風力タービン用翼型に発生するはく離泡及び翼特性の数値解析*

木枝 香織^{*1}, 小垣 哲也^{*2}, 松宮 輝^{*3}
谷口 伸行^{*4}, 小林 敏雄^{*5}Numerical Simulation of a Separation Bubble on an Airfoil for
Wind Turbines and Its Aerodynamic CharacteristicsKaori KIEDA^{*6}, Tetsuya KOGAKI, Hikaru MATSUMIYA,
Nobuyuki TANIGUCHI and Toshio KOBAYASHI^{*6} AES Co., Ltd., Mitsui Bldg. 7 F, 1-6-1 Takezono, Tsukuba-shi, Ibaraki, 305-0032 Japan

In order to predict and understand the low Reynolds number phenomena observed on wind turbine blades, especially formation of separation bubbles, the flow fields around an airfoil for wind turbines are numerically analyzed in the condition that a separation bubble is observed in wind tunnel experiments. The results from three-dimensional unsteady analysis using a finer grid system show a discontinuity in the pressure coefficient distribution around the airfoil. This discontinuity captures the formation of a separation bubble at a certain location, which shows good agreements with experimental results. From visualization of flow fields, the mechanism of separation bubbles is recognized as follows: after vortex formation and growth in the separated boundary layer, the vortex distortion and transition to 3-dimensionality follow, then the flow field becomes fully turbulent. The power spectrums of pressure field from experiments support this feature.

Key Words: Blade, Separation, Computational Fluid Dynamics, Three-dimensional Flow, Turbulent Flow, Separation Bubble, Wind Turbines, Unsteady Flow, Finite Difference Method

1. 緒 言

風力タービンプレードは航空機等の翼と比較して低い Reynolds 数領域 ($Re=10^5 \sim 10^6$) で作動するため、大規模な層流はく離や、層流はく離後の乱流遷移、その後の流れの再付着によるはく離泡の形成など複雑な現象が発生する⁽¹⁾。これらの現象解明や予測は、風力タービンの性能評価や風力タービン用新翼型の開発に重大な関心事であり⁽²⁾、これらの現象が本質的に非定常で 3 次元的事であることに着目している⁽³⁾。特に、はく離泡の形成によって、大規模な層流はく離が抑えられ翼性能は高く維持されるため、そのメカニズムの物理的理解は重要である。

翼まわりの流れ場の失速タイプは、Tani⁽⁴⁾によると 3 つに分類される。第一は後縁失速と呼ばれる後縁付近の乱流はく離であり、第二は前縁失速と呼ばれる前縁近傍の層流はく離であって再付着を伴わないもの、

第三は薄翼失速と呼ばれ、層流はく離後乱流再付着し、はく離泡を形成するものである。薄翼失速で形成されるはく離泡は、翼まわりの圧力分布にほとんど影響を与えない short bubble (SB) と、SB がパースト後再付着して形成される long bubble (LB) とに区別される。

李家ら⁽⁵⁾は実験によって SB と LB を捉えた。彼らは NACA63-009 翼型、 $Re=8.3 \times 10^4$ 、迎え角 (α) = 7° で形成される SB と、 $\alpha=9^\circ$ で形成される LB の流れ構造を比較し、SB 内では、層流はく離点よりある程度下流で乱れ応力が成長し始め、再付着点で最大に達する一方、LB 内では、層流はく離直後から乱れ応力が成長し始め、最大値に達した後、再付着点に近づくにつれて徐々に減少していくと指摘した。

はく離泡の非定常性に着目した翼型まわりの実験的研究では、LeBlanc ら⁽⁶⁾は、Liebeck LA2573A 翼型、 $Re=2.35 \times 10^5$ 、 $\alpha=4^\circ$ の設定ではく離泡内の速度変動を計測し、そのパワースペクトルにはピーク周波数が存在すること、スペクトルのピークが最大になる翼弦位置近傍ではピーク周波数の 2 倍、3 倍のモードが捉えられること、再付着位置より下流側では乱流の典型的なスペクトルになることを観察している。

* 原稿受付 2002 年 4 月 18 日。

^{*1} 正員, (株)エイ・イー・エス(☎ 305-0032 つくば市竹園 1-6-1)。^{*2} 正員, 産業技術総合研究所(☎ 305-8564 つくば市並木 1-2)。^{*3} 正員, フェロー, 産業技術総合研究所(☎ 305-8564 つくば市並木 1-2)。^{*4} 正員, 東京大学情報基盤センター(☎ 113-8658 東京都文京区弥生 2-11-16)。^{*5} 正員, フェロー, 東京大学生産技術研究所(☎ 153-8505 東京都目黒区駒場 4-6-1)。

