

複葉サイレント超音速機の離着陸時の飛行安定性に関する調査：飛行実証のためのテストベット構築

鄭 信圭*¹ 大林 茂*² 川添 博光*³
松野 隆*⁴ 倉谷 尚志*⁵

第一章 序論

1.1 研究背景

ライト兄弟が初飛行をした1903年より100年余りが過ぎた。この100年間の航空機技術革新は目覚しく、現在では遠く離れた異国の地にも航空機で行く事ができるようになった。そして、人々は音の壁をも超える航空機を作り、1948年にX-1機が世界で始めて超音速飛行に成功した。超音速機は旅客機にも適用され、1969年にコンコルドが、マッハ2.0の超音速飛行を達成した。しかし、この超音速旅客機コンコルドは、衝撃波発生に起因するソニックブーム問題と、造波抵抗による燃費問題などの問題を抱え、惜しまれながらも2003年10月24日営業飛行を終えた。それ以来、超音速旅客機が飛行していない状況が続いている。しかし、ビジネスや旅行により長距離移動をする人々の数が増え、航空機の需要が年々伸び続ける現在、超音速飛行によるフライト時間の短縮は切望されている。また、近年長時間フライトの影響によるエコノミー症候群といった身体への悪影響が、医学的にも懸念されていることから、超音速飛行は切望されている。

今後、超音速旅客機が再び製造されるためには、騒音問題、燃費問題といった多くの課題を解決しなければならない。そこで、これらの問題を解決する手段の1つとして、1930年代にAdolf Busemannによって提案された複葉翼理論が近年注目を浴びている。楠瀬ら[1]によると、2次元ダイヤモンド翼のコード長方向を境目に上下半分に切って、衝撃波の立つ頂点を向かい合わせた上下対称な複葉翼（Busemann 複葉翼）にすることで、前縁から発生する衝撃波を翼間の相互干渉によって打ち消すことができるため、ソニックブームを大幅に低減できると考えられている（Figure 1.1）[2]。

また、超音速2次元薄翼理論[3]によると、2次元翼面上に発生する造波抵抗は大きく2つに分類され、一つは揚力発生に起因するものと、もう一つは翼の厚みによるものである。揚力に起因する造波抵抗は完全には消滅できないが、翼厚による造波抵抗は、Busemann 複葉翼のアイデアに基づいた翼面上の衝撃波と膨張波の相互干渉を巧みに利用することにより低減できるため[4]、燃費の向上も期待されている。Figure 1.2に将来期待される超音速複葉翼機コンセプトの一例である、MISORA（Mitigated SOnic-boom Research Airplane）の概念図を示す。

Busemann 複葉翼の超音速域の性能に関する利点は明らかになってきたが、実飛行に必然的に伴う離着陸時の低速性能については明らかではない。これは、超音速飛行を考慮に入れた複葉翼の研究が行なわれていなかったといった現状がある。

1.2 研究目的

そこで本研究では、超音速域において衝撃波を相殺できる Busemann 複葉翼が低速域ではどのような性能を示すのかを調べる。具体的には、低速域における迎角および主流速度に対する基本的な空力特性を、数値計算および実験結果を通して解析する。

本研究は、将来期待される超音速複葉翼機の実現に向け、離着陸時等の低速性能だけでなく、飛行速度域全体の性能を得るための第一歩として位置づけられる。

* 1 東北大学 流体科学研究所 助手（代表者）
* 2 東北大学 流体科学研究所 教授
* 3 鳥取大学 工学部 機械工学科 教授
* 4 鳥取大学 工学部 機械工学科 講師
* 5 東北大学 流体科学研究所 研究員

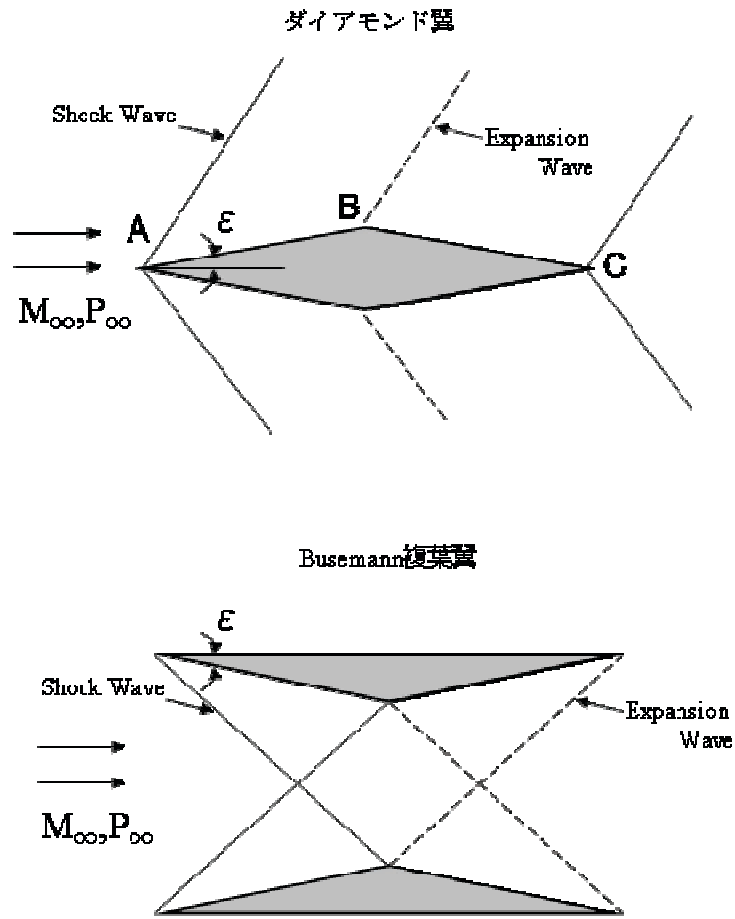


Figure 1.1 衝撃波干渉理論



Figure 1.2 MISORA (Mitigated Sonic Boom Research Airplane) 概念図

第二章 数値計算

2.1 計算格子

本研究では、低速域における複葉翼型周りの2次元CFD解析を行い、空力性能の評価および流れ構造の把握を行った。本章では、CFD解析で用いた計算格子、計算手法および条件の詳細について述べる。

本研究では、CATIAで計算対象の翼型を作成した上で、非構造格子生成ツールであるEdge Editor[5]を用いてBusemann複葉翼型周りに計算格子を作成した。今回非構造格子を採用したのは、形状適合性に優れ、今後フラップやスラット等の高揚力装置が付いたより複雑な複葉翼型にも対応できることを見据えたからである。

