

## NACA0012 翼端渦の乱流数値解析

榎本俊治, 今村太郎, 山本一臣  
JAXA 総研本部 情報技術開発共同センター 計算空力・最適化チーム

## Numerical simulation of a wing tip vortex of NACA0012

by  
Shunji ENOMOTO, Taro IMAMURA, Kazuomi YAMAMOTO

## ABSTRACT

In order to simulate acoustic noise of high lift devices, a Large Eddy Simulation code for sound source simulation was developed. The higher order compact scheme by Lele was utilized for spatial discretization. Vortical flow around NACA0012 wing tip was computed by the LES code, and the results were compared with the experimental data including Particle Image Velocimetry data that were obtained from the wind tunnel experiment performed at ISTA/JAXA. Obtained time-average results showed qualitatively good agreement with PIV results. But the unsteady LES data overestimates low-frequency pressure fluctuation near the leading edge on the tip surface compare to the data from unsteady pressure sensor.

## 1 はじめに

近年の航空需要の増加に伴い, ICAO や各国による騒音規制は厳しくなる傾向にあるため, 航空機機外騒音の低減が緊急の課題とされている. 航空機の機外騒音はエンジン騒音と機体騒音に分けて考えられ, エンジンの低騒音技術が進歩した結果, 特に着陸フェーズにおいては機体騒音の低減が相対的に重要となってきた. 機体騒音の主な騒音源は降着装置と高揚力装置(スラット及びフラップ)と考えられている. JAXA 総研本部が2003年より実施している「国産旅客機高性能化技術研究」では航空機の機外騒音低減化技術開発を行っており, その中でフラップ騒音の低減を当面の目標として, 高揚力装置周りで発生する騒音源を予測するための非定常乱流解析技術の開発と, 発生した音の伝播を予測するCAA解析技術の開発を試みている.

フラップの騒音は主にフラップ端近傍から発生しており [1], Streett らにより実験と計算の両面から詳細な研究が行われている [2]. それによると, フラップ下面から上面へと翼端を回り込む流れにより剪断層や渦が形成され, その非定常性により騒音が発生しており, 渦の不安定から発生する比較的低周波の騒音と, 剪断層から発生する高周波騒音とに分類されることなどを明らかにしている.

一方, フラップ端の流れ場を単純化したものと考えられる, 単独翼の翼端流れに関しては, McNerny ら [3] により実験が行われており, 翼上面の端面近くで発生する1次渦と, 翼端面側に発生する2次渦が, 後縁近くで合流して大きな渦になることが明らかにされている. また翼面に埋め込んだ非定常圧センサにより, 流速と翼厚によるストローハル数が1程度の周波数にピークを持つ圧力の非定常振動が計測されている.

このような剥離を伴って振動する流れ場に対し, 近年の計算機の数値向上により, Large Eddy Simulation (LES) あるいは Detached Eddy Simulation (DES) による非定常解析が現実的な時間内に実行可能となってきた. 翼後縁の剥離渦による圧力振動の LES 解析 [4] や, 翼端渦に対する Fleig らによる LES 解析 [5], また付着境界層の LES 解析による騒音予測 [6] など, 流れから発生する音のシミュレーションが試みられている. また空間差分にコンパクトスキーム [7] を用いた LES 解析が試みられており [8], 格子点数の増大を抑制しつつ高精度の解を得るために有効な手段と考えられる.

非定常 CFD 解析は流れ場の詳細なデータを得ることができるツールであるが, 基礎的な流れ場以外では解の信頼性に関して十分な検討を行うことがこれまで困難であった. 一方, 近年実用的に使用され始めている粒子画像流速測定法 (PIV) により, 平均速度場に加えて乱流強度等の統計量の空間分布計測が非接触かつ短時間に行う可能となってきた [11], 非定常 CFD 解析の検証データとしても期待されている.

我々のチームでは, 航空機の機外騒音の発生と伝播の予測技

術を開発することを目的として, 騒音の発生を予測する DES 及び LES による非定常乱流解析コードと, 騒音の伝播を予測する線形化オイラー方程式 (LEE) コードの開発を行っており, フラップ端から発生する騒音の予測を試みている. 高揚力装置周りの流れ場は, 形状の複雑さと共に現象も複雑と考えられるため, その前段階として NACA0012 単独翼の翼端流れ場を数値解析し, PIV と非定常圧力センサによる実験計測結果と比較検討を行った. 本報では紙面の制限のため, DES と LEE コードについては他の発表 [9][10] を参照していただくこととし, LES 解析結果について述べる.

