回転二重円筒間内流れの非定常三次元計算*

東 尚 史^{*1}, 小河原加久治^{*2}, 飯 田 誠 一^{*2}Unsteady 3-Dimensional Calculation of the Flow between
Concentric Rotating Cylinders

Hisanobu AZUMA, Kakuji OGAWARA and Sei-ichi IIDA

The flow between concentric rotating cylinders, which is called the Taylor vortex flow, shows various flow modes. The flow is classified into three modes. One is called the primary mode which appears with the gradual increase of the inner cylinder's rotation, and the others are the secondary normal and secondary anomalous modes which appear with sudden increase. Unsteady three-dimensional numerical simulations considering an effect of the inner cylinder's acceleration have been performed, revealing that there are different processes of occurrence between the primary normal and secondary normal modes. The bifurcation causing the above modes is observed at the same condition as with the experimental one. Transitions to wavy Taylor vortex flow from both modes appeared with increasing time. In addition, velocity and torque fluctuations, respectively, for a certain point in the field and for the inner cylinder are also shown.

Key Words: Chaos, Bifurcation, Taylor Vortex Flow, Three-Dimensional Flow, Unsteady Flow, Numerical Analysis

1. ま え が き

回転二重円筒間の流れは内円筒の回転数がある臨界値を超えると、一般にテイラー渦として知られる二次流れが発生する。この流れ場は古くから多くの研究がなされており、現在では二つの観点からの研究が盛んである。一つは乱流への遷移が緩慢で段階的であることに注目し、遷移現象を探る立場からの研究である⁽¹⁾。この観点からはスペクトル進化による乱流遷移過程とカオスの関連が注目されている。いま一つは非線形問題として分岐理論に主眼をおいた研究であり、これはテイラー渦流れが多意性（非唯一性）という性質を容易に確認できることに起因する。ここで、多意性というのはレイノルズ数が同じであっても、そのレイノルズ数に達するまでの加速度などによって、いくつも安定し得る状態（渦の数などが異なって）が存在することである。この流れの複雑さは中村らの実験⁽²⁾で詳細に報告されている。彼らの定義を用いると流れの状態は次のように分類できる。すなわち、流れを安定させながら内円筒の回転数を徐々に増加させて得ら

れる状態を主モード（primary mode）、また特定の回転数まで急激に増加させて得られる状態を二次モード（secondary mode）とするものである。さらに分類すると主モードは正規モード（normal mode）であり、二次モードは正規モードと変異モード（anomalous mode）とに分けられる。ここで正規モードとは両端固定の場合には両端の渦が外円筒から内円筒へ回転する偶数個の渦をもつ状態で、変異モードとは一方または両方の端面上の渦が内円筒から外円筒へ向かう偶数もしくは奇数個の渦となっている状態である。

本研究は非線形問題としての分岐に主眼をおいた研究であり、実験ではとらえ難い分岐の物理的側面を数値計算を行うことによって探ることを目的としている。分岐に関しては主モードをアトラクタとした分岐線図が実験により数多く報告⁽²⁾されているが、その分岐がいかなる状況で起こるか明らかではない。また、Benjamin ら⁽³⁾は変異モードという特異な流れを Schaeffer's Model という数学的モデルを用いて、数値的に解析している。それは端面境界条件を'Slip'と'non-Slip'の両方を重みをつけて同時に表すことのできるものであり、変異モードが境界条件の影響によると報告している。現在では、分岐理論から Cliffe-Mullin⁽⁴⁾が引き続き数値的、実験的研究を行っている。彼