本研究で対象とした翼形状は、現在考えられている線形理論を仮定すると、巡航速度マッハ1.7において最も衝撃波を低減できると考えられている形状である[2]。形状代表寸法をTable 2.1に、計算格子をFigure 2.1に示す。総格子点数は約55,000点であり、壁近傍における最小格子幅 t_p は、式(2.1)を参考とした。なお、 Re はレイノルズ数である。

$$t_p = \frac{0.01}{\sqrt{Re}} \quad (2.1)$$

Table 2.1 形状代表寸法

翼長 c	1
翼間距離 G	0.50
翼厚 t	0.05 (上下翼合計: 0.10)

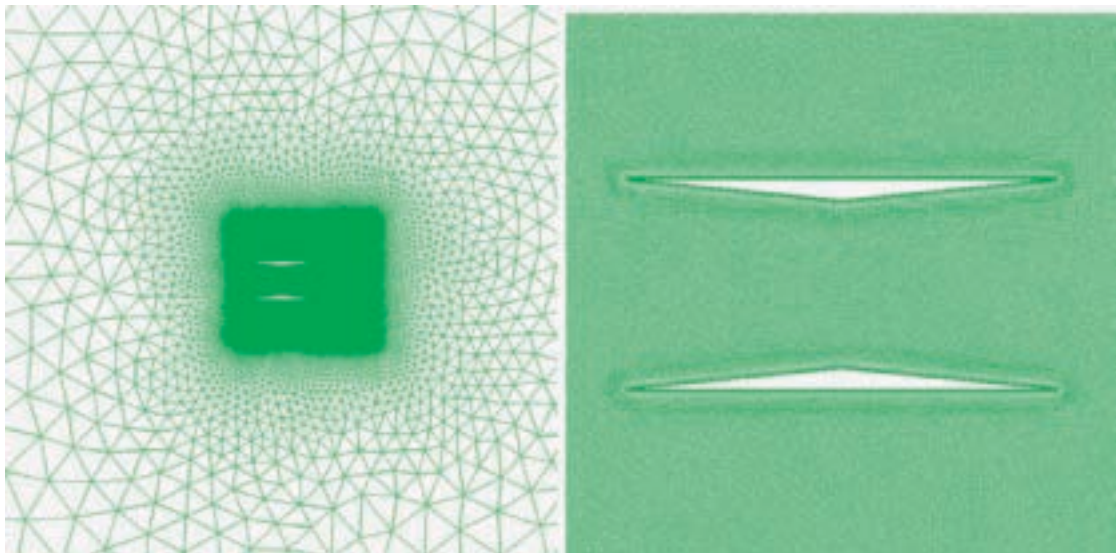


Figure 2.1 計算格子 (全体図と翼面周り)

2.2 数値計算手法

本計算には、3次元非構造格子用流体ソルバーであるTAS code (Tohoku University Aerodynamic Simulation Code)[6-9]を用いて2次元Busemann複葉翼型の空力解析を行った。本計算では、x-y面上の2次元計算格子をz方向に一定の長さストレッチして作成した擬似2次元格子を使用して解析することで、通常の3次元解析で2次元的な解を得ている。本ソルバーで扱う支配方程式はNavier-Stokes方程式である。

また、圧縮性流体解析に用いるTAS codeを、非圧縮領域でも解析できるように変更した。オリジナルからの変更点としては、前処理法の導入による数値流束計算法[10-11]およびLU-SGSの変更[12]、修正Spalart-Allmaras乱流モデル[13]の使用である。前処理法において疑似音速として用いる参照速度 U_{ref} は式(2.2)のように設定した[14]。

$$U_{ref} = \min(c, \max(|v|, K U_\infty)) \quad (2.2)$$

ここで c は音速, u は局所流速, u_∞ は一様流速度, そして, K は前処理で参照速度の下限を決めるパラメータで, K が大きくなると収束性が安定化方向に進む. 今回の計算では $K = 0.5$ とした (ただし, 逆流領域の大きな流れ場では非定常なため, $K = 1.0$ として安定化方向に進めた). 参照速度は計算のロバスト性に大きく影響することが指摘されている[15]. 特に多要素翼周りの流れなど, 局所的な速度変化の大きい流れでは参照速度の違いによる影響が顕著であることに注意を要する[16].

2.3 計算条件

計算条件は今回行った風洞実験と比較できるように設定した. 主流速度 U は 10, 20, 30 [m/s] の3通りとし計算を行なった. レイノルズ数 Re は実験風洞での値に合わせて $Re = 2.460 \times 10^4 \sim 1.726 \times 10^5$ の範囲に設定し, 迎角 α は $\alpha = 0 \sim 20$ [deg.] の範囲で解析した.

主流乱れ度 $Tu = 1$ [%] とし, 修正 Spalart-Allmaras 乱流モデルを用いて全面乱流を仮定して計算を行った.

第三章 風洞実験

本研究では, 数値計算による解析に加えて, 風洞実験による低速域における複葉翼型の空力特性の計測を行い, 数値計算結果との比較を通してより詳細かつ正確な空力特性の議論を行った. 本章では, 風洞実験設備, 実験模型, 計測方法および実験条件の詳細について述べる.

3.1 低速風洞実験設備

実験設備としては, 東北大学流体科学研究所が所有する回流式の低乱熱伝達風洞を利用した. Figure 3.1 に今回使用した低乱熱伝達風洞の測定部を示す.

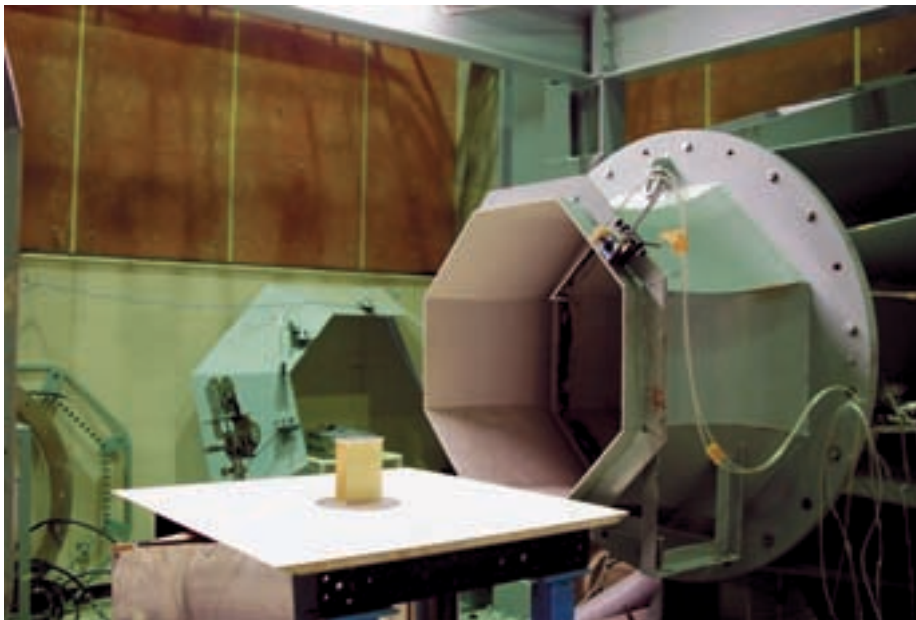


Figure 3.1 低乱熱伝達風洞測定部 (流れは右から左へ)

3.2 実験模型

今回使用した模型の材質は真鍮であり, 翼端効果の低減および上翼と下翼の翼間距離を保つ機構として, 楕円形状の翼端板を装着した. Table 3.1 に模型の寸法を, Figure 3.2 に実験で使用した Busemann 複葉翼模型を示す.

