

移動円柱からの後流と平板との干渉に関する数値シミュレーション*

船崎 健一^{*1}, 山野辺 寛^{*2}
石川 力也^{*3}, 渡邊 喬^{*1}Numerical Simulation of Aerodynamic Interaction between Wakes
from Moving Circular Cylinders and a Flat PlateKen-ichi FUNAZAKI, Hiroshi YAMANOBE,
Rikiya ISHIKAWA and Takashi WATANABE

Numerical simulations are made to investigate aerodynamic interaction phenomena between a flat plate and wakes generated from circular cylinders moving ahead of it, with a configuration adopted from the previous experiment of Funazaki et al. The method employed for this simulation is the SIMPLEC method, one of the derivatives of the SIMPLE method by Patankar, incorporated with the standard $k-\epsilon$ turbulent model of Jones-Launder. Attempts are made to clarify the wake effects on the entire flow field, as well as the flow properties on the flat plate surface, for example, friction coefficient or Stanton number. Also indicated is the necessity for further improvement of the numerical simulation technique by comparison of the numerical results obtained in this study with the experimental data for almost the same configuration.

Key Words: Numerical Simulation, SIMPLEC Method, Wake, Turbulent Flow, $k-\epsilon$ Model, Friction Coefficient, Stanton Number

1. 緒言

ターボ機械内での動静翼干渉, 特に後流干渉は, 翼振動, 騒音発生などに直結する, ターボ機械の開発上重要な問題である。また, 最近では, 後流が下流側翼列翼表面上での境界層に与える影響にも多くの関心が寄せられ, 後流と熱伝達促進や翼損失への関連について研究が行われている。著者の一人はこの問題に関して, 移動円柱と平板を用いた簡単なシミュレート試験を行い, 後流による平板境界層への影響を熱線流速計などを用いて詳細に調べ, 境界層の強制遷移に関する間欠度に基づくモデルを提示した⁽¹⁾⁽²⁾⁽³⁾。しかし, 後流と境界層との干渉は, 実験で使用した比較的単純な流れ場においても複雑な様相を呈し, 多くのパラメータの影響を受けることも同時に明らかにされた。このことは, 実際のターボ機械内での後流効果を実験的に把握するためには, 流れ場の幾何学的パラメータに加え, 流体力学的パラメータの効果も考慮した詳細な計測が必要とされることを意味しており, そのための労力は相当なものになる。従って, 得られた実験データを基に数値シミュレーション手法の改良を図り, それを"数値風洞"として通常の風洞試験と併用し, 現象を理解することが今後重要となる。

本研究では上記の背景を考慮し, 流れの数値シミュレーション手法を導入して実験とほぼ類似の流れ場の解析を試みた。

本論文と同様な研究がSchonungら⁽⁴⁾によって示されているが, 実験との関連性が明確ではなく, また, 温度場に関する情報も十分ではなかった。そこで, 以下に示す解析においては, 円柱後流によって引き起こされる流れ場での非定常性を速度ベクトルや渦度分布から明らかにするとともに, 平板表面上での摩擦係数分布やスタントン数分布の時間的变化等を調べる。シミュレーション手法としては, 実験が低マッハ数流であることを考慮して, PatankarのSIMPLE法⁽⁵⁾をベースとして用い, 収束性の向上を図るためSIMPLECを一部導入した。なお, 今回の研究では, 壁近傍での挙動を予測するため壁関数を導入したため, 実験で観測された境界層の遷移現象を予測することはできなかった。

主な記号

a_i	: 離散化方程式中の係数
b	: 離散化方程式中の吹出し項
C_f	: 壁面摩擦係数 ($=\tau_w^*/\frac{1}{2}\rho^*U^{*2}$)
C_D	: 抵抗係数
H^*	: 入口における流路幅
k	: 乱流運動エネルギー
L	: 流路長さ
p	: 圧力
Pr	: プラントル数
Pr_t	: 乱流プラントル数
Re	: レイノルズ数 ($=U^*H^*/\nu^*$)
St	: スタントン数
T	: 温度
t	: 時間
Tu	: 乱れ度 ($=\sqrt{(u'^2+v'^2+w'^2)}/3, u', v', w'$ 変動速度)
t_{period}	: 後流の通過周期
U^*	: 入口における平均速度 (または主流速度)
u_τ	: 摩擦速度 ($=\sqrt{\tau_w^*/\rho^*}/U^*$)

* 原稿受付 平成4年5月25日。

^{*1} 正員, 岩手大学工学部 (〒020 盛岡市上田4-3-5)。^{*2} 准員, 日立電線 (〒319-14 日立市川尻町1500)。^{*3} 学生員, 岩手大学大学院。

- u, v : x および y 方向速度成分
- x, y : 直交座標系
- $\Delta x, \Delta y$: 格子間隔
- ϵ : 乱流運動エネルギーの散逸率
- ν : 動粘性係数
- ν_t : 渦動粘性係数
- ρ : 密度
- τ_w : 壁面せん断応力
- ϕ : 解くべき諸変数 (u, v, p 等)
- 添字等 : 時間平均値
- # : 有次元値

2. 解析手法

2.1 SIMPLE法 数値シミュレーションに使用した Patankar の SIMPLE 法について、以下に簡単に示す。非圧縮粘性流に対する支配方程式は一般に次のような保存形で表せる。

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(u \phi - \Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(v \phi - \Gamma \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) = S \quad (1)$$

