低速における超音速複葉翼の3次元空力性能評価^{*1}

Evaluation of Three-Dimensional Low-Speed Aerodynamic Performance for a Supersonic Biplane

尾崎 修一^{*2}・小川 俊広^{*2}・大林 茂^{*2}・松野 隆^{*3}・川添 博光^{*3}
Shuichi OZAKI, Toshihiro OGAWA, Shigeru OBAYASHI, Takashi MATSUNO and Hiromitsu KAWAZOE

Key Words: Supersonic Biplane, General Biplane Theory, Wake Survey, Induced Drag

Abstract: This study focuses on the aerodynamic performance of the supersonic biplane at the low-speed region. The performance was evaluated and discussed through Computational Fluid Dynamics (CFD) and Experimental Fluid Dynamics (EFD). The result of the CFD simulation was compared with the experimental result to validate the simulation and confirmed to be reliable. Therefore, the CFD results were employed to derive the aerodynamic performance coupled with the theoretical equations. In the wind tunnel experiment, the three-component force measurement was conducted to obtain lift, drag and pitching moment coefficients. The wake survey was conducted to measure the drag in detail. The results proved the low-speed aerodynamic performance of the supersonic biplane can be described by the classical “general biplane theory” reasonably well.

1. はじめに

次世代の超音速旅客機開発の課題として、ソニックブームによる騒音や造波抗力による燃費効率の悪さがあげられる。現在、これらの課題を解決する手段として超音速複葉翼理論¹⁾を応用した機体コンセプトが提案されている。

超音速複葉翼理論とは、第1図に示すように2枚の三角形翼を互いに向き合わせることによって、設計マッハ数で衝撃波と膨張波が干渉し、互いに相殺することでソニックブームの騒音を大幅に低減できるというものである。また、衝撃波を相殺することで、体積に依存する造波抗力を低減できる²⁾。

超音速領域では衝撃波干渉といった有効な特性を示しているが、実際に超音速複葉翼を航空機の翼として利用するためには、非設計マッハ数領域の空力性能についても検証を行わなければならない。超音速旅客機コンコルドは巡航時のソニックブームによる騒音問題だけでなく、低速時の空力性能が低かったために、離陸に際して高迎角かつアフターバーナを使用する必要があった。従って、超音速複葉翼に関しても離着陸時の低速領域の空力性能を検証し向上させる必要がある。こうした中で現在、筆者らのグループでは数値流体力学 (Computational Fluid Dynamics, CFD) と実験流体力学 (Experimental Fluid Dynamics, EFD) の両面から超音速複葉翼の低速空力性能の検証を行っている。

本研究では、風洞実験の3分力計測により得られた超音速複葉翼模型の空力性能と3次元CFD結果から、複葉翼の

古典理論を適用することで誘導抗力係数の算出を行う。また、算出した値を2次元CFD結果と後流計測によって算出した誘導抗力係数と比較することで、本研究で用いた算出方法の妥当性を検証する。さらに、後流計測では3次元翼の翼幅方向の抗力分布も明らかにできるため、本実験で用いた後流計測手法を確立することで超音速複葉翼の抗力メカニズムの解明を試みる。

2. 数値計算手法

2.1 流体解析ソルバ 本研究では流体の数値解析に非構造3次元有限体積法コードである Tohoku university Aerodynamic Simulation code (TAS code)^{3, 4)}を用いた。TAS codeではNavier-Stokes方程式をセル節点有限体積法により離散化し、数値流束はHarten-Lax-van Leer-Einfeldt-Wada (HLLEW) 近似リーマン解法⁵⁾によって求めた。時間積分には計算時間を短縮するために非構造格子用に拡張されたLU-SGS陰解法⁶⁾を用いた。粘性流れにおける境界層を精度よく解像するために物体表面に層状のプリズム格子を形成している。乱流モデルはSST $k-\omega$ 乱流モデル⁷⁾を用いて全面乱流として計算を行った。

本研究では低速領域の流れを対象としている。そのため、圧縮性Navier-Stokesコードの適用範囲外であり、数値流束の計算に用いられている上流型の差分は運動量方程式に対して過剰な数値粘性を発生させることが指摘されている⁸⁾。その対処法として、本研究では計算上の音速を流れの速さと同程度とする前処理法を用いた。定式化はWeissらの方法⁹⁾に従い、LU-SGSに組み込んだものを用いた。疑似音速として用いる参照速度 U_{ref} は、Weissらの式の代わりに以下の式(1)を採用した¹⁰⁾。