Table 3.1 模型寸法

翼長 c	100 [mm]
翼厚 t	5 [mm]
翼幅 w	150 [mm]
翼間距離 G	50 [mm]

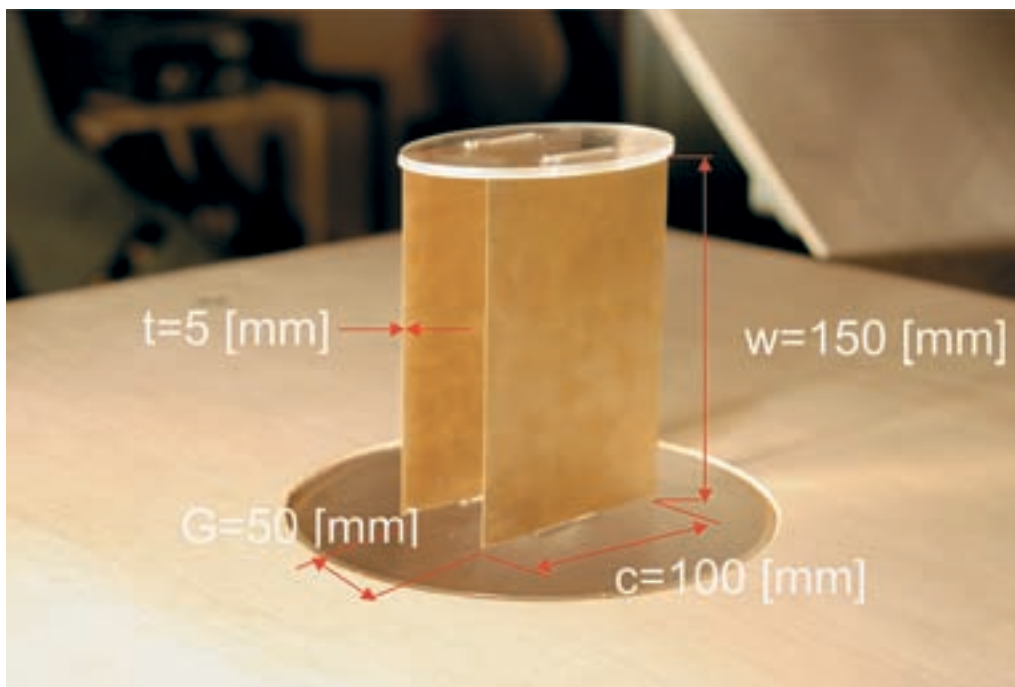


Figure 3.2 Busemann 複葉翼模型

3.3 計測手法・条件

3.3.1 空気力測定

3分力天秤（日章電機：LMC-3501-50 NS）を用いて、主流速度および迎角を変化させたときの複葉翼模型に作用する空気力（揚力、抗力、ピッチングモーメントの3分力）を測定した。測定値はロードセルで計測した値を、LabVIEWを用いて出力し、随時記録を行いながら計測した。迎角 α の変更にはターンテーブル（KSA-160 PM）を用い、パルスの入力（400 Hz/degree）により迎角を調整した。さらに、計測誤差を最小限に抑えるために、境界層排除板を設けて風洞内で発達した境界層を排除するとともに、ロードセル全体をフェアリングで覆って、境界層排除板下流に流れ込む風の影響を防いだ。

実験条件として、主流速度 $U = 10, 20, 30$ [m/s]、迎角 $\alpha = -20 \sim 45$ [deg.] の範囲で空気力測定を行った。測定条件は平均大気圧 100.0 [kPa]、平均温度 11.9 [°C] であり、模型レイノルズ数 Re は、代表長さを翼幅 150 [mm] としたとき、 $Re = 2.46 \times 10^4 \sim 1.73 \times 10^5$ の範囲である。

3.2.2 煙法による可視化

迎角 α を変化させた時に、複葉翼周りの流線を調べるために、 $U = 2$ [m/s] において、煙法を用いた可視化を行なった。今回、 $U = 2$ [m/s] の条件だけで可視化を行なったのは、これ以上の速度では煙が拡散するため、可視化が良好に行われなかったためである。

第四章 結果と考察

4.1 数値計算による空力特性結果

Figures 4.1 ~ 4.3 にそれぞれ、数値計算で得られた異なる主流速度 U における迎角 α に対する、揚力係数 C_L 、抗力係数 C_D 、揚抗比 L/D の各特性を示す。

まず揚力係数 C_L に関しては、低迎角時には主流速度によらず、迎角に対する特性が相似になるといった一般的な翼型の特性と一貫した結果となった。しかし、高迎角時には主流速度によって揚力特性に違いが見られる。詳しくは4.5.2で述べるが、高迎角になるにつれて、非定常な剥離領域が現れることに起因すると考えられる。また、失速角が $\alpha = 22$ [deg.] 付近であることも確認できた。ダイヤモンド翼のような単葉翼に比べて、失速角が高迎角になったのは、複葉翼のうち上翼が完全剥離しても、下翼が剥離しなければ完全失速には至らないことが考えられる。