ここで式(1)での具体的な従属変数 ϕ 、拡散係数 Γ および生成項 S を表1に示す。乱流モデルには、Jones-Launder の $k-\epsilon$ 標準モデル⁽⁶⁾を適用する。なお、式(1)および表1において、長さは H^* 、速度は U^* 、圧力は $\rho^* U^{*2}$ 、温度は参照温度差 ΔT^* 、乱流運動エネルギーは U^{*2} 、散逸率は U^{*3}/H^* でそれぞれ無次元化されている。

式(1)をコントロールボリューム法で離散化するにあたり、計算格子に食違い格子を用い、格子内のコントロールボリューム上で時間および空間的に積分することによりスカラー量、ベクトル量それぞれについて次の離散化方程式を得る⁽⁵⁾。

- ・スカラー-離散化方程式

$$a_P \phi_P = a_E \phi_E + a_W \phi_W + a_N \phi_N + a_S \phi_S + b \quad (2)$$
 - ・ u -離散化運動量方程式

$$a_P u_P = a_E u_E + a_W u_W + a_N u_N + a_S u_S + \Delta y (p_w - p_e) + b \quad (3)$$
 - ・ v -離散化運動量方程式

$$a_P v_P = a_E v_E + a_W v_W + a_N v_N + a_S v_S + \Delta x (p_s - p_n) + b \quad (4)$$
- なお、各係数 a_P, a_E, a_W, a_N, a_S および b は各離散化方程式ごとに異なる。

表.1 各支配方程式の ϕ, Γ および S

	ϕ	Γ	S
Mass	1	0	0
u M.	u	$\nu + \nu_t$	$-\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \Gamma \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \Gamma \frac{\partial v}{\partial x}$
v M.	v	$\nu + \nu_t$	$-\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \Gamma \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial y} \Gamma \frac{\partial v}{\partial y}$
k	k	$\frac{\nu + \nu_t}{\sigma_k}$	$G - C_k \epsilon$
ϵ	ϵ	$\frac{\nu + \nu_t}{\sigma_\epsilon}$	$C_{\epsilon 1} \frac{\epsilon}{k} G - C_{\epsilon 2} \frac{\epsilon^2}{k}$
Energy	T	$\frac{\nu}{Pr} + \frac{\nu_t}{Pr_t}$	0

$$G = \nu_t \left[2 \left\{ \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 \right\} + \left\{ \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right\}^2 \right]$$

SIMPLE法では、圧力に関する離散方程式を直接解くのではなく、解の収束を前提とした速度および圧力の補正項に関する式を解く点の特徴である。それぞれの補正方程式は次の様に与えられる。

まず、速度補正式を導入する。予測値を u^*, v^*, p^* そして補正値を u', v', p' とする。ここで、式(3)、(4)と同様に u', v' それぞれの離散化方程式を作ることにより

$$a_P u_P' = \Delta y (p_w' - p_e') + (a_E u_E' + a_W u_W' + a_N u_N' + a_S u_S') \quad (5)$$

$$a_P v_P' = \Delta x (p_s' - p_n') + (a_E v_E' + a_W v_W' + a_N v_N' + a_S v_S') \quad (6)$$

ここで、式(5)、(6)の右辺では、第一項が第二項に比べ支配的であるとみなすと、第二項が消去できる。従って、

$$u_P' = d_x (p_w' - p_e'), \quad d_x = \frac{\Delta y}{a_P} \quad (7)$$

$$v_P' = d_y (p_s' - p_n'), \quad d_y = \frac{\Delta x}{a_P} \quad (8)$$

という二つの速度補正式が得られる。次に連続の式について、速度を予測値と補正値に分解し、式(7)(8)の関係式を代入することにより次の圧力補正式を得る。

$$a_P p_P' = a_E p_E' + a_W p_W' + a_N p_N' + a_S p_S' + b \quad (9)$$

ここで、式(9)の b は、予測値による質量の残差を表す。

2.2 SIMPLEC法 圧力の初期予測値(初期値)が収束解に近い場合、式(7)、(8)のような近似も十分妥当であると考えられる。しかし、流れ場が複雑になるにつれて初期予測値と最終解との間に大きな差が生じ、その結果、解の収束が遅くなるとが推測される。そこで Van Doormaal, Raithby の手法⁽¹¹⁾を導入する。式(5)(6)の両辺から $\sum a_i u_P', \sum a_i v_P'$ を減ずることにより、

$$(a_P - \sum a_i) u_P' = \Delta y (p_w' - p_e') + (a_E u_E' + a_W u_W' + a_N u_N' + a_S u_S' - \sum a_i u_P') \quad (10)$$

$$(a_P - \sum a_i) v_P' = \Delta x (p_s' - p_n') + (a_E v_E' + a_W v_W' + a_N v_N' + a_S v_S' - \sum a_i v_P') \quad (11)$$

速度補正が空間的に緩やかに変化すると式(10)、(11)の右辺第二項は同第一項と比較して、十分小さいと考えられる。従って、それらを無視することにより

$$u_P' = d_x (p_w' - p_e'), \quad d_x = \frac{\Delta y}{(a_P - \sum a_i)} \quad (12)$$

$$v_P' = d_y (p_s' - p_n'), \quad d_y = \frac{\Delta x}{(a_P - \sum a_i)} \quad (13)$$