E-mail: k.kieda@aist.go.jp

Navier-Stokes 方程式 (N-S 方程式) を直接解く数値流体力学 (Computational Fluid Dynamics: CFD) による研究では, Lin *et al.*⁽⁷⁾ や Tatineni *et al.*⁽⁸⁾ による 2 次元計算で, はく離泡の流れ構造が再現されたとの報告がある. $Re=10^5$ のオーダーにおける翼型まわりの Large Eddy Simulation (LES) では, Fujiwara *et al.*⁽⁹⁾ が翼列について, 加藤⁽¹⁰⁾ が単独翼について, はく離泡のシミュレートに成功している. 加藤は Subgrid scale (SGS) モデルに Smagorinsky モデルを適用したものと, Dynamic Smagorinsky モデル (DSM) を適用したものと結果を比較し, Smagorinsky モデルでは層流境界層などに過大な SGS 渦動粘性が作用し, 解析結果が実測値と異なることを指摘している. 同様に, 松尾⁽¹¹⁾ は $Re=1.5 \times 10^6$, マッハ数 0.5 の翼まわりの圧縮性 LES 計算に Smagorinsky モデルを適用し, SGS モデル見直しの必要性を指摘している. $Re=10^7$ のオーダーの流れに関して, Spalart⁽¹²⁾ は境界層とはく離の計算にはレイノルズ平均モデル (RANS モデル) を用い, はく離位置より下流側は LES 計算とする Detached Eddy Simulation (DES) を提案している.

一方, LES に関するレビューの中で Lesieur *et al.*⁽¹³⁾ は, 陽的な SGS モデルの適用に代えて対流項に風上差分スキームを適用し, その数値拡散によって SGS モデルの効果を得る手法を紹介しており (Pseudo-Direct Numerical Simulation: PDNS), 慎重に結果を調べる必要があるが, 有効なケースがあることを指摘している. また Kogaki *et al.*⁽¹⁴⁾ は, LES における安定化スキームとしての風上差分による数値拡散の影響について検討している.

本研究の目的は, 低 Re 領域のブレード性能に重要な役割を担う, はく離泡形成の現象解明である. 上述の研究結果の検討から有効と考えられる 3 次元非定常 CFD 手法を構成して, はく離泡形成のシミュレーションを実施し, はく離泡の流れの構造について考察する. 現状では, Re 数が 10^5 以上の翼まわりの計算に直接数値計算 (DNS) の解像度を要求することは困難なことから, 陽的 SGS モデルとして DSM を適用した LES による解析と, 風上差分スキームの数値拡散により SGS モデルの効果を得る PDNS による解析を実施し, 両者の解析結果を比較・検討する.

解析対象は風力タービン用に設計された 2 種類の翼型 MEL012 と M-F071 であり, これらは風力タービンに適した性能を持つ翼型 MEL002⁽²⁾ を元に設計された. MEL002 の翼面座標を多項式表示したものが MEL012 で翼型特性は類似している. MEL002 の高 Re 領域での性能低下等に改善を施した翼型が M-F071 である⁽¹⁵⁾.

2. おもな記号

c	: 翼弦長 [m]
C_d	: 抗力係数 $=D/(\frac{1}{2}\rho u_\infty^2 c)$, D : 抗力
C_l	: 揚力係数 $=L/(\frac{1}{2}\rho u_\infty^2 c)$, L : 揚力
C_m	: モーメント係数 $=M/(\frac{1}{2}\rho u_\infty^2 c^2)$, M : モーメント
C_p	: 圧力係数 $=(p-p_\infty)/(\frac{1}{2}\rho u_\infty^2)$
p	: 圧力 [Pa]
p_∞	: 無限遠での圧力 [Pa]
Re	: レイノルズ数 $=u_\infty c/\nu$
t	: 時間 [s]
T	: 無次元時間 $=u_\infty t/c$
u_i	: 速度の i 成分 [m/s]
u_τ	: 壁面摩擦速度 $=(\tau_w/\rho)^{1/2}$ [m/s]
u_∞	: 主流速度 [m/s]
x_i	: 座標の i 成分 [m]
y^+	: 無次元距離 $=u_\tau \Delta y/\nu$, Δy : 壁面からの距離
α	: 迎え角 [Deg.]
ρ	: 密度 [kg/m ³]
ν	: 分子動粘性係数 [m ² /s]
ν_t	: 乱流動粘性係数 [m ² /s]
τ_w	: 壁面摩擦応力 [N/m ²]

3. 解析方法

3・1 数値解法 非圧縮非定常な 3 次元流れ場を, 一般座標系におけるコロケート格子系有限差分法で解いた. 基礎式は N-S 方程式(1)と連続式(2)である.