一方で Figure 4.2 に示す抗力係数 C_D に関しては、低迎角時において主流速度による特性の違いが大きくなる。このこと

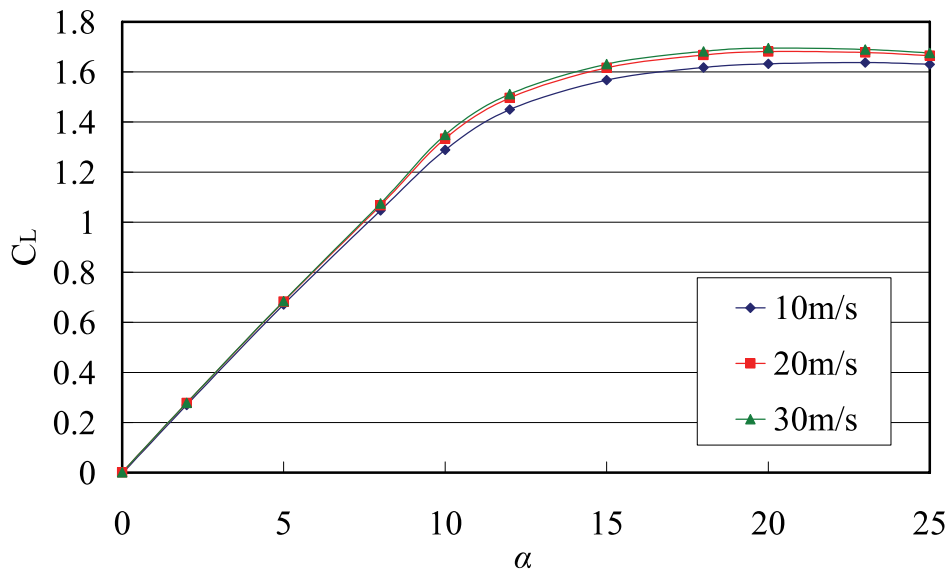


Figure 4.1 迎角-揚力係数曲線（計算結果）

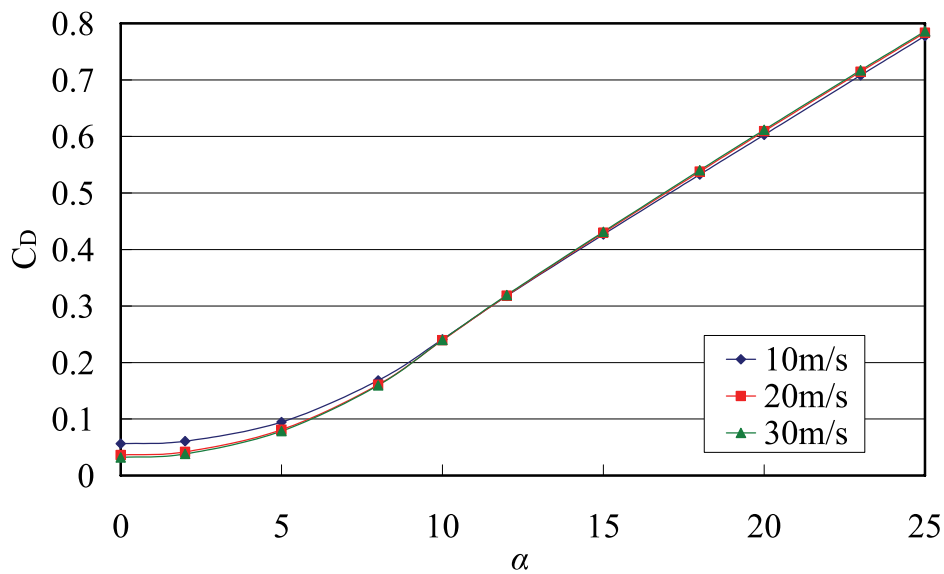


Figure 4.2 迎角-抗力係数曲線（計算結果）

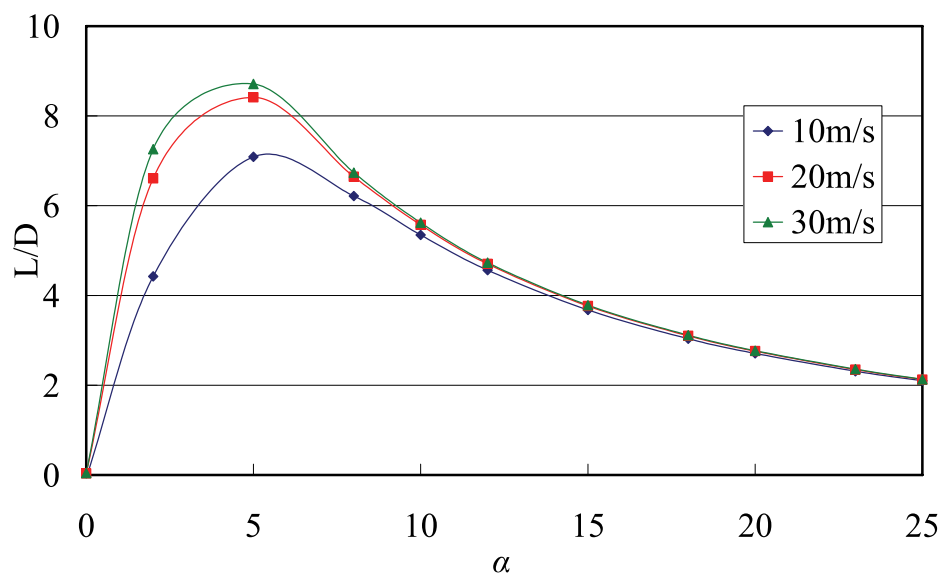


Figure 4.3 迎角-揚抗比曲線（計算結果）

については4.4.3で検証する。

また Figure 4.3 に示す揚抗比曲線に関しては、主流速度によらず最大揚抗比を示す迎角は $\alpha = 5$ [deg.] 付近であった。 $U = 10$ [m/s] の時と $U = 20, 30$ [m/s] の時に有意差が見られ、低迎角時においては主流速度による揚抗比特性の違いが大きくなった。一方で、高迎角になると、揚抗比曲線が漸近する。この点については、4.3.4 で風洞実験との比較で検証する。

4.2 風洞実験による空力特性結果

Figures 4.5 ~ 4.7 に、それぞれ風洞実験で得られた揚力係数 C_L 、抗力係数 C_D 、揚抗比 L/D を示す。なお、理論上では上下対称な Busemann 複葉翼は迎角 $\alpha = 0$ [deg.] で揚力係数 $C_L = 0$ となるため、実験で得られた C_L 、 C_D に対して迎角のずれに関する補正を Figures 4.4 に示すように施した。本実験では、設置した模型が主流流れに対して迎角を持っていた仮定して、以下のような近似的な補正方法を用いた。

計測時の迎角のずれ補正

1. $\alpha = 0$ [deg.] における揚力係数 $C_{L0} = X$ を $C_{L0} = 0$ に補正する。
2. $\alpha = 0$ [deg.] に最も近く計測した迎角（本実験では $\alpha = 1$ [deg.]）における揚力係数を $C_{L1} = Y$ とする。
3. 式 (4.1) より計測時にずれていた迎角 α_x を求める。

$$\alpha_x = \frac{-X}{Y-X} \quad (4.1)$$

揚力係数補正

1. ある迎角 β における揚力係数を $C_{L\beta}$ とする。
2. 迎角 β よりも大きく、計測された中で最も近い迎角 γ における揚力係数を $C_{L\gamma}$ とする。
3. 迎角 β における補正した揚力係数 $C_{L\beta'}$ を、式 (4.2) より求める。

$$C_{L\beta'} = C_{L\beta} + \frac{\alpha_x(C_{L\gamma} - C_{L\beta})}{\gamma - \beta} \quad (4.2)$$