* 原稿受付 平成2年6月8日。

^{*1} 准員、北海道大学大学院（〒060 札幌市北区北13条西8丁目）。^{*2} 正員、北海道大学工学部。

らのモデルを用いた研究はナビエ・ストークス方程式の多重解の確認としては優れたものであるが、実際の物理現象との対応付けは明らかではない。また浮力の効果を考慮した数値的研究⁽⁵⁾もなされたが、インパルススタートという加速度を無限大とする方法を用いており、二次モードの発生機構は明らかではない。分岐に主眼をおいた数値解析は軸対称を仮定したものであり、三次元性を考慮した計算は報告されておらず、また乱流遷移現象の研究のために行われた三次元計算の研究例⁽⁶⁾も少ない。さらに二次モードが内円筒の加速度に起因することから、なんらかの三次元性の影響も考えられ、二次モード発生機構を探る上で三次元の直接シミュレーションが必要となる。

そこで本研究は加速度を考慮した三次元非定常計算を行い、二次モード発生時の物理的機構を明らかにしたものである。さらに実験的には得難い、テイラー渦発生に伴う周方向速度分布、トルク、流体の運動エネルギーの変化などについても報告する。また、工学的には軸の不安定振動⁽⁷⁾の発生原因となるトルク変動が重要な問題であり、じょう乱を加えることなしに波動テイラー渦流れが確認されたので、解の分岐に起因する不安定トルク変動および速度変動についても報告する。この不安定化の機構の解明は流体機械の破壊を防止するうえでも重要である。

なお、解析スキームとしては一般的に用いられる差分のSMAC法⁽⁸⁾を用いた。

使用記号

t : 時間

r, θ, z : 円柱座標軸 (図1)

u, v, w : 速度成分 (図1)

ϕ : スカラポテンシャル

γ : 緩和係数

P : 圧力 (非圧縮性より、密度 ρ で除してある)

R_{in} : 内円筒半径

R_o : 外円筒半径

H : 円筒高さ

d : 内外円筒すきま $= R_o - R_{in}$

ω_{in} : 内円筒回転角速度

Γ : アスペクト比 $= H/d$

β : 間げき比 $= R_{in}/d$

ν : 動粘性係数

Re : レイノルズ数 $= \omega_{in} R_{in} d / \nu$

なお、右肩の*は無次元量を表す。

2. 基礎方程式と計算方法

2.1 座標系 座標は図1に定義してあるとおり半径方向に r , 周方向に θ , そして軸方向に z とする。またそれぞれの方向の速度成分を u, v, w とし, R_{in} は内円筒半径, R_o は外円筒半径であり, そして H は円筒高さである。なお, ω_{in} は内円筒の回転角速度, d ($= R_o - R_{in}$) は内外円筒間のすきまである。

このテイラー渦流れを支配するパラメータは円筒高さとすきまの比であるアスペクト比 Γ , 内円筒半径とすきまの比である間げき比 β , そしてすきまを代表長さとし内円筒の回転速度を代表速度とするレイノルズ数 Re である。

2.2 基礎方程式 基礎方程式には以下に示す保存形表示の円筒座標系三次元非圧縮性ナビエ・ストークス方程式と連続の式を用いた。

$$\begin{aligned} \frac{Du}{Dt} - \frac{v^2}{r} &= -\frac{\partial p}{\partial r} + \nu \left(\nabla^2 u - \frac{u}{r^2} - \frac{2}{r^2} \frac{\partial v}{\partial \theta} \right) \\ \frac{Dv}{Dt} + \frac{uv}{r} &= -\frac{\partial p}{r \partial r} + \nu \left(\nabla^2 v + \frac{2}{r^2} \frac{\partial u}{\partial \theta} - \frac{v}{r^2} \right) \\ \frac{Dw}{Dt} &= -\frac{\partial p}{\partial z} + \nu \nabla^2 w \\ \frac{1}{r} \frac{\partial(ur)}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial \theta} + \frac{\partial w}{\partial z} &= 0 \end{aligned}$$

ここに,

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial(ur)}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial(v)}{\partial \theta} + \frac{\partial(w)}{\partial z}$$