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (u_j u_i) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \quad (1)$$

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

PDNS の対流項差分スキームには, QUICK スキーム⁽¹⁶⁾を選択した. これは $[u_j u_i]$ を以下のように定義し, 対流項を式(3)のように発散型で解く. 但し J は格子点を表すインデックス, δ は差分演算子を表している.

$$[u_j u_i]_{J+1/2} = \begin{cases} u_j(J+1/2) \frac{-u_i(J-1) + 6u_i(J) + 3u_i(J+1)}{8} & u_j(J+1/2) > 0 \\ u_j(J+1/2) \frac{3u_i(J) + 6u_i(J+1) - u_i(J+2)}{8} & u_j(J+1/2) < 0 \end{cases}$$

$$\frac{\delta}{\delta x_j} (u_j u_i) = \frac{[u_j u_i]_{J+1/2} - [u_j u_i]_{J-1/2}}{\Delta x_j} \quad (3)$$

式(3)は Taylor 展開を用いて式(4)のように変形でき, 従って, QUICK スキームでは 4 次中心差分スキーム

に 3 階の数値分散と 4 階の数値拡散項が付加されており, これらは陰的な SGS モデルとも解釈できる^{(13), (14)}.

$$\frac{\delta}{\delta x_j} (u_j u_i) = u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{1}{24} u_j \frac{\partial^3 u_i}{\partial x_j^3} \Delta x_j^2 + \frac{1}{16} |u_j| \frac{\partial^4 u_i}{\partial x_j^4} \Delta x_j^3 + O(\Delta x_j^4) \quad (4)$$

一方, 陽的な SGS モデルを適用する LES では, 式(1)にフィルター操作を施す. フィルターを施された変数 ψ を $\bar{\psi}$ と表すと,

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{u}_j \bar{u}_i) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\tau_{ij}}{\rho} \quad (5)$$

$$\tau_{ij} = \overline{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j : \text{SGS 応力} \quad (6)$$

$\bar{u}_i$: Grid scale (GS) 成分

となる. τ_{ij} は分子粘性からの類推で以下のようにモデル化される.

$$\tau_{ij} = -2\nu_t \bar{S}_{ij}, \quad \bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (7)$$

局所平衡を仮定し, ν_t を次元的考察から粘性散逸 ε と空間フィルター幅 Δ で表したものが Smagorinsky モデルであり, 以下のようになる.

$$\nu_t = -2C\Delta^2 |\bar{S}|, \quad |\bar{S}| = \sqrt{2 \bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij}} \quad (8)$$

ここで, C はモデル係数である. DSM では, 式(5)にさらにフィルター操作を施し, 直接計算されている GS 速度場から最小スケール成分を抽出することによりモデル係数 C を動的に決定する^{(17), (18)}. 本計算では, モデル係数 C はスパン方向に平均した値を用い, 分母が 10^{-5} より小さいときは $C=0$ とした.

LES において, 数値拡散が乱流モデルの SGS 成分より大きくなることは好ましくない. そのため対流項に 4 次精度中心差分を適用したが, 速度場に振動が現れた. これを抑えるために速度場に陽的にフィルターをかけた^{(19), (20)}. 以下の関数を定義し,

$$\psi 1(i) = \frac{\psi(i+1) + \psi(i-1)}{2} \quad (9)$$

$$\psi 2(i) = \frac{\psi(i+2) + \psi(i-2)}{2} \quad (10)$$

$$\psi 3(i) = \frac{\psi(i+3) + \psi(i-3)}{2} \quad (11)$$

陽的フィルターを施された変数 $\hat{\psi}(i)$ を

$$\hat{\psi}(i) = A \cdot \psi(i) + B \cdot \psi 1(i) + C \cdot \psi 2(i) + D \cdot \psi 3(i)$$

とおくと, Taylor 展開を用いる手法により,

$$\hat{\psi}(i) = (1 - 10D) \cdot \psi(i) + 15D \cdot \psi 1(i) - 6D \cdot \psi 2(i) + D \cdot \psi 3(i) \quad (12)$$

と表せ, D の選択に任意性が残る. このとき,

$$\hat{\psi} \approx \psi + \frac{D}{2} \cdot \psi^{(6)} \Delta i^6 \quad (13)$$

であり ($\psi^{(6)}$ は ψ の 6 階微分), 速度場に陽的フィルターを施した場合には, 速度の 6 階微分の項が生じ, 一般曲線座標系を用いている場合これは連続式の残差となる. D の値を小さくとれば, フィルターの効果が緩和されるが, 残差の影響も小さい. Lele⁽¹⁹⁾によれば, D は $1/32$ であるが, 本計算では試行錯誤の結果, $D=1/128$ とし, 25 サイクルに 1 回陽的フィルター操作を施した.