抗力係数補正

1. ある迎角 β における抗力係数を $C_{D\beta}$ とする。
2. 迎角 β よりも大きく、計測された中で最も近い迎角 γ における抗力係数を $C_{D\gamma}$ とする。
3. 迎角 β における補正した抗力係数 $C_{D\beta'}$ を、式 (4.3) より求める。

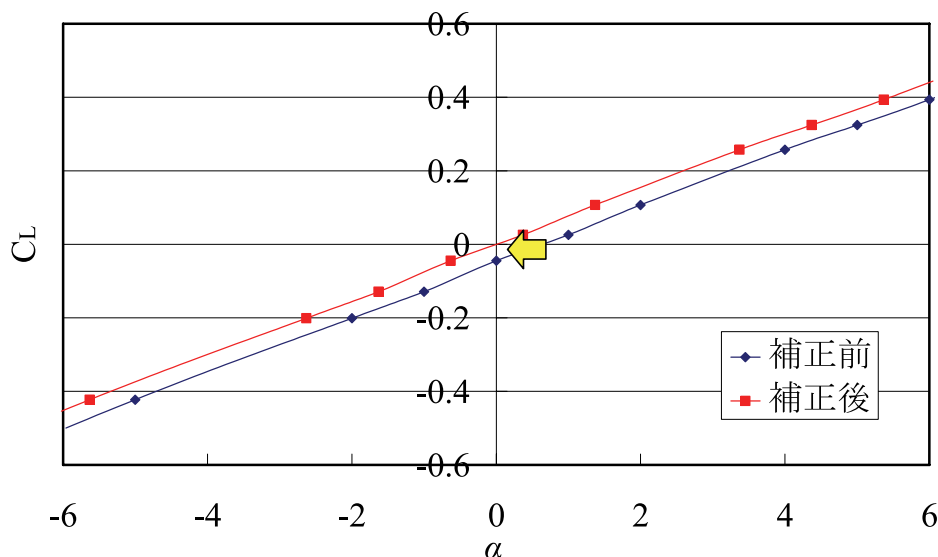


Figure 4.4 迎角補正方法

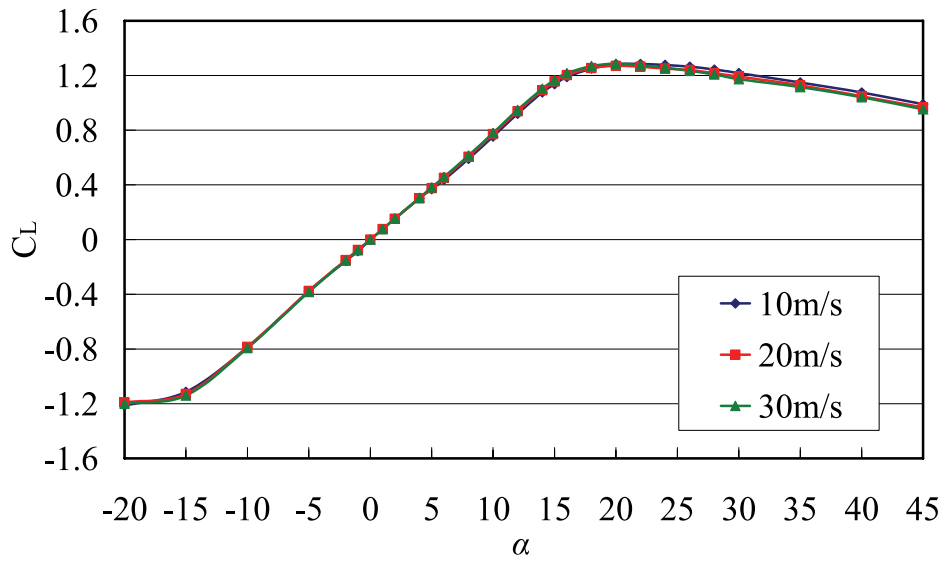


Figure 4.5 迎角-揚力係数曲線（実験値）

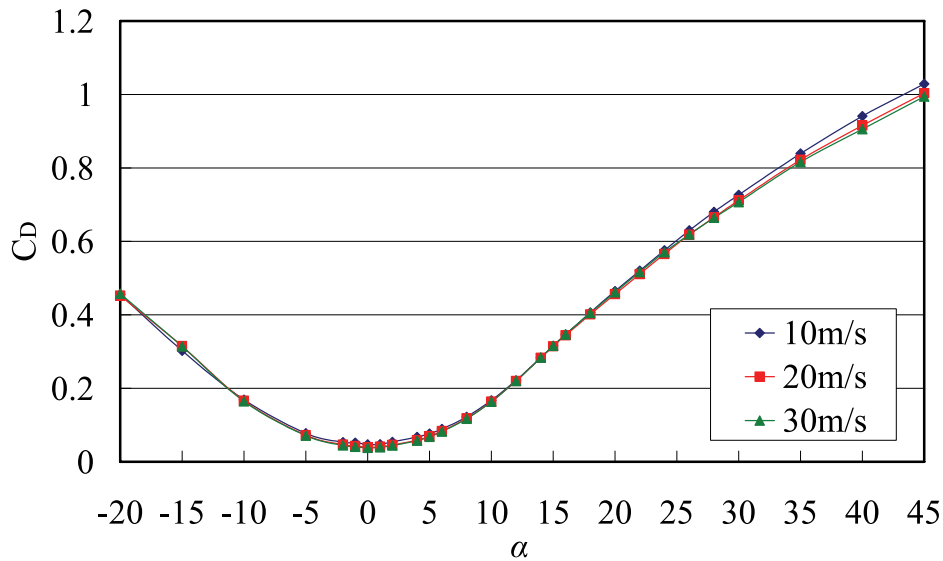


Figure 4.6 迎角-抗力係数曲線（実験値）

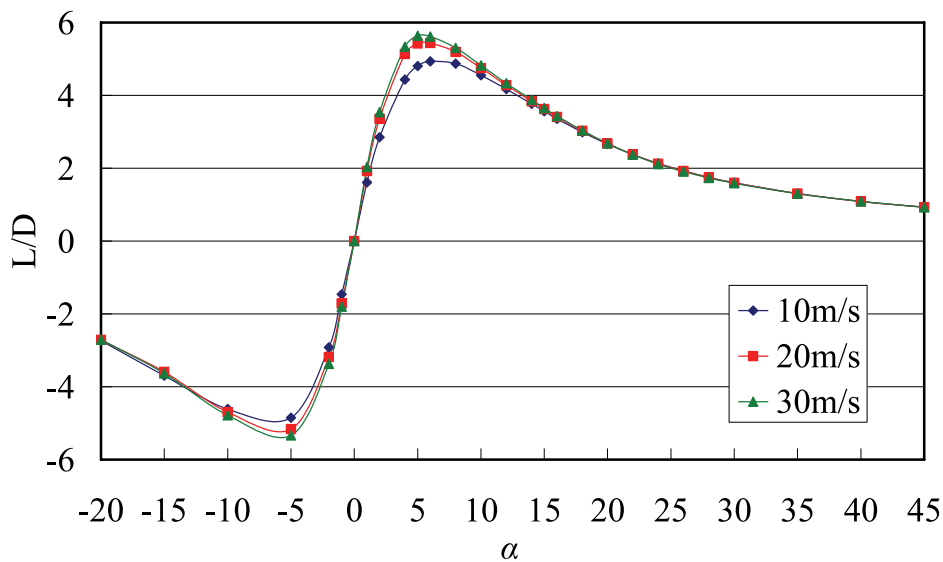


Figure 4.7 迎角-揚抗比曲線（実験値）

$$C_{Df} = C_{Df} + \frac{\alpha_x (C_{Df} - C_{Df})}{\gamma - \beta} \quad (4.3)$$

Figures 4.5 ~ 4.7 に、それぞれ風洞実験で得られた揚力係数 C_L 、抗力係数 C_D 、揚抗比 L/D に上記の補正方法を施した結果を示す。揚力係数 C_L 、抗力係数 C_D とともに、主流速度によらず、全迎角にわたり相似な揚力特性となり、低速域における一般的な翼型の特性と一貫した結果となった。同時にまた、主流速度によらず失速角が $\alpha = 21$ [deg.] 付近であることも確認できた。

一方、揚抗比曲線に関しては、揚抗比 L/D の絶対値が最大となる迎角 ($\alpha = \pm 5$ [deg.]) 付近で主流速度による違いが見られ、 $U = 10$ [m/s] の時に揚抗比の絶対値が最も小さくなることが確認された。この点については、4.3.3 で数値計算との比較で検証する。

4.3 数値計算・風洞実験による空力特性の比較

4.3.1 揚力特性

