

Discontinuous Galerkin 法による主翼変形を考慮した ONERA-M5 標準模型周りの流れ場解析

保江 かな子
宇宙航空研究開発機構

澤田 恵介
東北大学

Discontinuous Galerkin Computation of Flowfield over Statically Deformed Wing of ONERA-M5 Wind Tunnel Model

by
Kanako Yasue and Keisuke Sawada

ABSTRACT

A static aeroelasticity analysis is carried out for ONERA-M5 wind tunnel calibration model. RANS solution obtained by the pointwise relaxation implicit discontinuous Galerkin CFD solver is fed into structural analysis using NX Nastran to iteratively determine aerodynamic equilibrium configuration of the wind tunnel model. The effect of model deformation and the Reynolds number scaling effect on aerodynamic characteristics are examined. A possible CFD-aided evaluation method for obtaining the Reynolds number scaling effect using the Trisonic Wind Tunnel is discussed.

1. はじめに

航空機開発においては、実機空力特性の正確な予測が非常に重要である。その実現には実機レイノルズ数条件下での風洞試験が望まれるが、従来の風洞試験で達成できるレイノルズ数は、実機レイノルズ数よりも 1~2 オーダー程度低い。そのため、ラフネス等のデバイスを風洞模型に取り付けることで強制的に乱流遷移させる。しかし、得られた空力特性は実際とはまだ差異があり、風洞試験データを経験的に補正することで実機の空力特性を算出しているのが現状である。

近年、National Transonic Facility (NTF) や European Transonic Wind-tunnel (ETW) などの高レイノルズ数風洞施設が最先端の航空機開発に広く用いられている。これらの風洞施設では、加圧気流を極低温まで温度を下げることによって実機と同程度のレイノルズ数を達成することが出来る。しかし気流を加圧するために風洞模型に大きな荷重が加わり模型変形が生じる。この模型変形による空力特性の変化は、レイノルズ数を増加させた際の空力特性変化 (レイノルズ数効果) と逆の傾向を示すために、レイノルズ数効果を隠す場合がある。NTF や ETW では、総圧と総温を独立に調整することが可能であり、マッハ数と総圧を一定に保ちながらレイノルズ数を変化させたり (Re スweep)、マッハ数とレイノルズ数を一定に保ちながら総圧を変化させたり (P_0 スweep) することが出来る。図 1 にレイノルズ数と総圧総温の関係図を示す。レイノルズ数一定のまま総圧を変化させる破線上の点で空力特性を計測すると模型変形効果を計測でき、実線上の点での空力特性を計測 (Q/E 一定のままレイノルズ数を変化、Q: 動圧, E: ヤング率) することで、レイノルズ数効果を計測することができる。このような方法で NTF や ETW ではレイノルズ数効果と模型変形効果を個別に抽出することが可能である。

一方、日本には加圧型の高レイノルズ数風洞である防衛省三音速風洞 (TWT) がある。NTF や ETW とは異なり TWT は総圧と総温を個別に調整できないため、異なるレイノルズ数に対して取得された風洞試験データには、レイノルズ数効果と模型変形効果が混在することになる。そのため、実機空力特性の正確な予測を TWT で実現するには、風洞

試験データから模型変形効果を補正し、レイノルズ数効果の抽出を実現することが必要である。

本研究は、Computational Fluid Dynamics (CFD) を援用して、TWT のような単純加圧型の高レイノルズ数風洞で得られた風洞試験データから模型変形効果とレイノルズ数効果を分離する技術の確立と、実機レイノルズ数に届かない風洞試験データから実機空力特性を推算するレイノルズ補正法の高度化を目的としている。

本報告では、TWT で取得された ONERA-M5 風洞試験模型の静的空力弾性解析を行い、空力特性に及ぼす模型変形の効果を求め、模型変形が空力特性に及ぼす影響を検証する。また、レイノルズ数を変化させた計算を行うことにより、レイノルズ数効果を数値的に検証する。最後に TWT でのレイノルズ数効果に対する CFD を援用した評価方法を検討する。

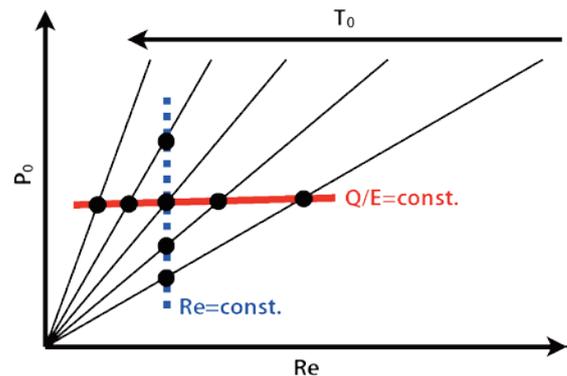


図 1 模型変形効果とレイノルズ数効果の個別評価

2. 計算手法

2.1 流体構造連成解析

図 2 に静的空力弾性解析のための流体構造連成解析手順を示す。はじめに、風洞模型の CAD データから東北大学で開発された格子生成ソフト TAS mesh⁽¹⁻³⁾を用いて表面格子を生成する。次に、CFD 解析用の空間格子を表面格子同