N-S 方程式のその他の項は 2 次精度の中心差分, 時間進行法は, 対流項には 2 次精度 Adams-Bashforth 法, 粘性項に Crank-Nicolson 法を適用した. 解析に用いたコードは小垣によるものである^{(21), (22)}.

3・2 境界条件 境界条件は, 翼型表面上は「滑りなし」とし, 流入条件は乱れの無い一様流速を与えた. 流出境界では速度に対流境界条件⁽²³⁾を課し, $p=0$ とした. スパン方向には周期条件を課した.

4. 解析結果

4・1 はく離泡シミュレートと格子依存性 PDNS により, 翼型 MEL012 まわりの流れ場を $Re=2 \times 10^5$, $\alpha=4^\circ$ の設定で計算し, 格子依存性を調べる.

解析格子を図 1 に示す. C 型格子を採用し, 楕円型偏微分方程式を解いて滑らかな格子を作成した⁽²⁴⁾. 後流域の長さは翼弦長 c の 18 倍とり, スパンは $0.5c$ とした. 時間間隔は $\Delta t=3.3 \times 10^{-5}$ とした. 表 1 に計算に用いた 3 種類の格子を示す. GRID1 は粗い分割, GRID2 と GRID3 は x_1 - x_2 平面内の分割は同じで, はく離泡が形成される付近に格子点を密に配置しており, GRID2 に比べ GRID3 は x_3 方向の分割を細かくした.

図 2 は翼まわりの圧力係数分布であり, 横軸の x/c は, 翼の前縁から翼弦に沿った長さを翼弦長で割ったものである. ◆示した風洞実験結果⁽²⁵⁾には, 翼上面の $x/c=0.58$ から 0.74 の領域にはく離泡の存在を示す不

Figure 1 MEL012, The computational grid

Table 1 Grid points

Case	Grid points	Grid points on the airfoil contour
GRID1	71x299x25= 530,725	197
GRID2	71x343x25= 608,825	241
GRID3	71x343x49=1,193,297	241

Figure 2 MEL012, $Re=2 \times 10^5$, $\alpha=4^\circ$; Pressure coefficient around the airfoil

連続部が存在する。粗い格子 GRID1 の計算結果には C_p 分布に不連続部は現れないが、細かい格子分割の GRID2 と GRID3 の計算結果には、実験結果と同じ位置に同様の不連続部が現れ、はく離泡の形成を捉えていると考えられる。

はく離泡を捉えた GRID3 を用いた計算結果では、平均流の流線に、はく離泡を示す流れのはく離領域が現れており、速度変動の値は再付着点近傍である $x/c=0.74$ 近傍でピークを示した⁽²⁶⁾。李家らによる SB についての実験結果⁽⁵⁾では、乱れ応力は再付着点付近で最大に達するという。また、翼まわりの C_p 分布への影響が不連続を示す領域に限られていることから、ここで形成されるはく離泡は SB に分類される。

4・2 解析手法の比較とはく離泡のメカニズム
はく離泡を捉えた GRID3 の計算結果について、PDNS による計算結果と LES による計算結果を比較し、乱流解析手法による結果の違いを調べる。

DSM を適用した LES の SGS モデルがどのように機能しているかを調べるために、図 3 に瞬時の v_i 分布を v との比で示す。図中に示した x/c の値は、図中の直線と翼上面との交点が係る x/c の位置を示している。 v_i は概ね再付着領域である $x/c=0.74$ 付近より下流側及び後流に分布している。この領域の計算結果には流れの非定常性と 3 次元性が顕著に表れ、乱流遷移していると考えられる領域であり、翼面近傍では 0 であることから物理的に妥当な分布を示している。

図 4 は翼まわりの圧力係数分布である。実線が LES による計算結果、破線が PDNS による計算結果であり、両計算結果ともに実験結果と同じ領域に不連続部

Figure 3 MEL012, $Re=2 \times 10^5$, $\alpha=4^\circ$; Distribution of v_i normalized by v Figure 4 MEL012, $Re=2 \times 10^5$, $\alpha=4^\circ$; Pressure coefficient around the airfoil Figure 5 MEL012, $Re=2 \times 10^5$, $\alpha=4^\circ$; Velocity Profile