^{*1} © 2009 日本航空宇宙学会
平成21年3月13日原稿受理

^{*2} 東北大学流体科学研究所

^{*3} 鳥取大学工学部

第 1 図 超音速複葉翼理論

第 2 図 計算対象形状

(a) 2 次元計算格子

(b) 3 次元計算格子

第 3 図 計算格子

$$U_{\text{ref}} = \min(a, \max(|u|, KU_{\infty})) \quad (1)$$

ここで a は音速, u は局所流速, U_{∞} は一様流速度である. K は定数で $K = 0.5$ とした. 参照速度の最小値を局所音速の 10^{-5} 倍程度とする Weiss らの式に比べて, KU_{∞} とすることでよみ点における計算の安定性を向上させる目的がある.

計算条件は今回行った風洞実験と比較できるように $U_{\infty} = 20$ [m/s] と設定し, またレイノルズ数 Re は風洞実験模型の翼弦長 $c = 100$ [mm] を代表長さにして $Re = 1.73 \times 10^5$ とした. 迎え角 α は $\alpha = 0 \sim 25$ [deg] の範囲で解析した.

2.2 計算格子 本研究では, 非構造格子生成ツールである Edge Editor¹¹⁾ を用いて計算格子を作製した. 今回対象とした翼型は, 線形理論をもとに巡航速度マッハ数 $M_{\infty} = 1.7$ において衝撃波を相殺できるように設計された Busemann 複葉翼型 (基本形状) を用いた. 第 2 図に基本形状を翼型とした本数値計算で解析を行った形状を示す. また, 基本形状を翼型とした 2 次元計算格子およびアスペクト比 $AR = 3$ の風洞実験模型を模擬した形状の 3 次元計算格子を第 3 図に示す.

第 4 図 風洞測定部

3. 風洞実験手法

3.1 風洞設備 本風洞実験は, 東北大学流体科学研究所が所有する単路回流型の低乱熱伝達風洞を利用した. 本設備では, 主流速度 $U_{\infty} = 5 \sim 80$ [m/s] までの計測が行える. 測定部は開放型とし, 正八角形断面となっている. また測定部の長さは 1.42 m である. 第 4 図に風洞の測定部を示す.

U_{∞} の計測には, 風洞の流入部に設置してある既設のピトー管を用いた. また, 温度および大気圧に関しても既設のメーターより随時取り込むことによって測定を行った. 計測機器への主流の影響を防ぐために, フェアリングを用いて主流が計測機器に直接当たらないようにした. さらに, 風洞で発達した境界層の模型への影響を防ぐためにアルミ製の境界層排除板を設置した.

3.2 風洞実験模型 本実験では AR の異なる 2 種類の模型を用いた. 模型の材質は加工が容易であり, 湿気などによる変形を最小限に抑えられる Carbon Fiber Reinforced Plastics (CFRP) を用いた. また, 境界層排除板を対称面とした半裁模型形態としたため, AR の表記は模型サイズ実寸の 2 倍とした.

第 1 表に模型の寸法を, 第 5 図に実験で使用した超音速複葉翼模型を示す. また, 実験模型の翼型としては, 設計マッハ数 $M_{\infty} = 1.7$ で衝撃波を相殺できる形状とした.

3.3 3 分力計測 3 分力天秤 (日章電機, LMC-3501-50NS) を用いて, U_{∞} および α に対する実験模型の空気力 (揚力・抗力・ピッチングモーメントの 3 分力) を測定し, 揚力係数 C_L および抗力係数 C_D をそれぞれ求めた. α の変更にはターンテーブル (シグマ光機, KSA-160PM) を用い, ドライバ (オリエンタルモーター (株), RKD514L-A), モーションコントローラ (NATIONAL INSTRUMENTS, UMI-7764) を用いてパルスを入力することで α の自動変更を行った.

実験条件として, $U_{\infty} = 20$ [m/s], $\alpha = 0 \sim 30$ [deg] の範囲で風洞のレイノルズ数 Re は, 実験模型の翼弦長 $c = 100$ [mm] を基準とした $Re = 1.15 \times 10^5$ で計測を行った.