様 TAS mesh を用いて生成し、本研究の一環としてこれまでに構築した点緩和型陰的 DG 法⁽⁴⁾を用いて模型まわりの RANS 解析を行う。乱流モデルには Spalart-Allmaras モデルを適用した。得られた定常解の表面圧力データを構造解析での境界条件のための節点荷重データへ変換する。構造解析では、CFD 用の表面格子から模型内部の格子を生成し、NX Nastran[®]を用いて構造解析を行う。構造解析により得られた表面変位分布を CFD 解析用の表面格子に足し込み、変形後の表面格子を生成する。模型形状が平衡に達するまでこれらの手順に沿って反復計算を行う。

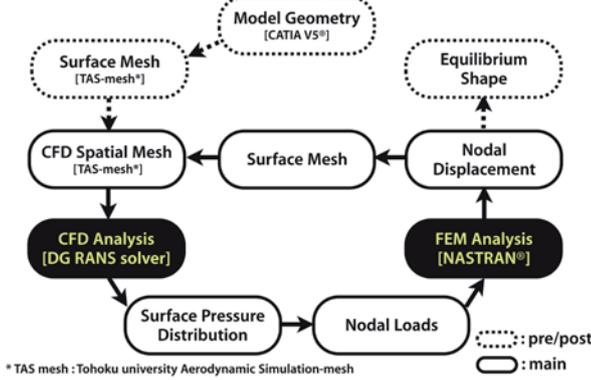


図2 流体構造連成解析手順

2.2 Discontinuous Galerkin法

次式で表される 3 次元ナビエ・ストークス方程式の離散化を考える。

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial E}{\partial x} + \frac{\partial F}{\partial y} + \frac{\partial G}{\partial z} = 0 \quad (1)$$

ここで $Q = (\rho, \rho u, \rho v, \rho w, e)$ は保存変数、 $E = E_c - E_v$ 、 $F = F_c - F_v$ 、 $G = G_c - G_v$ は流束関数である。添え字 c は移流項、添え字 v は粘性項を表す。また、 ρ は密度、 u 、 v 、 w はデカルト座標系における速度成分、 e は全エネルギーである。

DG 法ではセル内部の物理量分布を、自由度 Q_i と基底関数 v_i を用いて、

$$Q(x, y, z, t) = \sum Q_i(t) v_i(x, y, z) \quad (2)$$

と表す。添字 i は精度に応じて決まるものであり、3 次元 2 次精度の場合は $i=4$ となる。式(1)で表される支配方程式に基底関数を乗じて、計算領域 Ω で積分すると、次式のような弱形式が得られる。

$$\begin{aligned} & \iiint_{\Omega} \frac{\partial v_i Q}{\partial t} dx dy dz + \iint_{\partial\Omega} v_i (E n_x + F n_y + G n_z) d\sigma \\ & - \iiint_{\Omega} \left(E \frac{\partial v_i}{\partial x} + F \frac{\partial v_i}{\partial y} + G \frac{\partial v_i}{\partial z} \right) dx dy dz = 0 \end{aligned} \quad (3)$$

ここで、 $\partial\Omega$ は計算領域の境界を表している。

本研究では、面積分および体積積分を求めるために、要求される精度に見合った次数のガウス求積法を導入した。

2.3 点緩和型陰解法

点緩和型の陰解法では各セル毎に内部の時間発展を考える。最初に次式で表されるような、流束関数の線形化を考える。

$$\begin{aligned} E^{n+1} &\cong E^n + \frac{\partial E}{\partial Q} \Delta Q \\ F^{n+1} &\cong F^n + \frac{\partial F}{\partial Q} \Delta Q \end{aligned} \quad (4)$$

$$G^{n+1} \cong G^n + \frac{\partial G}{\partial Q} \Delta Q$$

式(4)を用いると、式(3)における左辺第 2 項の面積積分は以下のように近似される。

$$\begin{aligned} & \iint_{\partial\Omega} v_i (E^{n+1} n_x + F^{n+1} n_y + G^{n+1} n_z) d\sigma \\ & \cong \iint_{\partial\Omega} v_i (E^n n_x + F^n n_y + G^n n_z) d\sigma \\ & + \iint_{\partial\Omega} v_i \left(\frac{\partial E}{\partial Q} n_x + \frac{\partial F}{\partial Q} n_y + \frac{\partial G}{\partial Q} n_z \right)^+ \Delta Q d\sigma \end{aligned} \quad (5)$$