であり, u, v, w はそれぞれ半径, 周, 軸方向の速度成分を表し, p は圧力, ν は動粘性係数である。

2.3 計算方法 計算方法には差分のSMAC法⁽⁸⁾を用いた。このスキームは速度の予測値を考慮することにより圧力の代わりにスカラポテンシャル ϕ を導入する。そして連続の式を満たすように ϕ のポアソン方程式を解くものである。

離散化の方法は時間に関して一次精度の前進, 空間に関して二次精度の中心差分を用いた。なお境界では

図1 座標系およびパラメータ

仮想外点を考慮しているが、実質は一次精度の片側差分である。計算時には CFL 数 <0.2 となるように時間刻みを決定し、計算が発散しないようにした。

2.4 ポアソン方程式の解法および格子 ポアソン方程式の解法には一般に逐次緩和法として知られる線 S. O. R.法を用いた。LU 分解法を用いて周方向の緩和計算を同時に行い、計算が発散ないように緩和係数を $\gamma=1.0\sim1.5$ の間で調整した。なお本計算では ϕ の相対変化量がある値より小さくなるか、あるいは繰返し計算の回数が 20 回以上となったなら緩和計算を打ち切った。その収束判定基準の妥当性を調べるため、相対変化量がある値より小さくなるまでという条件のみで計算を行ったが、結果にほとんど差異は見られなかった。

格子はスタガード格子、格子幅はそれぞれの方向に等間隔である一様格子を用いた。非定常現象を追跡することを目的として時間進行に主眼を置いたため、格子数は半径、周、軸方向にそれぞれ $10\times11\times20$ とした。

境界条件は実験⁽²⁾との比較のため内外同筒上および両端面上で粘着条件とした。その結果、速度はディリクレ形そしてスカラポテンシャルはノイマン形の境界条件で与えられる。

2.5 内円筒境界条件 テイラー渦流れは前述した三つのパラメータのみではその状態が決まらず、内円筒の回転加速度が重要なパラメータの一つであることが実験⁽⁹⁾により報告されている。そこで内円筒回転速度を離散的に与え、すなわち内円筒上境界条件を時々刻々変化させ加速度を加味した計算を行った。加速度を定量的にとらえた実験報告がないため、図 2 に示すように加速の緩い場合は 20.0 s で、加速の急な場合は 3.33 s で $Re=500.0$ まで回転数を増加させ、その後レイノルズ数一定を保つものとした。 $Re=500.0$ としたのは中村ら⁽²⁾の実験報告に二次モードが安定して存在し得るのは $Re=450.0$ 程度以上と報告されているからである。以後前者によるものをケース

A, 後者によるものをケース B とする。また、計算結果の検証のため $Re=150.0$ まで急加速し、その後一定として(ケース C)二次モードが実験報告⁽²⁾どおり安定せず、主モードへ分岐するかどうか調べた。

3. 計算結果

3.1 準定常計算 加速度を加味した計算の前にインパルススタートとして知られる方法での計算結果を示す。これは解がほぼ定常状態になった後にレイノルズ数ある刻みずつ上昇させるものである。本報告ではレイノルズ数を 10 ごとに上昇させ、定常判定は次式

$$E = \frac{\iiint [\bar{V}^{(n+1)^2} - \bar{V}^{n^2}] r dr d\theta dz}{\iiint [\bar{V}^{n^2}] r dr d\theta dz}$$

