円柱まわりの流れの三次元数値シミュレーション
(第1報, 時間・空間相関の解析)木 枝 香 織^{*1}, 谷 口 伸 行^{*2}
松 宮 輝^{*3}, 小 林 敏 雄^{*2}Numerical Simulation of 3D Flow around a Circular Cylinder
(1st Report, Analysis of Time and Space Correlation)Kaori KIEDA, Nobuyuki TANIGUCHI,
Hikaru MATSUMIYA and Toshio KOBAYASHI

Three dimensional flow field around a circular cylinder was analyzed by using a third-order upwind finite-difference method for Reynolds number=1 000. Lift and drag force spectrum have some peaks near main Kármán frequency. It was also found that streamwise velocity and pressure spectrum around separation point have some peaks with a difference mode of these peaks (beat mode). Spanwise flow structure is formed by such modes that have nearly half frequency of Kármán mode (half mode) and which are created by three-dimensional vortices. In the present analysis, three dimensional vortices induce half modes and a beat mode additional to Kármán mode, resulting in the observation of complex three dimensional flow field.

Key Words: Three-Dimensional Flow, Separation, Computational Fluid Dynamics, Wake, Finite Difference Method, Numerical Analysis, Circular Cylinder, Blade for Wind Turbine

1. 緒 言

風車用翼形のような低レイノルズ数領域で作動する流体機械要素においては、大規模な層流はく離が発生し、揚力が激減する現象が起こる⁽¹⁾。また他方で、条件によって、層流はく離後の乱流遷移により流れが再付着して揚力が保たれる⁽²⁾。この種の層流はく離、乱流遷移、はく離泡形成の現象解明は、流体機械では重要であるにもかかわらず、研究の遅れている領域である。その一因としては、三次元渦の形成が実験および解析を複雑にしているためと思われる。そこで、この種の問題の典型として、円柱まわりの流れを取り上げる。

円柱まわりの流れの三次元性は、レイノルズ数が数百のオーダの流れについて、Williamson^{(3)~(5)}の実験により詳細に検討された。横井ら⁽⁶⁾⁽⁷⁾の実験では、可視化により境界層はく離の三次元性が確認され、 $Re=170\sim1\,340$ におけるスパン方向の相関長さ(はく離後の流脈線の広がり部間のスパン方向長さ)が求め

られた。また、石川ら⁽⁸⁾により、 Re が1 000程度の円柱後流内に存在する長い時間スケールの速度変動特性がウェーブレット変換を用いて調べられている。計算においても、二次元計算による空力特性予測に誤差があることが、Shirayamaら⁽⁹⁾、茂利ら⁽¹⁰⁾により指摘されている。また、泉ら⁽¹¹⁾による三次元計算では、流体力の時間変動波形が間欠的に揺らぐ現象がとらえられ、流れ場との対応などが考察されている。しかし、流れの三次元性により生じると考えられる揺らぎのメカニズムは示されていない。

本報では、流れ場の変動特性が高周波領域の現象であるために数値解による解析が有効と考えられる、 Re を1 000に設定した円柱まわりの流れの三次元計算を行った。用いた計算手法は、層流はく離する Re 領域では有効である、対流項に三次精度風上スキームを用いたナビエ・ストークス方程式の直接解法⁽¹²⁾⁽¹³⁾である。具体的には、まず、計算解の有効性を検証した。次に速度、圧力変動の時間・空間相関の解析を行い、流れの三次元性が発達するメカニズムについて考察した。

2. おもな記号

 C_d : 抗力係数

* 原稿受付 1997年3月21日。

*¹ 正員, (株)エイ・イー・エス (〒305 つくば市竹園1-6-1)。*² 正員, 東京大学生産技術研究所 (〒106 東京都港区六本木7-22-1)。*³ 正員, 機械技術研究所 (〒305 つくば市並木1-2)。