ここで、 $D = \frac{\partial E}{\partial Q} n_x + \frac{\partial F}{\partial Q} n_y + \frac{\partial G}{\partial Q} n_z$ とするとヤコビ行列の正の射影は $D^+ = \kappa(D + \lambda_{\max} I)/2$ と定義される。また、 λ_{\max} は音速 c を用いて、

$$\lambda_{\max} = \left(|u n_x + v n_y + w n_z| + c \right)$$

で表され、 $\kappa = 1.05$ とする。

同様に、式(3)の左辺第 3 項の体積積分は以下のように近似される。

$$\begin{aligned} & \iiint_{\Omega} \left(E^{n+1} \frac{\partial v_i}{\partial x} + F^{n+1} \frac{\partial v_i}{\partial y} + G^{n+1} \frac{\partial v_i}{\partial z} \right) dx dy dz \\ & \cong \iiint_{\Omega} \left(E^n \frac{\partial v_i}{\partial x} + F^n \frac{\partial v_i}{\partial y} + G^n \frac{\partial v_i}{\partial z} \right) dx dy dz \\ & + \iiint_{\Omega} \left(\frac{\partial E}{\partial Q} \frac{\partial v_i}{\partial x} + \frac{\partial F}{\partial Q} \frac{\partial v_i}{\partial y} + \frac{\partial G}{\partial Q} \frac{\partial v_i}{\partial z} \right) \Delta Q dx dy dz \end{aligned} \quad (6)$$

また式(3)の時間微分項は、式(2)を代入することにより、

$$\iiint_{\Omega} v_i \frac{\partial Q}{\partial t} dx dy dz = \frac{1}{\Delta t} \sum_j I_{ij} \Delta Q_j \quad (7)$$

となる。ここで、基底関数の積のモーメントは $I_{ij} = \iiint_{\Omega} v_i v_j d\xi d\eta d\zeta$ と表され、基底関数が直交性を持つ時、 I_{ij} は対角行列となる。以上より、次式で表される代数方程式を得る。

$$\mathbf{M} \Delta \mathbf{Q}_j = \mathbf{R} \quad (8)$$

ここで、

$$\begin{aligned} \mathbf{M} &= \frac{1}{\Delta t} \sum_j I_{ij} + \iint_{\partial\Omega} v_i \left(\frac{\partial E}{\partial Q} n_x + \frac{\partial F}{\partial Q} n_y + \frac{\partial G}{\partial Q} n_z \right)^+ v_j d\sigma \\ & - \iiint_{\Omega} v_i \left(\frac{\partial E}{\partial Q} \frac{\partial v_j}{\partial x} + \frac{\partial F}{\partial Q} \frac{\partial v_j}{\partial y} + \frac{\partial G}{\partial Q} \frac{\partial v_j}{\partial z} \right) v_j dx dy dz \\ \mathbf{R} &= - \iint_{\partial\Omega} v_i (E^n n_x + F^n n_y + G^n n_z) d\sigma \\ & + \iiint_{\Omega} v_i \left(E^n \frac{\partial v_i}{\partial x} + F^n \frac{\partial v_i}{\partial y} + G^n \frac{\partial v_i}{\partial z} \right) dx dy dz \end{aligned} \quad (9)$$

である。3 次元、2 次精度の場合、セル毎に 20x20 の逆行列を求めることになる。

3. 結果および考察

3.1 ONERA-M5 風試模型周り遷音速流れ場のベースライン計算

図 3 に ONERA-M5 風試模型の仕様を示す。本計算ではステイニングと胴体との間のギャップを無視した。図 4 に CFD 解析用の計算格子を示す。ベースライン計算では、2 種類の計算格子を用いた。Grid-1 のセル数は約 250 万で、393,639 個の四面体、2,030,317 個のプリズム、および 7,975

個のピラミッドで構成されている． Grid-2 のセル数は約 350 万で， 1,109,315 個の四面体， 2,365,602 個のプリズム， および 8,896 個のピラミッドで構成されている．

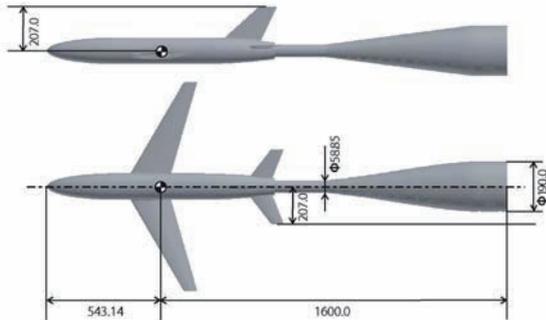


図 3 ONERA-M5 標準模型 (単位=mm)

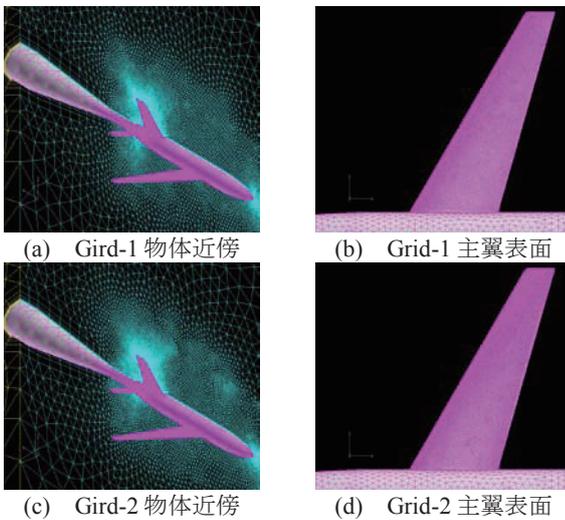


図 4 計算格子

表 1 主流条件

Case	M	Re	α [deg]	P_0 [kPa]	T_0 [K]
1	0.84	4.0×10^6	-3.6	202	274
2	0.84	4.0×10^6	-1.0	202	274
3	0.84	1.0×10^6	-1.0	50	274
4	0.84	4.0×10^6	-1.0	50	105