という速度補正式が得られる。これらをSIMPLE法と同様に離散化された連続の式へ代入すれば、式(9)と同形の圧力補正式が導かれる。

2.3 壁関数 流れが乱流である場合、固体壁近傍で流速や乱流量(乱流運動エネルギーやその散逸率)等の勾配が著しく大きくなり、壁面近傍で非常に多くの格子点が必要となる。そこで、格子点を増やさず壁面近傍での計算を行うため、壁

面に最も近いスカラ格子点(以下、 P_w 点)で対数法則に基づく壁関数を用い、境界条件を与える。ただし、この壁関数の導入により、境界層の遷移現象は予測できないことになる。

P_w 点において、局所平衡の成立を仮定すると、

$$k_{P_w} = \frac{u_\tau^2}{\sqrt{C_\mu}} \quad (14) \quad \epsilon_{P_w} = \frac{u_\tau^3}{\kappa y_{P_w}} \quad (15)$$

$$u_\tau = \frac{u_{P_w} \kappa}{\ln(E_R y_{P_w}^+)} \quad , \quad y_{P_w}^+ = \frac{u_\tau y_{P_w}}{\nu} \quad (16)$$

$\kappa = 0.41$ (Von Karman定数), $E_R = 9.0$

を得る。ここで、 y_{P_w} の値は、 $30 < y_{P_w}^+ < 200$ (内層内)の範囲に入るように格子点を位置させる。また、温度についても同様の操作を行う。

2.4 格子形成 後流のように空間上大きな勾配を伴う流れ場を解析する場合には、計算格子の取扱いは解析結果にかなりの影響を与えるものと考えられる。

本研究では、後流の速度等の勾配が大きい計算領域入口近傍での格子密度を高く取るため、入口での適当な区間(長さ l_1)を次のように分割し、それ以降は等間隔に分割する。

$$x = l_1 \frac{(\beta_1 + 1) - (\beta_1 + 1)[(\beta_1 + 1)/(\beta_1 - 1)]^{1-x}}{[(\beta_1 + 1)/(\beta_1 - 1)]^{1-x}} \quad (17)$$

ただし、 $1 < \beta_1 < \infty$, $X = \frac{l}{N_x}$

N_x : x 方向格子数, I : I 番目格子

また、固体壁法線方向には⁽⁷⁾

$$y = H \frac{(\beta_2 + 2\alpha)[(\beta_2 + 1)/(\beta_2 - 1)]^{(y-a)/(1-a)} - \beta_2 + 2\alpha}{(2\alpha + 1)[1 + [(\beta_2 + 1)/(\beta_2 - 1)]^{(y-a)/(1-a)}]} \quad (18)$$

ただし、 $\beta_2 = (1 - \delta)^{-\frac{1}{\alpha}}$, $0 < \delta < 1$

$$Y = \frac{J}{N_y}$$

N_y : y 方向格子数, J : J 番目格子

を用いる。ここで β_1 および β_2 は格子を密集させるための係数であり、 δ は境界層厚さに相当する長さである。

2.5 計算手順 上記の手法を用いて流れ場の非定常解析を行う。この際、次のような取扱いをする。

- ・時間積分 完全陰的(1次精度)
- ・対流項 ハイブリッド法(中心差分と風上差分の組み合わせ)
- ・緩和 x, y 方向交互にSOR by lineにより順次緩和を進める。この際速度に関しては不足緩和を用い、圧力に関してはその操作は行わない。
- ・収束判定 繰り返し計算時の各変数の残差の最大値が 10^{-4} 以下になったところで収束と判定する。

2.6 摩擦係数 摩擦係数は次式で評価される。

$$C_f = 2u_\tau^2 \quad (19)$$

ここで、流れ場の状況によっては、壁に最も近い格子点

y_{P_w} が遷移層内に位置する場合も考えられるので、その場合には遷移層も考慮した次式を利用する⁽⁸⁾。

$$y^+ = u^+ + \exp^{-\kappa y^+} \left\{ \exp^{-\kappa u^+} - 1 - \kappa u^+ - \frac{(\kappa u^+)^2}{2} - \frac{(\kappa u^+)^3}{6} \right\} \quad (20)$$

$\kappa = 0.4, B = 5.5$

本研究では式(20)をニュートン法で解き、 $u^+ (= u/u_\tau)$ を求め、壁面摩擦係数を得る。

2.7 スタントン数 伝熱面積を A として、バルク温度

$$T_b^* = \frac{\int_A u T^* dA}{\int_A u dA} \quad (21)$$

を用いて局所ヌセルト数を次のように与える。

$$Nu = \frac{h^* H^*}{\lambda^*}, \quad h^* = \frac{q_w^*}{T_w^* - T_b^*} \quad (22)$$

ここに、 q_w^* は熱流束、 T_w^* は壁面温度、 λ^* は熱伝導率である。これより、スタントン数は次式で与えられる。

$$St = \frac{Nu}{PrRe} = \frac{q_w^*}{\rho^* C_p^* U^* (T_w^* - T_b^*)} \quad (23)$$

ここで、壁面で熱流束条件が与えられている場合、そのときの参照温度差 $\Delta T^* = q_w^* / \rho^* C_p^* U^*$ より

$$St = \frac{\Delta T^*}{T_w^* - T_b^*} = \frac{1}{T_w^* - T_b^*} \quad (24)$$

3. 数値シミュレーション

3.1 解析モデル 図1に解析モデル(二次元の移動円柱-平板モデル)を示す。このモデルは船崎らの実験⁽¹⁾に基づいている。ここでは、主流中を周速 U_∞ で移動する円柱(ピッチ P_2 、円柱径 D_c)によって形成される後流が主流と混合しつつ、平板と干渉しながら下流側に運ばれていく。ここで、計算の都合上、平板を平行壁間流路(幅 H 、長さ L)の上下面に置き換えて計算を行う。また、円柱を含む流れ場をそのまま解くことはかなりの困難さを伴うため、計算領域入口面において、円柱下流に形成される後流の分布(詳細は以下で述べる)を与えることで円柱効果を表現することとする。