C_1 : 揚力係数

d : 円柱直径 m

F : 無次元周波数

k : スパン方向格子点

l : 計算領域無次元スパン

l_z : スパン方向無次元相関長さ

p : 圧力 Pa

Re : レイノルズ数 $= u_\infty d / \nu$

t : 時間 s

T : 無次元時間 $u_\infty t / d$

u_i : 速度の i 成分 m/s

u_∞ : 主流速度 m/s

x_i : 座標の i 成分 m

ν : 動粘性係数 m^2/s

ρ : 密度 kg/m^3

ω_i : 渦度の i 成分 s^{-1}

ξ : x_1 方向無次元距離 $\equiv x_1/d$

$\bar{a}$: 変数 a の時間平均

$\bar{a}$: 変数 a のスパン方向平均

$a^v(\xi)$: ($x_1/d = \xi$, $x_2/d = 1/2$) における変数 a の値

$a^c(\xi)$: ($x_1/d = \xi$, $x_2/d = 0$) における変数 a の値

3. 解析方法

3.1 計算方法 基礎式はナビエ・ストークス方程式(1)と連続式(2)であり, 圧力を求める際, 式(1)の発散をとり式(2)を考慮して得られる圧力のポアソン方程式(3)を用いる.

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} = -u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} \dots\dots\dots (1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \dots\dots\dots (2)$$

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x_i \partial x_i} = \frac{\rho}{\Delta t} \frac{\partial u_i}{\partial x_i} - \frac{\partial}{\partial x_i} \left(u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \dots\dots\dots (3)$$

計算アルゴリズムは, まず, 適当な圧力の初期値のもとに式(1)で速度場を求め, 次に, 求めた速度場のもとに式(3)を解いて圧力を求める. この圧力を使っ

て, 時間発展させながら再び式(1)で速度場を求めるものである. 対流項の差分化式は, 以下の三次精度風上スキームを用いた⁽¹³⁾.

$$u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \approx \bar{u}_{j(j)} [-u_{i(j+2)} + 8\{u_{i(j+1)} - u_{i(j-1)}\} + u_{i(j-2)}] / 12 \Delta x_j + |\bar{u}_{j(j)}| [u_{i(j+2)} - 4u_{i(j+1)} + 6u_{i(j)} - 4u_{i(j-1)} + u_{i(j-2)}] / 4 \Delta x_j \dots\dots\dots (4)$$

ただし, $u_{i(j)}$ は格子点 J における速度成分 u_i , また $\bar{u}_i$ は前ステップの速度である. その他の項は二次精度の中心差分, 時間的には二次精度の Crank-Nicolson 法を用いた. 本計算には差分法一般座標系熱流体解析コード「SCRYU」を改良して用いた.

3.2 境界条件 境界条件は, 図1に示す計算領域において, 円柱表面上は「滑りなし」, 外側境界は円柱の上流側(I)と下流側(II)の二つの領域に分割し, 上流側は一樣な水平速度成分 u_∞ を与え, 下流側は速度の境界法線方向微分と圧力を零とした. スパン方向には周期境界条件を課した.

4. 計算結果

4.1 解の格子依存性 まず, 比較のために計算した二次元計算の結果を含め, 解の格子依存性について検証した. 計算に用いた格子は, x_1 - x_2 平面内は O 形格子分割であり, 領域および分割格子数の詳細を表1にまとめる.

図2に Re に対する時間平均した抗力係数 $\bar{C}_d$ を示す. 三次元計算結果は C_d の時間ステップごとのスパン方向平均の時間平均で, 実線は実験値⁽¹⁴⁾ である.