本計算では， MPI Library を用いて並列化を行っており， 東北大学流体科学研究所の SGI Altix 3700Bx2 を用いて 128 並列で計算を行った． CFL 数は 10^5 とし， 局所時間刻み法を用いた． また， 解の安定性を保持するため， 圧力分布に基づいて保存変数の勾配制限を施した． また， 渦粘性にも別途勾配制限を施した．

計算条件を表 1 に示す． Case 1 および Case 2 は TWT において行われた実験条件から引用している⁽⁵⁾． しかし Case 2 での圧力係数分布の実験値が示されていないため， Case 3 として JAXA で計測された $Re=1.0 \times 10^6$ の条件でも計算を行った． また， 模型変形効果とレイノルズ数効果を検証するために， Case 4 として $Re=4.0 \times 10^6$ で総圧を Case 3 と同程度に設定した仮想的な場合の計算も行った． Case 2 から Case 4 の総圧とレイノルズ数の関係を図 5 に示す． ベースライン計算ではいずれも模型変形は考慮せず， すべてオリジナルの模型形状周りの流れ場を解いた． Case 2 に対する計算で得られた表面圧力分布を図 6 に示す． 翼上面に典型的な二重衝撃波が Grid-1, Grid-2 共に捕えられている．

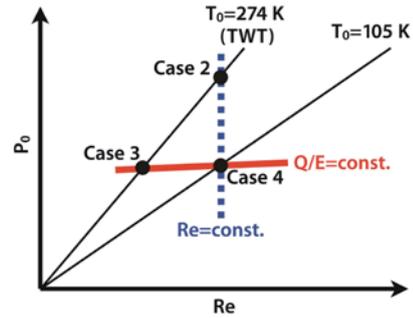


図 5 総圧とレイノルズ数の関係

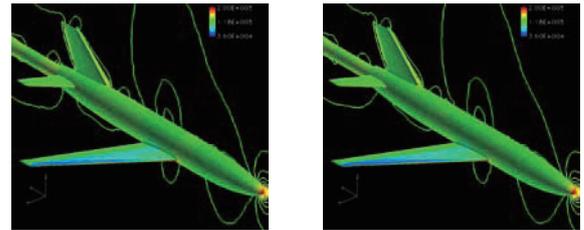


図 6 表面圧力分布 (初期形状)

図 7 には Case 2, Case 3 および Case 4 に対する $y/s=0.2851$ および $y/s=0.8147$ での圧力係数分布と JAXA での実験で得られた分布の比較を示す． いずれのケースも $y/s=0.2851$ における分布は実験値と良い一致を示している． 一方， $y/s=0.8147$ における分布ではレイノルズ数の違いによって， 衝撃波位置に違いが現れた． Case 2 および Case 4 に比べてレイノルズ数の低い Case 3 の分布では衝撃波位置の圧力係数がなだらかに変化しているが， これは境界層が厚くなり， また， 衝撃波位置における剥離が大きく現れたためである． レイノルズ数が一致する Case 3 のほうが JAXA の実験データとの一致が良い．

次にベースライン計算で得られた空力係数を図 8 および表 2 に示す． いずれのケースでも揚力係数は実験値より僅かに大きな値をとったが， 概ね良い一致を示した． Grid-1 を用いた計算ではレイノルズ数が低い Case 3 の方が Case 2 および Case 4 に比べ揚力係数は大きくなっているが， 衝撃波位置が下流側に移動したためと考えられる． Grid-2 を用いるとレイノルズ数の低い Case 3 の揚力は他のケースより小さくなった．

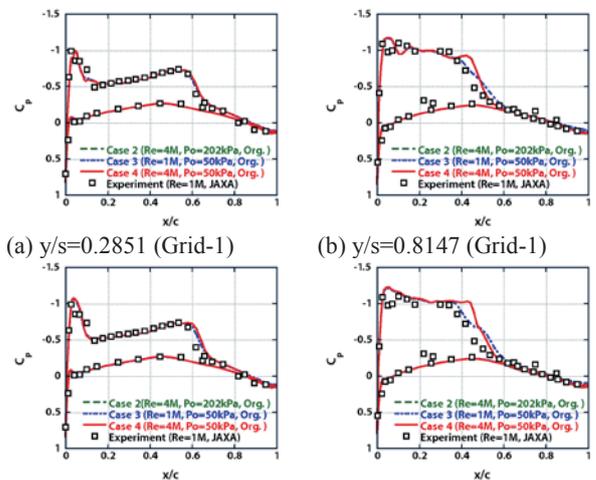


図 7 圧力係数分布 (初期形状)