解析モデルの諸元値(標準値)を表2に示す。ここで計算上の便宜のため、船崎らの実験で用いられるデータの一部の値を若干変更している。

3.2 境界条件

3.2.1 入口条件

(a)速度分布 入口面における分布は、円柱の後流の減衰法則に基づいて与える。 y 軸正の方向に円柱が移動すると考える。このとき円柱への相対流入速度は

$$W_1 = U / \cos \lambda \quad (25)$$

で与えられる。 λ は後流角で、

$$\lambda = -\tan^{-1} \frac{U_m}{U} \quad (26)$$

表2 解析上の標準諸元値

Passage Length	L^*	0.300[m]
Passage Height	H^*	0.120[m]
Distance between a Cylinder and Passage	x_s^*	0.120[m]
Inlet Velocity	U^*	30.0[m/s]
Reynolds number	Re	2.40×10^5 (air)
Freestream Turbulence Intensity	Tu	0.500[%]
Prandtl number	Pr	1.00
Turbulent Prandtl number	Pr_t	0.900
Rotational Speed	U_{rot}^*	47.1[m/s]
Diameter	D_c^*	5.0 [mm]
Pitch	P_c^*	0.30 [m]
Drag Coefficient	C_D	1.00
Peak Level of Turbulence Intensity within a Wake	Tu_{max}	12.0 [%]

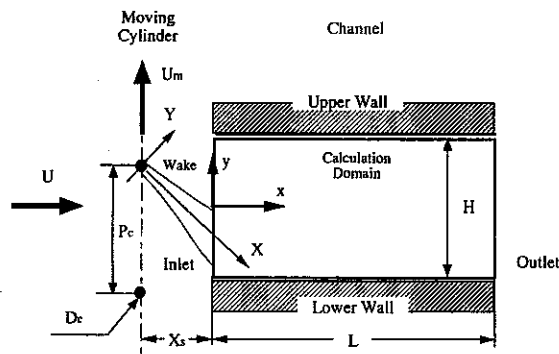


図1 解析モデル

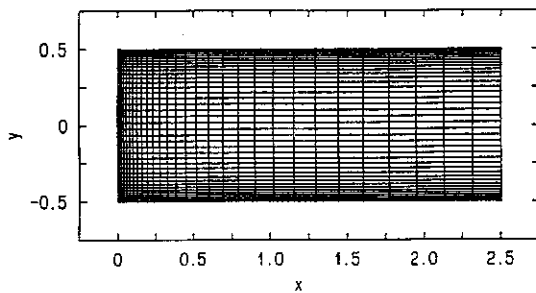


図2 計算格子 (30×40)

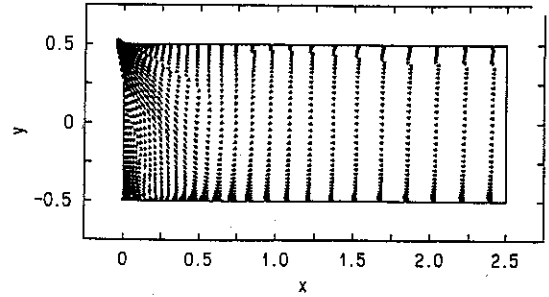
の関係から決定される。これから後流速度分布形状を $f_w(\eta)$ としたとき、入口における x および y 方向の速度成分はそれぞれ

$$u = (W_1 - f_w(\eta)) \cos \lambda \quad (27)$$

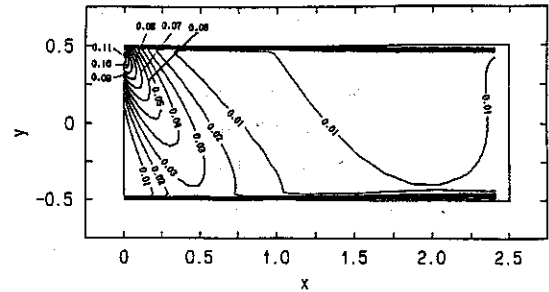
$$v = (W_1 - f_w(\eta)) \sin \lambda$$

である。ここで $f_w(\eta)$ は、後流の速度欠損のピークおよび半値幅値をそれぞれ W_0 , $b_{1/2}$ とすると⁽⁹⁾

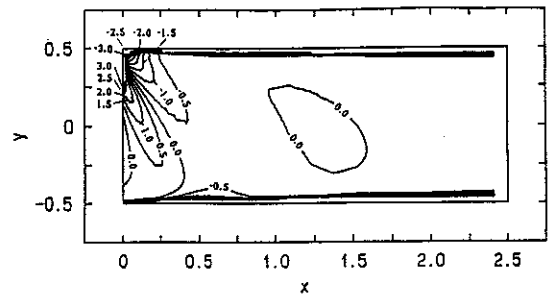
$$f_w(\eta) = W_0 \exp\left(-\ln 2 \cdot \left(\frac{Y_{max}}{b_{1/2}}\right)^2 \eta^2\right) \quad (28)$$