## 2 解析対象と解法

解析対象としたのは, NACA0012 翼の翼端近傍である. 翼端は直角に切り落とされ, スパン方向長さは翼弦長の 2.5 倍である. この流れ場は渡辺らにより迎角やレイノルズ数を振った実験が詳細に行われており [12], 本報では迎角 12 度, マッハ数 0.175, レイノルズ数  $1.8 \times 10^6$  (風速 60m/s に相当) の気流条件を対象とした. 座標系は, 流れ方向を  $x$ , スパン方向を  $y$ , それらに垂直な方向を  $z$  とした.

数値解析には, JAXA 総研本部が開発を進めている CFD 共通基盤プログラム UPACS [13][14] を改変したものをを用いた. UPACS はマルチブロック構造格子に対応した有限体積法により離散化した 3 次元圧縮性 NS 方程式ソルバーである.

圧縮性 LES の基礎方程式には, エネルギー方程式の定式化に様々な方法が存在する [15][16], ここでは圧縮性 RANS 方程式ソルバーからの変更が容易な, Vreman ら [17] の定式化を用いた. 先ず, 空間平均操作を  $\bar{\cdot}$ , Favre 平均操作を  $\tilde{\cdot} = \bar{\rho} \bar{\cdot} / \bar{\rho}$  で表す. 平均化された連続の式, 運動量の輸送方程式, エネルギーの輸送方程式はそれぞれ,

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho \tilde{u}_i}{\partial x_i}$$

$$\frac{\partial \rho \tilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho \tilde{u}_i \tilde{u}_j}{\partial x_j} + \frac{\partial p}{\partial x_i} - \frac{\partial}{\partial x_j} (\hat{\sigma}_{ij} + \tau_{ij}) = 0$$

$$\frac{\partial \rho \tilde{E}}{\partial t} + \frac{\partial (\rho \tilde{E} + \bar{p}) \tilde{u}_j}{\partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} ((\hat{\sigma}_{ij} + \tau_{ij}) \tilde{u}_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\hat{q}_j + Q_j) = 0$$

ここで,

$$\tilde{\mu} \equiv \mu(\tilde{T}), \quad \bar{p} = \rho R \tilde{T}$$

$$\hat{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right), \quad \hat{\sigma}_{ij} = 2\tilde{\mu} (\hat{S}_{ij} - \frac{1}{3} \hat{S}_{kk} \delta_{ij})$$

$$\hat{q}_j = -\frac{C_p \tilde{\mu}}{Pr} \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_j}, \quad \frac{\partial Q_j}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( -\frac{C_p \rho \nu_t}{Pr_t} \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_j} \right)$$

である. Vreman の定式化では, エネルギー式には平均化エネルギー

$$\rho \tilde{E} = \frac{\bar{p}}{\gamma - 1} + \frac{1}{2} \rho \tilde{u}_i \tilde{u}_i = \frac{\bar{p}}{\gamma - 1} + \frac{1}{2} \rho \tilde{u}_i \tilde{u}_i - \frac{1}{2} \tau_{ii}$$

では無く、平均化修正全エネルギー

$$\widehat{\rho E} = \frac{\bar{p}}{\gamma - 1} + \frac{1}{2} \bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_i$$

を用いる。これにより、各方程式の形が Reynolds 平均 NS 式と同様になり、既存の RANS コードからの変更が容易になった。

サブグリッドスケールの応力  $\tau_{ij} = -\bar{p}(\tilde{u}_i \tilde{u}_j - \tilde{u}_i \tilde{u}_j)$  のモデル化には、Smagolinsky モデルを用いた。

$$\tau_{ij} = 2\bar{\rho} \nu_t (\tilde{S}_{ij} - \frac{1}{3} \tilde{S}_{kk} \delta_{ij})$$

ここで、

$$\nu_t = (C_s \Delta)^2 |\tilde{S}|, \quad |\tilde{S}| = (\tilde{S}_{ij} \tilde{S}_{ij})^{1/2}$$