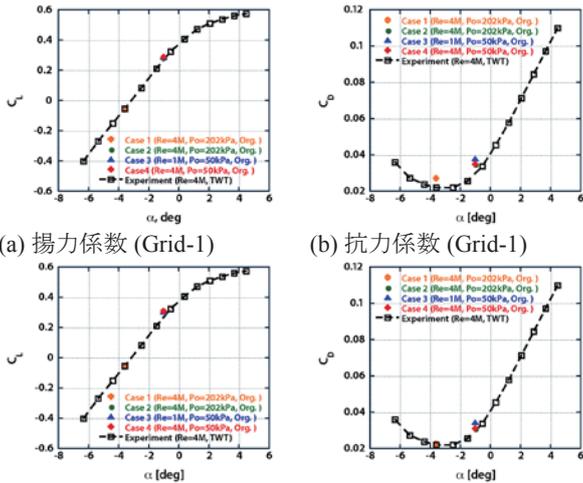


図8 空力係数 (初期形状)

表2 空力係数

		揚力係数	抗力係数
Case 1	変形前(Grid-1)	-0.0061	0.0267
	変形前(Grid-2)	-0.0060	0.0223
	風洞試験	-0.0057	0.022
Case 2	変形前(Grid-1)	0.2851	0.0347
	変形前(Grid-2)	0.3079	0.0308
	変形後(Grid-2)	0.2978	0.0298
	風洞試験	0.27	0.028
Case 3	変形前(Grid-1)	0.2859	0.0378
	変形前(Grid-2)	0.3039	0.0343
	変形後(Grid-2)	0.3017	0.0340
Case 4	変形前(Grid-1)	0.2849	0.0348
	変形前(Grid-2)	0.3079	0.0309
	変形後(Grid-2)	0.3055	0.0306

一方、抗力係数については、Grid-2を用いた計算では概ね良い一致を示している。レイノルズ数が低いCase 3は、より高いCase 2およびCase 4に対して30カウントほど小さくなっており、レイノルズ数の違いによる差が明確に現れた。抗力係数の定量的一致には、さらに細かい格子を用いた解析が必要であるが、揚力係数については模型変形効果の検証に十分な定量性が得られているため、以降はGrid-2を用いて模型変形を考慮した解析を行う。

3.2 主翼模型変形を考慮した ONERA-M5 風試模型周りの遷音速流れ場解析

模型変形を考慮した ONERA-M5 風試模型周りの遷音速流れ場解析の結果を示す。構造解析では、模型の材質として SUS630 を仮定し、模型の内部構造 (圧力配管等) は無視した。また、本計算では主翼の変形のみを考慮し、図9に示すように、CFD解析と同じ主翼表面格子を用いて模型内部を四面体二次要素で離散化している。模型内部に生成された格子点数は約50万である。本計算では、模型変形効果並びにレイノルズ数効果を検証するためにCase 2, Case 3 および Case 4 に対して模型変形解析を行った。初めに、翼端の最大変位の収束履歴を図10に示す。本計算では、3回の反復計算で空力平衡形状に達していることが分かる。Case 2, Case 3 および Case 4 の空力平衡形状における変位分布を図11に



図9 構造解析用主翼計算格子

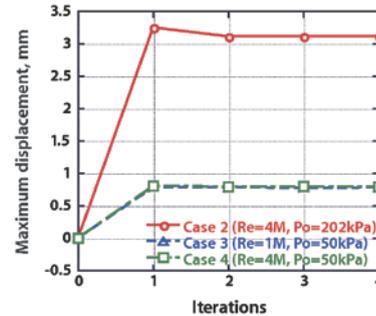


図10 翼端最大変位の収束履歴

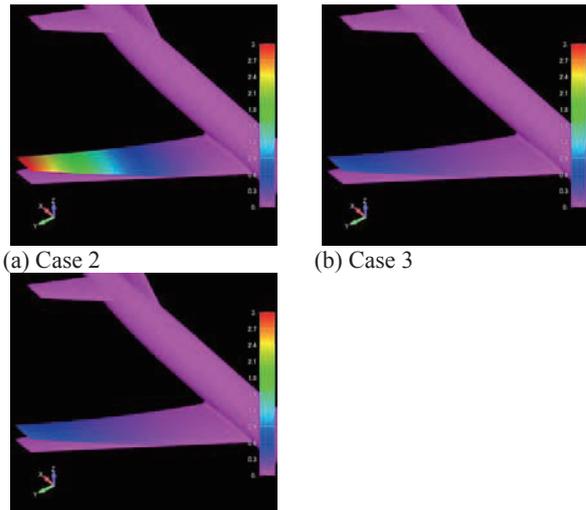


図11 空力平衡形状に対する変位分布 (×10 scale)

示す。Case 2 では翼端で最大 3.11mm, Case 3 では最大 0.777mm, Case 4 では最大 0.795 mm 変形した。Case 2 では総圧が 202 kPa に対して、Case 3 および Case 4 では総圧 50 kPa であり、総圧を大きくすると変形量が大きくなることがわかる。