(a) 相対速度ベクトル



(b) 乱れ度分布



(c) 渦度分布

図3 非定常流れ場の計算例 ($t/t_{period} = 0.0$)

$$\eta = \frac{y - x_s \tan \lambda}{P_c}$$

$$b_{1/2} = 0.25 \sqrt{C_D D_c x_s / \cos \lambda}$$

$$W_0 / W_1 = 0.939 \sqrt{C_D D_c \cos \lambda / x_s}$$

$$Y_{max} = P_c \cos \lambda$$

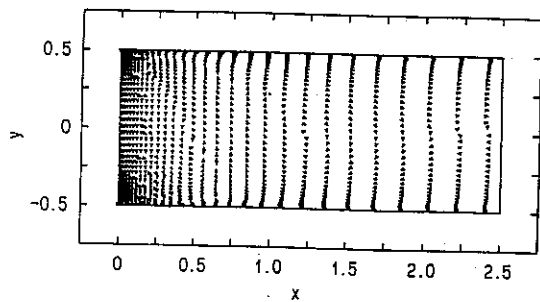
となる。式(27)(28)により各瞬間での流路入口での速度分布を与え、円柱位置を時間ステップ毎に移動させることにより、非定常入口境界条件を定義する。なお、式(27)を計算領域入口で与えると、流路への流量も変化することになる。

(b) 乱流エネルギーとその散逸率分布 入口における

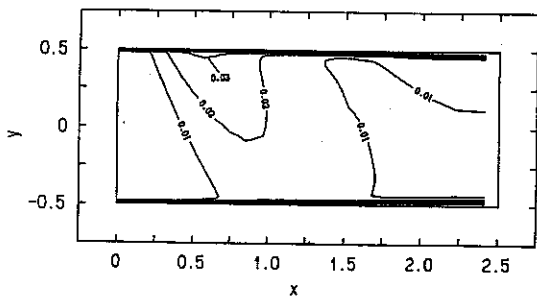
k と ϵ の分布はそれぞれ

$$k = 1.5(U \cdot Tu)^2 \quad (29) \quad \epsilon = k^{1.5} / l \quad (30)$$

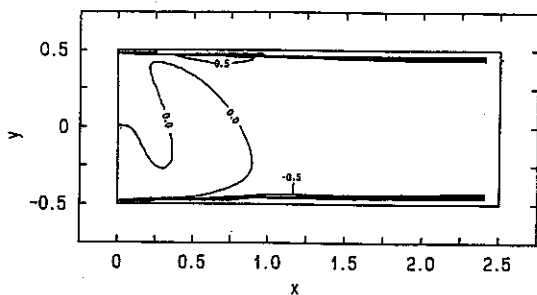
で与えられる。ここに、 l は混合長 ($= \beta b_{1/2}$; $\beta = 0.41$) である。入口における Tu 分布は、後流中心で実験で得られたピーク値 Tu_{max} を与え、その分布形状は速度欠損同様のガウ



(a) 相対速度ベクトル

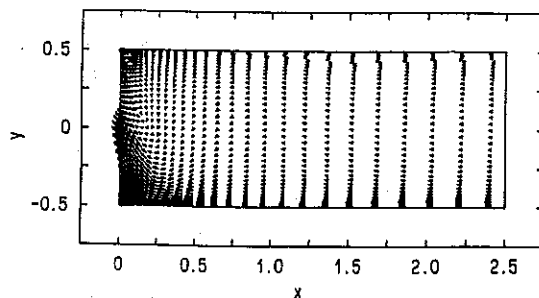


(b) 乱れ度分布

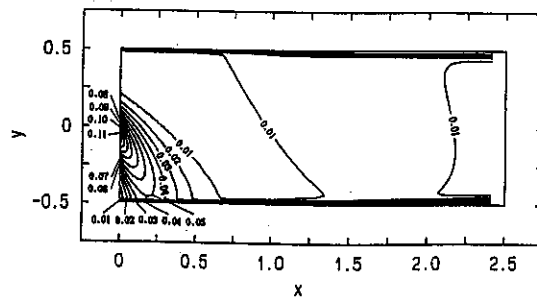


(c) 渦度分布

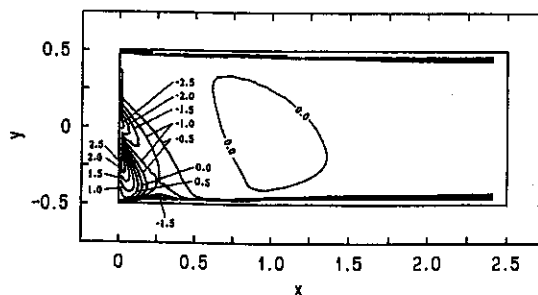
図4 非定常流れ場の計算例 ($t/t_{period} = 0.4$)



(a) 相対速度ベクトル



(b) 乱れ度分布



(c) 渦度分布

図5 非定常流れ場の計算例 ($t/t_{period} = 0.8$)

ス分布であると仮定する。

(c) 圧力および温度分布 入口において圧力および温度は一定とする。また、壁表面では熱流束一定条件を与える。

3.2.2 出口条件 出口では全て流れ方向勾配ゼロの条件を与える。なお、数値シミュレーションに使用した計算機はパソコンに組み込んだトランスペュータ(主メモリ8Mb, 12.5 MIPS: 国際データシステム製)であり、計算に要した時間は約4hr/周期であった。