Figure 4.8 に数値計算と風洞実験により得られた迎角 α に対する揚力係数 C_L の特性を比較したものを示す。迎角が大きくなるにつれて、両者の違いが顕著に現れる。この理由として、今回の数値計算ではすべての迎角で全面乱流としたが、風洞実験では一部層流であった翼表面を沿う流れが、低迎角時に前縁付近で一度剥離した後に乱れを生じ、乱流化した流れが翼表面に再附着するといった遷移現象による影響が高いと考えられる。

低迎角時には、迎角の増加とともに揚力係数 C_L 値の差が次第に大きくなるが、高迎角時にはその差がほぼ一定である。これは、低迎角時に比べて風洞実験で全面乱流となる高迎角時の方が、数値計算による揚力特性の傾向と低迎角時よりも似ていることから、流れの遷移による影響だと考えることができる。

すべての迎角で全面乱流と仮定した数値計算では、低迎角時にも翼上面で渦が形成され、それにより揚力が発生するため、揚力係数が大きくなったと考えられる。また、数値計算では2次元の解析を行っているため翼端効果を見逃しているが、風洞実験で用いた翼端板がどれほど翼端効果を抑制しているのか、今回の研究では検証できなかった。以上の考察より、数値計算で出力される揚力係数が、実験結果よりも大きくなったと考えられる。

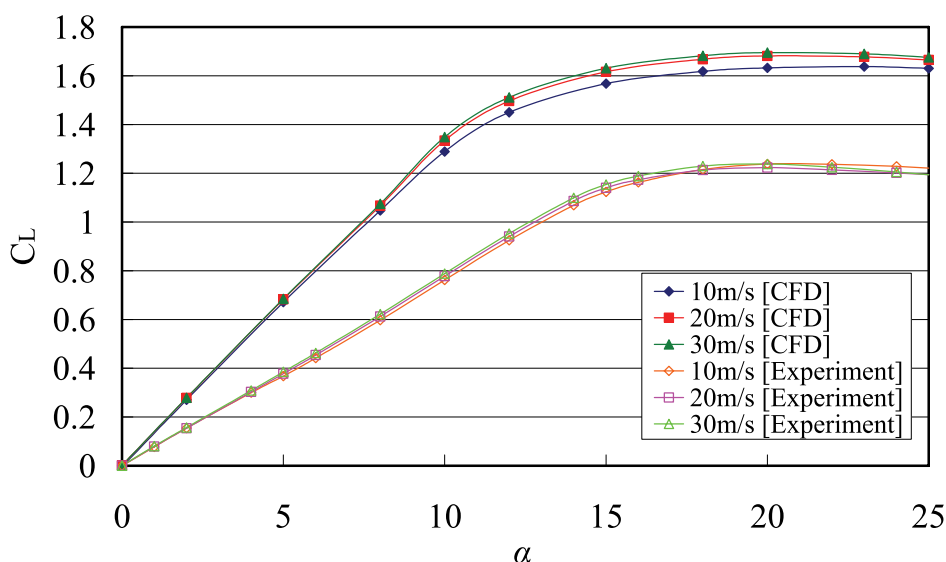


Figure 4.8 揚力特性比較 (数値計算結果と実験結果)

4.3.2 抗力特性

Figure 4.9 に数値計算と風洞実験により得られた迎角 α に対する抗力係数 C_D の特性を比較したものを示す。迎角が大きくなるにつれて、揚力係数 C_L と同様に、両者の違いが顕著に現れる。これは4.5.1でも述べたが、全面乱流とした数値計算結果が摩擦抗力を大きく見積もったと考えられる。また、低迎角時に数値計算と風洞実験による抗力係数の値の差が小さい理由として、数値計算で前縁剥離を起こし始める迎角が $\alpha = 8$ [deg.] あることから、低迎角時には前縁剥離が起らないことが考えられ、それまでは差が小さかったのが剥離後より差が広がっているのが確認できる。

