

デルタ翼前縁剥離渦のレイノルズ数効果に関する数値的研究

千葉 一永*, 大林 茂†, 中橋 和博*

Numerical Simulation of Reynolds-Number Effects for Leading-Edge Separation around Delta Wing

by

Kazuhiisa CHIBA*, Shigeru OBAYASHI† and Kazuhiro NAKAHASHI*

Abstract

Recent experiments around delta wing in NASA Langrey Research Center show Reynolds-number effects quantitatively. Three one-equation turbulence models on unstructured hybrid meshes are used and the adaptive grid refinement method with vortex center is applied for subordinate numerical computation. The modified Spalart-Allmaras turbulence model is found most effective to capture complex vortex structure. Not only the volume-mesh refinement but also surface-mesh refinement is found important to capture Reynolds-number effects around a delta wing with a blunt leading edge.

1. 序論

宇宙輸送機や超音速旅客機は高速巡航時に於ける性能向上のためデルタ翼やそれに類した主翼を持つ。デルタ翼は離着陸時高迎角飛行を行うため翼上面の流れ場は前縁剥離渦が支配的になり、空力特性に大きな影響を及ぼす。このため、デルタ翼周りの解析は実験、数値計算共に数多く行われてきた [1, 2] が、最近 NASA Langrey Research Center に於いて行われた実験 [3] の中で Reynolds 数が高くなると、低いときに比べ前縁剥離位置が流れ方向後方へずれるという Reynolds 数効果が定量的に確かめられた。

この実験では尖った前縁と丸みを持った前縁を用い、 6×10^6 と 6×10^7 という一桁違う 2 つの Reynolds 数で実験を行っている。尖った前縁では前縁剥離位置が先端部で誘起されるため Reynolds 数効果は現れなかったのに対し、丸みを持った前縁の場合、Reynolds 数 6×10^7 では Reynolds 数 6×10^6 に比べ、前縁剥離位置が翼根長の約 20% 後流側へ下がるという定量的な結果が得られた。

この結果を受け、本研究では実験で使われた、前縁に丸みを持ったデルタ翼に対し数値流体力学手法を用いることで、表面圧力分布の実験値との比較を行い、実験で確認された Reynolds 数効果を計算で捉えられるか試みる。

2. 数値計算手法

本計算では計算格子として形状融通性に優れた非構造格子法 [4, 5] を採用する。支配方程式として 3 次元 Navier-Stokes 方程式を用い、セル節点有限体積法により離散化し、数値流束評価に HLLW Riemann 解法 [6]、時間積分に LU-SGS 陰解法 [7] を用いる。また、高 Reynolds 数粘性流れでは、物体近傍の境界層を精度良く捉える必要があるため、物体近傍にプリズム層を配置した非構造ハイブリッド格子 [8] を生成する。さらに、数値拡散による渦の拡散を防ぐため渦中心同定法を用いた解適合格子法 [9] により渦近傍の格子細分化を行う。

3. 乱流モデル

デルタ翼周りの渦を正確に捉えるには渦拡散を抑制するだけでなく、乱流の影響を考慮する必要がある。しかし、乱流モデルにより流れ場の様相が変化するため、複数のモデルを用いてその影響を検討する。ここでは Reynolds 平均乱流モデルである Goldberg-Ramakrishnan (G-R) 1 方程式モデル [10] と Spalart-Allmaras (S-A) 1 方程式モデル [11] 及び Dacles-Mariani らによって提案された修正 S-A モデル [12] を使用する。S-A モデルの修正は乱流輸送方程式の生成項と崩壊項について行われる。概要を以下に示す。

- オリジナル S-A モデルでの渦度の大きさ $|\omega|$ に対し、渦に対する乱流の影響を考慮するため、歪み係数 $|s|$ を用いて変形テンソル S を次式で表し、生成項を修正する。但し、 Ω_{ij} は渦度テンソル、 S_{ij} は歪み速度テンソルである。

$$S = |\omega| + 2 \min(0, |s| - |\omega|) \quad (1a)$$

$$|\omega| = \sqrt{2\Omega_{ij}\Omega_{ij}} = \sqrt{\frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right)^2} \quad (1b)$$

$$|s| = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}} = \sqrt{\frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right)^2} \quad (1c)$$

オリジナル S-A モデルの生成項は渦度のみに依存していたが、渦が支配的な流れ場では生成項の値が大きくなり、乱流動粘性が過度に取られ、結果的に渦が減衰してしまう。この過大評価を防ぐため歪み係数を導入し、生成項を制限している。歪み速度テンソルを導入するこの制限方法は Kato-Launder による改良型 $k-\epsilon$ モデル [13] で提案されている。