3.3 計算結果

3.3.1 標準計算例 表2の諸元値を用い、図2に示す標準格子(流れ方向に30点, 直角方向に40点)を使用し、無次元時間刻み $\Delta t = 3.19 \times 10^{-2}$ (無次元時間 $T = H/U_w$ の20分の1)で解析を行う。この場合、速度などをモニターしながら周期解が得られるまで計算を行う。通常は10周期程度までに周期性が得られている。

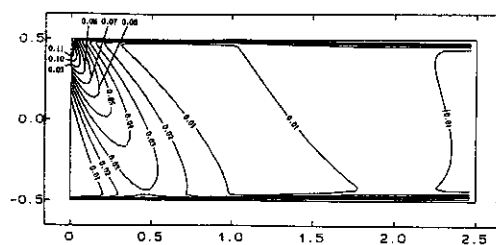


図6 格子密度による計算結果への影響 (50×40) ($t/t_{period} = 0.0$)

図3, 4および5に各瞬間($t/t_{period} = 0.0, 0.4$ および 0.8)での相対速度ベクトル(瞬時値から定常値を引いたもの)、乱れ度および相対速度に対する渦度分布の例を示す。これら

の図より後流の流入状況が理解できる。図3(a), 4(a), 5(a)は相対速度ベクトルを示す。この図は後流の移動状況とともにその減衰する様相を表している。特に、上面側に対しては、いわゆる negative jet になっていることがよくわかる。また、後流の上流・下流に渦構造が現れているが(図3(c), 4(c), 5(c)参照)。この現象は著者が行った非粘性計算結果⁽¹⁾においても確認され、この渦構造が流れの非粘性な特性に起因することがわかる。さらに、下面近傍では相対速度ベクトルが流れの方向と逆向きになっていることから、後流の浸入により、その部分では定常流よりも減速していることがわかる。図3(b), 4(b), 5(b)は乱れ度の等高線の例を示す。図の乱れ度の高い部分が後流に相当する。図より、移動する円柱により形成された後流が流路を通過していく様子が、より鮮明にシミュレートされている。後流の乱れは主流と混合しながら、徐々に減衰しつつ下流側に流れていき、流

路出口で主流の乱れは約1[%]程度にまで減衰している。

船崎らの実験⁽²⁾では、後流による乱れの強い領域は入口よりもかなり下流($x > 2.5$)においても相当のレベルの乱れ度が観測されているが、それと比較すると、今回得られた結果は実験結果よりも減衰が速い傾向にある。これには計算精度(時間、空間とも一次精度)が関係していると思われる。そこで、計算格子数を流れ方向に増やした場合(50×40)で計算し、その結果と標準格子(30×40)での計算例との比較を行った(図6)。図3(b)と図6とを比較した結果、 50×40 の格子による結果の方が数値的な粘性が小さいため乱れ度の減衰も比較的緩やかになるが、結果の違いは全体としては小さい。また、無次元時刻を上記の例の半分($= 1.6 \times 10^{-2}$: 無次元時間 T の40分の1)にした場合でも、減衰の程度は緩慢になるものの、その割合は比較的小さなものととどまる。以上の比較検討から、後流の減衰が実験よりも速いという

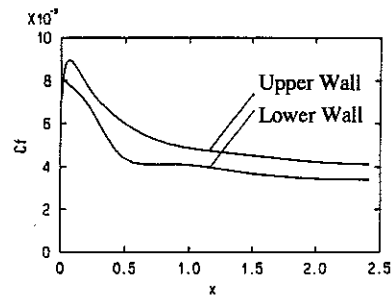
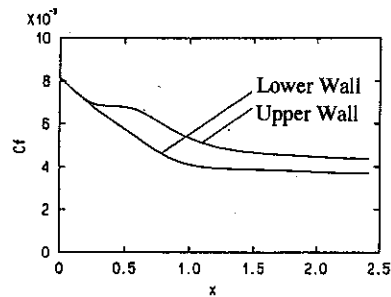
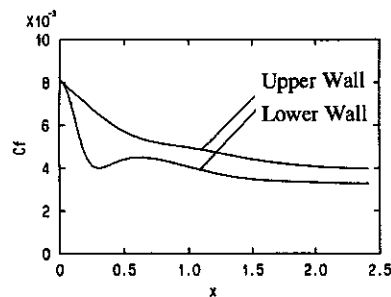
(a) $t/t_{period} = 0.0$ (b) $t/t_{period} = 0.4$ (c) $t/t_{period} = 0.8$

図7 各瞬間での壁面摩擦係数分布

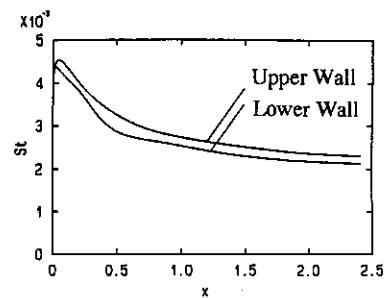
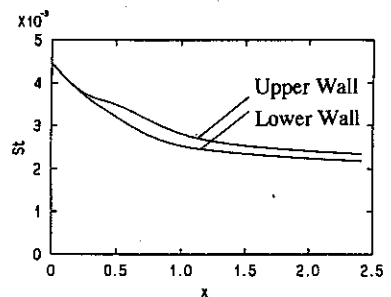
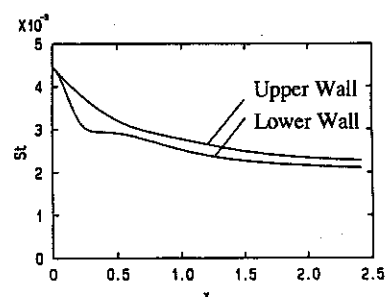
(a) $t/t_{period} = 0.0$ (b) $t/t_{period} = 0.4$ (c) $t/t_{period} = 0.8$