3.4 後流計測 本研究では 3 分力計測に加えて, 超音速複葉翼の抗力メカニズムを解明するために後流計測を行っ

第1表 実験模型寸法

実験模型	$AR = 3$	$AR = 6$
翼弦長 c [mm]	100	100
翼厚 t [mm]	5	5
翼間距離 g [mm]	50	50
翼幅 b [mm]	150	300

第5図 風洞実験模型

第6図 後流計測装置

た．第6図に本実験で用いた後流計測装置を示す．ピトーレーキは24ポート装着しており，それぞれのポート間は10mm間隔である．なお，ピトーレーキに関しては，支持部の調整により計測高さを変更できるようになっている．また，風洞内の主流総圧 H_0 および主流静圧 p_0 を測定するために，ピトー管より静圧管と総圧管を分岐させて圧力センサに取り込めるようにした．さらにトラバース装置により y 方向にピトーレーキが1mm間隔で移動し，後流総圧 H_2 を測定できるようにした．第7図に後流総圧分布測定の概要について示す．

第7図中の p_2 は後流静圧であり，送風停止時にピトーレーキで測定した値を用いた． W は後流圧力損失領域を示している．また，本後流測定位置は模型の回転中心から後方計測距離 $L_x = 450$ [mm] とし，トラバース装置を用いて y 方向に模型中心の延長線を軸として ± 250 mmの幅で計測を行った． z 方向に関しては，第8図で示したようにピトーレーキの最下部のポート番号24を境界層排除板から $z = 110$ [mm] の位置に，ポート番号1を翼端から40mmの位置 ($z = 340$ [mm]) に設置した．

実験条件として， $U_\infty = 20$ [m/s]， $\alpha = 0, 5, 10$ [deg]

第7図 後流計測分布測定

 第8図 z 方向の後流計測領域

で測定を行い，風洞のレイノルズ数 Re は実験模型の翼弦長 $c = 100$ [mm] を基準とした $Re = 1.15 \times 10^5$ で計測を行った．

4. 3分力計測と古典理論による空力性能解析

4.1 空力性能比較 3分力計測により AR が異なる2種類の模型の空力性能を計測した．第9図に計測により得られた抗力極曲線を示す．また，比較対象として3次元CFD解析により得られた $AR = 3$ 模型の空力性能についても示す．

第9図より3分力計測により得られた $AR = 3$ の空力性能とCFDによって得られた空力性能が $C_L = 1.0$ 以下では一致している．これは C_L が大きい領域では剥離領域が大きくなり，本研究で行った定常計算では予測できなかったと考えられる．よって本解析では $C_L = 1.0$ 以下の空力性能を中心に議論を行う．

4.2 複葉翼古典理論による誘導抗力算出 複葉翼の空力性能を議論するうえで有効な手段として，1920年代にMunkによって提案された複葉翼の古典理論¹²⁾がある．この理論は，3次元の翼理論（Ludwig Prandtl, 1910's）を複葉翼に応用した理論であり，風洞実験で取得した空力性能データに適用させることで，より詳細な複葉翼の空力性能を議論することができる．本研究では複葉翼古典理論を超音速複葉翼に適用し，3分力計測結果を用いて誘導抗力係数の算出を試みた．

式(2)に複葉翼の全誘導抗力係数 C_{Di} の古典理論式を示す．なお， S は複葉翼の全面積であり，添え字1は上翼，2

第9図 3分力計測と3次元CFD解析による超音速複葉翼空力性能比較

が下翼である。

$$C_{Di} = \frac{1}{\pi} \left(\frac{S}{b_1^2} C_{L1}^2 + 2\sigma \frac{S}{b_1 b_2} C_{L1} C_{L2} + \frac{S}{b_2^2} C_{L2}^2 \right) \quad (2)$$

$$\sigma \cong \frac{1 - 0.66 g/b}{1.05 + 3.7 g/b}$$

式(2)より $AR = 3$ と 6 の風洞実験模型の σ はそれぞれ、 $\sigma = 0.5340, 0.6957$ となった。しかし、本風洞実験で行った3分力計測では複葉翼のみの C_L しか計測していないため、上翼、下翼での C_L は計測していない。そのため、式(2)より C_{Di} を算出することはできない。そこで、 C_{L1} および C_{L2} が未知の場合でも、上下翼の揚力比 $\nu (= C_{L2}/C_{L1})$ から C_{Di} を算出する手法を検討した。

