 + \beta_j) b_j^2} + \zeta_{i,j}^{n+1} \right\} \quad (9)$$

なお対応する格子系の一部を第2図に示す。



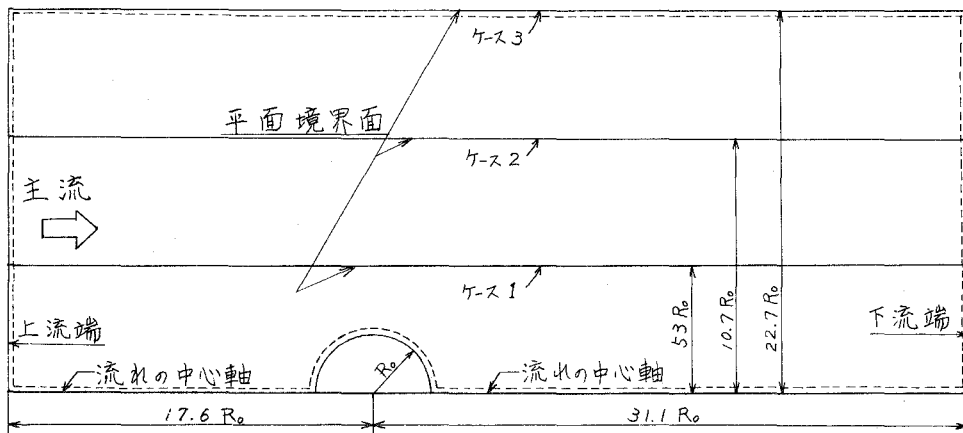
第2図 ハイブリッド・メッシュ・システム

III. 計 算

次に計算の手法、条件などについて述べる。

1. 計算手順

- ① 第2図に示した格子系のすべての格子点に初期値を与える。初期値としてポテンシャル流れを想定する。第3図に解かれるべき流れの場の全領域を示している。実際には円柱座標領域と上流端、下流端、平面境界上にのみ流れ関数の初期値を与え、圧倒



第3図 流 れ の 場

的に広い直交座標領域の内部はゼロに置いた。また流れの中心軸上および円柱表面上の流れ関数をゼロとする。そして第3図破線で示した流れ場を取り囲む部分の値はまた全タイム・ステップを通じて不変の境界条件を与える。一方か度に対する境界値は円柱の表面を除いた破線の部分では常にゼロである。また円柱表面上は最初のステップではゼロとするが以下のタイム・ステップからはそのつど計算される。

- ② ①で示した初期値により(3), (6), (9)式によって流れ関数を加速リーブマン法により求める。この結果直交座標領域の内部の格子点のすべてに適切な流れ関数の収束値が与えられる。この手順をさらに詳しく述べればまず円柱座標領域の部分の1回目の計算を行なう。この領域の外側境界値は円柱座標領域と直交座標領域の接合部に置いてある。次にこの接合部を内側境界として直交座標領域の部分の計算を行なう。再び円柱座標領域に戻り以下同様に収束するまで繰返す。
- ③ 円柱表面上のか度を求める。この計算法は後で示す。
- ④ 次にか度の計算であるがこれは A. D. I. 法に従って次のように行なう。まず円柱座標領域のうち等間隔格子領域の周方向に $\frac{1}{2}$ タイム・ステップ進めて(1)式によってこの領域のすべての点の値を求める。それからさらに $\frac{1}{2}$ タイム・ステップ進めて今度は半径方向に(2)式によって同じ領域のすべての点のか度の値を計算し直す。これで1タイム・ステップの計算が行なわれる。この時の外側境界値は等間隔格子領域と不等間隔格子領域の接合点上にある。さらに今の接合点を内側境界に、また円柱格子点と直交格子点の接合点を外側境界とする円柱座標領域の不等間隔格子領域の部分の計算を同様に(4), (5)式によって行なう。最後に円柱格子点と直交格子点の接合部を内側境界として直交座標領域のか度を最初の $\frac{1}{2}$ タイム・ステップを(7)式で y 方向に、次の $\frac{1}{2}$ タイム・ステップで(8)式により x 方向に計算を行なう。
- ⑤ ④で求めたか度の値を用いて次のタイム・ステップの流れ関数を②で示した手順により加速リーブマン法に従って求める。
- ⑥ ③, ④, ⑤の手順を必要なタイム・ステップ数繰返す。また適当なタイム・ステップの所で抗力係数を求める計算を行なう。抗力係数の算出法も後述する。