図8 各瞬間でのスタントン数分布

現象には、数値上の問題だけではなく、後流を伴う非定常輸送現象を $k-\epsilon$ 乱流モデルにより表現することの妥当性も関係していると思われ、今後検討すべき課題であると考えられる。

図7に各瞬間の壁面摩擦係数を示す。この図では壁面に作用する摩擦係数は全般に上面(negative jetが向かう側; タービン翼では背面側)で高く下面(negative jetが離れる側; タービン翼では腹面側)で低くなっている。これには、速度ベクトル図で指摘したように、円柱が主流を横断することにより上面側で増速する一方、下面側で減速することが関係している。

各瞬間でのスタント数分布を図8に示す。分布形状は摩擦係数の場合と類似しており、下面側よりも上面側が熱伝達が高くなっていることがわかる。

3.3.2 円柱径の効果 円柱径を変えることによって流れ場がどのように変化するかを検討するため、無次元円柱径

$D_c = 1.67 \times 10^{-2}$ (実験の円柱径2.0[mm]に相当) および 8.33×10^{-2} (同 10.0[mm]に相当) についての解析を行う。

図9には乱れ度の等高線を示す ($t/t_{period} = 0.8$)。円柱径の増加により、流路に流入する後流幅およびその乱れ度が大きくなっている。図10には各円柱径の場合の時間平均の x 方向速度成分 u 分布 ($x = 1.021$)を示す。前述のように、壁面近傍の速度分布に関しては、後流の通過により下壁で減速、上面で加速されているが、この現象は円柱径が大きくなればなるほど顕著である。各円柱径の場合の壁面摩擦係数分布の時間平均を図11に示す。図から壁面摩擦係数(スタント数もほぼ同様)は円柱径により変化し、円柱径を大きくすることにより、上面では増加、逆に下面では減少することが確認された。実験においても同様の傾向(円柱径の増加によりスタント数が増加)が見られた。しかし、実験では後流による乱流スポットの発生成長が重要な役割をはたす

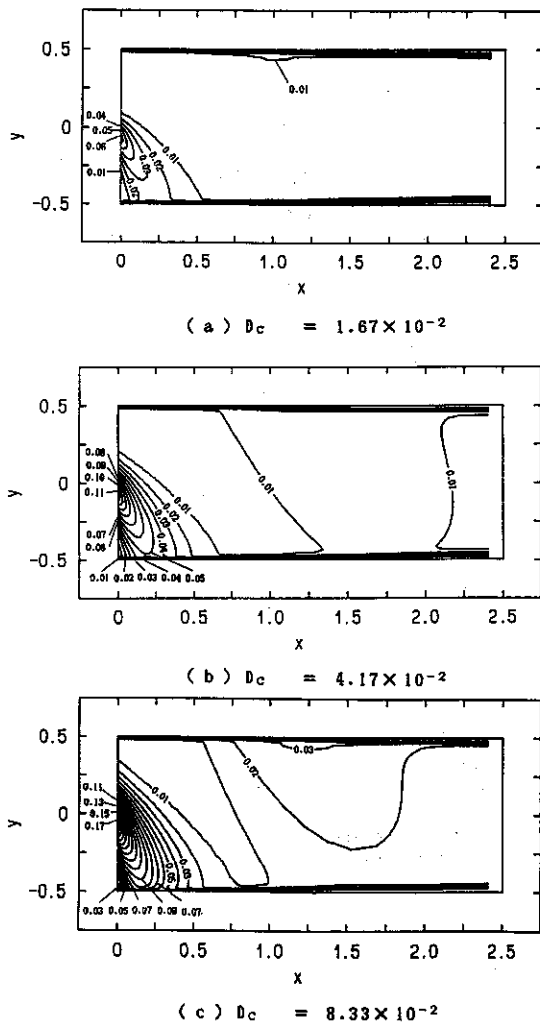


図9 円柱径の違いによる非定常流れ場の変化 ($t/t_{period} = 0.8$)

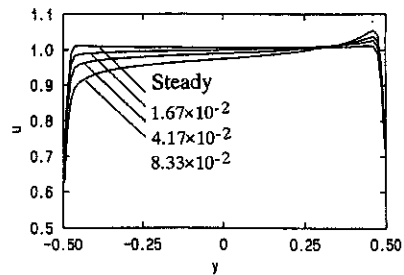


図10 円柱径の違いによる時間平均速度分布の変化 ($x = 1.021$)