のように 1 計算ステップあたりの全格子点における運動エネルギーの相対変化量の総和 $E < 10^{-5}$ とした。

計算は中村らの実験⁽²⁾との比較のためアスペクト比 $\Gamma=4.0$ 、間げき比 $\beta=2.0$ とした。この幾何学条件ではアトラクタとなる主モードは 4 セルのテイラー渦流れであると報告されている。図 3(a)、図 4(a)はそれぞれ $Re=50.0, 100.0$ での $\theta=0.0$ 断面における $u-w$ 速度および等圧力線図である。速度、圧力は内円筒速度で無次元化してある。レイノルズ数 50.0 のとき両端に優勢な渦が存在しており、これは端面の影響によるプラントルの第 1 種の二次流れによるものと考えられる。また中央にも弱いながら二つの渦が認められる。レイノルズ数 100.0 では中央の二つの渦が発達して、はっきりした 4 セルのテイラー渦流れとなっている。外円筒上の圧力場は吐出し境界で高圧、吸込み境界で低圧となっていることは予想されたとおりである。図は省略するがレイノルズ数 350.0 まで計算しても 4 セル状態を保ったままであり実験結果と良く一致している。

図 3(b)、4(b)はそれぞれ $Re=50.0, 100.0$ での $\theta=0.0$ 断面における周方向速度 v の速度分布を示したものである。レイノルズ数 50.0 ではケット流れに近い状態になっている。レイノルズ数 100.0 ではテイラー渦の確立により軸方向の中央付近の周方向速度が小さくなり、その両側で外円筒へ向かって周方向速度が大きくなっている。これは次のように解釈される。すなわち軸方向の中央付近は吸込境界であるため外円筒側の周方向速度の運動量をほとんどもたない流体が内円筒側に運ばれた結果であり、逆にその両側は吐出し境界であるため内円筒側の周方向速度の運動量が大きい流体が外円筒側に運ばれた結果と考える。このよう

図 2 内円筒回転加速度

(a) 半径, 軸方向速度および等圧力線

at $Re = 50$ and $\theta = 0.0$

(b) 周方向速度

図 3 速度および等圧力線 ($Re=50$)

(a) 半径, 軸方向速度および等圧力線

at $Re = 100$ and $\theta = 0.0$

(b) 周方向速度

図 4 速度および等圧力線 ($Re=100$)

図 5 回転軸トルク

な山形の速度分布となることは今尾ら⁽¹⁰⁾の実験でも示唆されている。

図 5 に壁面せん断応力を内円筒上で積分して求めた回転トルクとレイノルズ数を示す。粘度に関する実験報告がないためグリセリン水溶液を仮定し、粘度 $\mu = 8.9 \times 10^{-3} \text{ Pa}\cdot\text{s}$ として求めている。トルクに関する実験報告には Cole の実験⁽¹¹⁾があり、小アスペクト比の場合についても報告している。彼の実験と本研究では間げき比 (Cole の実験 $\beta = 0.094$) など幾何学形状が大きく異なっているため定量的な比較はできない。しかし、図 5 よりレイノルズ数 90 程度でトルクの増分が大きくなることが確認され、これはテイラー渦が確立するとトルクのこう配が大きくなるという実験結果と定性的に一致する。またトルクの増加はテイラー渦の

(a) 有次元流体運動エネルギー

(b) 無次元流体運動エネルギー

図 6 流体運動エネルギー

発生よりも遅れるという報告⁽¹²⁾との一致も確認した。

図 6(a) は流体の運動エネルギーとレイノルズ数の関係であり、図 6(b) は次式

$$E^* = \frac{\iiint [U^2 + V^2 + W^2] r dr d\theta dz}{\iiint [V_{in}^2] r dr d\theta dz}$$

のように運動エネルギーを内円筒上の流体の運動エネルギーによって無次元化したものである。

図 6(a) からレイノルズ数 90 程度でエネルギーの増加割合がわずかに鈍くなっていることがわかり、図 6(b) からそのことがはっきりと認められる。これらのことよりテイラー渦が確立するまで、すなわち周方向速度が山形分布となる前までは両端の渦が強いため内円筒側の周方向速度の運動量の大きな流体が外円筒側へ運ばれ全エネルギーは増加すると考えられる。そして周方向速度分布が山形になりテイラー渦が確立した後は、テイラー渦の循環が大きくなるにつれてせん断によるエネルギー散逸も大きくなると考えられる。