二次元計算の結果から, x_1 - x_2 平面の格子分割数の妥当性を見る. Re が1000程度以下では, 分割数や領域の大きさを変えても $\bar{C}_d$ に大きな影響はない. 他方, Re が1000を超える場合は, 分割数を増やすと $\bar{C}_d$ が大きくなる傾向が見られ, 解が計算格子に依存する. また, 松宮らによる, 対流項に三次精度風上スキームを用いたことによる誤差評価⁽¹⁵⁾ では, 現在の

Fig. 1 Computation domain

Table 1 Domain size and meshes

Mesh No.	Dimension	Division	Wake	Span	Spanwise mesh size
2D-1	2D.	73 × 73	12d		
2D-2	2D.	105 × 105	22d		
2D-3	2D.	181 × 181	22d		
3D-1	3D.	73 × 73 × 12	12d	2.2d	0.2d
3D-2	3D.	73 × 73 × 41	12d	8d	0.2d
3D-3	3D.	73 × 73 × 81	12d	8d	0.1d

計算機の性能では $Re=1000\sim 10000$ 程度が信頼できる数値解を得られる Re の上限であるとの認識を得ている。今回計算した Re が1000程度の領域は x_1 - x_2 平面の格子分割に依存せず、解法としても妥当な領域である。

次に、 Re が1000の三次元計算について計算領域のスパン (l) とスパン方向分割数の計算結果への影響を見る。図2で、スパン方向の格子幅が等しい3D-1 ($l=2.2$: 記号■) と3D-2 ($l=8$: 記号●) の結果を比べると、 l が長い場合三次元効果がより大きく現れると予想された3D-2のほうが、二次元結果に近い $\bar{C}_d$ 値となっている。この理由を調べるため、これらの計算結果の流れの様子を観察した。

図3に円柱後流の $x_2=0$ 平面上の瞬時速度ベクトルを示す。3D-1、3D-2は流れのスパン方向の構造が単純で、時間・空間変動が小さいことが確認された。速度場がスパン方向に同じパターンを示す間隔は、3D-1では $2.2d$ 、3D-2では $4d$ で、3D-2のほうが大き

Fig. 2 $\bar{C}_d$ as a function of Re

い。このために、3D-2のほうが二次元計算に近い結果となったと考えられる。

一方、3D-3では流れのスパン方向の構造は複雑で、時間的・空間的な変動を示す。この格子では、計算領域に規定されたのではなく、物理的に解析された流れの構造が求まっていると思われる。スパンが短い場合、また、長くてもその分割数が少ない場合、妥当な計算結果が得られないことがわかった。 $l=6$ 、スパン方向分割数55の格子が用いられた、泉ら⁽¹¹⁾の計算においても、3D-3 ($l=8$, 分割数81)と同様の結果が得られていることから、3D-3の計算領域のスパンと分割数は妥当であると考えられる。

以下では、格子3D-3を用いた $Re=1000$ の計算結果について報告する。

4.2 流れの三次元性 C_l と C_d のスパン方向平均 ($\bar{C}_l$, $\bar{C}_d$) の時間変動を図4に示す。すでに報告されているように、図4(a)の三次元計算ではうなり現象が現れている⁽¹¹⁾。 C_d の時間平均値に注目すると、二次元計算に比べ三次元計算は実験値に近い値を示しており、実際の現象は三次元的であることを示唆している。

図5に揚力・抗力係数 C_l , C_d の長時間データのパワースペクトルを示す。二次元計算では、 C_l はカルマン周波数 $F=0.221$ とその奇数倍の、 C_d についてはカルマン周波数の偶数倍のピークを示している。一方、三次元計算では、 $\bar{C}_l$ は主たるピーク $F=0.191$ のほかにいくつかのピークが現れ、 $\bar{C}_d$ も主たるピーク $F=0.381$ のほかにいくつかのピークが現れる。 $\bar{C}_l$,

Fig. 3 Velocity field on $x_2=0$ plane

(a) 3D. computation

(b) 2D. computation

Fig. 4 Time history of C_1 , C_d

$\bar{C}_d$ がうなる原因は、このように周波数がわずかに異なるいくつかのモードが存在するため、これらのモードの位相が一致しているときは強め合い振幅が大きくなり、逆位相の場合は弱め合い振幅が小さくなるためと考えられる。

