減速円柱の渦長さの非定常挙動*

西川進栄^{*1}, 三神史彦^{*2}

Transient Behavior of Wake Length around a Decelerated Cylinder

Nobuhide NISHIKAWA and Fumihiko MIKAMI^{*3}^{*3} Chiba University, Faculty of Engineering,
1-33 Yayoi-cho, Inage-ku, Chiba-shi, Chiba, 263-8522 Japan

Flows around a decelerated circular cylinder are studied with BFC-MAC scheme for a moving frame of reference. The main results are given for Reynolds number lower than $Re=36.5$ as in the previous experimental measurements. Typical behaviors of wake length are predicted at a range of deceleration as in the experiment. That is, histories of wake-length: S , if they are plotted against instantaneous Reynolds number, are almost similar for relatively large deceleration α . Such 'Similarity' with respect to α is attempted to be interpreted with a model equation based on approximate estimation of arrival time of the wake-end. In contrast at small deceleration the transient variation of wake-length depends upon α . The mechanisms are discussed such as the fact that the smaller deceleration parameters, the larger delay in elongation of wake length. For large deceleration the proposed model equation, which utilizes the BFC-MAC results on the rear symmetry line at an arbitrary couple of time-steps, successfully illustrates wake-length history versus instantaneous Reynolds number from start to termination of deceleration.

Key Words: Incompressible Flow, Time-dependent Flow, Wake, Numerical Study

1. 緒 論

気泡の浮上や粒子の沈下など、加速流れの構造は十分に解明されているとはいえない重要な課題である。円柱が加速運動する場合の実験は1970年前後に種子田らのグループによっていくつか報告例⁽¹⁾⁻⁽³⁾がある。そのうち円柱が減速する場合の実験⁽²⁾では加速度が大きいと双子渦は加速後、即座に長くなって行き、小さい加速度ではしばらく短くなってある時点で伸長に転ずることが観察されている。しかし流れ場の詳細は知られていないようである。この現象の数値的解明が本論文では目的とされる。

物体の加減速問題を数値計算で扱った例としては球ではChang and Maxey⁽⁴⁾がImpulsive停止球の例などを扱っている。また気泡に関連して球表面せん断ゼロ条件のもとら球まわりの流れへの影響を論じたものにMagnaudetらの論文⁽⁵⁾がある。

円柱に限ると、加速、減速が運動過程に現われる振動円柱の数値解析例にはJustesen⁽⁶⁾, Murata⁽⁷⁾や新

井ら⁽⁸⁾などいくつかの論文がある。ただし減速円柱の双子渦の振る舞いについて直接比較すべき結果はこれら以外の数値解析例にも見出せない。

一様遠方条件のもとで円柱自身が振動する問題は遠方境界の一様流速の周期変動問題に置きかえられ移動格子の必要はない。また境界適合座標解法で格子の位置を時間の関数として取り扱えば壁面圧力こう配中の加速度項にメトリックスが掛け合わされ⁽⁹⁾, 数値的安定から加速度の大きい場合ほど時間刻みの点で不利と予測される。

本研究ではBFC-MACスキームを用いて、静止流体中にある減速円柱まわりの流れ⁽²⁾の数値解析を行う。BFCグリッドが円柱まわりに適用される。このグリッドは流路壁=静止壁への相対運動への将来的応用も考え円柱に固定した移動座標⁽¹⁰⁾とともに動くとした。円柱の加速度が流れの構造に及ぼす効果が、円柱表面の渦度、静圧や後流渦の長さを基に評価される。数値解析の結果から渦伸長に注目して流れ場を解明することを目標とする。

2. 基礎方程式

本研究では流れは層流であると仮定する。基礎方程式として連続の式と非定常非圧縮ナビエ・ストーク

* 原稿受付 2001年6月19日。

^{*1} 千葉大学工学部(〒263-8522 千葉市稲毛区弥生町1-33)。^{*2} 正員, 千葉大学工学部。

E-mail: fmikami@meneth.tn.chiba-u.ac.jp

ス方程式(以下では NS 方程式と略記)を用いる。

2.1 BFC 座標での方程式 円柱の進行方向に平行な x 軸を持ち、円柱中心を原点とするデカルト座標を選ぶ。以下は代表長を円柱直径 d 、減速前の一様流速 U_1 で無次元化した式である。 x 方向、 y 方向それぞれの NS 方程式を BFC 座標 (ξ, η) で表すと次のようになる。