全面層流、全面乱流時、部分乱流時それぞれにおいて平板にはたらく摩擦抗力係数の分布を Figure 4.10 に示す (全面

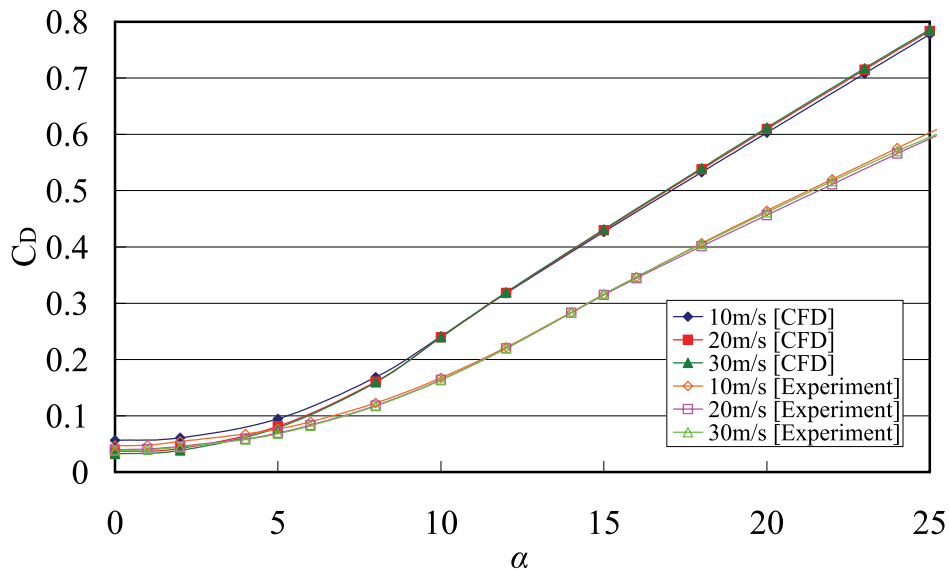
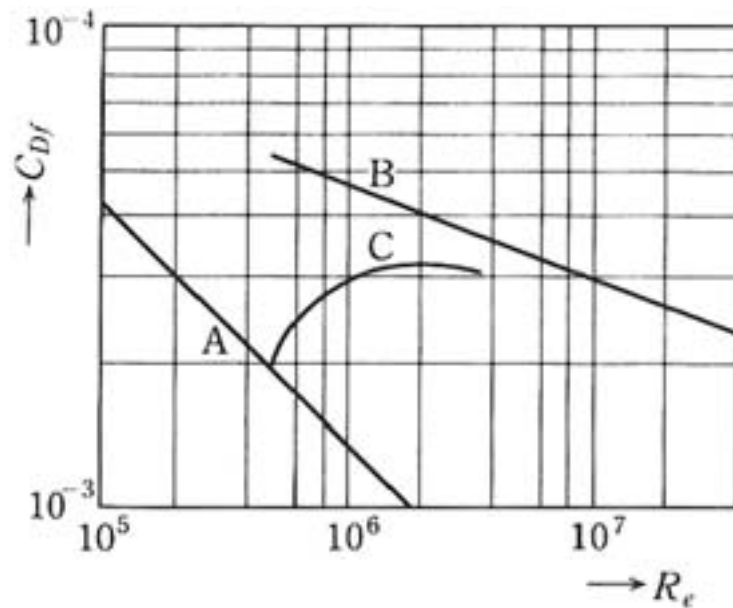


Figure 4.9 抗力特性比較



- A : 全面層流 $C_{Df} = 1.33/\sqrt{Re}$
 B : 全面乱流 $C_{Df} = 0.074Re^{-1/5}$
 C : 部分乱流 $C_{Df} = 0.074Re^{-1/5} - 1700/Re$

Figure 4.10 平板の摩擦抗力係数

乱流時はB，部分乱流時はCに対応する)。これより，全面乱流のとき摩擦抗力がより大きくなることが分かる。

4.3.3 揚抗比特性

Figure 4.11 に数値計算と風洞実験により得られた揚抗比 L/D の特性を比較したものを示す。両者とも低迎角時において $U = 20$ [m/s]， 30 [m/s] と比べ， $U = 10$ [m/s] 時に最も低い値を示している。この理由として考えられるのは，3 ケースの中で一番遅い速度である $U = 10$ [m/s] 時は，他の2 ケースに比べてレイノルズ数が小さく（粘性の効果が相対的に大きく）摩擦抵抗が支配的になっている。

Figure 4.12 に，数値計算によって得られた，主流速度を変化させたときの迎角 $\alpha = 0$ と 15 [deg.] での抗力係数に占める

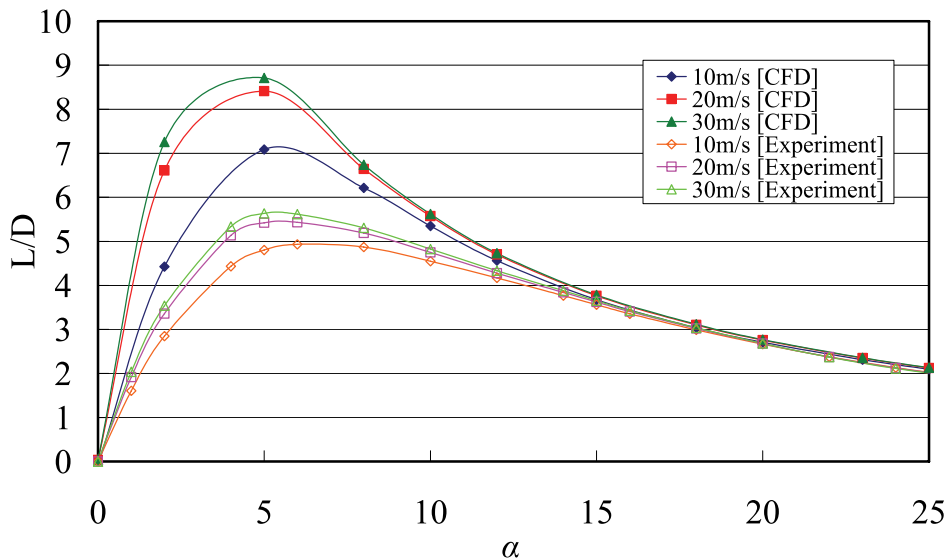
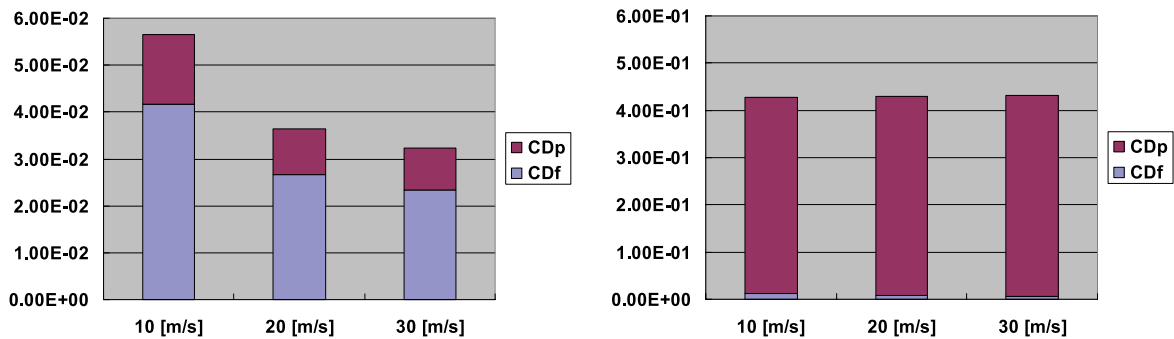


Figure 4.11 揚抗比特性比較

Figure 4.12 摩擦抗力 CD_f と圧力抗力 CD_p の配分 ($\alpha = 0, 15$ [deg.])