まず、算出に用いる上翼、下翼の揚力割合の関係式を式(3)、(4)に示す。なお、複葉翼の上下翼の翼幅比 μ を $\mu = b_2/b_1$ とする。ただし、本関係式は C_{Di} が最小と仮定した場合、つまり、本来は楕円翼にのみ適用可能であるが本風洞実験模型の矩形翼にも適用した。

$$\nu = \frac{\mu - \sigma}{(1/\mu) - \sigma} \quad (3)$$

$$C_{L1} = C_L / (1 + \nu), \quad C_{L2} = \nu C_L / (1 + \nu) \quad (4)$$

式(3)を用いると、本研究で対象とした超音速複葉翼では上翼と下翼の翼幅が同じであるため $\nu = 1$ となり、式(4)より C_L が上翼と下翼で同じになると推定されることがわかった。しかし、今回の翼型は上下対称な翼型ではあるが、キャンバーが逆対称な形状であるため上下翼の C_L が同じになるとは考えにくい。そこで、第2表に示す3次元CFD解析 ($AR = 3$) により得られた上翼と下翼の ν を用いた。なお、 $\alpha = 0$ [deg] では上翼と下翼が上下対称翼となり揚力は発生しないため、理論値である $\nu = -1$ とした。また、 $\alpha = 5$ [deg] における上翼では逆キャンバー翼であるために、3次元CFD結果では C_L がほぼゼロとなるため除外することとした。

第2表 3次元CFD解析により得られた複葉翼揚力比 ($AR = 3$ 模型)

α [deg]	ν
0	-1
5	—
10	2.4820
15	2.2177
20	2.5109
平均値 (10 ~ 20)	2.4040

第3表 古典理論による誘導抗力算出に用いた係数

実験模型	$AR = 3$	$AR = 6$
g/b	0.1667	0.8333
σ	0.5340	0.6957
ν	2.4040	2.4040
μ	1	1
k	1.1134	1.0698

第2表より C_{Di} 算出において ν は定義できたことから、式(3)、(4)を用いて式(2)の C_{L1} 、 C_{L2} を消去し、 ν を含めた式に変換すると式(5)が得られる。

$$C_{Di} = \frac{S C_L^2}{2\pi b_1^2} \frac{\mu^2 + 2\mu\nu\sigma + \nu^2}{\mu^2(1 + \nu)^2} \quad (5)$$

また、式(6)で k (Munk's span factor) を定義し、式(5)に代入すると式(7)が得られる。ここで、 k は複葉翼の前面から見た形状、つまり、翼幅 b と翼間距離 g によって変化する値である。

$$k = \frac{(1 + \nu)\mu}{\sqrt{\mu^2 + 2\mu\nu\sigma + \nu^2}} \quad (6)$$

$$C_{Di} = \frac{S C_L^2}{\pi (k b_1)^2} = \frac{C_L^2}{\pi k^2 AR} \quad (7)$$

式(7)より k が既知であれば C_{Di} が算出できることがわかる。式(6)を用いて第2表の $\alpha = 10 \sim 20$ [deg] の平均値 $\nu = 2.404$ より $AR = 3$ および 6 の実験模型について k を算出するとそれぞれ、 $k = 1.1134, 1.0698$ となる。これは、一般的な複葉翼の $k = 1.1000 \sim 1.140$ ($AR = 3$) および $k = 1.0400 \sim 1.0900$ ($AR = 6$)²⁾ の範囲内であるから、ここで得られた値は妥当である。以上、これまでの算出過程で求めた係数を整理すると第3表のようになる。