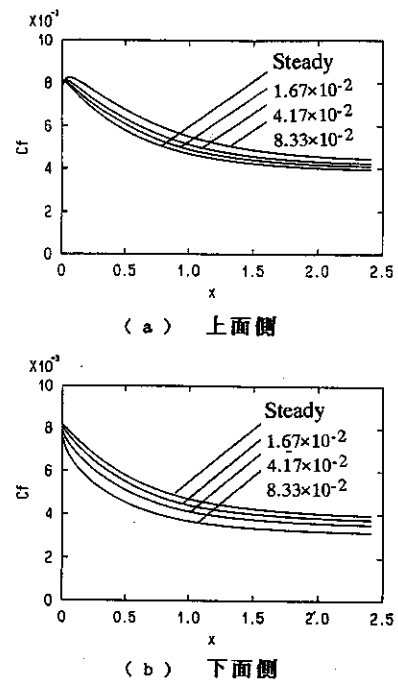


図11 円柱径の違いによる時間平均摩擦係数分布の変化

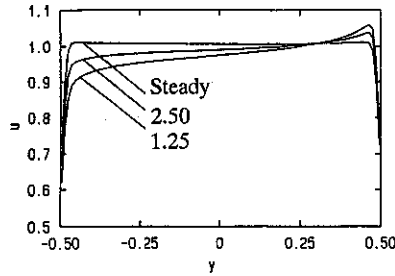
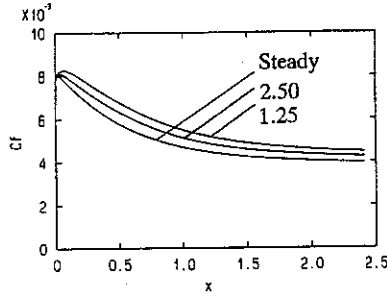
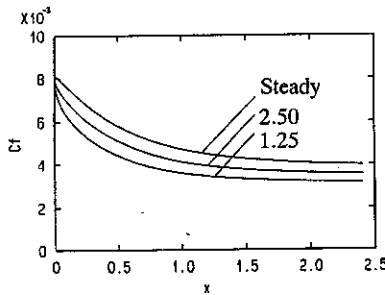


図12 円柱列ピッチの違いによる時間平均速度分布の変化
($x = 1.021$)



(a) 上面側



(b) 下面側

図13 円柱列ピッチの違いによる時間平均摩擦係数分布の変化

一方、計算ではその効果は考慮されていないので、両者の傾向の一致が直ちに計算結果の妥当性を立証するものではない。

3.3.3 円柱列ピッチの効果 無次元ピッチ $P_c = 1.25$

($P_c = 0.150[m]$ に相当)の場合についてを解析を行い、その結果を先の計算結果と比較検討する。

図12には各円柱径の場合の時間平均の x 方向速度成分 u 分布 ($x = 1.021$) を、また壁面摩擦係数分布の時間平均を図13に示す。この図よりピッチを半分にしたことによる影響がよく表されている。ピッチを短くする(通過周波数を高くする)ことによって下面では減速傾向が強まり、その結果壁面摩擦係数は小さくなる傾向を示す一方、上面では、増速により摩擦係数が大きくなっている。上下面とを比較すると上面より下面での変化が著しい。

円柱列ピッチによる壁面摩擦係数の変化に関しては、上面側のみではあるが実験においても同様の現象(ただし実験ではスタント数分布)が観測されている。

4. 結論

移動円柱からの後流と平板との干渉現象について、SIMPLE C法を用いたシミュレーション実験を行った。今回の研究で得られた知見をまとめると、次のようになる。

- (1) SIMPLEC法に $k-\epsilon$ 乱流モデルを組み込んだ乱流解析コードによるシミュレーションでは、実験で観測されるよりも後流の減衰が速くなっている。これにはコードの計算精度の問題は関係しているが、別に乱流モデルの妥当性なども関与している可能性があり、今後の検討課題である。
- (2) 後流の流入により流れ場全体が大きく影響を受ける。特に、相対速度ベクトルおよびその渦度分布から、後流の前後に非粘性解析での結果と同様の渦構造が現れ、これが流れの非粘性的な特質に起因することが確認された。
- (3) 壁面摩擦係数やスタント数なども後流の移動により変動する。壁面摩擦係数は、上面側(後流の相対速度ベクトルが向かう側)では、速度が増速されることにより摩擦係数、スタント数とも定常状態での値よりも増加する一方、下面側(後流の相対速度ベクトルが離れる側)では逆に摩擦係数等は定常値よりも減少する。
- (4) 時間平均の壁面摩擦係数等は、円柱径のほか円柱の移動速度、ピッチなど、即ち、後流通過周波数に影響されることが示された。また、それらの変化の傾向は実験と同様であるが、その詳細については検討すべき点が残されている。

文献

- (1) 船崎, 目黒, 山脇, 機論 58-549 B(1992)
- (2) 船崎, 目黒, 山脇, 機論 58-550 B(1992)
- (3) 船崎, 目黒, 山脇, 山下, 機論投稿中(No. 92-0266)
- (4) Schonung, B., Manbadi, R.R., and Rodi, W., Turbulent Shear Flow 6, ed. Andre, J.C., Springer-Verlag, 1989, 255
- (5) Patankar, S.V., Numerical heat Transfer and Fluid Flow, McGraw-Hill, 1980
- (6) Jones, W.P. and Launder, B.E., Int'l J. Heat & Mass Transfer, Vol. 17, No. 15, 1972, 301
- (7) Anderson, D., Tannehill, J.C. and Pletcher, R.C., Computational Fluid Mechanics and Heat Transfer, McGraw-Hill, 1984
- (8) White, F.M., Viscous Fluid Flow, McGraw-Hill, 1974, 475
- (9) Reichardt, H., VDI-Forsch. 414, 1950
- (10) 船崎, 機論, 57-537 B(1991), 1645
- (11) Van Doormal, J.P. and Raithby, G.D., Num. Heat Transfer, 7, 1984, 147