$$u_t + Uu_\xi + Vu_\eta = -p_x + \frac{1}{Re} \Delta u - \alpha_c \quad \dots\dots (1)$$

$$v_t + Uv_\xi + Vv_\eta = -p_y + \frac{1}{Re} \Delta v \quad \dots\dots (2)$$

添え字は偏微分であり、また有次元量のうち時間 t^* 、座標 x^* と加速度 α^* のみ肩添字 $*$ で示し、 $Re = U_1 d / \nu$ 、 $\alpha_c = \alpha^* d / U_1^2$ 、 $t = t^* U_1 / d$ である。また式(1)、(2)と連続の式より得られる圧力緩和の式と f_x 、 f_y 、ラプラシアンは以下のようになる。

$$\Delta p = -\frac{(u_x)^2 + 2u_y v_x + (v_y)^2}{J^2} + \frac{\partial(u_x + v_y)}{\partial t} \quad \dots\dots (3)$$

$$\begin{aligned} f_x &= (y_\eta f_\xi - y_\xi f_\eta) / J, \quad f_y = (x_\eta f_\xi - x_\xi f_\eta) / J \\ \Delta f &= (\tilde{\alpha} f_{\xi\xi} - 2\tilde{\beta} f_{\xi\eta} + \tilde{\gamma} f_{\eta\eta}) / J^2 \\ &\quad + [(\tilde{\alpha} y_{\xi\xi} - 2\tilde{\beta} y_{\xi\eta} + \tilde{\gamma} y_{\eta\eta})(x_\eta f_\xi - x_\xi f_\eta) \\ &\quad + (\tilde{\alpha} x_{\xi\xi} - 2\tilde{\beta} x_{\xi\eta} + \tilde{\gamma} x_{\eta\eta})(y_\eta f_\xi - y_\xi f_\eta)] / J^3 \end{aligned} \quad \dots\dots (4)$$

$$\begin{aligned} J &= y_\eta x_\xi - y_\xi x_\eta, \quad \tilde{\alpha} = x_\eta^2 + y_\eta^2, \\ \tilde{\beta} &= x_\xi x_\eta + y_\xi y_\eta, \quad \tilde{\gamma} = x_\xi^2 + y_\xi^2 \end{aligned} \quad \dots\dots (5)$$

ここで u 、 v は反変速度成分である。減速開始時刻を $t=0$ とした。

3. 数 値 計 算

3.1 数値計算法と境界条件 差分計算では時間微分項にオイラー陰解法、対流項に三次精度風上差分法が適用され、粘性項と圧力こう配項は二次精度中心差分によって離散化される。式(3)の第2項は時間進行後の連続の式残差ゼロとして求めた。NS 方程式と圧力に関するポアソン方程式は、ヤコビ型点緩和法により残差 $< 10^{-5}$ まで反復計算される。

この反復計算の寄与で Non-Staggerd 格子として未知量、 u 、 v 、 p とともに同位置で計算するが圧力分布に振動は生じない。

境界条件を示す。円柱表面 $\eta=0$ では速度は粘着条件でゼロ、圧力は $\partial p / \partial \eta = 0$ とし表面隣接格子の値と等値した。Wake-Cut 線； x 軸上の値は上下 $\Delta \eta$ 離れた格子線上の値を平均し、流出境界では零次外挿を用いた。流入境界および遠方(側面)境界では移動終

了； $U(t)=0$ まで下式を条件とする。

$$u = U(t) = 1 - \alpha_c t, \quad v = 0, \quad p = 0: \text{any constant} \quad \dots\dots (6)$$

使用した計算格子は図1のような C 型格子(上半分は省略した)であり、最上流点は $20d$ 、下流流出境界は $40d$ に位置させた。まず、もととなる格子配置を作成しさらに楕円型偏微分方程式法で格子配置を調整した。扱う α の全範囲で、比較すべき $Re=36.5$ で実験⁽²⁾との一致が得られるグリッドが望ましいが後述するように、 α の上限、下限で実験結果⁽²⁾に近い値をとることから基本格子を ξ 、 η 各方向 178×58 格子、円柱表面 70 分割で表面に直交方向の格子間隔の最小幅： $\Delta r = 0.005$ とした。また $\Delta t = 0.0025$ に固定した。減速前の初期値となる定常解についてこの格子を基本格子として表1のように検証した。FRB 365 は Fornberg⁽¹¹⁾ による $Re=40$ と 20 の両値の線形補間より $Re=36.5$ の推定値を示す。ここで円柱表面に平行方向の格子間隔： $\Delta \theta$ などを変化させ一例は法線方向にも最小幅を $\Delta r/2$ としたが、各分割数での渦度のピーク値 $\omega_{\max}$ や静圧の極小値： $P_{\min}$ は微小差しか示さず図中の格子のいずれも妥当な解を与えるとみなせる。結局、上述の基本格子での解を本論文では議論する。3.2 節の実験との比較の項でも非定常変化での格子依存性の議論をする。