また、二次元計算では C_1 はカルマン周波数とその奇数倍のピークが得られたが、三次元計算でも $\bar{C}_1$ にカルマン周波数の3倍モードが現れている。これはカルマン渦によって励起された二次渦によると考えられる⁽¹⁶⁾。

4・3節では、三次元計算で得られた周波数がわずかに異なるいくつかのモードが現れる原因を明らかにするために、スパン方向の流れの構造を調べる。図6にスパン方向の全格子点の圧力、速度の時間変動データを取得した点を示す。

4・3 はく離点近傍の流れ うなり1周期分のデータの解析を実施すれば、カルマン周波数の主たるモードと隣接モードを分離して検討できると考え、 $\bar{C}_1$ の時間変動のうなり1周期分のデータを抽出し、スペクトル解析を実施した。うなりの特性周波数はある程度明らかであり、また、精度よく解像するには時間方向のデータが不足しているため、ウェーブレット変換のような時間周波数解析の手法は用いなかった。

図7に抽出したうなり1周期分の(a) $\bar{C}_1$, $\bar{C}_d$ と(b)はく離点近傍の速度 $\overline{u_i^v(0)}$ ($i=1, 2, 3$), 圧力 $\overline{p^v(0)}$

(a) 3D. computation

(b) 2D. computation

Fig. 5 C_1 and C_d power spectrum

Fig. 6 The output points

の時間変化を示す。 $u_i^v(0)$ は、円柱の角度 $\theta=85^\circ$ (θ の定義は図6)の位置で、壁面から10番目の格子点(壁面からの距離は $0.001d$)における値である。 $\bar{C}_1$ の時間変化に呼応して、 $\overline{u_1^v(0)}$, $\overline{u_2^v(0)}$, $\overline{p^v(0)}$ にもうなり現象が現れている。一方、スパン方向速度成分のスパン方向平均 $\overline{u_3^v(0)}$ はほぼ零になる。

スパン方向の流れの構造を調べるために求めた、 $u_1^v(0)$, $u_3^v(0)$ の自己相関係数を図8に示す。図8は、各スパン方向位置における時間相関係数をプロットしたものであり、スパン間の相関は考慮していない。図8中、 k はスパン方向位置を示す格子点番号であり、 $k=81$ にはスパン方向に平均した値をプロットした。

流れ方向の速度成分 $u_1^v(0)$ はカルマン渦放出周期 ($T \approx 5.2$)に支配されていることがわかる。スパン方向の速度成分 $u_3^v(0)$ は、カルマン渦放出周期の2倍程度の相関があるが、スパン方向の位置によってその周期は異なることがわかる。次に、各スパン位置での速度変動の周波数特性を詳しく調べるために、 $u_1^v(0)$,

(a) $\bar{C}_1, \bar{C}_d$ (b) $\overline{u_1^v(0)}, \overline{p^v(0)}$ Fig. 7 Time history of (a) $\bar{C}_1, \bar{C}_d$; (b) $\overline{u_1^v(0)}, \overline{p^v(0)}$

(a) Power spectrum

(b) Phase of main mode, +mode and beat mode

Fig. 9 Spanwise distribution of $u_1^v(0)$ power spectrum and phase (a) $u_1^v(0)$ (b) $u_3^v(0)$ Fig. 8 Auto-correlation coefficient of $u_1^v(0), u_3^v(0)$

$u_3^v(0)$ の時間変動量のパワースペクトルを求めた。

図 9(a) に、流れ方向の速度ベクトル $u^v(0)$ のパワースペクトルのスパン方向分布を示す。周波数 $F=0$ から $F=0.451$ までのパワーを低いモードから加え合せて示したものである。ただし、 $F=0.451$ より大きなモードのパワーは小さいためプロットしていない。