である。定数は  $C_s = 0.1$  とし、壁面近傍では Van Driest のダンピングを用いた。

空間差分に対しては Lele[7] による 6 次精度中心差分を適用した。我々は有限体積法で離散化しているため、文献 [7] の Appendix に載っているコンパクトスキームによる補間値の式を用いた。

$$\alpha \hat{f}_{i-\frac{1}{2}} + \hat{f}_{i+\frac{1}{2}} + \alpha \hat{f}_{i+\frac{3}{2}} = a \frac{f_i + f_{i+1}}{2} + b \frac{f_{i-1} + f_{i+2}}{2}$$

で、 $\alpha = \frac{3}{10}$ 、 $a = \frac{15}{10}$ 、 $b = \frac{1}{10}$  である。左辺の  $\hat{f}$  は補間値を意味する。ブロック境界面に対しては (物理境界、接続境界ともに)、境界の外側まで  $\hat{f}$  を求めることはできないので、 $\alpha = 0$  として、陽的な補間式を用いる。このとき 4 次精度となり、 $a = \frac{9}{8}$ 、 $b = -\frac{1}{8}$  である。

Lele のスキームは基本的には差分法に対して用いるスキームであり右辺の  $f_i$  はセル中心点での値を意味するが、有限体積法で計算する値はセル内の平均値であり、それをそのまま  $f_i$  として用いるため精度が劣ると考えられる。一方、有限体積法に適したコンパクトスキームが Kobayashi[18] により提案されており、

$$\alpha \hat{f}_{i-\frac{1}{2}} + \hat{f}_{i+\frac{1}{2}} + \alpha \hat{f}_{i+\frac{3}{2}} = a \frac{\bar{f}_i + \bar{f}_{i+1}}{2} + b \frac{\bar{f}_{i-1} + \bar{f}_{i+2}}{2}$$

ここで右辺の  $\bar{f}$  はセル内の平均値を表す。各係数は、6 次精度は  $\alpha = \frac{1}{3}$ 、 $a = \frac{29}{18}$ 、 $b = \frac{1}{18}$  であり、4 次精度は  $a = \frac{7}{6}$ 、 $b = -\frac{1}{6}$  である。

さらに、数値振動を抑えるために 6 次精度の空間フィルターを用いた。

計算コードの検証のため、音波の伝播 (一次元) と渦の移流 (二次元) の問題を用いて各スキームの精度を調べた。図 1 は、音波が一波長分伝播する過程を各スキームで解き、その精度を調べたものである。初期値及び理論解は計算セル内の平均値を用いた。Kobayashi のスキームを用いた場合、精度がほぼ 6 次のオーダーになっている。一方、Lele のスキームではたかだか 2 次精度程度でしかないが、格子が粗い場合に限れば、3 次精度 MUSCL+Roe スキームよりも、やや精度が良い。

次に、非粘性の渦の移流のテストを行った (図 2)。恐らく有限体積法の定式化が原因と考えられるが、コンパクトスキームを用いた場合も、おおそ 2 次精度でしかない。しかし、Kobayashi のスキームと共に Lele のスキームも、3 次精度 MUSCL+Roe スキームに比べて誤差が小さかった。実際に一般座標格子で計算を行ったところ、Kobayashi のスキームは CFL 数に対する制限が厳しかったため、本報では Lele のスキームを用いることとした。

時間積分は MFGS 陰解法にニュートン反復 (3 回) を組み合わせて、時間 2 次精度計算を行った。

計算格子は 111 ブロックからなる 593 万点の格子を用いた。翼端近傍に発生する渦を解像するため、翼端部の格子を細かくした。一方、翼端から離れた部分では粗い格子を用いており、翼面上であってもスパン方向の格子点間隔は粗くなっている (図 3)。

計算には JAXA 総研本部のスーパーコンピュータシステム NSIII を使い、LES の場合、計算時間は 60CPU の並列計算で 200 時間程度を要した。

計算の手順は以下の通り。まず、参照のために Spalart-Allmaras モデルによる RANS 定常計算を行った。オリジナルの SA モデルでは縦渦の中心付近で渦粘性が過剰になり渦が減衰してしまうことが知られているため、SA モデルの計算において渦度の代わりに歪み速度を用いた。次に、RANS 計算の解を初期値として非定常計算を開始し、初期値の影響を消すために翼弦長を一樣流速で割った無次元時間で約 1.0 まで計算したのち、無次元時間で 1.4 の間計算を行い、その間の平均値及び変動速度等の統計量を計算した。