- オリジナル S-A モデルでは壁面から遠ざかるに従い崩壊項が消滅する欠点を持ち、作業変数 $\tilde{\nu}$ が物理的にあり得ない成長をしてしまう。この修正として、一般的な高 Reynolds 数での Jones-Launder の $k-\epsilon$ モデル [14] に於ける生成と散逸の比率を考慮し、乱流運動エネルギーの生成 P_k を用いて崩壊項は以下の式に修正される。

$$dest = \max \left(\rho c_{w1} f_w \left(\frac{\tilde{\nu}}{d} \right)^2, \frac{c_\mu}{c_1 c_2 c_{b1}} \rho \tilde{\nu} \cdot \frac{1}{2} \sqrt{P_k} \right) \quad (2a)$$

$$P_k = \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial U_k}{\partial x_k} \right) \quad (2b)$$

* 東北大学大学院 工学研究科 航空宇宙工学専攻

† 東北大学 流体科学研究所

これにより崩壊項の壁面遠方での欠点が修正される。

この修正 S-A モデルは翼端渦の捕捉に効果的であることが確認されている [15]。

4. 計算結果

計算で使用したデルタ翼は Fig. 1 に示す形状で、実験で用いられた前縁後退角 65° を持つ風試モデルに従い作成した。前縁は Fig. 1(b) に示すような丸みを持っている。計算条件は、主流 Mach 数 0.4, 迎え角 13° 及び $2/3$ 翼根長を基準にした Reynolds 数 6×10^6 及び 6×10^7 の各条件で計算を行った。

Reynolds 数 6×10^6 の計算に際しては、表面格子に約 9.5 万点の格子を、 6×10^7 に関してはさらに約 17 万点の三角形格子を生成した 2 種類の格子を用意し、それぞれに非構造ハイブリッド格子を生成する。それぞれの表面格子翼端部の拡大図を Fig. 2 に示す。表面格子の粗い方の計算格子には渦中心同定法を用いた解適合格子法を 2 回適用している。Figure 3(a), (b) にはそれぞれ渦中心線と隣接格子を、Fig. 3(c) には 60%コード長でのスパン断面を示す。また、各格子の要素数を Fig. 4 にまとめる。表面格子の細かな格子では、表面格子数が増加している分プリズム数が増大しているが、空間格子への格子細分化作業を施していない分、四面体格子数は少なくなっている。

修正 S-A モデルでは渦粘性を抑える修正を施した。渦粘性を描いた Fig. 5 からわかるように、確かに渦粘性が抑えられており、それに付随して渦の内部構造が、より鮮明に捉えられている様子が確認できる。

4.1 Reynolds 数 6×10^6 の場合

実験結果によると、この Reynolds 数域では前縁剥離渦の 1 次渦内翼側に、1 次渦と同回転方向を持つ内渦が、翼根長約 40% から約 60% に存在することが示唆されている。それぞれの位置での圧力分布を Fig. 6 に示す。内渦が原因とされるスパン長 70% から 90% 域に発生している負圧分布の平らな領域を、修正 S-A 乱流モデルだけが捉えられている様子がわかる。前縁の丸みにより遅れて発生した前縁剥離 1 次渦の負圧ピークもこの乱流モデルだけが捉えられている。

Figure 7 には、修正 S-A 乱流モデルを用いた際の表面流線と圧力分布図を示す。この図から明らかのように、内渦が一次渦に巻き込まれる前後で表面圧力分布に Fig. 6 で示された圧力一定の領域が生成されており、実験で確認された内渦の発生位置とほぼ一致している様子がわかる。これにより、内渦が計算でも捉えられることが確認できる。また、Fig. 8 にはスパン長 24% での Helicity 等高線図を示す。この図を見ると、内渦より翼前方から既に Helicity は発生していることから、この内渦は前縁の丸みに加え、前縁近傍の緩やかな丸みを持つデルタ翼の形状依存によって生成された Open Separation であることが確認できる。

4.2 Reynolds 数 6×10^7 の場合

Figure 9 に G-R 乱流モデルを用いた際の翼根長 40%, 60%, 80% での圧力分布を、同様に Fig. 10 には修正 S-A 乱流モデルを用いた際の同様の位置での圧力分布を示す。G-R モデルの場合、渦を捉えているように見えるが、細かな表面格子を用いてみると前縁剥離渦を全く捉えておらず、翼に沿った流れが翼後方まで続いている。それに対し、修正 S-A モデルでは前縁剥離渦の剥離位置をきちんと捉えており、剥離位置より前方では翼に沿った流れをしている様子が圧力分布からも見て取れる。但し、表面格子を細かくした計算格子には解適合格子法による格子の細分化