が存在し、はく離泡の形成を捉えている。両者の違いははく離が始まる領域と再付着する領域に現れており、LES 計算結果の方が実験結果に近い。

図 5 に翼上面の平均流の速度と乱れのプロファイルを示す。実線が LES による計算結果、破線が PDNS による計算結果であり、◇で示したものは、MEL002, $Re=1.3 \times 10^5$ の風洞実験結果である⁽²⁷⁾。この条件においてもはく離泡の形成が確かめられているが、計算とは Re が異なるためここでは定性的な比較に限定する。また、実験は熱線流速計により測定されたため、逆流域の計測精度には限界がある。翼面上のはく離泡は、 α が同じで Re が異なるとき、はく離点は大きな影響を受けないが、再付着点は Re が大きいほど乱流遷移が早く起きるため前縁側に移動し、はく離泡は小さくなる。ここでは Re が異なる実験結果と計算結果とを比較するために、はく離泡の大きさを揃える変換を実験結果の翼弦方向の位置 x/c に施した。翼面に垂直な方向 (y/c) には変換は施していない。また、 C_p 分布から見積もられる最大速度を一致させるため、 $\{U(Re=2 \times 10^5)|_{\max}/U(Re=1.3 \times 10^5)|_{\max}\} \cdot u$ という変換を、実験結果の速度 u に施した。ここで、 $U|_{\max}$ は C_p より計算される翼まわり速度 $U=(1-C_p)^{1/2}$ の最大値である。

図 5 を見ると、双方の計算結果ともに、 $x/c=0.63$, $x/c=0.71$ で逆流域が形成され、その後、 $x/c=0.78$ では逆流域はなくなり平均流は再付着している。 $x/c=0.58$, $x/c=0.63$ では、実験結果の境界層厚さは LES の計算結果と同等かより薄い。計算と同じ設定条件である $Re=2 \times 10^5$ の実験結果では、境界層はさらに薄いと想像され、LES 計算結果の方が PDNS 計算結果と比べ実験結果に近いことが裏付けられる。 $x/c=0.71$ では、PDNS による計算結果と実験結果が良く一致しているが、設定条件より低い Re の実験結果との一致は、数値粘性による粘性の増大により、設定した $Re=2 \times 10^5$ よりも低い Re になっていると解釈できるだろう。

計算結果の乱れ成分は、はく離泡上流域の $x/c=0.58$, $x/c=0.63$ においても、実験値と比較し大きな値を示している。設定 Re の違い等を考慮してもなお、はく離領域に形成される流れの変動成分が、実験的に得られるものと比較して強いことが想像される。その原因解明は格子サイズとの関係なども含め今後の検討課題である。変動成分に関しては、後に風洞実験による圧力の非定常データとも比較し検討する。

図 6 に、瞬時の圧力場からスパン方向に平均した値を引いた値 $dp=p-\langle p \rangle$ の等値面で流れの様子を示す。 $\langle \rangle$ は、スパン方向に平均した値を示しており、 p は ρu_∞^2 で無次元化している。 dp が局所的に負を示す領

Figure 6 MEL012, $Re=2 \times 10^5$, $\alpha=4^\circ$; Surface plots of $dp=p-\langle p \rangle$ ($\langle \rangle$: spanwise mean)

域が渦運動の特徴を表現しているとみなし、 dp の負の等値面に着目する。両手法の計算結果ともに流れがはく離する領域にライン状の分布が観察されるが、これはスパン方向に平均した渦中心位置と、実際の 3 次元的な渦中心の分布とのずれにより生じ、この領域での渦の曲がり方を示している。これより下流側は、より細かい流れの 3 次元渦構造が存在し、乱流への遷移を現していると考えられる。翼の後縁付近には dp 等値面のアーチ型の構造が観察され、アーチ型の渦構造の存在が推論される。再付着点より下流の領域では、PDNS による計算結果により多くの渦構造が観察されるが、これは PDNS で計算される渦の方が強いのである。乱流遷移以降の渦の強さに違いはあるものの、はく離泡のメカニズムに代表される大きな流れの構造には、乱流解析手法の違いに起因する顕著な相違は見られなかった。

LES 計算結果の瞬時速度場において、流れの様子を可視化実験結果と比較する。図 7 (a) は、はく離点の上流に配置したパーティクルの動きを曲線で表示したもので、(b) は、レーザーライトシート法による MEL002 翼型の流れの可視化結果（シャッタースピード $1/4000s$ 、デジタルビデオカメラにて撮影）であり、 $Re=1.3 \times 10^5$ の結果である⁽²⁵⁾。層流はく離後の境界層の発達と渦の巻き上がりが確認でき、より下流では 3 次元的に複雑な軌跡を示し、シミュレーション結果と実験結果は良く一致する。この流れの様子は PDNS による結果とも一致し⁽²⁶⁾、はく離泡とは、層流はく離後のはく離境界層のなかで発達してきた渦が成長し強くなり、境界層外側から流れを巻き込み、その後 3 次元的に複雑化していく過程と推察される。