### 3 定常成分の結果と考察

まず RANS による定常計算の結果を図 4 に示す。McInerney ら [3] が示したように二つの渦が翼上面と端面に見られる。

図 5 は、翼端面上の実験のオイルフロー及び計算の境界流線と比較したものである。RANS 計算も LES 計算も実験と比較的良く一致している。図 6 は、翼上面側である。実験と RANS 計算を比較すると、実験では翼前縁に剥離泡が見られるが RANS 計算では見られない点を除いては、流れの方向や翼端部の流れの形状が良く一致している。一方、LES 計算では翼面で流れが剥離しており、流れが全く異なっていることがわかる。しかし翼端部に限れば、流れの形状はかろうじて一致しているとも考えることも出来る。

図 7 は翼面上の静圧分布である。翼端面からコード長と同じ長さ離れた線上の静圧分布 (Y10) を見ると、LES は実験と大きく異なっており剥離の影響と考えられる。一方、翼端面中心線上 (Z0) と翼端面からコード長の 0.0225 離れた線上 (Y0225) での静圧分布は、LES は実験と比較的良く一致している。

次に、PIV の実験結果と、PIV のデータ点と同じ場所で流れに垂直な断面内の速度分布を表示した図を示す (図 8)。矢印は断面内の流速分布を示し、色は断面に垂直な方向 (主流方向) の流速を示している。翼端面上の渦中心の流速は主流より遅く、翼上面の渦中心の流速は主流より速い。実験と計算は RANS, LES 共に、渦の位置や速度分布が定性的には良く一致している。翼端面を詳しく見ると、実験では大きな渦の下に小さな渦の萌芽のようなものが見られ、LES 計算にもそれが見られる。

これらの結果より、LES の結果は翼上面側で剥離が起きてしまっているものの、翼端近傍の流れ場に限れば実験に近い結果を再現しているとも考えることが出来る。

### 4 非定常成分の結果と考察

図 9 は渦の位置を見る手法として、ある瞬間の圧力のラプラシアン等の等値面を示したものである。翼上面の渦は一つで、 $x/c = 0.5$  あたりまでは定常で、それより下流では渦中心がうねっている。翼端面の渦は一つではなく、複数の渦が平行している様子がわかる。

乱流エネルギー  $k$  の分布を、実験結果と LES 結果とで比較したのが図 10 である。翼端面の乱れの大きい部分の位置は実験と LES とで若干異なっており、翼上面の渦中心に見られる強い乱流エネルギーは、LES では殆ど見られない。しかし乱流エネルギーが分布する領域の広さや乱れのオーダーは、比較的似ていると考えられる。ここで、LES の図の乱流エネルギーの値にはサブグリッドスケールの乱れ成分は含まれていない。

図 11 は、翼面上の数箇所に取り付けた非定常圧力センサのデータと LES 計算の圧力変動のパワースペクトルで、 $x/c = 0.05$  の点では LES は振動を高周波、低周波ともに過大評価している。一方、 $x/c = 0.35$  の点では LES は低周波を過大評価する一方で、高周波の変動は減衰してしまっていることがわかる。低周波成分が大きい理由は、格子が粗く空間精度が十分で無いため、現実には存在しない大きな渦構造が発生し、それが振動しているためと考えられる。

5 まとめ

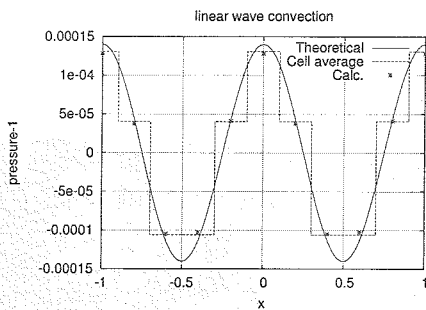
翼端渦の LES 解析を行ったところ、平均場では実験と良く一致する解を得ることが出来た。乱流エネルギーや圧力変動のスペクトルに関して実験との比較において差が見られる点が今後の課題である。これらにより、フラップ端渦による騒音に対し、LES による騒音発生予測の可能性が示唆された。今後はより精度の高い SGS モデルの導入などを通して騒音予測技術の高度化を図り、騒音の発生源の特定することが出来る低騒音化技術開発に有用なツールを確立していく予定である。謝辞