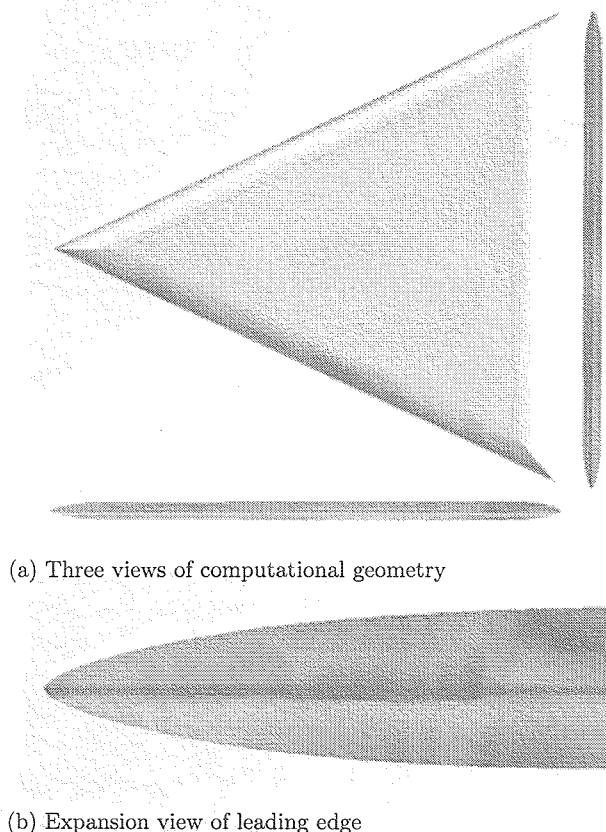
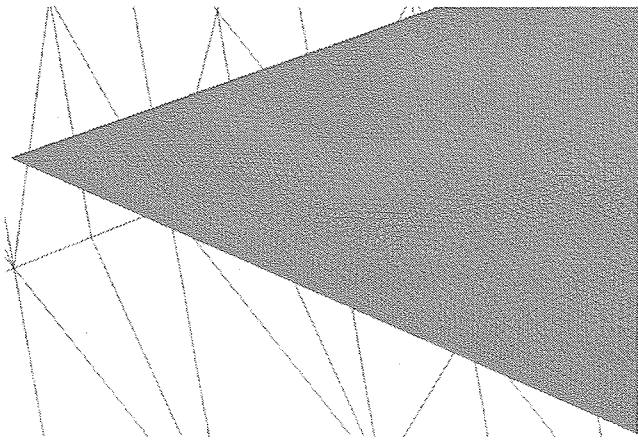


Fig. 1 Delta wing with blunt leading-edge for numerical simulation

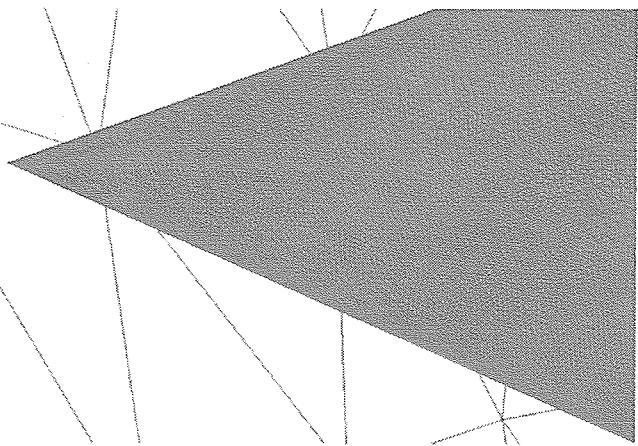
をしていないため、渦近傍での格子の粗さ故数値拡散により渦が拡散したことが原因で負圧のピーク値は捉えられていないが、空間格子密度を上げることで改善できると考えられる。

G-R モデルと修正 S-A モデルで得られた表面流線を Fig. 11 に示す。Figures 9, 10 から示された結果がこの図に於いても可視化されており、G-R モデルでは流れが翼表面に付着したまま後流へと流れてしまい実際の高 Reynolds 数域での渦の支配する流れ場を捉えるには不向きであると考えられる。それに対して、修正 S-A モデルは実験で渦の発生した辺りで渦を捉えており、渦の支配した流れ場を捉えるのに適していると考えられる。また、空間格子細分化により渦の数値拡散を防ぐことで、より鮮明な一次渦剥離線を捉えられると考えられる。

Figure 12 には Reynolds 数 6×10^6 と 6×10^7 での G-R モデルと修正 S-A モデルでの渦中心線を示す。この図からわかるように、G-R モデルでは、剥離渦を捉えておらず、実際の流れ場とは異なる結果を得ているのに対し、修正 S-A モデルでは、実験で得られた Reynolds 数 6×10^6 では翼根長約 40%, Reynolds 数 6×10^7 では翼根長約 60% という剥離位置を捉え、20%剥離位置が後退すると定量的に言及されていた Reynolds 数効果について、ほぼ定量的に一致する結果を得ている様子が確認できる。この渦中心線に関しても、数値拡散の防止により、より鮮明に捉えることが可能であると考えられる。以上より、実験で得られた Reynolds 数効果を数値計算を用いても、表面格子密度と乱流モデルの慎重な選定によって定量的に捉えられることが確認された。



(a) Expansion view of coarse surface mesh with adaptive refinement for volume grid as about 95,000 points