Figure 7 Flow patterns

Table 2 Time averaged C_l and C_d

Case	C_l	C_d (From pressure)	C_d	C_m
Experiment ⁽²⁵⁾	0.922	0.015		-0.115
GRID1(PDNS)	0.903	0.014	0.020	-0.113
GRID2(PDNS)	0.891	0.017	0.022	-0.112
GRID3(PDNS)	0.931	0.020	0.025	-0.123
GRID3(LES)	0.918	0.016	0.021	-0.116

翼型 MEL012 の計算ケースについて、時間平均された C_l , C_d と C_m を表 2 に示す。実験結果は翼まわりの C_p 分布から求めた。計算結果は表面摩擦による影響も含むが、From pressure と記した C_d は翼まわりの C_p 分布から求めた。LES による計算結果が最も実験値に近く、精度が良いといえる。

これらの計算には、日立製並列型スーパーコンピュータ SR8000 の 1 ノードを使用し、PDNS 計算には 1 タイムステップあたり約 3.3 秒、LES 計算には約 8 秒かかった。この違いは、圧力収束の繰り返し回数の違いによる。また、LES 計算では圧力の収束が悪い時間ステップが存在し、この改善は今後の課題である。

4・3 はく離泡の流れ場 この節では、PDNS による翼型 M-F071 の $Re=2.0 \times 10^5$, $\alpha=10$ 度の設定の計算結果を示す。格子分割数は $84 \times 411 \times 49$ (約 170 万点) で、計算領域の大きさは後流域の長さは $14c$, 上流側は $8c$, スパンは $0.5c$ とした。時間間隔は $\Delta T=5.0 \times 10^{-5}$ であり、妥当性検証のため 2 次元計算も実施した。

C_p 分布を図 8 に示す。実線が 3 次元計算結果、破線が 2 次元計算結果であり、2 次元計算結果は無次元時間 18 の時間平均、3 次元計算結果は無次元時間 5 の時間平均とスパン方向平均をとった。3 次元計算結果には、実験結果⁽²⁸⁾と同じ位置にはく離泡の存在を示す不連続が存在し、はく離泡シミュレーションの再現性が確認された。2 次元計算結果にも、実験の不連続部と同じ位置に不連続部が現れるが、これより下流側で実験値と合っていない。2 次元の計算ケースにおいて平均流の流れを調べたところ、第二のはく離領域

Figure 8 $Re=2 \times 10^5$, $\alpha=10^\circ$; Pressure coefficient around the airfoilTable 3 M-F071, $Re=2 \times 10^5$, $\alpha=10^\circ$; Time averaged C_l , C_d

Case	C_l (From pressure)	C_l	C_d (From pressure)	C_d	C_m (From pressure)
Exp. ⁽²⁸⁾	1.305		0.024		-0.063
2-D.	1.370	1.400	0.032	0.494	-0.097
3-D.	1.401	1.403	0.025	0.029	-0.092

(図中、Extra bubble と示した領域) が下流側に形成されていることが判明した。再付着後の流れは 3 次元流れ場が支配的となり、これを考慮しない 2 次元計算では正しく現象がシミュレートされないと考えられる。

表 3 は平均流の C_l , C_d と C_m である。From pressure と示したものは、翼まわりの圧力分布から求めており、それ以外は表面摩擦を考慮している。2 次元計算、3 次元計算ともに C_l が高めである。M-F071 の翼型形状データは関数ではなく、座標値で与えられた。格子生成を簡略化して座標データ補間に Spline 関数を適用したため、翼先端部などに実験模型形状と若干の差異があり、 C_l 予測に誤差を生じたものと考えられる。しかし、全体の圧力分布やはく離位置などから判断してはく離にいたる境界層の流れ性状は、ほぼ正しく再現されているものとみなせる。表面摩擦を考慮すると 2 次元計算の C_d 値が実験結果と大きく異なる。渦の強さやその挙動が実際の現象と異なるため、これらの渦による表面摩擦が過大評価されるためと考えられる。

図 9 に、はく離泡形成領域の圧力パワースペクトルを示す。風洞実験結果は早稲田による⁽²⁸⁾。横軸は一樣流速と翼弦長 c で無次元した周波数である。 $x/c=0.325$ 付近でピークが現れ、下流にいくにつれピーク周波数のパワーは増加し、 $x/c=0.4$ 近傍で最大となりこの領域で 2 つのピークが観察される。さらに $x/c=0.5$ では全体のパワーレベルの減少が観測された。これらの様子は、ピーク周波数の予測に誤差はあるが、計算結果と実験結果で定性的に一致する。このようなパワースペクトルの変化は、図 7 に示したはく離した境界層と渦の成長、その後の複雑化の過程に対応して