本研究の計算は ISTA/JAXA 情報技術開発共同センターの数値シミュレータの特別利用制度を利用したものです。関係各位のご支援に感謝いたします。

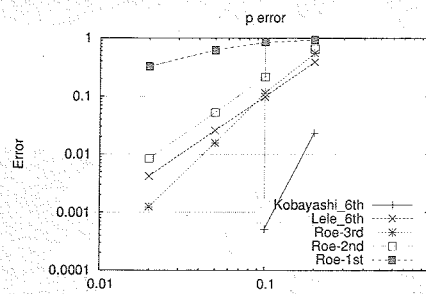
また本研究を行うにあたり、次の方々のご助力・ご支援を頂きました。小林邦彦様(菱友計算株式会社)、雨宮和久様(航空宇宙技術振興財団)、JAXA 風洞技術開発センター低速風洞チームの皆様、加藤裕之様、渡辺重哉様、横川譲様、森田義郎様(JAXA 総研本部)。この場をお借り致しまして御礼申し上げます。

参考文献

- [1] Michel et al., Flyover Noise Measurements on Landing Aircraft with a Microphone Array, AIAA paper 98-2336
- [2] Streett et al., In Search of the Physics: The Interplay of Experiment and Computation in Airframe Noise Research; Flap-Edge Noise, AIAA paper 2003-977
- [3] McInerny et al., Pressure Fluctuations in the Tip Region of a Blunt-Tipped Airfoil, *AIAA Journal*, Vol.28, No.1, pp. 6-13, 1990
- [4] Manoha et al., Numerical prediction of the unsteady flow and radiated noise from a 3D lifting airfoil, AIAA paper 2001-2133
- [5] Fleig et al., Large-Eddy Simulation of Tip Vortex Flow at High Reynolds Number, AIAA paper 2004-261
- [6] 宮澤 他, 翼周り非定常流れの LES 解析と騒音予測, 生産研究 55 巻 1 号, pp.64-67, 2003
- [7] Lele, Compact finite Difference Schemes with Spectral-like Resolution, *J. of Comp. Phys.*, Vol.103, pp.16-42, 1992
- [8] Morgan et al., Large-Eddy Simulation of Airfoil Flows, AIAA paper 2003-777
- [9] 今村 他, NACA0012 翼端渦の非定常計算, 日本航空宇宙学会第 36 回流体力学講演会, 2004
- [10] 今村 他, 航空機騒音解析に向けた線形オイラー方程式解析コードの構築とその検証, 航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム 2004
- [11] 渡辺 他, 翼端渦騒音低減用空力デバイス周りの空間速度場計測, 日本航空宇宙学会第 36 回流体力学講演会, 2004
- [12] 渡辺 他, PIV(粒子画像流速測定法)を用いた CFD コード検証について, 航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム 2004
- [13] Takaki et al., The Development of the UPACS CFD Environment, *High Performance Computing, Proceedings of ISHPC 2003*, Springer, pp.307-319, 2003.
- [14] <http://www.ista.jaxa.jp/aet/cfd/upacs/index.html>
- [15] Hussaini, On Large-Eddy Simulation of Compressible Flows, AIAA paper 98-2802
- [16] Piomelli, Large-eddy simulation: Present state and future perspectives, AIAA paper 98-0534
- [17] Vreman, Geurts & Kuerten, Subgrid-modelling in LES of Compressible Flow, *Direct and Large-Eddy Simulation I*, Kluwer Academic Publishers, 133-144, 1994
- [18] M.H.Kobayashi, On a Class of Pade Finite Volume Methods, *J. Comp. Phys.* 156, 127-180, 1999

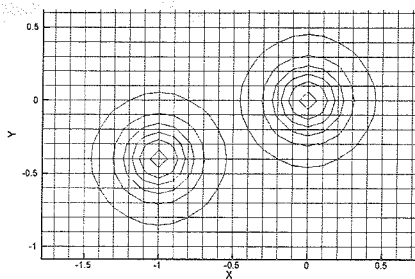


(a) 音波の伝播

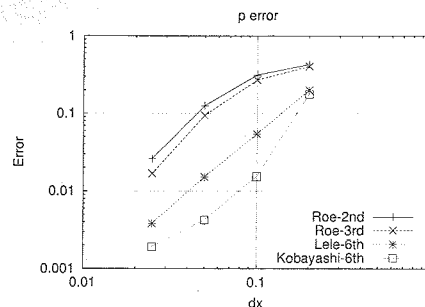


(b) スキームによる精度の違い

図 1 コンパクトスキームの 1 次元問題でのテスト (音波の伝播)