なお、 $k=81$ はスパン方向の平均値のパワーである。

図 9(a) を見るとカルマン渦放出のモード $F=0.190$ (以下、主モードと呼ぶ) のパワーが支配的で、また、主モードより少し大きい $F=0.214$ のモード (以下、+モードと呼ぶ) も全スパンにわたって一定の割合を占めている。また、主モードと+モードとの差のモード ($F=0.024$: 抽出したうねり 1 周期を周期とするモード) が大きな割合を占めていることがわかる。さらに、主モードの半分程度の周波数のモード ($F=0.071, F=0.095$) の存在が認められる。主モードの半分程度の周波数のモードを 1/2 モードと称し、後に $u_3^v(0)$ のパワースペクトルと合せて検討する。

差のモードの発生について調べてみる。図 9(b) に主モード ($F=0.190$)、+モード ($F=0.214$) および差のモード ($F=0.024$) の位相を示す。また、実線は+モードの位相と主モードの位相の差である。

主モードの位相は 40° 前後であり、これは図 7 で示した $\bar{C}_1$ と $\overline{u_1^v(0)}$ との位相差に一致する。 $\bar{C}_1$ の主モードの位相は 0° であった。+モードの位相は 220° 前後である。 $\bar{C}_1$ の振幅が小さい時刻からのうねり 1 周期分を抽出したので、+モードは主モードに対して 180° 位相が異なる。

一方、差のモードの位相は 180° 程度である。+モー

ドと主モードの位相差を表した実線と、差のモードの位相がよく一致していることより、ナビス・ストークスの方程式の対流項により、主モードと+モードの二つのモードが干渉し、差のモードが生じるとの考えが裏付けられる。

図10に、はく離点近傍のスパン方向速度成分 $u_3^U(0)$ のパワースペクトルのスパン方向分布を示す。 $u_3^U(0)$ に主モードは現れずそれよりも低いモード、特に $1/2$ モード ($F=0.071$, $F=0.095$) が大きな割合を占めている。これがどのような物理現象に対応しているかを調べた。

図11は $F=0.095$ のモードを取り出し、 $u_1^U(0)$, $u_3^U(0)$ の (a) パワーと (b) 位相のスパン方向分布を示

Fig. 10 Spanwise distribution of $u_3^U(0)$ power spectrum

(a) Power

(b) Phase

Fig. 11 $u_1^U(0)$, $u_3^U(0)$; Spanwise distribution of power and phase of $F=0.095$ mode

した図である。パワーの分布を見ると、 $u_1^U(0)$ のパワーの大きいところは $u_3^U(0)$ のパワーは小さく、逆に $u_1^U(0)$ のパワーの小さいところは $u_3^U(0)$ のパワーは大きく、強い相関がうかがえる。位相は、図9(b)で示した $u_1^U(0)$ の主モードの位相とは様子が異なり、図11(b)に矢印で示したように、 u_3 の変動の一つのピークで位相は保たれ、隣接するピーク間で変化する。これらは次に述べるように三次元渦 ω_2 がはく離点で生成されたことにより現れたモードと考えられる。

図12にはく離点近傍で三次元渦(渦対)が生成された場合の u_1 と u_3 のスパン方向分布を単純化したモデルを示す。これによれば、 u_3 の変動の大きいところが渦の中心と考えられ、ここでは u_1 の変動は小さい。逆に渦中心からはずれ、渦が隣接する位置では u_3 の変動は小さい。また、 u_3 の位相は、一つの渦で一定に保たれ、隣り合った渦の間では変化すると思われる。

図11では $F=0.095$ のモードを取り出したが、このモードはスパン方向の格子点番号、 $K=11$ から 41 のパワーが大きい。しかし、 $F=0.071$ のモードにつ

Fig. 12 Velocity distributions u_1 and u_3 generated by simplified vortex model around separation line