次に、本手法を用いて3分力計測結果より誘導抗力係数の算出した結果を第10図に示す。第10図より同じ C_L 下において $AR = 3$ 模型の C_{Di} が $AR = 6$ 模型の C_{Di} に対してほぼ2倍となることが確認できる。これは一般的な単葉翼に見られる傾向と一致している。しかし、複葉翼の場合は C_{Di} を算出する際に k の要素が加わるため、厳密には2倍となっていない。ここで、算出した C_{Di} の妥当性について、 $AR = 3$ および $AR = 6$ の実験模型の C_{Di} を式(8)により評価することで検証した。

$$C_{d,EFD} = C_D - C_{Di} \quad (8)$$

式(8)は、3分力計測で得られた模型の全抗力係数 C_D が

第 10 図 古典理論より算出したアスペクト比の違いによる誘導抗力係数

 (a) $AR = 3$

 (b) $AR = 6$

第 11 図 3 分力計測と CFD の翼型抗力係数比較

ら、算出した C_{Di} を引いた値を実験模型から算出した 2 次元抗力係数 $C_{d,EFD}$ (翼型抗力係数) として定義したものである。第 11 図 (a) に $AR = 3$ 模型について算出した $C_{d,EFD}$ と 2 次元 CFD 解析により得られた C_d の比較を

示す。なお、3 分力計測より得られた $AR = 3$ 実験模型の C_D も比較対象として示す。

第 11 図 (a) より $C_{d,EFD}$ と C_d が一致しないことが確認できる。この理由としては、本実験では境界層排除板を対称面とした半裁模型形状としているために、3 分力計測結果には境界層排除板上で発達した境界層による影響や対称面に物体があることによる流れ場への影響などが考えられる。これらの影響が実際の $AR = 3$ の翼での抗力を増大させ、有害抗力となって 3 分力計測結果に加わっていることが原因だと考えられる。つまり、3 分力計測結果の抗力内訳を式 (9) に示すと、

$$C_D = C_d + C_{Di} + C_{Dp} \quad (9)$$

となり、有害抗力係数 C_{Dp} の増加分だけ $C_{d,EFD}$ が C_d と一致していないと考えられる。

$AR = 6$ 模型についても同様に式 (8) より算出した $C_{d,EFD}$ と 2 次元 CFD 解析により得られた C_d とを比較した結果を第 11 図 (b) に示す。第 11 図 (b) より、 $C_{d,EFD}$ と C_d が $AR = 3$ 模型のときに比べ近い値を示している。この理由としては、 $AR = 6$ 模型では $AR = 3$ 模型に比べて翼幅が大きくなるため C_{Dp} が小さくなり、その分 $C_{d,EFD}$ が C_d に近い値を示したと考えられる。しかし一方で、 $AR = 6$ 模型では $AR = 3$ 模型とは異なり $C_{d,EFD}$ が C_d よりも小さな値を示している。これは、本手法では $AR = 3$ 模型の 3 次元 CFD 解析により得られた揚力比 ν の平均値を用いて C_{Di} を算出しており、実際の $AR = 6$ 模型の ν とは異なっている可能性がある。よって $AR = 6$ 模型の C_{Di} が大きく見積もられており、 $C_{d,EFD}$ が C_d よりも小さい値を示していると考えられる。そこで、本手法の妥当性を検証するために後流計測による C_{Di} 算出を試みた。

5. 後流計測による抗力解析

翼端付近の後流計測により、風洞実験模型の誘導抗力係数 C_{Di} の算出を試みた。本解析は 3 分力計測結果より複葉翼古典理論を用いて算出した C_{Di} と比較することで、両者の精度検証を行うとともに、翼幅方向の抗力分布の解明も試みた。

まず、本計測で得られた計測面での正規化動圧 P_{norm} 分布を第 12 図に示す。なお、正規化には式 (10) を用いた。

$$P_{\text{norm}} = \frac{H_2 - p_2}{H_0 - p_0} \quad (10)$$

第 12 図より翼端渦を捉えているのが確認できる。第 12 図 (a) より超音速複葉翼の場合、 $\alpha = 0$ [deg] でも翼端渦が発生しており、これにより $C_L = 0$ でも誘導抗力が生じていることがわかる。第 12 図 (b) では、両翼の翼端渦とも翼面上方向に生じており、下翼の翼端渦の方が大きくなっているのがわかる。これは上翼に比べ下翼の方が揚力を発生しており、上翼ではほとんど揚力を発生していないためである。第 12 図 (c) では、上翼の翼端渦が翼幅方向の内側まで影響を及ぼしているのが確認できる。これは $\alpha = 10$ [deg] では

第 12 図 翼端付近の正規化動圧分布 (左が下翼, 右が上翼)

C_L が大きくなり, 翼端渦の影響が強くなるためである.