(a) 渦の移流 (左下から右上へ移流)



(b) スキームによる精度の違い

図 2 コンパクトスキームの 2 次元問題でのテスト (渦の移流)

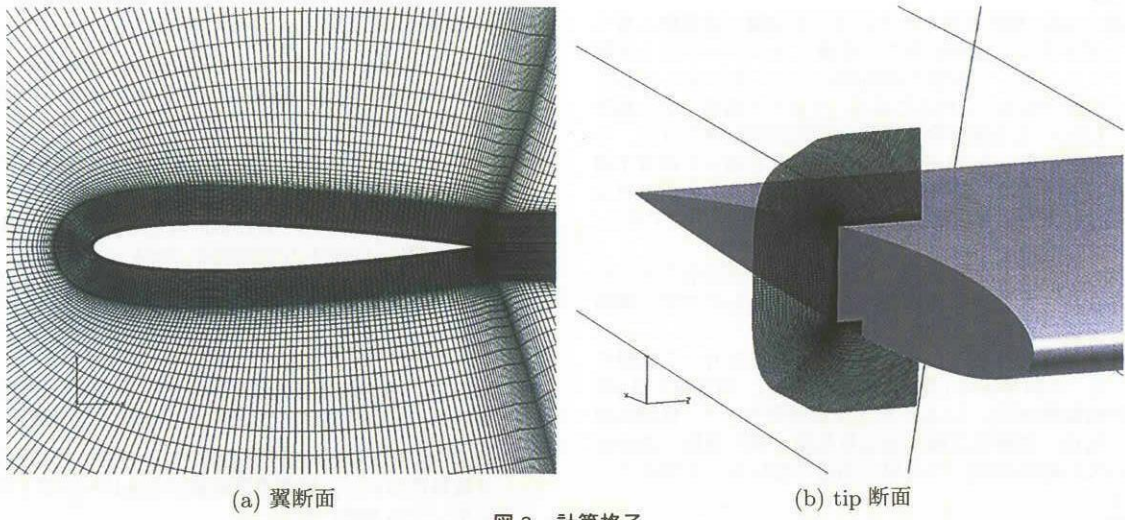


図3 計算格子

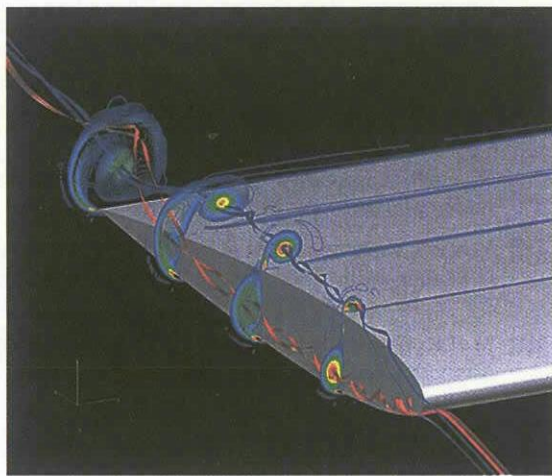


図4 翼端流れの概要 (渦度分布と流線)

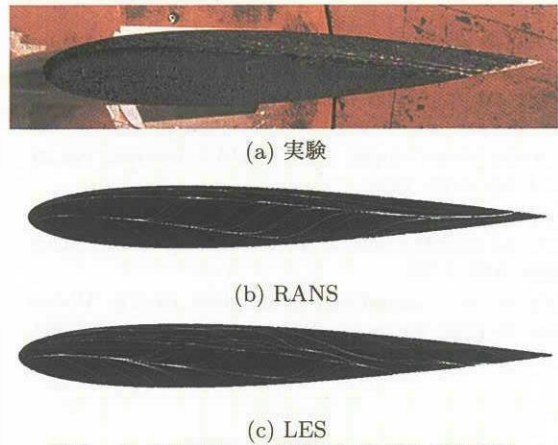


図5 オイルフローと境界流線の比較 (翼端面)



(a) 実験



(b) RANS



(c) LES

図6 オイルフローと境界流線の比較 (翼上面)