3.2 非定常計算 離散的な回転加速度 (2.5 節) を内円筒に与えた計算結果について示す。計算対象の幾何学形状は中村らの実験⁽²⁾との比較のために $R_{in}=0.02$ m, $R_o=0.03$ m, $H=0.03$ m, $\nu=8.9e-6$ m²/s とした。これはアスペクト比 $\Gamma=3.0$, 間げき比 $\beta=2.0$ に対応しており、彼らの実験報告によると図 7 に示すように主モードの 2 セル流れをアトラクタとした、さまざまな流れ場が加速度によって発生するとされている。図 7 中、N2 とは正規(normal)モードの 2 セル、また A3 は変異(anomalous)モードの 3 セルのテイラー渦流れを表す。

図 8(a)~(d) に加速度が小さいと思われる計算結果を示す。図 8 は $\theta=0.0$ における r - z 面の u - w 速度および等圧力線を示し、図 8 の上線が内円筒、下線が外円筒を表し、レイノルズ数そして時間は図 8 に示してある。

図 8(a) によると両端面の影響のためプラントルの第 1 種の二次流れが発生し、まず両端に渦が現れる。その後、図 8(b) では両端の渦が中央付近まで発達しており、結果として外円筒中央付近の圧力が高くなる。次に圧力に打ち勝つだけの大きな運動量をもたない中央の流体が逆流して新たなセルを形成し始める様子が見られる。しかし、すでに両端の渦が中央付近まで発達しているため、そのセルは非常に狭い領域に押

図 7 流れの分岐図 (中村ら⁽²⁾)

し込まれて、安定することができず、図 8(c) では両端の渦に取り込まれていることがわかる。その後は 30.0 s 後の $Re=500.0$ まで計算しても主モードの 2 セルのままであった。

次に、図 9(a)~(e) に加速度が大きいと思われる計算結果を示す。なお、図の形式は図 8 と同様である。図 9(a) から加速度の小さい場合と同様に両端に渦が

(a) 1.2 秒, レイノルズ数 30

(b) 4.8 秒, レイノルズ数 120

(c) 6.0 秒, レイノルズ数 150

(d) 30.0 秒, レイノルズ数 500

図 8 半径, 軸方向速度および等圧力線 (ケース A)

(a) 0.4 秒, レイノルズ数 60

(b) 1.2 秒, レイノルズ数 180

(c) 1.6 秒, レイノルズ数 240

(d) 2.2 秒, レイノルズ数 330

(e) 30.0 秒, レイノルズ数 500

図 9 半径, 軸方向速度および等圧力線 (ケース B)

発生していることがわかる。その後の図 9(b)では両端の渦が広がる前に外円筒中央付近の圧力が高くなり, 内円筒の中央付近の流体が押し戻されている様子がうかがわれる。そして図 9(c)では内円筒よりの逆流域がセルとして成長していることが認められる。図 9(d)ではほぼ 4 セルが確立しており, その後図 9(e)の 30.0 s 後の $Re=500.0$ まで計算したところ二次正規モードの 4 セルのままであった。

以上のことから主モード 2 セルと二次正規モード 4 セルの発生機構は渦の中央への移動速度とそして渦度と密接な関係があると思われる。加速度の小さな場合, 両端の渦はその中心が中央方向へ移動し十分に中央付近まで広がることができ, その結果主モード 2 セルとなるが, 加速度の大きな場合は両端の渦が広がる以前に周方向渦度 Ω_θ が大きくなるため中央の渦が発生し, その渦の存在スペースが確保され二次正規モードの 4 セルとなる。なお, 両端の渦の移動速度は壁面の誘起速度の反作用として現れるので, 壁からの距離と渦度により決定されると思われる。また, 加速度の小さい場合の計算で一時 4 セルになりかかったが, さらに加速度を小さくすると逆流せずスムーズに 2 セルに落ちつくと考えられる。従来は軸対称条件を仮定し境界条件を変化させることによって解の分岐を調査していた⁽⁴⁾⁽⁵⁾。しかし, 本研究は三次元非定常計算という, より物理的条件に合致したシミュレーションを行うことによって, 主モード 2 セルと二次正規モード 4 セルの