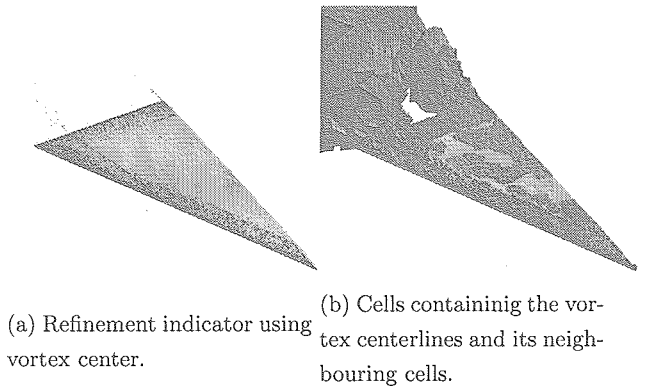
(b) Expansion view of fine surface mesh as about 170,000 points

Fig. 2 Comparison of unstructured surface mesh at connected area between leading and trailing edges

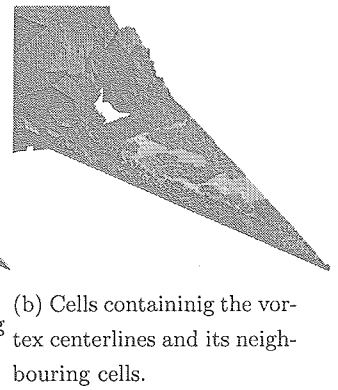
5. 結論

本研究では、実験で確認された前縁に丸みを持ったデルタ翼の前縁剥離渦に関する Reynolds 数効果を調べるため、非構造ハイブリッド格子法を用いて数値解析を行った。Dacles-Mariani らによって提案された修正 Spalart-Allmaras1 方程式乱流モデルをデルタ翼周りの計算に初めて適用したところ、Reynolds 数 6×10^6 域では、他の乱流モデルでは捉えられなかった、実験で確認された内渦や2次渦が捉えられ、他のモデルに対し前縁剥離渦構造をより鮮明に捉えられることを確認し、渦が支配する流れ場に対して有効な乱流モデルであることが確認された。

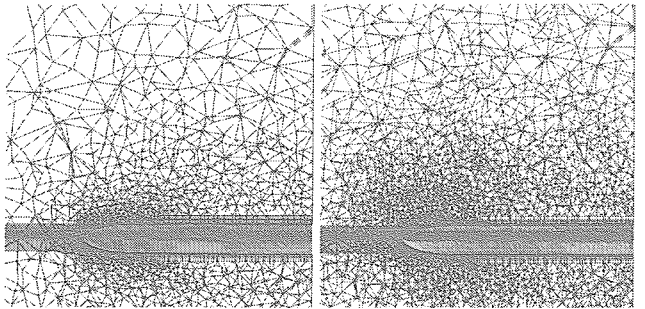
さらに、Reynolds 数 6×10^7 の計算を行った結果、修正 S-A モデルが剥離渦の位置を良く捉えており、実現象を良く捉えられることが確認された。また実験で明らかにされた Reynolds 数効果については、表面格子密度を小さく取り、さらに使用する乱流モデルの慎重な選定により、数値計算手法を用いても定量的に捉えられることが確認された。つまり、前縁に丸みを持っているような形状の場合、尖った前縁の場合と異なり剥離位置が前縁先端部から自然に誘起されないため、剥離位置の特定には表面格子密度が多大な影響を及ぼすことになる。よって、表面格子密度を密に



(a) Refinement indicator using vortex centerlines and its neighbouring cells.



(b) Cells containing the vortex centerlines and its neighbouring cells.



(c) Crossflow cut of unstructured grid at $x/c = 0.6$; initial grid(left) and adaptive grid(right).

Fig. 3 Adaptive refinement

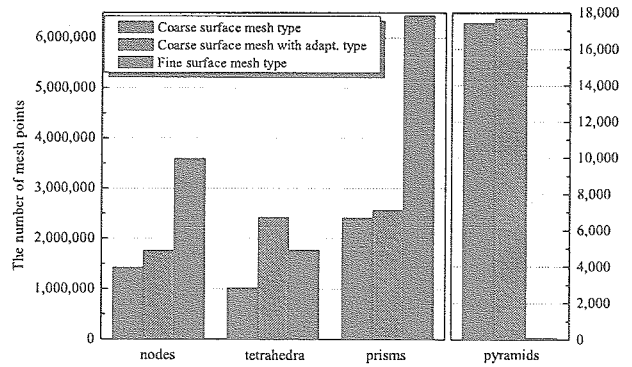


Fig. 4 Comparison of point number of volume meshes

した上で空間格子の格子細分化法を用いることで、前縁が丸みを持ったデルタ翼形状であっても、発生する前縁剥離渦構造を数値流体力学手法を用いて詳細に捉えることが可能であるといえる。