次に, 翼断面における翼型抗力係数 C_d (2次元抗力係数) を求めることで翼幅方向の抗力分布の解析を行った. 本解析では Jones により提案された C_d 算出式¹³⁾ をもとに, 第 2 項の分母を p_0 ではなく p_2 とした公式¹⁴⁾ を用いた. 式 (11) に本研究で用いた C_d 算出式を示す. なお, 式中の係数については第 7 図に示してある.

$$C_d = \frac{2}{c} \int_W^W \frac{\sqrt{H_2 - p_2}}{\sqrt{H_0 - p_0}} \left(1 - \frac{\sqrt{H_2 - p_2}}{\sqrt{H_0 - p_0}} \right) dy \quad (11)$$

ここで式 (11) 中の W は後流圧力損失領域であり, α に応じて W も変化するため適宜 W を変更して Jones の式に対応させた. 式 (11) を用いて算出した計測断面における翼幅方向の翼型抗力係数分布を第 13 図に示す. 第 13 図より, $\alpha = 0, 5$ [deg] では翼端以外の領域では C_d 分布が一様になっているのが確認できる. 一方で $\alpha = 10$ [deg] では $z =$

第 13 図 翼幅方向の翼型抗力係数分布

第 14 図 後流計測による誘導抗力算出手法

150 以下でようやく一様になっている. これは翼端渦が翼中央部まで影響しているためである.

続いて, 第 13 図で示した C_d をもとに算出した C_{Di} について説明する. 第 14 図に誘導抗力算出手法についての概要図を示す.

第 14 図より, S_{ref} はピトーレーキが捉えている実験模型の領域内の複葉翼の面積としており, 本計測では $S_{ref} = 0.019$ [m²] となる. 式 (12) に翼端領域の全抗力係数 C_D を求める式を示す.

$$C_D = \frac{2}{S} \iint_W \frac{\sqrt{H_2 - p_2}}{\sqrt{H_0 - p_0}} \left(1 - \frac{\sqrt{H_2 - p_2}}{\sqrt{H_0 - p_0}} \right) dy dz \quad (12)$$

C_D に関してはピトーレーキで計測した全領域を対象とした値を算出している. これは, 翼端以外の領域 ($z = 300$ [mm] 以上の領域) でも翼端渦の影響が生じているためであり, この領域も捉えられるようにしているためである. ここで, C_D を用いて C_{Di} を算出する式を式 (13) に示す.

$$C_{Di} = C_D - C_{dref} \quad (13)$$

式 (13) 中の C_{dref} は, 計測領域内において $z = 110 \sim 150$ の C_d を平均した値を用いた. この理由としては, 第 13 図の翼型抗力係数分布より $z = 100 \sim 150$ の領域について

第4表 後流計測より算出した係数

α [deg]	0	5	10
C_D	0.0356	0.0689	0.2180
C_{dref}	0.0354	0.0600	0.1816
C_{Di}	0.0002	0.0089	0.0364

第15図 誘導抗力係数比較

は、 C_d の値がほぼ一定となっているため、この領域の値を C_{dref} とした。式 (12)、(13) を用いて後流から算出した $\alpha = 0, 5, 10$ [deg] における C_D 、 C_{dref} 、 C_{Di} を第4表に示す。また、第4表で示した C_{Di} を、3分力計測結果から複葉翼古典理論を用いて算出した $AR = 6$ 実験模型の C_{Di} と比較すると第15図のようになる。

第15図より、3分力計測結果から古典理論を用いて算出した C_{Di} と後流計測結果から算出した C_{Di} は $\alpha = 0, 5$ [deg] ではよく一致している。一方で、 $\alpha = 10$ [deg] では後流計測結果から算出した C_{Di} の方が小さく見積もられている。これは本手法で参照した C_{dref} は、第13図より C_d 分布が翼幅方向に一定になっていると仮定した領域の値であるが、 C_L が大きい $\alpha = 10$ [deg] では翼端渦の影響が強いため z が100より小さい領域においても C_d 分布が変化していると考えられ、参照した C_{dref} が実際の翼型抗力係数よりも大きな値を参照したことが1つの要因として考えられる。よって、本計測で用いたピトーレーキでは翼全領域を網羅していないため、 C_L が大きい α での計測には $z = 100$ [mm] 以下の翼中央部の領域を含めた翼全体を網羅した計測を行う必要がある。また別の理由として、古典理論より算出した C_{Di} が大きく見積もられている可能性がある。このことは4.2節で述べたとおりである。しかし、僅かな差はあるが $\alpha = 0, 5$ [deg] で理論式から算出した値とほぼ一致したことを考慮すると、本手法により C_{Di} 算出は可能であることが示せたといえる。また同時に、後流計測により超音速複葉翼の翼幅方向の C_d 分布の解析も可能になったといえる。