3.2 パラメータ定義と実験との比較 比較の対象の実験結果は、辰野、種子田による論文⁽²⁾に記載されている。そこでの加速度 α は無次元の加速度時間 α^* はそれぞれ次のように表されているが α 、 τ と基礎式(1)、(2)のなかでの無次元量との関係は $\alpha_c = \alpha / Re^2$ 、 $t = \tau Re$ である。本研究での減速直前の“初期条件”は表1での解である。

Table 1 Effect of grid size on $\omega_{\max}$ and $P_{\min} \Delta \theta = 2\pi / \text{division}$

Division	FRB365	70	140	210	210, $\Delta r/2$
$\omega_{\max}$	5.55	5.791	5.842	5.851	5.836
$P_{\min}$	-0.4559	-0.4668	-0.4621	-0.4619	-0.4651

Fig. 1 Coordinate system and grids

$$\alpha = \frac{d^3 a^*}{v^2} \dots\dots\dots (7)$$

$$\tau = \frac{vt^*}{d^2} \dots\dots\dots (8)$$

図2に実験⁽²⁾と上述の数値解による双子渦長さを示した。数値解での双子渦後端は x 方向速度が符号変化する位置として円柱後方よどみ点 $x=0.5$ から計られた。図2中でマーカーシンボルつきカーブが実験値⁽²⁾である。 $\alpha=15, 19$ での非定常双子渦の大きさ S/d は、減速に入った直後からわずかに増大し、あるピークに達した後、緩やかに減少する。しかし、減速が進み円柱が停止する直前になると、急激に増大する。 $\alpha=28$ 以上の場合、非定常双子渦の長さ S/d は減速に入ると同時に単調増加している。このように異なった流れの変化を与える α の臨界値は19と28の間にあり α について S/d などの急変性がある。以上が実験での S/d の変化の特徴であるといえる。

数値計算による S/d を実験値と比較してみる。 $\alpha=139, 58$ の結果は実験とよく一致している。 $\alpha=15$ では大きめのシンボルで示す $\tau=1.9$ 付近のみで比較したが実験から10%程度のずれ($D(15)$ と表示)であり、 $\alpha=28$ では $\tau=0.5$ での値で30%のずれ： $D(28)$ であり $\alpha=19$ とともに計算結果が実験値に比べて、変化が遅れる傾向が見られた。しかし表1の各格子について図2に示したように数値解相互は微小差であり、 $\alpha=15$ での実験とのずれの減少から見ても $\alpha=19, 28$ の数値結果は考察に値する。このずれないしは急変性の究明は重要な課題として別稿にゆずる。本論文では後述の図3から提起される α 相似性については主対象として $\alpha \geq 58$ とし、対流項など諸項のふるまいなどの議論の対象にはいずれの α も含める。

実験値と計算値の S/d を、横軸 τ を瞬時速度、正確

Fig. 2 S/d comparison with experiment: Ref. 2 no symbol: present, exp: Ref. 2 $D(\alpha)=100(1-\text{present}/[\text{Ref. 2}])$

には速度減少分対応のレイノルズ数 R_f に替えて図3に示す。すなわち図3の横軸は次の式で示される R_f である。

$$R_f = \alpha c t Re = Re - Re_{\text{inst}} \dots\dots\dots (9)$$

$$Re_{\text{inst}} = Re(1 - \alpha c t) \dots\dots\dots (10)$$

Re_{inst} は非定常な流れの各瞬間の主流速度を代表速度とする瞬時 Reynolds 数である。以後は便宜上、 R_f を多く用いる。図3から明らかのように、 $58 \leq \alpha \leq 139$ では、ほとんど S/d は一本の曲線の近辺に集中しているのがわかる。この範囲では S/d が R_f とともに単調に増大する傾向がある。 $\alpha \leq 19$ での S/d の減少途中で $Re_{\text{inst}}=30$ では標準的な定常値の $Re=30$ での $S/d=1.8$ に近く S/d の増加の前まで定常値に追従する。はく離位置も定常解をたどることは4・4節で述