次に変形特性を検証するために、主翼模型変形を bending と twist に分解する。本計算で用いた模型の主翼は後退角があるので、計算より得られた変形から真の bending を分離するためには弾性軸を定義する必要がある。本研究では、簡単のために最大翼厚ライン (約 40%コードライン) と 25%コードラインを弾性軸と仮定する。仮の弾性軸に沿った bending および twist を図12に示す。2種類の仮の弾性軸に対して、概ね同一の結果が得られたことから、真の弾性軸上の撓みも同様の結果になると推測される。そのため以降はこれら仮の弾性軸に対して得られた結果をベースに議論を進める。あるスパン位置での twist を初期形状でのコードラインと空力平衡形状でのコードラインとの間の成す角と定義すると、この twist は bending による見かけ

の twist と弾性軸周りの真の twist (pure twist) とに分解できる。本研究では bending による見かけの twist を bending twist, 弾性軸周りの真の twist を pure twist, bending twist と pure twist の和である見かけの twist を apparent twist と呼ぶことにする。図 12 に示すように, pure twist は変形により頭上げを示しているが, bending twist は頭下げを示している。bending twist の変化量が大きいいため, 結果として apparent twist は頭下げを示している。

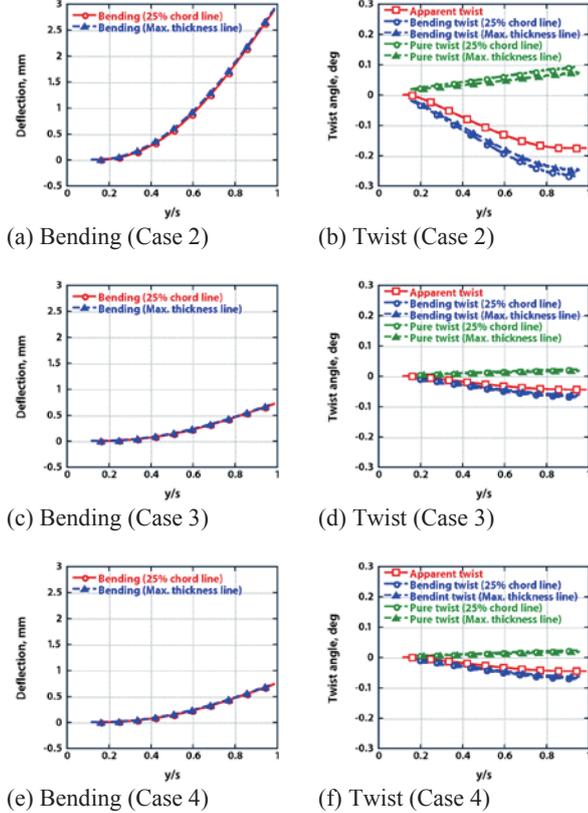


図 12 仮の弾性軸に沿った bending および twist

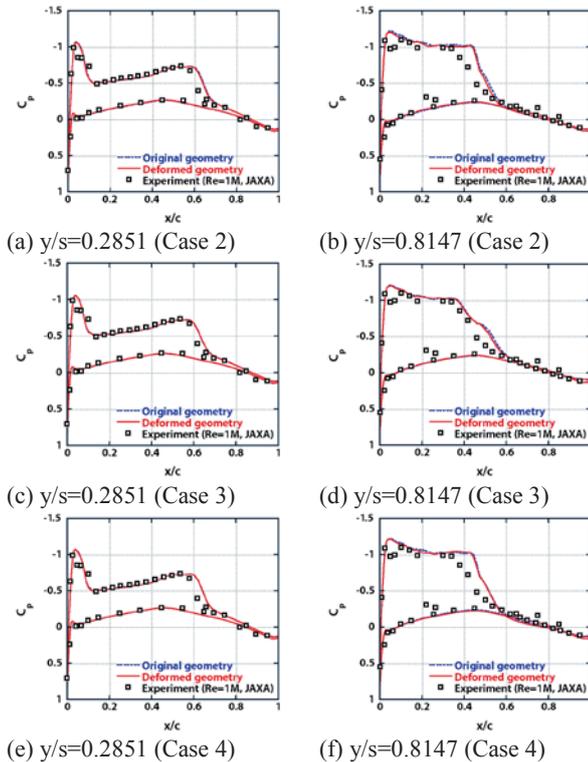


図 13 変形前後の圧力係数分布

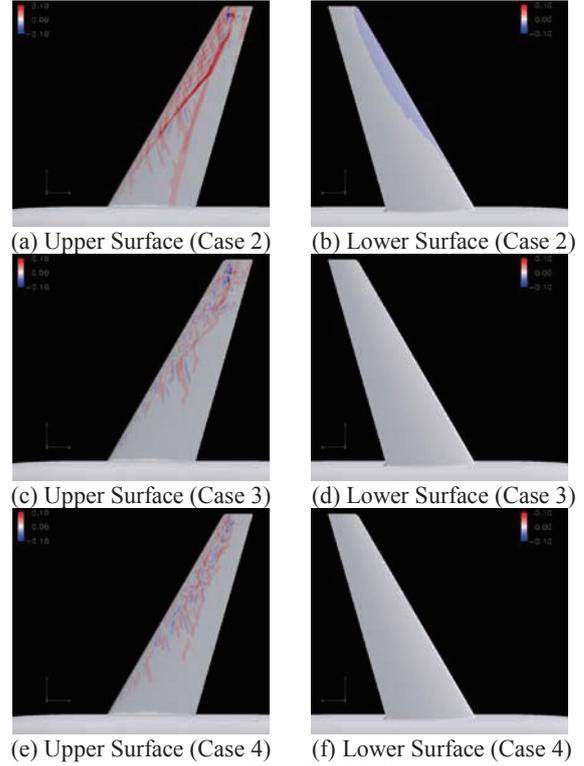


図 14 変形前と変形後の空力係数分布の差

図 13 に, 空力平衡形状に対する CFD 解析より得られた圧力係数分布を示す。Case 3 および Case 4 においては模型変形量が小さいため, 主翼付け根側の $y/s=0.2851$, 翼端に近い $y/s=0.8147$ 共に C_p 分布は変形前後で変化が見られなかった。一方, Case 2 の翼端に近い $y/s=0.8147$ においては, 変形により衝撃波位置が上流側に移動していることが分かる。これは, 空気力で模型が変形して翼端付近の有効迎角が小さくなったためである。次に変形前後の表面圧力係数分布の差を図 14 に示す。Case 2 では, 翼上面下面共に模型変形による差が表れており, 翼端付近を除いて衝撃波位置が上流側へ移動している。翼端近傍においては衝撃波位置が下流側へ移動しているが, これは有効迎角の減少により衝撃波の根元にある剥離泡のサイズが小さくなったためと考えられる。