6. 結 論

本研究では、CFD、EFDで得られた結果に加えて、複葉翼の古典理論による議論を交えることで超音速複葉翼の低速空力性能について解析を行った。その結果、後流計測では翼幅方向の抗力分布が明らかになり、翼端渦を捉えることができた。また、3分力計測で取得したデータに対して複葉翼の古典理論を適用することで算出した誘導抗力係数と後流計測により算出した誘導抗力係数が $\alpha = 0, 5$ [deg] の場合は一致した。

本研究により、CFDおよびEFD、複葉翼の古典理論を組み合わせた議論を行うことで超音速複葉翼の低速空力性能を明らかにすることができ、超音速複葉機の抗力低減に向けた抗力メカニズムの解明手段として、本実験で用いた後流計測手法の有効性が示せたといえる。

参 考 文 献

- 1) Kusunose, K., Matsushima, M., Obayashi, S., Furukawa, T., Kuratani, N., Goto, Y., Maruyama, D., Yamashita, H. and Yonezawa, M.: Aerodynamic Design of Supersonic Biplane: Cutting Edge and Related Topics, The 21st Century COE Program International COE of Flow Dynamics Lecture Series, Vol. 5, Tohoku Univ. Press, Sendai, 2007.
- 2) Liepmann, H. W. and Roshko, A.: Elements of Gas Dynamics, John Wiley & Sons, New York, 1957, pp. 107–123.
- 3) Ito, Y. and Nakahashi, K.: Direct Surface Triangulation Using Stereolithography Data, AIAA J., **40** (2002), pp. 490–496.
- 4) Ito, Y. and Nakahashi, K.: Surface Triangulation for Polygonal Models Based on CAD Data, Int. J. Numer. Meth. Fluids, **39** (2002), pp. 75–99.
- 5) Obayashi, S. and Guruswamy, G. P.: Convergence Acceleration of an Aeroelastic Navier-Stokes Solver for Efficient Static Aeroelastic Computations, AIAA J., **33** (1995), pp. 1134–1141.
- 6) Sharov, D. and Nakahashi, K.: Recording of Hybrid Unstructured Grids for Lower-Upper Symmetric Gauss-Seidel Computations, AIAA J., **36** (1998), pp. 484–486.
- 7) Menter, F. R.: Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications, AIAA J., **32** (1994), pp. 269–289.
- 8) 向井純一：低速流れの非定常計算における人工粘性の影響，航空宇宙数値シミュレーションシンポジウム2005 概要集，2005，p. 30.
- 9) Weiss, M. J. and Smith, W. A.: Preconditioning Applied to Variable and Constant Density Flows, AIAA J., **33** (1995), pp. 2050–2057.
- 10) Luos, H., Baum, J. D. and Löhner, R.: Extension of Harten-Lax-van Leer Scheme for Flows at All Speeds, AIAA J., **43** (2005), pp. 1160–1166.
- 11) Ito, Y. and Nakahashi, K.: Improvements in the Reliability and Quality of Unstructured Hybrid Mesh Generation, Int. J. Numer. Meth. Fluids, **45** (2004), pp. 79–108.
- 12) Munk, M. M.: General Biplane Theory, Technical Report, No. 151, N.A.C.A., Washington D.C., 1923.
- 13) Goett, H. J.: Experimental Investigation of the Momentum Method for Determining Profile Drag, Technical Report, No. 660, N.A.C.A., Washington D.C., 1939.
- 14) 谷 一郎，小橋安次郎，佐藤 浩：流体力学実験法，岩波書店，東京，1977，pp. 225–226.