Fig. 3 Comparison with experiment vs. R_f

Fig. 4 Transient surface vorticity

べる。

3・3 渦度 円柱表面渦度を図4に示し既出の定常解とも比較し $\alpha=139$ について減速効果を見る。ただし既出のいずれも代表長が円柱半径なので本報告の無次元変数から得られる渦度の1/2の値を比較した。BRZ 365は3・1節のFRB 365と同じく補間推定値である。本報でのコードによる定常解、すなわち減速前の分布をこれらと比較してみるとFornberg⁽¹¹⁾との差は4.3%程度だがBraza et al⁽¹²⁾との差は2.4%程度に収まっている。減速とともに離角が前方へ移動して逆流領域は前方へ広がり、 $U(t)=0.2$ では、はく離角は40度付近まで減少する。

3・4 静圧の非定常挙動の考察 非定常機構を考察するため表面静圧 p を図5に $R_f=20$ ($U(t)=0.548$)のもとでの瞬時値を描いた。また本報でのコードによる定常解(減速前の分布)およびFornbergの解⁽¹¹⁾と比較した。FRB 365は3・1節に述べた線形補間による $Re=36.5$ の推定値で表1からも本結果との差は数%である。減速後の各カーブでの主流速度は初期状態の0.5倍程度であるからその動圧は約4分の1になっている。そこで $U(t)^2$ で P をスケーリングした分布も示すと定常分布を平行シフトした分布になる。これとともに $\alpha=139$ では前方よみ点まで負圧になっていることが興味深い。

4. 減速と流れ場挙動の解釈

4・1 NS方程式の各項の寄与と S/d 図6に円柱後方対称線： x 軸上でのNS方程式の各項を図示し、各項の分布と渦の伸長の関連を考察する。ただし

Fig. 5 Transient surface pressure at $R_f=20$

粘性項、圧力こう配および参考のための速度成分 u は0.1倍して図示した。図の $\alpha=58$ では圧力こう配： $\partial p/\partial x$ と粘性項： $VISX$ が絶対値として大きいが逆符号で打ち消し合った後の残りと対流項などが流れに寄与する。非定常項 $\partial u/\partial t$ すなわち加速度分布は x 座標の狭い範囲で正から負に移行し減速、すなわち双子渦の急伸長を引き起こす。

一方、 α が小さい場合では図7に示されているように $\partial u/\partial t$ の分布はゆるやかに正から負に移行する。 $\alpha=15$ では $U(t)=0.4$ 程度でこの様相は消えるが、それを強調するため各項を $U_{sq}=U(t)^2$ で割った値を図8に図示した。減速で相対的に加速度 α 項が大きくなり $\alpha=58$ の場合と同様、 $\partial u/\partial t$ が急変するという様相になり急伸が始まる。

さらに双子渦長さの増減を議論するため伴流渦中心

Fig. 6 Terms in momentum Eq.(1), $\alpha=58$, $U(t)=0.8$

Fig. 7 Terms in momentum Eq.(1), $\alpha=15$, $U(t)=0.9$

Fig. 8 Scaled-terms in Eq. (1), $\alpha=15$, $U(t)=0.4$

Fig. 9 Time derivative of velocity on symmet. line

軸すなわち x 軸上での $\partial u/\partial t$ を図9に示した。加速円柱の渦長さ計測⁽¹⁾で推測されていたが減速直後で $U(t)$ が減速前の1.0に近いほど減速率は図中実線で示す“ポテンシャル的”な二次式の減速率に近くなる。

$$U_{pot} = \alpha_c(1-4x^2) \quad \dots\dots\dots (11)$$

この式は $U(t)$ に追従して円柱まわりのポテンシャル流れの定常分布をたどると仮定した場合、 x 方向速度成分が $U(t)(1-4x^2)$ であり $\alpha_c = dU(t)/dt$ により得られる。また α での正規化により分布が集中する。

4.2 小さい α での S/d の急増遅延 大きい α では減速初期で加速度項 $\alpha_c = \alpha/Re^2$ は0.1のオーダーの強制項として寄与して S/d は減速後すぐ定常解から離れるが $\alpha=15$ などでは移動速度 $U(t)$ が大きい間は0.01オーダーの強制項であり、運動量方程式にほとんど寄与しないので3.2節で既述のように定常解をたどるような準静的プロセスになっているといえる。すなわち伸長開始条件は α と $U(t)$ の相対比に依存し、 α が小なら $U(t)$ が十分小さくなるまでは減速は遠方