(a) 4.2 秒, レイノルズ数 150

(b) 8.0 秒, レイノルズ数 150

図 10 半径, 軸方向速度および等圧力線 (ケース C)

発生機構を明らかにしたものである。

ところが本研究の結果だけでは一般性をもって主モード N と二次正規モード $(N+2)$ の発生機構の差を説明することはできない。それは、ある特定のアスペクト比において主モードが $(N+2)$ セルで二次正規モードが N セルという流れが存在⁽²⁾するからである。また、軸方向の対称性が崩壊する二次変異モードが単純な急加速で発生するのは確かめられなかった。二次モードの発生する内円筒回転加速度の臨界値が存在するであろうが、本研究では明らかにならず、以上は今後の興味ある課題と考える。

次に $Re=150.0$ まで 1.0 s で急加速し、その後レイ

ノルズ数 150.0 一定とした計算結果を図 10(a), (b) に示す。一時 4 セルになったが、時間とともに 4 セルが不安定となり 2 セルになる様子がわかる。このことは実験でも報告⁽²⁾されている。

3.3 波動テイラー渦流れ 加速度を加味した計算を行った結果、 $Re=500.0$ において解が非定常になり、波動テイラー渦流れに遷移することが確認された。加速度の小さな場合、大きな場合のいずれにおいても確認されたが、二次モード 4 セルのほうが時間的にやや早く遷移した。実験⁽¹³⁾によると波動テイラー渦に遷移する臨界レイノルズ数は主モードの場合 $Re_c=700.0$ 程度であり二次正規モードの場合 $Re_c=450.0$

図 11 周、軸方向速度および等圧力線

図 12 速度、圧力波形およびパワースペクトル

図 13 速度、圧力波形およびパワースペクトル

図 14 回転軸トルク波形

程度と報告されている。本計算は格子が荒いこともあり定量的な精度の評価については今後の課題であるが、二次モードのほうが遷移しやすいということが一致するため定性的な妥当性は十分と考える。いずれにしても、この数値的振動と物理現象がどのように対応付けできるか、興味あるところである。

図 11(a)～(c)は二次正規モードの場合の $Re=500.0$ における周方向、軸方向速度 v - w および等圧力線を円周方向に 2 周期にわたり示したものである。それぞれ半径位置 $r=0.25, 0.50, 0.75$ である。図 11(a)は内円筒に近い断面であり、 $z=0.25, 0.75$ 付近の圧力が低くなっている。また台風目のようになっている所ではさらに圧力が低くなり、それが千鳥格子状に配置されている。図 11(b)は円筒間の中心であるが周方向に進行する波動の影響は見られない。図 11(c)は外円筒に近い断面であり台風目のような低圧部分が千鳥格子状に配置していることは内円筒側と同様であるが、低圧部分の位相が半周期ずれていることがわかる。

図 12, 13(a), (b)は加速度の大きな場合の $r=0.25, z=0.15$ における u, v, w, p の時系列データと v 速度のスペクトル解析の結果である。なお、サンプリング周波数はいずれも 500 Hz である。図 12 において速度などはわずかずつ位相がずれているものの、時間的に規則的な変動を示しており、スペクトル解析の結果からも一つのピークとその高調波が見られる。よって典型的な波動テイラー渦流れであることがわかる。また主流速度 v 変動は内円筒回転速度の 20% 以上とかなり大きなものである。その後の図 13 では一見、不規則に見える変動となり、スペクトル解析の結果では二つのピークとその高調波が見られ、また低周波域が広域化していることより Ruelle-Takens のシナリオに従っていることを示唆するものと考えられる。しかし本研究ではサンプリング点数が少ないので、低周波の広域化に関してはさらに詳細な研究が必要であろう。