いると考えられる。

$x/c=0.5$ より下流領域の計算結果は、 $F>30$ の周波数領域で実験結果より低めのパワーを示し実験結果と合っており、また $10^{-7/3}$ で減少することを再現できなかった。凍結乱流の仮定から格子サイズを時間間隔に変換し、解像できる周波数を見積もる。 $x/c=0.5$ から下流領域において、翼に沿う方向の格子サイズは $\Delta x/c=0.0075\sim0.01$ である。対流速度は一様流速度に等しく 1 と考えると $\Delta T=0.0075\sim0.01$ 、解像出来る周波数は $100\sim133$ 、ナイキストの周波数を考えると $50\sim60$ 程度となる。格子で解像できる最小のスケールには誤差があると考えられ、この領域でより細かい格子を用いることにより、スペクトルの改善が期待される。

図 10 は振幅が最大となる $x/c=0.4$ 付近における、スパン方向一断面上の瞬時の流れ場を、速度ベクトルとスパン方向速度成分の分布で示している。強くなった渦と壁面との干渉により、逆方向に回転する 2 次渦の形成が観察された。この領域のパワースペクトルに 2 つのピークが現れたのは、この 2 次渦に起因すると推測される。また、この領域で、スパン方向速度成分も認められるようになり、流れの 3 次元性も顕著に現れ

Figure 9 M-F071, $Re=2\times 10^5$, $\alpha=10^\circ$; Power spectrum of pressure

Figure 10 M-F071, $Re=2\times 10^5$, $\alpha=10^\circ$; Secondary vortex

ることが確認された。

4・4 格子解像度に関する考察

壁面垂直方向の第一格子までの距離を Δy 、翼に沿う方向の格子間隔を Δx とし、これらを u_τ/v で無次元化した y^+ 、 x^+ の値により、格子解像度を検討する。 u_τ は、計算で求めた速度場から $u_\tau=[v(\partial u/\partial y)_{wall}]^{1/2}$ によって求めた。

MEL012 の解析結果について、翼上面の y^+ 、 x^+ の分布を図 11 に示す。 y^+ に関しては、どの計算ケースも翼前縁付近の加速領域で $y^+\sim 2$ 、剥離泡が形成される領域では 0.5 程度であり粘性低層内に格子が数点取られ、滑りなし条件適用の目安を満足している。 Δy の大きさはほぼ一定で、MEL012 は $\Delta y/c\approx 8\times 10^{-5}$ 、M-F071 は $\Delta y/c\approx 9\times 10^{-5}$ である。従って y^+ の分布は、オーダーは異なるが u_τ の分布に等しい。はく離泡のシミュレートに成功した計算ケースでは、渦が強く巻き上がる領域に y^+ (u_τ) のピークが現れており、その領域で壁面との摩擦が大きいことがわかる。

x^+ に関しては、はく離泡を捉えることが出来なかった GRID1 では x^+ の最大は 150 を越える値であり、これでは粗いといえる。はく離泡のシミュレートに成功したケースでは、渦が巻き上がる領域で $x^+=80$ 、層流はく離する領域や再付着後の領域で $x^+=10\sim 40$ 程度である。チャンネル流れに関する Kim ら ⁽²⁹⁾ の DNS の例では、 $x^+\sim 12$ 、 $z^+\sim 7$ の格子幅で妥当な u_1 、 u_3 の 1 次元エネルギー Spektrum が得られたと報告されており、本計算ではこれより幾分大きい値であることが判明した。しかしながら、 x^+ は流れ解析で求めた速度場より計算されるため、求めた流れ場に依存する値となり、解像度の指針とする際には慎重が必要と思われる。はく離泡の例では渦の巻き上がり領域と再付着後の領域で、その値がかなり異なることも考慮する必要がある。また、本研究でシミュレートされたはく離泡は比較的大きなものである。より高 Re 、高迎角、または異なる翼形状では、最低圧力係数の値が下がり、大きな逆圧力勾配下でより小さなはく離泡が形成される。このような場合の格子解像度の評価には、 u_τ による評価と併せ、圧力勾配による評価が必要であろう。

Figure 11 MEL012, $Re=2\times 10^5$, $\alpha=4^\circ$; The grid spacing on the upper surface

5. 結 言

今回の解析で、はく離泡形成が 3 次元 CFD 計算でシミュレートされ、そのメカニズムは一定程度明らかとなった。はく離泡形成のメカニズムにおいて流れの非定常性および 3 次元性が本質的であることが判明した。本研究で得られた知見を以下に示す。