Fig. 10 S/d and $\alpha/U(t)^2$

境界条件(6)には寄与するが式(1)のNS方程式で加速度項は寄与小でそれ以外の他の項が支配的である。明らかに $U(t)$ の2乗に比例して対流項が小さくなった段階でNS方程式でも α が効きはじめ S/d の増加=渦伸長が起こる。 α が小さければ渦伸長は $U(t)$ がかなり小さくなってから起こる。すなわち図10では $\alpha/U(t)^2$ の値を各 α について示したが加速度項の相対的增加すなわち慣性項の急減が S/d の急増に良く相関している事が観察できる。 $U(t)$ に追従していた準定常の流れ場が $\alpha/U(t)^2$ の寄与で崩壊し渦長さの急増へ転じると結論できる。

4.3 局所的な速度変化率からの渦長予測 先行の4.1, 4.2節ではNS方程式の各項の大きさから減速の大小による渦長さの振る舞いの違いを説明を示した。ここでは渦長増加の時間依存性の説明の一方法を示す。すなわち、その符号の反転位置として渦長さを与える x 軸上の速度成分: u の2時刻の数値解から渦長さを近似する手順を提案する。

対称軸上格子点 X_n において、ある時間間隔の2時刻、 $t=T$ と $t=T+\Delta t$ の x 方向速度成分の差から速度変化率 $\partial u/\partial t \approx \Delta u/\Delta t$ を算出して

$$T_n = -\frac{u(X_n)}{\Delta u/\Delta t} \quad \dots\dots\dots (12)$$

によりある $x=X_n$ での速度が零になるまでに要する時間 T_n を予測する。 $t=T+T_n$ で X_n で $u=0$ になる、すなわち双子渦後端が X_n に到達するから T_n での伴流渦長さ S は図3の挿入図の S の定義により

$$S(T_n)/d = X_n - 0.5 \quad \dots\dots\dots (13)$$

になると予測できるわけである。図3などで S/d を R_f に対してプロットしたのに合わせ R_f を算出する。すなわち、時間に円柱加速度をかけて式(9)と同様の式次を得た。

$$R_f = Re \alpha_c (T_n + T) \dots \dots \dots (14)$$

以上のようにある瞬間の双子渦後端より下流の対称線上の点 $(X_n, 0)$ での u と $\Delta u/\Delta t$ とからそれぞれの X_n すなわち S/d に対して双子渦後端到達の所要時間 T_n が算出される。すなわち、それぞれの S に対する減速 Re 数: R_f が決まる。

實際上、差分計算中には全未知量を $\Delta u = 0.1$ ごとにファイル書き出しを行っていたこともありこの近似での時間間隔は $\Delta t = 0.1/\alpha_c$ となる。渦後端より下流の対称線上の任意の時間と Δt 後の数値解での速度データが1組あれば $\Delta u/\Delta t$ が算出でき、式(12), (13), (14)から $S/d-R_f$ 分布が予測できる。

まずこの予測モデルが良好な結果を与える例を示す。すなわち、図11のように $\alpha = 250$ の場合の三つの $U(t)$ を $0.4 < U(t) < 0.9$ の範囲から選び予測カーブを示した。ここでは各 $U(t)$ を与える時間 T において渦より下流; $x - 0.5 > S(T)$ について式(12)の原理どおり: $t > T$ の S/d 分布が予測される。さらに渦後端が有る位置より円柱寄りの部分すなわち渦内部 $x - 0.5 < S(T)$ をも含めて適用を試みてある。式(12)の

Fig. 11 Approximate prediction of S/d by $u(x, 0)$

Fig. 12 Approximate prediction of S/d by $u(x, 0)$

左辺の分子 u が外側のそれとは逆に負ゆえ渦内部は $T_n < 0$ になり‘過去’の S/d 分布を‘予測’してしまう。減速開始直後から S/d の急増をたどる $\alpha: 28$ 以上では T_n 以前も含め円柱停止までの全時間について数値解の S/d との差は余り生じない。