参考文献

- [1] Hummel, D. "On the Vortex Formation over a Slender Wing at Large Angle of Incidence," *High Angle of Attack Aerodynamics*, Vol. 15, AGARD-CP-247, 1979.
- [2] Ekaterinaris, J. A. and Schiff, L. B. "Numerical Prediction of Vortical Flow over Slender Delta Wings," *Journal of Aircraft*, Vol. 30, No. 6, 1993, pp. 935-942.
- [3] Luckring, J. M. "Reynolds Number and Leading-Edge Bluntness Effects on a 65° Delta Wing," AIAA paper 2002-

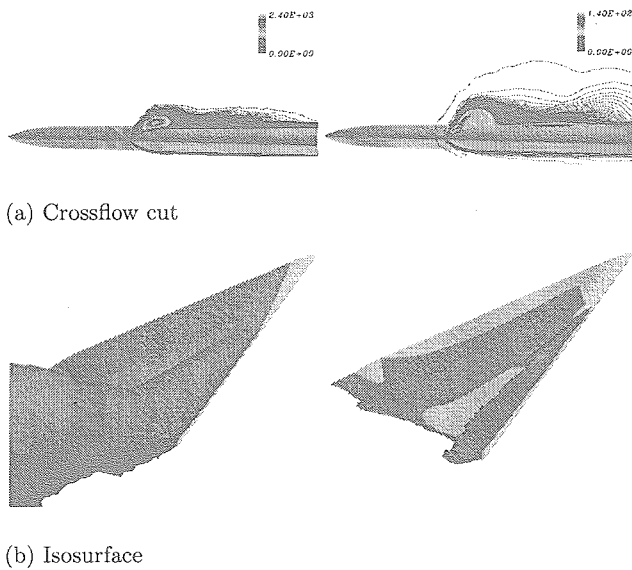


Fig. 5 Visualization of eddy viscosity at $Re = 6 \times 10^6$; using the S-A model (left) and using the modified S-A model (right)

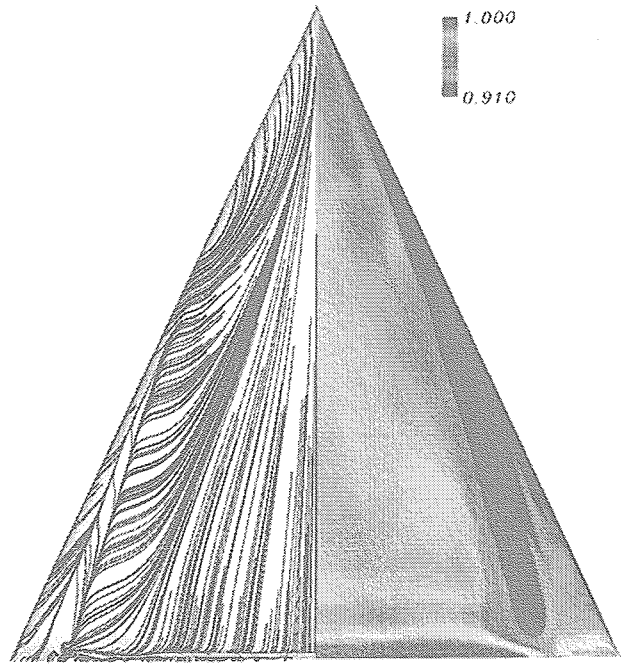
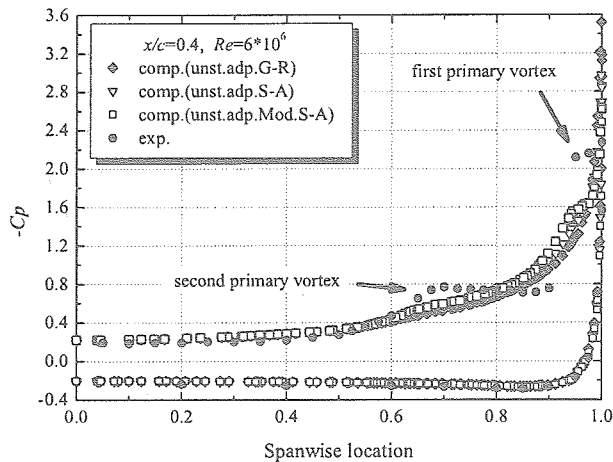
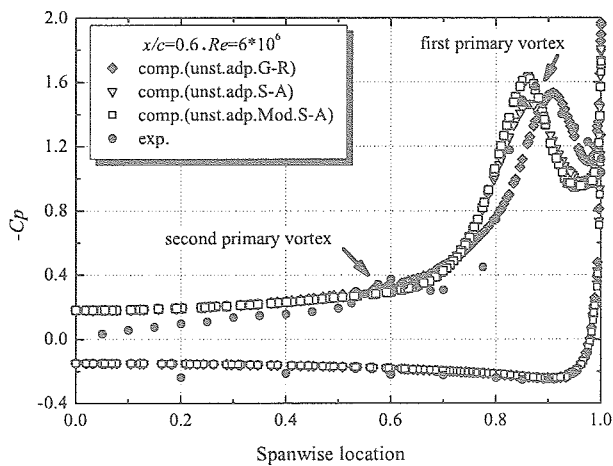