2. 表面か度分布および抗力係数の計算法

この部分の計算は Son & Hanratty による方法⁽³⁾に順じて次のように行なわれる。円柱格子系の $(i, 2)$, $(i, 3)$ の部分を用いて流れ関数を以下に示すごとくテイラー展開を行なう。

$$\psi_{i,2} = \psi_{i,1} + k \left(\frac{\partial \psi}{\partial \xi} \right)_{i,1} + \frac{k^2}{2} \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial \xi^2} \right)_{i,1} + \dots \quad (10)$$

$$\psi_{i,3} = \psi_{i,1} + 2k \left(\frac{\partial \psi}{\partial \xi} \right)_{i,1} + \frac{(2k)^2}{2} \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial \xi^2} \right)_{i,1} + \dots \quad (11)$$

境界条件は

$$\psi_{i,1} = 0, \quad \left(\frac{\partial \psi}{\partial \xi} \right)_{i,1} = 0, \quad \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial \eta^2} \right)_{i,1} = 0 \quad (12)$$

一方円柱表面上のか度 $\zeta_{i,1}$ は次のように定義される。

$$E_1^2 \zeta_{i,1} = \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial \eta^2} \right)_{i,1} + \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial \xi^2} \right)_{i,1} = \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial \xi^2} \right)_{i,1} \quad (13)$$

従って (10), (11), (12), (13) 式より

$$\zeta_{i,1} = \frac{8\psi_{i,2} - \psi_{i,3}}{2E_1^2 k^2} \quad (14)$$

ただし $E_1 = \pi \exp(\pi \times k)$

また圧力分布は次式で計算される。

$$P_{\epsilon=0} = -\frac{4}{R} \int_0^\eta \left(\frac{\partial \zeta}{\partial \xi} \right)_{\epsilon=0} d\eta + \text{constant} \quad (15)$$

(15) 式は次のように数値積分の形に変えられる。

$$P_{i,1} = -\frac{4}{R} \sum_{q=1}^i \frac{\zeta_{q,2} - \zeta_{q,1}}{k} \times l + \text{constant} \quad (16)$$

ただし $\text{constant} = 1$

圧力 $P_{i,1}$ は $\rho U^2/2$ により規格化されている。

形状抵抗 C_p は次のようになる。

$$C_p = \int_0^\pi P_{\epsilon=0} \cos \theta d\theta \quad (17)$$

数値積分形は

$$C_p = \sum_{i=1}^{\text{IN}} \frac{P_{i+1,1} + P_{i,1}}{2} \times \cos(\pi \times l \times i) \quad (18)$$

摩擦抗力係数 C_f は次式で与えられる。

$$C_f = -\frac{4}{R} \int_0^\pi \zeta_{\epsilon=0} \sin \theta d\theta \quad (19)$$

数値積分形は

$$C_f = \sum_{i=1}^{\text{IN}} \frac{\zeta_{i+1,j} + \zeta_{i,1}}{2} \times \sin(\pi \times l \times i) \quad (20)$$

以上により全抗力係数 C_D は次のように求まる。

$$C_D = C_p + C_f \tag{21}$$

3. 計算条件

計算は次の条件で行なった。

- ① レイノルズ数 40 ② 平面境界の位置 3通り(第3図で示しているようにそれぞれ円柱半径を R_0 とすると, $5.3 R_0$, $10.7 R_0$, $22.7 R_0$ の距離に置いた。)
- ③ 上流端の位置 : 円柱の中心から $17.6 R_0$ の距離 ④ 下流端の位置 : 上流端の位置より遠くにとって $31.1 R_0$ (上流端・下流端の位置は平面境界の位置に関係なくすべて同じとした。)
- ⑤ 格子点の数 : 円柱座標領域では第2図で示した数, 直交座標領域では x 方向については3通りの場合すべて共通で63, y 方向ではそれぞれ19, 25, 30の格子を設定した。従って両領域合わせてのそれぞれのケースの格子点の数はおよそ1700, 2100, 2400となった。以下各ケース共同じて
- ⑥ タイム・ステップ : 0.04
- ⑦ 角度の刻み : 6° ($l=0.033333\cdots$) ⑧ 半径方向の格子間隔(等間隔格子領域) : $k=0.03$ なお⑦, ⑧による格子の間隔は第2図にほぼ正確に描いてある。
- ⑨ 不等間隔格子領域における格子間隔 : 詳しい定め方は省略, ただし第2図にほぼ正確に示してある。