さて、予測とは別に上の手順に用いた式を活用して図3で S/d カーブが集合する‘相似性’の説明を試みる。渦長の時間変化を差分で表し、式(12)の分母に式(11)を近似として用いると次式を得る。

$$\begin{aligned} \frac{\partial S/d}{\partial t} &= \frac{(S_n - S_{n-1})/d}{T_n - T_{n-1}} \\ &= \frac{(S_n - S_{n-1})/d}{-u_n/[aF_n] + u_{n-1}/[aF_{n-1}]} \\ &= \frac{\alpha(S_{n-1} - S_n)}{u_n/F_n - u_{n-1}/F_{n-1}} \dots \dots \dots (15) \end{aligned}$$

一方、式(9)より

$$\frac{\partial S/d}{\alpha \partial t} = \frac{\partial S/d}{Re \partial R_f} \dots \dots \dots (16)$$

ここで図9から $F_n = \text{定数} \cdot (x - X_n)(1 - 4x_n^2)$ とできるがモデルを表示するだけであるので厳密なものを定める必要はない。結局式(16)の値すなわち式(15)の右辺の α を除いた値が α 依存性を持たないため図11で $\alpha = 250$ の予測値と $\alpha = 139$ の実験値がよく一致し、さかのぼって図3で $\alpha \geq 58$ では実験値を含め $S/d-R_f$ 曲線が α 依存性を持たないことになる。

低い加速度では式(12)–(14)の予測手順がそれほど有効でなくなる。図12に示す $\alpha = 28$ の場合、減速開始からしばらく経った $U(t) = 0.6, 0.4$ が比較的、実験の S/d と一致がよいが開始直後の $U(t) = 0.8$ での予測 S/d は実験値からかなりずれる。ただし、 $\alpha = 15$ の場合の実験値の立ち上がり部曲線と平行であるように見なせる。減速からまだ時間が経ってない場合には近似予測は良好とはいえず、 $U(t) \geq 0.8$ では $\Delta u/\Delta t$ がかなり大きく、図3のような $U(t) = 0.7$ 近辺 ($R_f \approx 10$) の $\Delta u/\Delta t > 0$ となる渦短縮過程は予測できない

Fig. 13 Effect of Reynolds number on separation angle

Fig. 14 Streamline pattern at $U(t)=0.1$

め省略し、かなりの時間経過後の伸長のみを示す。また $U(t)=0.7$ 近辺のデータの1組を使うと渦伸長は予測できず、不一致例をもたらす。以上不一致例は x 軸上の u が $\Delta u/\Delta t$ を係数にもつ線形変化でなくなるものと時間変化率がかなり変わることを示している。いいかえれば加速度 α が大きい場合での流れでは、減速開始時の $\Delta u/\Delta t$ が大きく変化しないまま移動停止、すなわち加速終了するが、 α 小では $\Delta u/\Delta t$ が粘性拡散を主因として変化して行くといえる。

4.4 減速前 Re 数のはく離角への寄与 図13に τ を横軸にはく離角の変化を示した。はく離角 θ_{sep} は瞬時 Re 数が低いほど瞬時値は低く $Re=30$ 程度で $\theta=46$ deg, $Re=40$ では $\theta=55$ deg であるという定常解; Thomann and Szweczyk⁽¹³⁾, Takami and Keller⁽¹⁴⁾ に合致している。すなわち図2, 3に示されていたように α が28以下では渦長さ: S/d の減少があるのと同様にはく離点はいったん後方よどみ点に近づき渦幅も減少する。 $\theta_{sep}=46$ deg という $Re=30$ の定常解に相当する位置を最小レベルとした後に θ_{sep} は増加に転じはく離点が前方へ移り渦領域は広がる。いずれも瞬時速度が減っていくにつれ、はく離点は円柱前半部へ出る傾向があるがここでは $\theta_{sep}<90$ deg の範囲のみ示した。図は省略したが低い Re 数ほど早期に S/d は急増状態に移行することが得られている。

4.5 流線パターン 図14に $Re=36.5$ の停止直前 $U(t)=0.1$ での流線図の上半分: X 軸より上の領域を示す。減速パラメータ α の渦形状への寄与が確認できる。 $\alpha=139$ の場合分離流線が円柱前端より前方から始まることや渦中心の概略位置がわかる。前者は図4の $U(t)=0.2$ のさらに減速した状態であり $\alpha=15$ と違い急停止に近いほど逆流領域が表面全域を占めることを示している。