Fig. 7 Surface streamlines (left) and pressure distribution (right) using the modified S-A model at $Re = 6 \times 10^6$



(a) Surface pressure distributions; $x/c = 0.4$



(b) Surface pressure distributions; $x/c = 0.6$

Fig. 6 Comparison of surface pressure distributions at $Re = 6 \times 10^6$

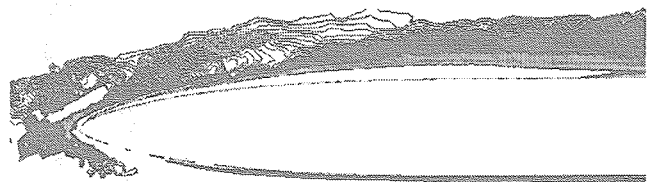


Fig. 8 Helicity contours using the modified S-A model on chordwise cut view at 24% location that a second primary vortex exists in the experiments

0419, 2002.

[4] Ito, Y. and Nakahashi, K. "Direct Surface Triangulation Using Stereolithography(STL) Data," AIAA paper 2000-0924, 2000.

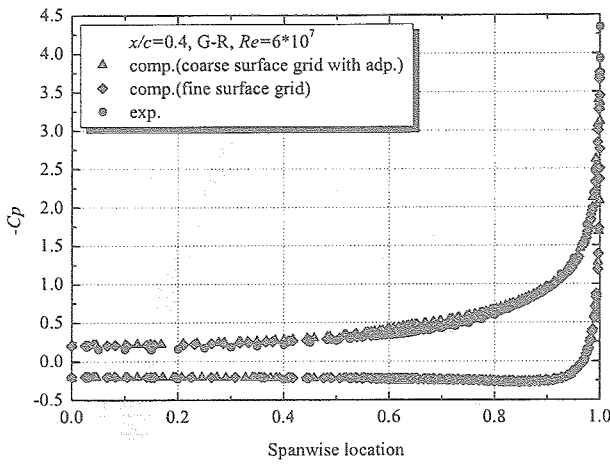
[5] Sharov, D. and Nakahashi, K. "Hybrid Prismatic/Tetrahedral Grid Generation for Viscous Flow Applications," AIAA paper 96-2000, 1996.

[6] Obayashi, S. and Guruswamy, G. P. "Convergence Acceleration of an Aeroelastic Navier-Stokes Solver," *AIAA Journal*, Vol. 33, No. 6, 1994, pp. 1134-1141.

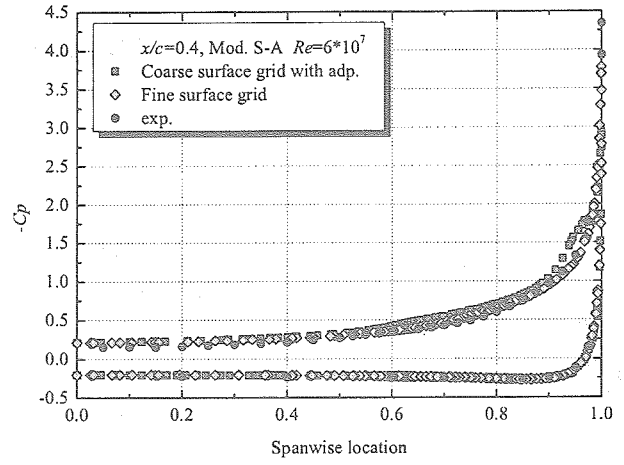
[7] Sharov, D. and Nakahashi, K. "Reordering of Hybrid Unstructured Grids for Lower-Upper Symmetric Gauss-Seidel Computations," *AIAA Journal*, Vol. 36, No. 3, 1998, pp. 484-486.

[8] Ito, Y. and Nakahashi, K. "Unstructured Mesh Generation for Viscous Flow Computations," *Proceedings of the 11th International Meshing Roundtable*, Ithaca, NY, 2002, pp. 367-377.

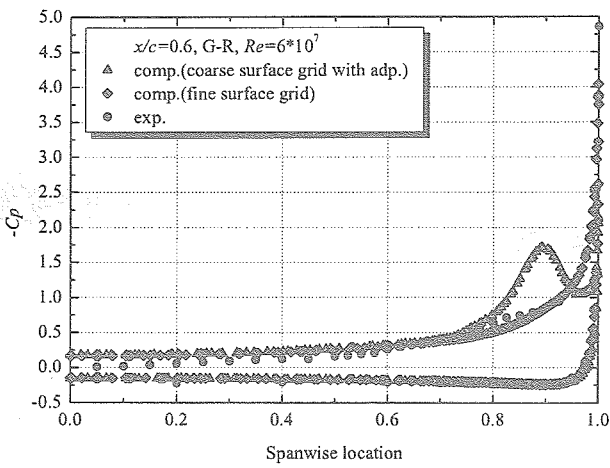
[9] Murayama, M., Nakahashi, K. and Sawada, K. "Simulation of Vortex Breakdown Using Adaptive Grid Refinement with Vortex-Center Identification," *AIAA Journal*, Vol. 39, No. 7, July 2001, pp. 1305-1312.