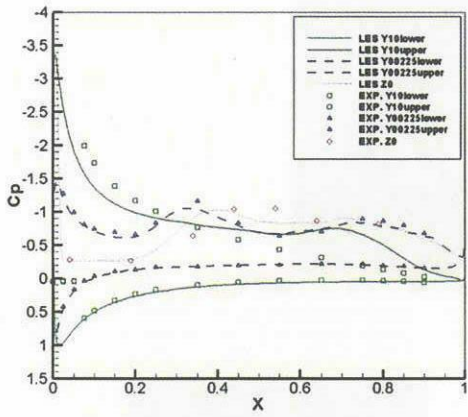
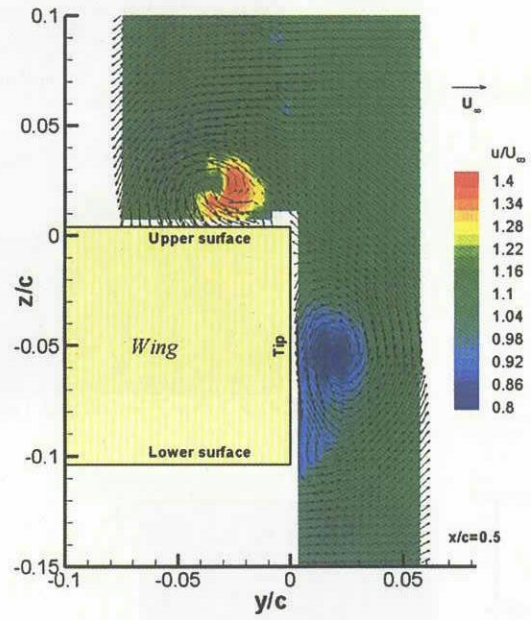
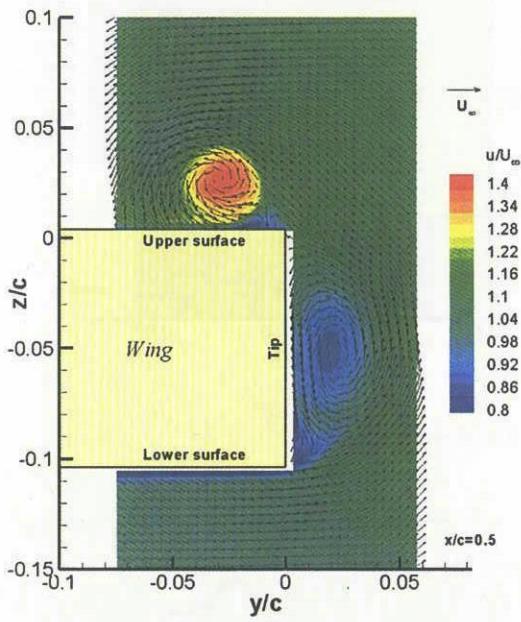


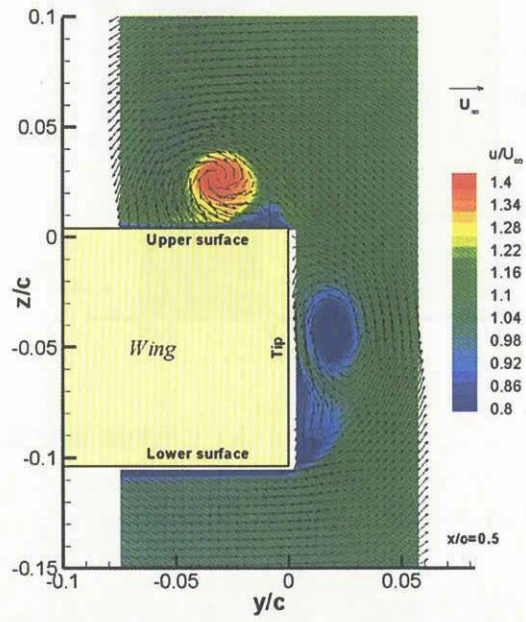
図7 翼面圧力分布



(a) 実験



(b) RANS



(c) LES

図8 流れに垂直な断面内の速度分布 ( $x/c = 0.5$ )