4. 加速係数について

加速リープマン法において収束性を高める加速係数をどのように選ぶかが考えられなければならないが, 前報にも記したように次式で与えられる値が良いとされる⁽⁵⁾。

$$k_s = \frac{2}{1 + \pi [(I_s^{-2} + J_s^{-2})/2]^{\frac{1}{2}}} \tag{22}$$

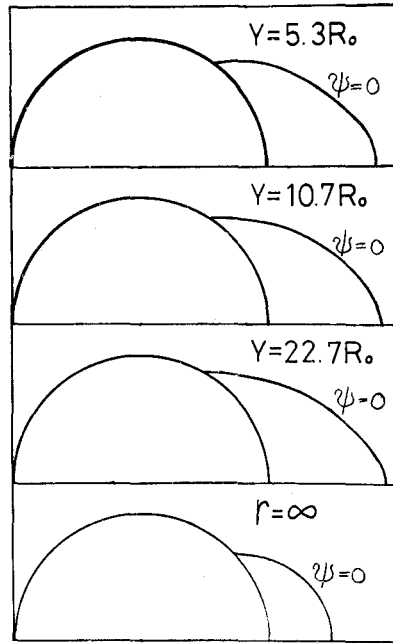
著者の実験でも上式による値が最適値を与えることが確かめられているが, これが成り立つのはシングル・メッシュ・システムの場合である。著者のハイブリッド・メッシュ・システムの場合には(21)式によっては最適値が得られないようである。(21)式を参考に幾つかの値を組み合わせて最も良い値を用いたが, 詳しい検討を行なえばさらに良い値が見つかると思われる。ここで用いた値を参考のために示す。(平面境界の位置を Y とすると)

- ① ケース1 ($Y=5.3 R_0$) : $k_1 = k_2 = 1.9$, $k_3 = 1.7722667$
- ② ケース2 ($Y=10.7 R_0$) : $k_1 = k_2 = 1.9$, $k_3 = 1.82355$
- ③ ケース3 ($Y=22.7 R_0$) : $k_1 = k_2 = 1.9$, $k_3 = 1.844$

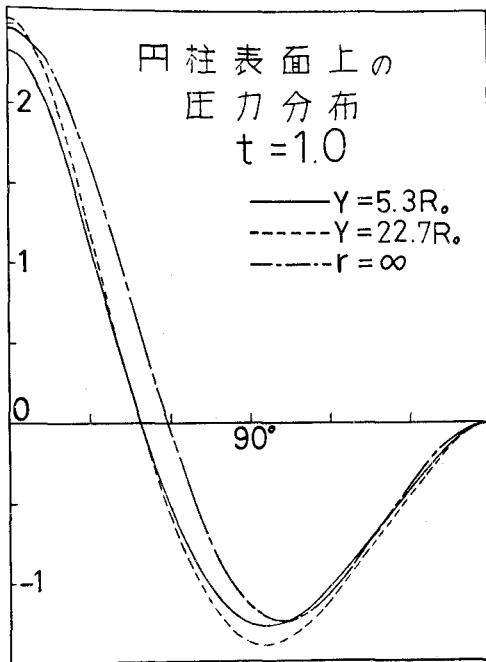
5. 計算結果および検討

以上のような諸条件の下で計算を進め, 得られた結果を第4図から第11図までに示した。ここで示したものは非定常解のうち, 比較的初期の部分に限った。第4図には $t=2.0$ の時の円柱後流のうずをそれぞれのケースの場合について示した。図の流線は $\Psi=0$ のものである。また以下の図の場合も含めて $r = \infty$ のものは実質的に境界の影響を受けない場合の Son &