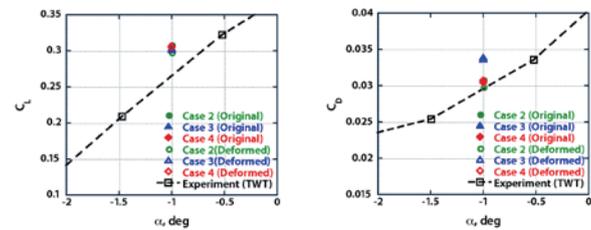
次に模型変形に伴う空力係数の変化を図 15 および表 2 に示す。Case 2 では揚力係数が 0.0101, 抗力係数が 10 カウント, いずれも模型変形に伴って減少した。また, Case 3 および Case 4 では, 模型変形後に揚力係数がそれぞれ 0.0022 および 0.0024, 抵抗係数はどちらも 3 カウント減少した。いずれのケースも, 変形後に翼端側で有効迎角が減少して揚力が減るために揚力と抗力は減少したが, 総圧が高く模型変形が大きな Case 2 ではその効果が顕著に現れた。

最後にセクション揚力係数とその位置でのコード長の積で表わされるスパン方向荷重分布を図 16 に示す。Case 3 および Case 4 では, 模型変形が小さいために各セクションスパンでの荷重も小さくスパン方向荷重分布は変形前後で殆ど変化がない。一方で, 変形の大きな Case 2 では翼端付近を除いた殆どの領域で荷重分布が減少しており, 翼根付近でも変化が生じている。これは図 12 に示したように翼根付近でも twist が存在していることによる。また, 翼端付近では荷重が逆に増加しているが, これは有効迎角の減少に伴って翼表面の剥離泡のサイズが小さくなったためと考えられる。模型変形やレイノルズ数の違いによる空力特性の変化について調べておく。Case 2 と Case 4 はレイノルズ数が

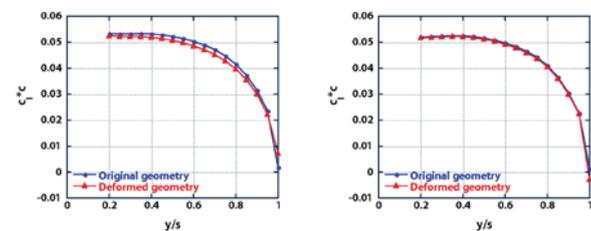
同一で総圧が異なる．このため、両者の空力特性の差は模型変形効果に由来することになる．空力平衡形状に対する Case 2 と Case 4 の空力特性の比較では、模型変形効果が顕著な Case 2 の揚力係数は Case 4 に対して 0.0077 減少する．また、抵抗係数も 8 カウント減少した．一方、模型変形効果が同程度でレイノルズ数が異なる Case 3 と Case 4 の比較では、レイノルズ数が高い Case 4 の揚力係数は Case 3 より 0.0038 増加し、抵抗係数は 34 カウント減少した．ここで Case 2 と Case 3 の空力係数を比較すると、Case 2 のレイノルズ数は Case 3 の 4 倍大きいにも関わらず Case 2 の揚力係数は Case 3 より 0.0039 小さく、抗力係数は 42 カウント小さい．したがって、レイノルズ数効果による揚力係数の増加は模型変形効果により相殺されている．一方、抗力係数に関しては、レイノルズ数効果による抗力の減少は模型変形により過大評価されていることになる．