Fig. 13 Time history of $u_3^U(1/3)$ spanwise power spectrum

いては $K=41$ から 71 のパワーが大きいことを確認した。このことより、三次元渦は全スパンにわたって分布しているといえる。

はく離点近傍のデータの最後に、下流側位置 $\xi=1/3$ におけるスパン方向速度成分 $u_3^U(1/3)$ のスパン方向のパワースペクトルの時間変化を図 13 に示す。各時刻において、 d で無次元化した波数 0 から 1.25 までのパワーを低いモードから加え合せて示してある。図 13 中、実線は $\bar{C}_1$ の時間変化を示している。

$u_3^U(1/3)$ のスパン方向のパワーは、 $\bar{C}_1$ のうなりに伴い変化することがわかる。 $\bar{C}_1$ の振幅の大きい時刻 ($10 < T < 35$) では、 $u_3^U(1/3)$ のパワーの変動が大きく、この変動はカルマン渦放出に同期している。特に、無次元波数 0.375 や 0.5 のパワーが大きく、これらは無次元波長に直すと 2~2.7 程度である。これは、図 12 に示した渦対の大きさを表していると思われ、はく離点近傍のスパン方向相関長さ l_z の実験値⁽⁶⁾ に一致する。一方、 $\bar{C}_1$ の振幅の小さいところ ($T < 10, T > 35$) では、より大きな無次元波数のモードが存在し、スパン方向の渦構造は小さいといえる。

$\bar{C}_1$ の振幅の大きい時刻で、 $u_3^U(1/3)$ のパワーが極大

Fig. 14 $u_3^U(1/3)$ spanwise distribution at $T=19.83$ and $T=24.5$

Fig. 15 Time history of $u_3^U(2)$ spanwise power spectrum

値を示す時刻、 $T=19.83$ と $T=24.5$ の $u_3^U(1/3)$ のスパン方向の変動分布を図 14 に示す。二つの時刻で、変動の位相は逆になっており、次の極大 $T=30$ までが 1 周期であることがわかった。つまり、無次元波長 2~2.7 の渦対の時間周期は、カルマン渦放出周期の 2 倍程度であり、周波数に直すと 1/2 モードを示している。カルマン渦が放出されるタイミングで円柱表面のはく離点近傍で、順次、向きの異なる三次元渦(渦対)が生成されると考えられる。

4.4 後流の様子 はく離点と同じく $x_2/d=1/2$ 面上の下流側、 $\xi=2$ におけるスパン方向速度成分 $u_3^U(2)$ のスパン方向のパワースペクトルの時間変化を図 15 に示す。カルマン渦放出の周期で、 $u_3^U(2)$ のパワ

Fig. 16 Time history of $u_1^C(3/2)$, $p^C(3/2)$

(a) $u_1^C(3/2)$

(b) $u_3^C(3/2)$

Fig. 17 Spanwise distribution of $u_1^C(3/2)$, $u_3^C(3/2)$ power spectrum

も変動している。これは、図13に示した $u_3^u(1/3)$ の変動にも同期しており、三次元渦の流れ方向への伝ばあるいは、はく離点近傍の渦対に励起された二次的な流れの発生が予想される。

最後に円柱後流の逆流域中の1点、 $x_2/d=0$ 面上、 $\xi=3/2$ の速度変動データをスペクトル解析した結果を示す。図16に抽出した時間の速度 $\overline{u_i^c(3/2)}(i=1, 2, 3)$ 、および圧力 $\overline{p^c(3/2)}$ の時間変化を示す。逆流域中では、上下のカルマン渦放出の影響を受けるため、流れ方向速度成分 $\overline{u_1^c(3/2)}$ は主モードの2倍の周波数で変動している。 $\overline{u_i^c(3/2)}$ の符号を見ると、抽出した時刻の始めと終わり ($T<10, T>30$) では負、中間部 ($10<T<30$) では正となっている。 $\overline{u_i^c(3/2)}$ が正のときは逆流域の外側、負のときは逆流域の内側と考えられ、うなりに対応して逆流域の大きさが変化し、カルマン渦の位置や大きさが変化していることが予想される。