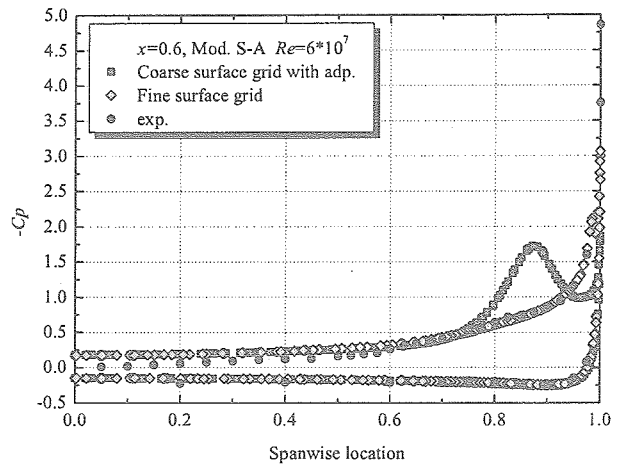
(a) Surface pressure distributions; $x/c = 0.4$



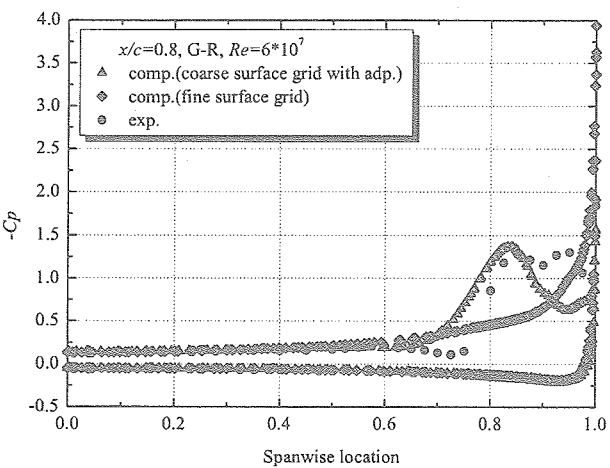
(a) Surface pressure distributions; $x/c = 0.4$



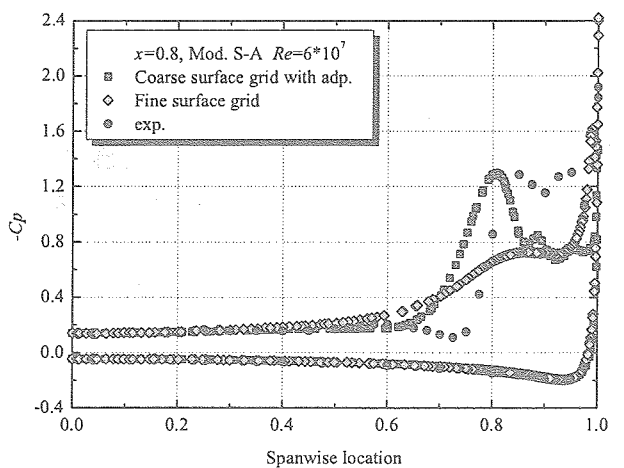
(b) Surface pressure distributions; $x/c = 0.6$



(b) Surface pressure distributions; $x/c = 0.6$



(c) Surface pressure distributions; $x/c = 0.8$



(c) Surface pressure distributions; $x/c = 0.8$

Fig. 9 Comparison of surface pressure distributions using the G-R turbulence model at $Re = 6 \times 10^7$

Fig. 10 Comparison of surface pressure distributions using the modified S-A turbulence model at $Re = 6 \times 10^7$