(1) LES と PDNS の両手法による計算結果において、翼まわり C_p 分布には、実験結果と同様な不連続部が現れ、はく離泡の形成が捉えられた。

(2) LES による結果は、PDNS による計算結果と比べ、実験値とより良く一致した。

(3) はく離泡のメカニズムは、はく離した層流境界層の発達と渦への巻き上がり、その後の渦構造の 3 次元的な複雑化の過程と理解される。

(4) 2 次元計算は、流れの 3 次元への遷移を捉えられないため、3 次元流れが支配的な領域の流れ場を正しく再現できないことが明らかとなった。

(5) はく離泡が形成される領域の圧力変動を風洞実験結果と比較した結果、定性的に一致した。

(6) 渦が発達した領域に、壁面との干渉による 2 次元渦の形成が観察され、またこの領域で流れの 3 次元性も顕著に現れることが確認された。

今回の解析で数値風洞としての第一歩が踏み出され、今後は、今回の解析手法を風力タービン用翼型でしばしば発生する低迎角、低 Re での性能低下や、高迎角における前縁失速、高迎角で発生するヒステリシスなどの解析に適用し、翼まわりの流れの解明や予測に貢献することが期待される。

本研究をまとめるにあたり、貴重な実験データを提供いただいた坂田進氏、早稲田一嘉氏に感謝します。

文 献

- (1) Lissaman, P. B. S., Ann. Rev. Fluid Mech., Vol. 15 (1983), pp.223-239.
- (2) 松宮輝・小垣哲也・飯田誠・木枝香織, ターボ機械, 29-9 (2001), pp.519-524.
- (3) Matsumiya, H., Kogaki, T., Kieda, K., Iida, M., Waseda, K., European Wind Energy Conference (2001), Copenhagen, Denmark, pp.510-513.
- (4) Tani, I., Progress in Aeronautical Science, Vol.5 (1964), pp.70-103.
- (5) 李家賢・新郷美可・佐藤淳造, 日本航空宇宙学会誌, 38 巻 436 号 (1990), pp.249-257.
- (6) LeBlanc, P., *et al.*, Lecture Notes in Engineering, 54 (Springer-Verlag) (1989), pp.189-205.
- (7) Lin, J. C. M. and Pauley, L. L., AIAA J., Vol. 34, No. 8 (1996), pp.1570-1577.
- (8) Tatinei, M., Zhong, X., AIAA Journal, Vol.38, No.7 (2000), pp.1295-1298.
- (9) Fujiwara, H., Arakawa, C., 第 14 回数値流体力学シンポジウム (2000), p.59.
- (10) 加藤千幸, 第 16 回生研 NST シンポジウム (2001), pp.48-59.
- (11) 松尾裕一, 第 12 回数値流体力学シンポジウム (1998), p.153-154.
- (12) Spalart, P. R., Jou, W-H., Strelets, M., Allmaras, S. R., 1st AFOSR Int. Conf. on DNS/LES (1997).
- (13) Lesieur, M., Metais, O., Annu. Rev. Fluid. Mech., Vol.28 (1996), pp.45-82.
- (14) Kogaki, T., Kobayashi, T., Taniguchi, N., Direct and Large-Eddy Simulation II (Kluwer Academic Publisher) (1997), pp.401-408.
- (15) 松宮輝・他 4 名, 第 22 回風力エネルギー利用シンポジウム (2000), pp.92-95.
- (16) Leonard, B. P., Computer Meth. Appl. Mech. Engng., 19 (1979), pp.59-98.
- (17) Germano, M., Piomelli, U., Moin, P., Cabot, W. H., Phys. Fluids, Vol.A3, No.7 (1991), pp.1760-1765.
- (18) Lilly, D. K., Phys. Fluids, Vol.A4, No.3 (1992), pp.633-635.
- (19) Lele, S. K., J. Computational Physics Vol.103 (1992), pp.16-42.
- (20) 小垣哲也, 東京大学博士論文, (1999).
- (21) 小垣哲也・小林敏雄・谷口伸行, 機論 B, 65-633 (1999), pp.1559-1567.
- (22) 小垣哲也・小林敏雄・谷口伸行, 機論 B, 65-633 (1999), pp.1568-1576.
- (23) 載毅・小林敏雄, 機論 B, 58-546 (1992), pp.313-320.
- (24) Steger, J. L., and Sorensen, R. L., J. Compt. Phys., Vol.33 (1979), pp.405-410.
- (25) 戸江由也, 茨城大学修士論文(1991).
- (26) Kieda, K., *et al.*, AIAA-2001-0057, (2001).
- (27) 坂田進, 茨城大学修士論文, (1997).
- (28) 早稲田一嘉, 茨城大学修士論文, (2001).
- (29) Kim, J., *et al.*, J. F. M., Vol.177 (1987), pp.133-166.