図17(a)に、流れ方向速度成分 $u_1^c(3/2)$ 、(b) スパン方向速度成分 $u_3^c(3/2)$ のパワースペクトルのスパン方向分布を示す。 $u_1^c(3/2)$ では、差のモード $F=0.024$ が大きい。また、図17(b)の $u_3^c(3/2)$ を見ると、はく離点近くだけでなく、逆流域中にも $1/2$ モードが存在していることがわかる。

最後に4・2～4・3節で用いたデータは、任意のうなり1周期分のデータを抽出したものであり、特異なデータではないことを付記する。

5. 結 言

レイノルズ数が1000の円柱まわりの三次元流れ計算を、三次精度風上スキームにより行った。計算結果は、円柱のスパンと計算領域の格子分割数に影響されるため、これらは慎重に決める必要がある。三次元計算結果は、二次元計算より精度よく実験結果を再現した。また流れの三次元性が発生するメカニズムを考察し、以下のことがわかった。

(1) 揚力・抗力係数やはく離点近傍の流れ方向の速度成分、圧力の時間変動にはうなり現象が生じ、それらのパワースペクトルにはカルマン周波数のメインのモードに隣接した複数のピークが存在する。

(2) メインのモードと、隣接したピークのモードとの差のモードが確認された。差のモードはうなり現象

に対応している。

(3) はく離点近傍の流れ方向およびスパン方向の速度成分には、三次元渦の生成によると考えられるカルマン周波数の $1/2$ 程度のモードが確認される。スパン方向の流れの構造はおもにこのモードによって形成される。

(4) 逆流域においても差のモードが確認され、また、三次元渦の影響が見られる。

以上の解析結果から揚抗力のうなり現象の発生機構に関しては、三次元渦が存在することではなく離領域の大きさにスパン方向の準周期的分布ができ、これがカルマン周波数に複数のピークを与える効果を生じるため、主モードと若干異なる周波数のモードが干渉して、差のモードが現れるものと考察する。

次報において流れを可視化し、本報の三次元渦のモデルの検証を行い、三次元渦の瞬時的、局所的な挙動や流れ方向への伝搬について報告する。

本論文をまとめるにあたり貴重なご助言をいただいた、新エネルギー・産業技術総合開発機構の今村博氏に感謝の意を表す。

文 献

- (1) 松宮輝, 第14回風力エネルギー利用シンポジウム講演論文集, (1992-12), 7-19.
- (2) Lissaman, P. B. S., *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **15**(1983), 223-239.
- (3) Williamson C. H. K., *Phys. Fluids*, **31**(1988), 3165-3168.
- (4) Williamson, C. H. K., *J. Fluid Mech.*, **206**(1989), 579-627.
- (5) Williamson, C. H. K., *J. Fluid Mech.*, **243**(1992), 393-441.
- (6) 横井嘉文・ほか1名, 機論, **57**-534, B(1991), 427-433.
- (7) 横井嘉文・ほか1名, 機講論, No. 920-17, B(1992), 49-51.
- (8) 石川仁・ほか3名, 機論, **62**-598, B(1996), 2180-2186.
- (9) Shirayama, S., Ohta, T. and Kuwahara, K., *AIAA Paper*, 87-0605(1987).
- (10) 茂利一紘・ほか2名, 第4回数値流体力学シンポジウム論文集, (1990), 503-506.
- (11) 泉元・ほか4名, 機論, **60**-579, B(1994), 3797-3804.
- (12) Leonard, B. T., *Comput. Methods. Appl. Mech. Eng.*, **19**(1979), 59-98.
- (13) Kawamura, T. and Kuwahara, K., *AIAA Paper*, 84-0340(1984).
- (14) 機械工学便覧, A5編, (1986), 99, 丸善.
- (15) 松宮輝・ほか3名, 機論, **59**-566, B(1993), 2937-2943.
- (16) 木枝香織・ほか3名, 機講論, No. 96-1, III(1996), 1-2.