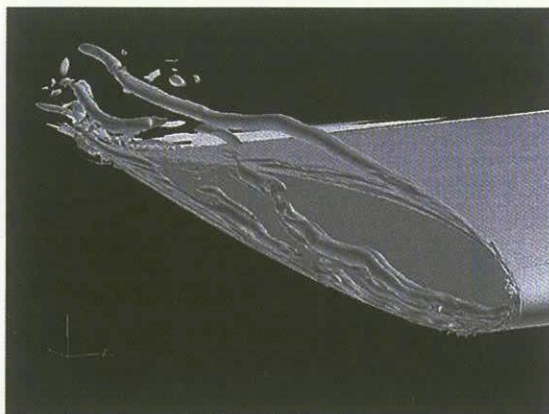
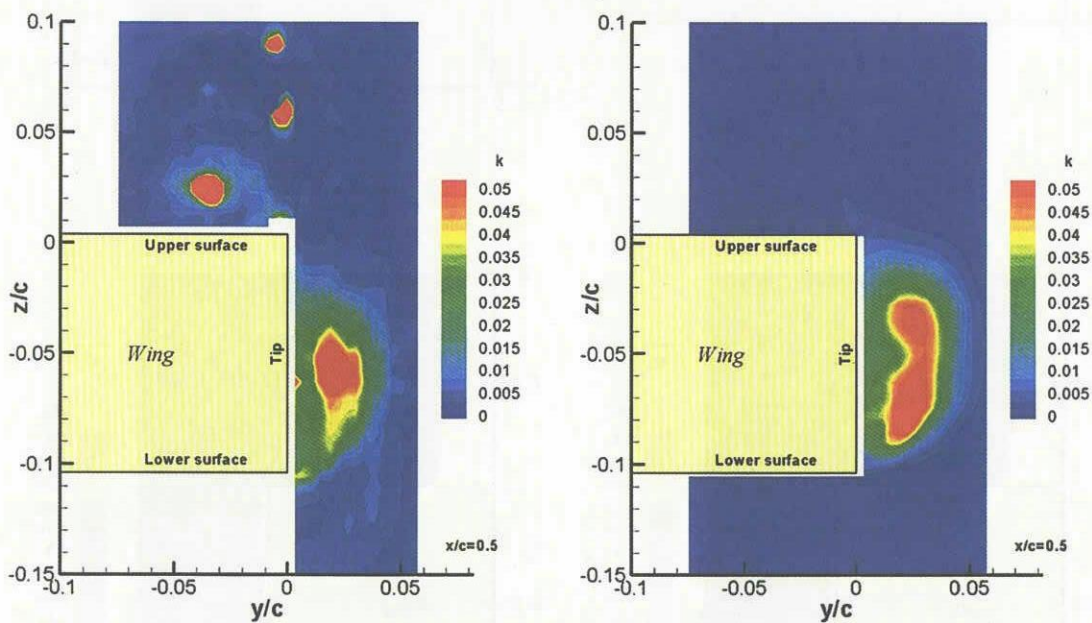
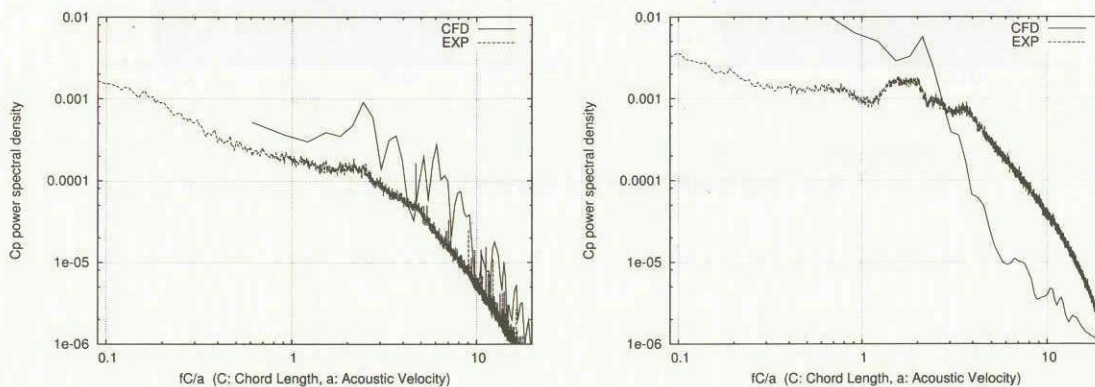


図9 圧力のラプラシアン等の等値面 (動圧と翼弦長で無次元化した値が 0.05)



(a) 実験 (b) LES  
 図10 流れに垂直な断面内の乱流エネルギー分布 ( $x/c = 0.5$ )



(a)  $x/c = 0.05$  (b)  $x/c = 0.35$   
 図11 翼端面中心線表面上の圧力変動のパワースペクトル