図 14 は壁面せん断応力を内円筒上で積分して求めた回転トルクの時系列データである。流れが波動テイラー渦流れの場合、そのトルク変動は予想されたとおり、速度の変動と同じ波数であった。また、トルク変動は時間平均トルクのおよそ 5% 程度である。

4. 結 論

本研究はアスペクト比 $\Gamma=3.0, 4.0$ と比較的小さなテイラー渦流れについて三次元計算を行い、分岐に主眼をおいて数値的に研究を行ったものである。実験的研究では得難い速度分布など、流れの様子を明らかにした。また、波動テイラー渦流れを観察することもできた。本研究で得られた主な結論を以下に示す。

(1) クェット流れからテイラー渦流れへ遷移する際の周方向速度、回転軸トルク、流体の運動エネルギーの変化を明らかにした。すなわち、吐出し境界では内円筒側の流体が対流により運ばれるため周方向速度は大きく、一方吸込境界では外円筒側の流体が運ばれるため周方向速度は小さくなり、結果として周方向速度分布は山形となる。またテイラー渦が確立、つまり周方向速度分布がはっきりと山形になると同時に軸トルクは増加し、流体のエネルギーはせん断層で粘性によるエネルギー散逸が大きくなる。

(2) アスペクト比 $\Gamma=3.0$ の場合、内円筒に加速度を離散的に与えることにより実験と同様な主モード 2 セルと二次正規モード 4 セルのテイラー渦流れを得ることができた。内円筒の回転加速度は最初に発生する両端の渦の渦度とその渦の中央方向への発達に影響し、加速度が大きい場合には中央へ発達するよりも早く渦度が大きくなり他の渦を誘起し、主モード 2 セルより 2 セル多い二次正規モード 4 セルのテイラー渦流れとなることが明らかになった。

(3) 数値的じょう乱を加えることなしに数値計算により波動テイラー渦流れを確認した。そして速度 3 成分と圧力はすべて位相がずれているが、スペクトル解析の結果から波数は同一であることが明らかになった。その後、時間的に不規則に見える変動となり、二つのピークと低周波の広域化が見られ、Ruelle-Takens のシナリオで乱流に遷移する過程が確認された。

(4) 波動テイラー渦が発生すると、速度と同じ波数でトルク変動が生じる。その変動成分はトルク時間平均値の 5% 程度であることが確認された。

文 献

- (1) Fenstermacher, P. R., ほか 2 名, *J. Fluid Mech.*, **94** (1979), 103.

- (2) 中村・ほか3名, 機論, 56-522, B (1990), 307.
 - (3) Benjamin, T. B. and Mullin, T., *Proc. R. S. London, Ser. A*, **377** (1981), 221.
 - (4) Cliffe, K. A. and Mullin, T., *J. Fluid Mech.*, **153** (1985), 243.
 - (5) Ball, K. S. and Farouk, B., *J. Fluid Mech.*, **197** (1988), 479.
 - (6) 河村, 第3回数値流体力学シンポジウム講演論文集, (1989), 571.
 - (7) 黒岩・鈴木, 機講論, No.900-14 (1990-3), 240.
 - (8) Amsden, A. A. and Harlow, F. H., *The SMAC Method-
A Numerical Technique For Calculating Incompressible Fluid Flows*, LA-4370 (1970).
 - (9) Benjamin, T. B., *Proc. R. S. London, Ser. A*, **359** (1978), 27.
 - (10) 今尾・ほか2名, 機論, 55-514, B (1989), 1546.
 - (11) Cole, J. A., *J. Fluid Mech.*, **75** (1976), 1.
 - (12) 山田・ほか3名, 機論, 51-461, B (1985), 271.
 - (13) 中村・ほか3名, 機論, 54-505, B (1988), 2425.
-