ここで得られた計算結果を用いて、空力特性のレイノルズ補正を考察しておく．総圧とレイノルズ数が異なる場合、空力特性の差には模型変形効果とレイノルズ数効果が混在する．既に求めている Case 3 と Case 4 の間のレイノルズ数効果、そして Case 4 と Case 2 の間の模型変形効果を足し合わせると Case 3 と Case 2 の間の空力特性変化が得られることより、模型変形効果とレイノルズ数効果の分離には Case 4 における空力特性を取得することが必要である．しかし、TWT のような加圧型の風洞では Case 4 の気流条件での試験実施が困難である．このため、Case 4 の気流条件における流れ場を、CFD を用いて精度良く予測すればよい．しかしながら、現状の CFD では Case 4 における空力特性を直接定量的に求めることは難しい．このため、風洞試験データを補正して Case 4 の気流条件における空力特性を推算する方法を考えなければならない．

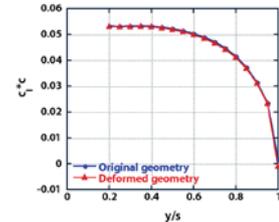
模型変形効果あるいはレイノルズ数効果のいずれかを CFD で求め、風洞試験データを補正することを考えてみよう．



(a) 揚力係数 (b) 抗力係数
図 15 空力平衡形状に対する空力係数



(a) Case 2 (b) Case 3



(c) Case 4
図 16 スパン方向荷重分布

う．Case 3 の条件では総圧が低いために、風洞試験はより容易に実施可能である．しかし、CFD で用いられる乱流モデルがレイノルズ数の変化を解に正しく反映できる確証が無いため、Case 3 と Case 4 の空力平衡形状に対する CFD の解の差分を Case 3 の風洞試験結果に足し込み Case 4 における空力特性を予測するアプローチの採用は慎重を期する必要がある．これに対して、同一レイノルズ数における模型変形効果に由来する空力特性の変化を CFD で求めることは現実的である．すなわち、Case 2 における風洞試験データを取得後、Case 2 と Case 4 の空力平衡形状に対する CFD の解から両者の差分を求め、Case 2 の風洞試験データを補正して Case 4 における空力特性を予測する．なお、風洞試験では空力平衡形状が 1g 飛行時の形状となるように、予め 1g 形状より模型変形量を差し引く必要があることを指摘しておく．

Case 2 のレイノルズ数を実機レイノルズ数に設定するには、風洞試験模型や模型支持部の強度や天秤の容量等の制限をクリアする必要があると決して容易ではない．しかし、加圧によって実機レイノルズ数が達成可能な TWT を活用して、より高いレイノルズ数域における風洞試験が実施されれば、従来、経験に頼っていたレイノルズ補正法を、CFD を援用して新たに構築することも視野に入ってくると思われる．

4. まとめ

ONERA-M5 標準模型の模型変形解析を行った．それにより、TWT で行われたレイノルズ数 4×10^6 の条件下 (Case 2) で翼端において最大 3.11mm の変形が生じ、それにより揚力係数は 0.0101、抗力係数は 10 カウント減少した．また、得られた変形を bending と twist に分解すると、有効迎角の減少の原因は bending によるものだということが分かった．さらに、変形による有効迎角の減少により、翼端付近において衝撃波の根元に発生する剥離泡のサイズが小さくなり衝撃波位置が後退した．

またレイノルズ数を変化させた計算を行うことにより、模型変形効果とレイノルズ数効果の検証も行った．得られた結果から、レイノルズ数効果により増加した揚力係数は模型変形効果により完全にマスクされていることが分かった．一方、レイノルズ数効果による抗力の減少は、模型変形効果により過大評価されるという結果が得られた．

これらの結果は、従来の風洞施設で達成しうるレイノルズ数条件下であっても、アスペクト比の大きな翼を持った航空機においては模型変形効果が無視できないことを示唆している．また、TWT を用いた高レイノルズ数条件下による風洞試験においては、模型変形効果を考慮することが重要である．

参考文献

- (1) Nakahashi K., Ito Y. and Togashi F., "Some Challenge of Realistic Flow Simulations by Unstructured Grid CFD," *Int. J. Numer. Meth. Fluid.*, 43 (2003), pp. 769-783.
- (2) Ito Y. and Nakahashi K., "Surface Triangulation for Polygonal Models Based on CFD Data," *Int. J. Numer. Meth. Fluid.*, 39 (2002), pp. 75-96.
- (3) Ito Y., Shih A. M., Soni B. K. and Nakahashi K., "Multiple Marching Direction Approach to Generate High Quality Hybrid Meshes," *AIAA J.*, 45 (2007), pp. 162-167.
- (4) Yasue K., Furudate M., Ohnishi N. and Sawada K., "Implicit Discontinuous Galerkin Method for RANS Simulation Utilizing Pointwise Relaxation Algorithm," *CiCP*, 7 (2010), pp. 510-533.
- (5) 杉田, "三音速風洞の概要," 第 45 回飛行機シンポジウム講演論文集, (2007), pp. 7-12.