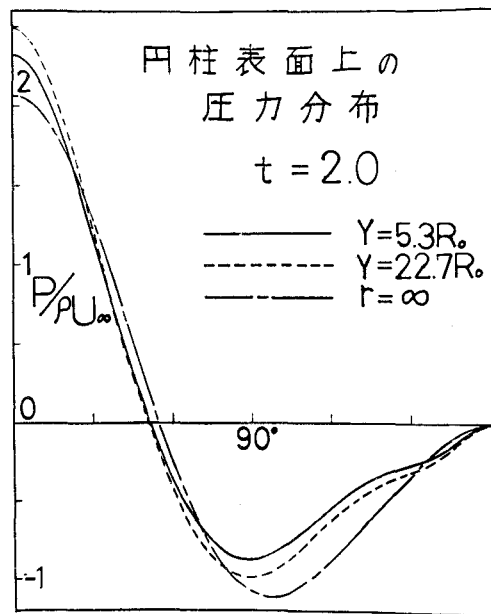
Hanratty⁽³⁾の手法による著者が別に行なって得た結果である。第4図によれば壁面の距離が近ければうずの成長が抑制される傾向にあることがわかる。それはうずの長さが短くなり、またはく離角が小さくなることから説明できる。ただ Son & Hanratty の結果と定性的な傾向が一致しないのは残された課題で今後検討を要する。第5図に $t=1.0$ の場合、第6図に $t=2.0$ の場合の円柱表面上の圧力分布を示す。以下の図にはケース2の結果は作図上の都合から省略したが、どの場合もケース1とケース3の中間の傾向を示している。 $t=2.0$ 程度の時間内では表面圧力分布に平面境界の影響が顕著に現われていない。第7図、第8図にはそれぞれ円柱表面上のか度分布を $t=1.0$ 、 $t=2.0$ の場合について示してある。時間の経過と共に平面境界の位置によるか度への影響が大きくなって



第4図 円柱後流うず

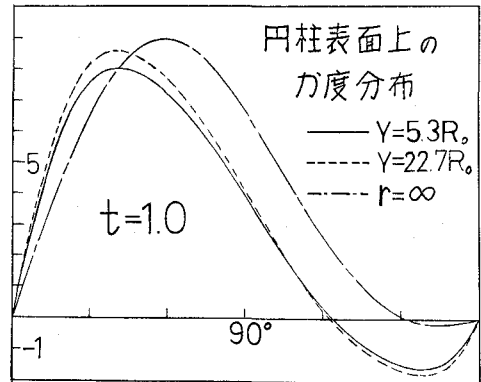


第5図 円柱表面上の圧力分布

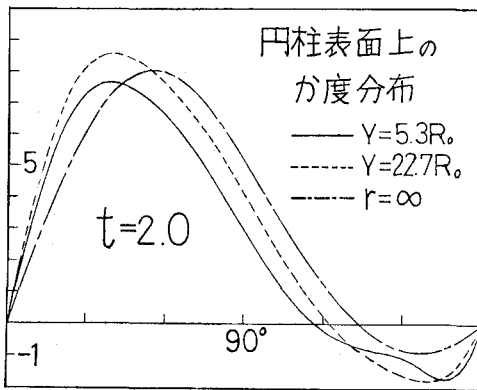


第6図 円柱表面上の圧力分布

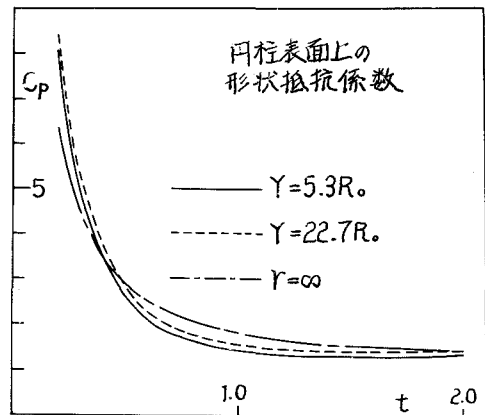
ゆくことが予想できる。また第9図には円柱表面上の形状抵抗係数, C_p の時間変化を示してある。平面境界の位置が近づくと値が小さくなってゆく。同様な傾向が第10図, 第11図に示す円柱表面上の摩擦係数, C_f , 全抗力係数, C_D についても言える。これは第4図に現われた平面境界の位置が近づくとうずの成長が抑制されることと対応している。