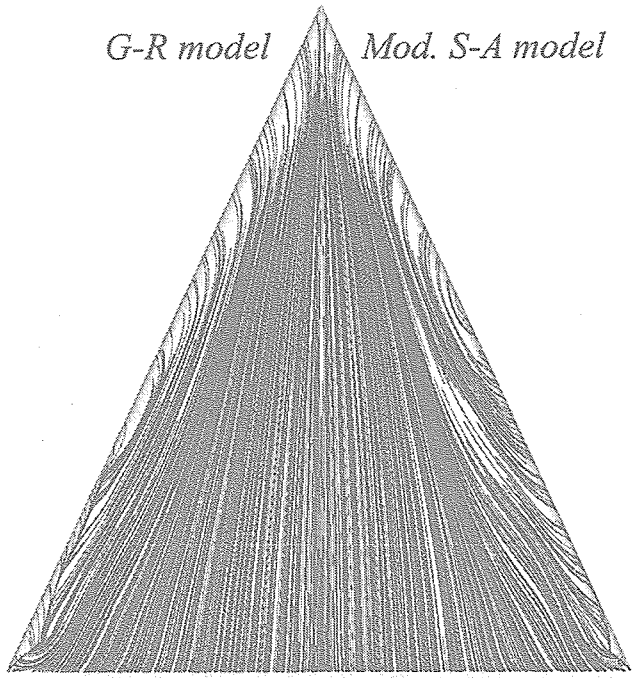
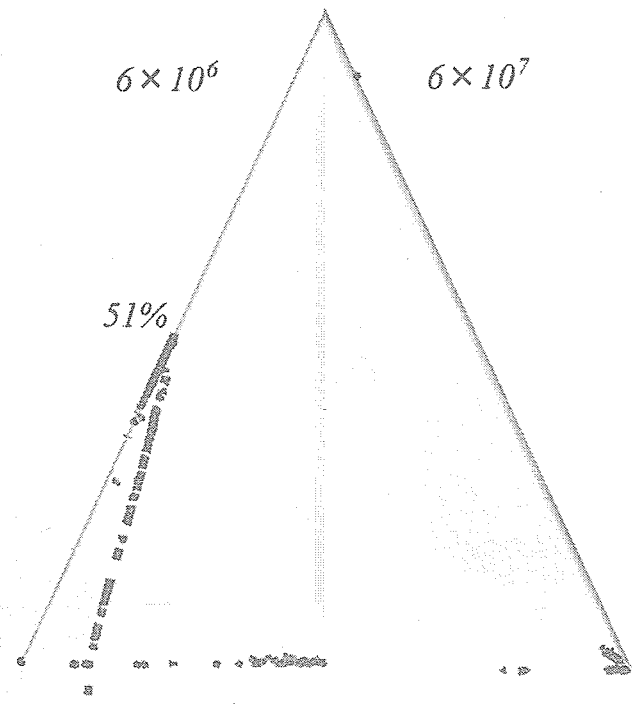
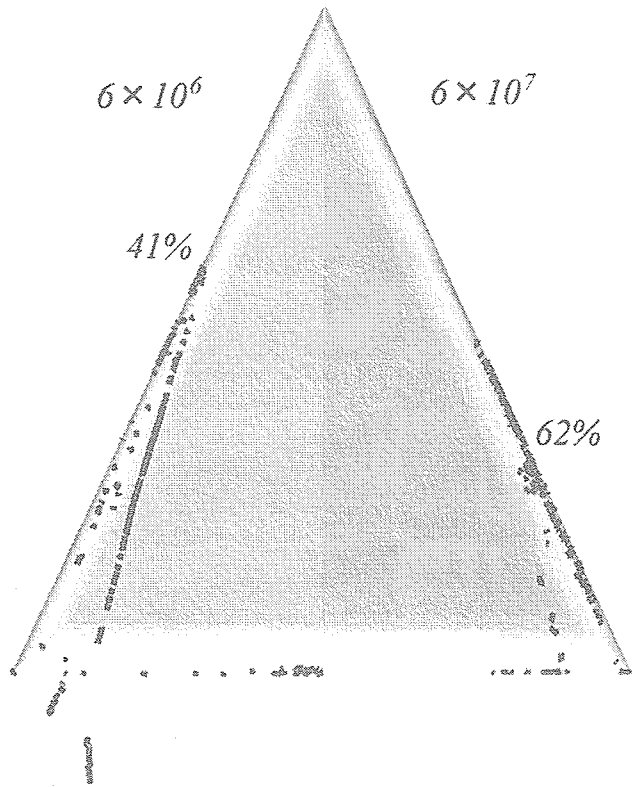


Fig. 11 Surface streamlines at 6×10^7 using the G-R model (left) and the modified S-A model (right)



(a) Vortex centerlines using the G-R turbulence model



(b) Vortex centerlines using the modified S-A turbulence model

Fig. 12 Vortex centerlines and separation onset points at 6×10^6 (left) and 6×10^7 (right)

- [10] Goldberg, U. C. and Ramakrishnan, S. V. "A Pointwise Version of the Baldwin-Barth Turbulence Model," *Computational Fluid Dynamics*, Vol. 1, 1993, pp. 321-338.
- [11] Spalart, P. R. and Allmaras, S. R. "A One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows," AIAA paper 92-0439, 1992.
- [12] Dacles-Mariani, J., Zilliac, G. G., Chow, J. S. and Bradshaw, P. "Numerical/Experimental Study of a Wingtip Vortex in the Near Field," *AIAA Journal*, Vol. 33, No. 9, 1995, pp. 1561-1568.
- [13] Kato, M. and Launder, B. E. "The Modelling of Turbulent Flow around Stationary, and Vibrating Square Cylinder," *Proceedings of 9th Symposium of Turbulent Shear Flows*, Paper 10-4-1, 10-4-6, 1993.
- [14] Jones, W. P. and Launder, B. E. "The Prediction of Laminarization with a Two Equation Model of Turbulence," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 15, 1972, pp. 301-314.
- [15] Fares, E., Meinke, M. and Schöder, W. "Numerical Simulation of the Interaction of Wingtip Vortices and Engine Jets in the Near Field," AIAA paper 2000-2222, 2000.