5. 結 言

減速円柱のまわりの流れの数値解析が行われ、BFCグリッドが円柱まわりに適用された。すでに知られた実験と同様に瞬時速度に基づくレイノルズ数について双子渦長さをプロットすればある大きさ以上の加速度では加速度によらずそれは一つの曲線の近傍を走ることが数値的に確認できた。また既出実験で示された以上の減速度: α でも同一の曲線近傍をたどることを示した。これらは基本的に渦度の拡散より加速がより速く寄与することに依るといえる。

これに加え本論文で得られた結論の主要なものは以下のようなになる。

(1) 小さい減速率 α では渦長さ S/d は瞬時レイノルズ数での定常解に近い状態を保ちながら減少することが見出された。この状態は $\alpha/(\text{円柱移動速度})^2$ の急増とともに壊れ S/d は急増に転ずる。

(2) α の大小で異なる流れ場構造の理解に供するため、近接2時刻の差分解を利用して S/d の時間変化予測手順を提案した。すなわち双子渦下流対称線上での速度が減速して零にいたる所要時間を簡便に表しさらに S/d の時間履歴データを得た。このモデルで評価した渦長さ S/d は加速度が比較的大きいと実験値や差分解からずれないことが示された。このことは双子渦近辺部では速度の時間変化率は減速終了まで大きくは変化しないことによる。

(3) 上記、結論(2)で用いた近似式から渦長さの時間微分式のモデル式を得た。さらにそれを減速レイノルズ数 (R_f) 微分に書き換えると α 依存性が消えるという高 α 領域の渦長さ挙動を間接的に証明できることを示した。

(4) 双子渦形状は同一瞬時速度でも減速パラメータ α が大きいと α 小にくらべ幅広く、より前方に伸びた渦領域が円柱近辺に形成されることが示された。

文 献

- (1) Honji, H. and Taneda, S., Unsteady Flow past a Circular Cylinder, *J. Phys. Soc. Japan*, Vol. 27, No. 6(1969), 1668-1677.
- (2) 辰野正和, 種子田定俊, “減速する円柱のまわりの流れ”, 九州大学応用力学研究所所報第 33 号(1969), 1-15.
- (3) Honji, H. and Taneda, S., Time dependent Flow around a Circular Cylinder accelerated Uniformly from One Steady Speed to Another, *Rep. Res. Inst. Appl. Mech.*, Kyushu Univ., 17-59(1969), 187-193.
- (4) Chang, E. J. and Maxey, M. R., Unsteady Flow about a sphere at low to moderate Reynolds number. Part 2. Accelerated motion, *J. F. M.*, **303** (1995), 133-153.
- (5) Magnaudet, J., Rivero, M. and Favre, J., *J. Fluid Mech.*, **284** (1994), 97-135.
- (6) Justesen, P. A., Numerical Study of oscillating flow around a Circular Cylinder, *J. F. M.*, **222** (1991), 157-196.
- (7) Murata, S., Study of Unsteady Separated Flow by Numerical Analysis and Image Processing, Doctor dissertation Kyoto Univ., (1993), 70-79.
- (8) 新井紀夫, 洪ジョンホ, “共振領域での流れ場と物体との相互干渉” 日本航空宇宙学会論文集, 48-562, (2000), 369-376.
- (9) 泉元, 谷口伸行, 川田裕, 足立武司, 小林敏雄, 移動境界を含む流動解析の研究, 機論, **60**-572, B(1994), 1218-1225.
- (10) 西川進栄, 蔦木重雄, 三神史彦, 管内移動球まわりの流れの数値解析, 航空宇宙学会誌, **45** (1997), 387-395,あるいは Nishikawa, N., Ishiwada, T. and Mikami, F., *Theoretical and Applied Mechanics*, **47**(1998), 223-232.
- (11) Fornberg, B., Numerical Study of Flow past a Circular Cylinder, *J. F. M.* **98** (1980), 819-855.
- (12) Braza, M., Chassaing, P. and Minha, H. H., Numerical Study and Physical Analysis of the Pressure and Velocity Fields in the Near Wake of a Circular Cylinder, *J. F. M.* **165** (1986), 79-130.
- (13) Thoman, D. D. and Szweczyk, A. A., Time Dependent Flow over a Circular Cylinder, (1969), 76-86.
- (14) Takami, H. and Keller, H., Steady Two-Dimensional Viscous Flow past a Circular Cylinder, *The Physics of Fluids Supplement II*, (1969), 51-55.