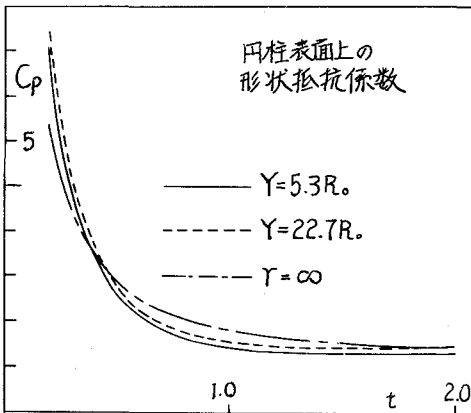
第7図 円柱表面上のか度分布



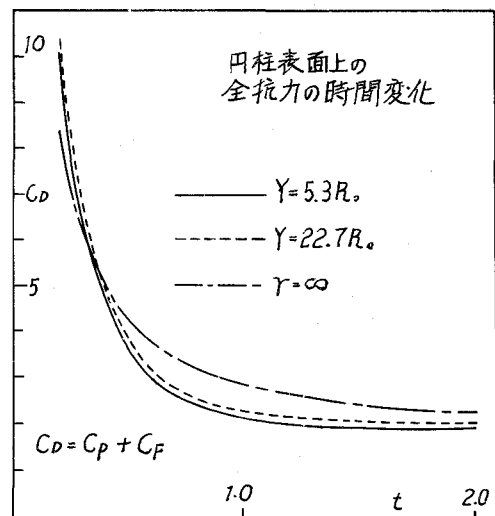
第8図 円柱表面上のか度分布



第9図 円柱表面上の形状抵抗係数



第10図 円柱表面上の形状抵抗係数



第11図 円柱表面上の全抗力の時間変化

IV. 結 言

以上非圧縮性・非定常円柱のまわりの流れの数値解を比較的限られた範囲のものであるがここに示した。本報告では平面境界の位置を変化させることによってその影響を概略的に述べた。さらに検討を行なう必要があり、現在その作業が進行中である。また交互方向陰解法 (A. D. I. 法) によるハイブリッド座標系による格子系への適用の妥当性についてのいっそうの吟味も必要である。また Son & Hanratty の手法による無限境界の場合の解と矛盾した傾向を示したことなど今後考察を深めてゆくつもりである。またハイブリッド・メッシュ・システムの場合の加速リープマン法適用における加速係数の選び方なども問題となっている。

最後に本結果は北大大型計算機センタの FACOM 230-60 および一部は FACOM 230-75 によって得られたことを附記します。また本学物理学教室の松本昭彦助教授、機械工学科流体研究室の一場久美教授・奥田教海教授の御指導を得られましたことに厚くお礼申し上げます。また本学機械工学科流体研究室の平川恵司・高橋敏則・久保田浩文の各氏のご協力には特に感謝申し上げます。そして計算の実行に当っては松田悟君をはじめ本学情報処理教育センタの方々ならびに北大大型計算機センタの方々のご協力を得ましたので合わせてお礼申し上げます。

付 録

— Son & Hanratty の手法⁽³⁾の概略—

無限に広がる静止流体中を突然一定の速度で移動を開始する場合について数値解析を行っている。解析は本報告で示した円柱座標領域の等間隔格子領域を遠方に広げた場合に対応しその無限遠方境界値を与えた位置は円柱の中心から $111.3R_0$ の距離にある。従って (r, ξ) 無次元座標変換された後では等間隔のシングル・メッシュ・システムを有する。そして用いられる差分方程式は本報(1), (2), (3)式である。また(10)式から(14)式までの過程, さらに(15)式から(21)式の過程によって流れ関数・か度・圧力分布・抗力係数などを算出している。

(昭和50年5月20日受理)

文 献

- 1) 山岸英明 室蘭工業大学研究報告, 第8巻(昭49)167
- 2) 山岸英明 日本機械学会講演論文集 No. 742-3(昭49)49
- 3) J. S. Son & T. J. Hanratty: J. Fluid Mech. Vol. 35, Part 2(1969)369
- 4) 山岸英明 日本機械学会第53期全国大会学術講演会予稿(昭50.10)
- 5) D. B. Russel: ARC R & M (1962) No.331

記 号 表

R	レイノルズ数	Δt	タイム・ステップ
t	無次元時間 $2 R_0/U$	k_1, k_2, k_3	加速係数
U	円柱の移動速度	IN, JN	格子の数
R_0	円柱半径	Ψ	流れ関数
Y	円柱中心と平面境界の距離	ζ	か度
ξ	円柱座標系半径方向無次元座標		
η	同 周方向無次元座標		
k	ξ に対する刻み間隔(格子間隔)		
l	η に対する刻み間隔(格子間隔)		
x	直交座標系流れ方向座標		
y	同 垂直方向座標		
a	x 方向格子間隔		
b	y 方向格子間隔		