摩擦抵抗と圧力抵抗の配分を示す。特に迎角 $\alpha = 0$ のとき、 $U = 10$ [m/s] で、摩擦抵抗が大きく占めている。一方高迎角 $\alpha = 15$ [deg.] では、主流流速によらず、剥離により乱れた流れ場となるので、摩擦抵抗よりも剥離渦の発生による圧力抵抗が支配的となる。

$\alpha = 15$ [deg.] のときには、摩擦抵抗よりも圧力抵抗の方が支配的になり、主流速度によらず圧力抵抗が相似な値をとっているため、差が小さくなったのがわかる。

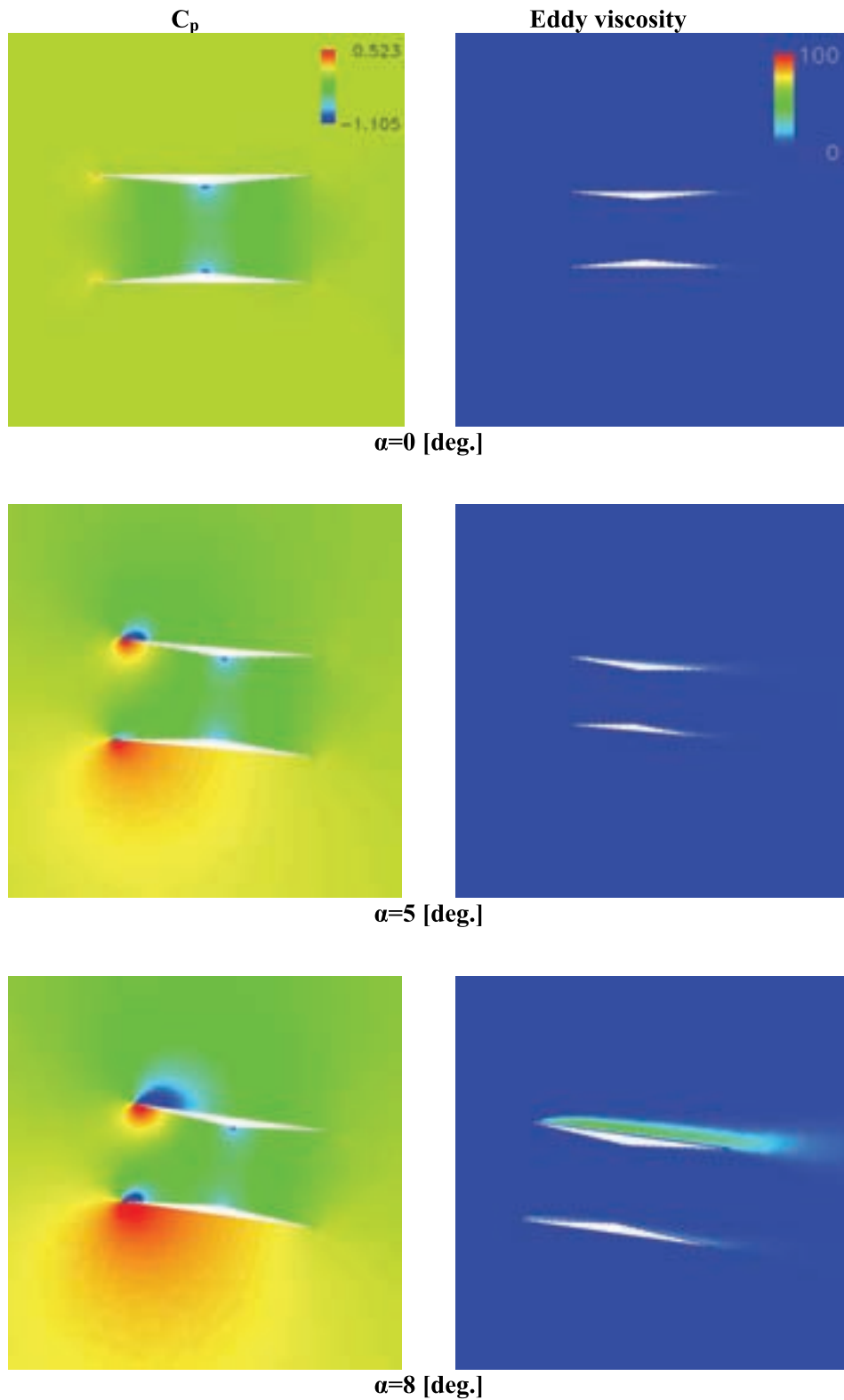
4.4 流れ場構造

4.4.1 数値計算による迎角に対する流れ場構造の変化

Figure 4.13 に、数値計算により得られた $U = 20$ [m/s] における各迎角時の圧力係数分布 (C_p) と渦粘性係数分布 (Eddy viscosity) を示す。なお、全ての迎角で同じ分布領域とすることで比較した。

圧力係数分布に関しては、 $\alpha = 0$ [deg.] の時に上翼と下翼の翼間距離が最も近くなる頂点 (コード長 50% 位置) で圧力が低くなっているのがわかる。Busemann 複葉翼を 2 次元ノズルと考えると、断面積が一番小さい部分で主流速度が速くなり、圧力が低くなることから、翼間の流れ場を的確に捉えているといえる。さらに迎角が高くなるにつれ、主流速度が直接当たる部分つまり下翼下面と上翼下面の前縁部分の圧力が次第に高くなっている。

渦粘性係数分布に関しては、 $\alpha \geq 8$ [deg.] の条件で、前縁より渦が発生しているのがわかる。この急激な前縁剥離により流れ場が非定常的となった。また $\alpha = 20$ [deg.] 以上の失速領域では、下翼上面からも渦が発生しているのがわかる。よってこの領域では完全失速の状態になると考えられる。

Figure 4.13(a) 各迎角における圧力係数分布と渦粘性係数 ($\alpha = 0 \sim 8$ [deg.])

4.4.2 数値計算による主流速度に対する揚力寄与の変化

主流速度によって揚力係数特性に顕著な違いが見られた高迎角時 ($\alpha = 15$ [deg.]) について検証する。Figures 4.14 ~ 4.15 に、各主流速度における $\alpha = 15$ [deg.] 時の複葉翼型周りの圧力係数分布と渦粘性係数分布をそれぞれ示す。圧力係数分布については $U = 10$ [m/s] と比較すると、 $U = 20$ と 30 [m/s] の場合に上翼上面後縁付近の圧力がより低下している。これは、主流速度が低い場合に、レイノルズ数が低く、粘性効果が強くなるためと考えられる。同一迎角の場合、主流速度が

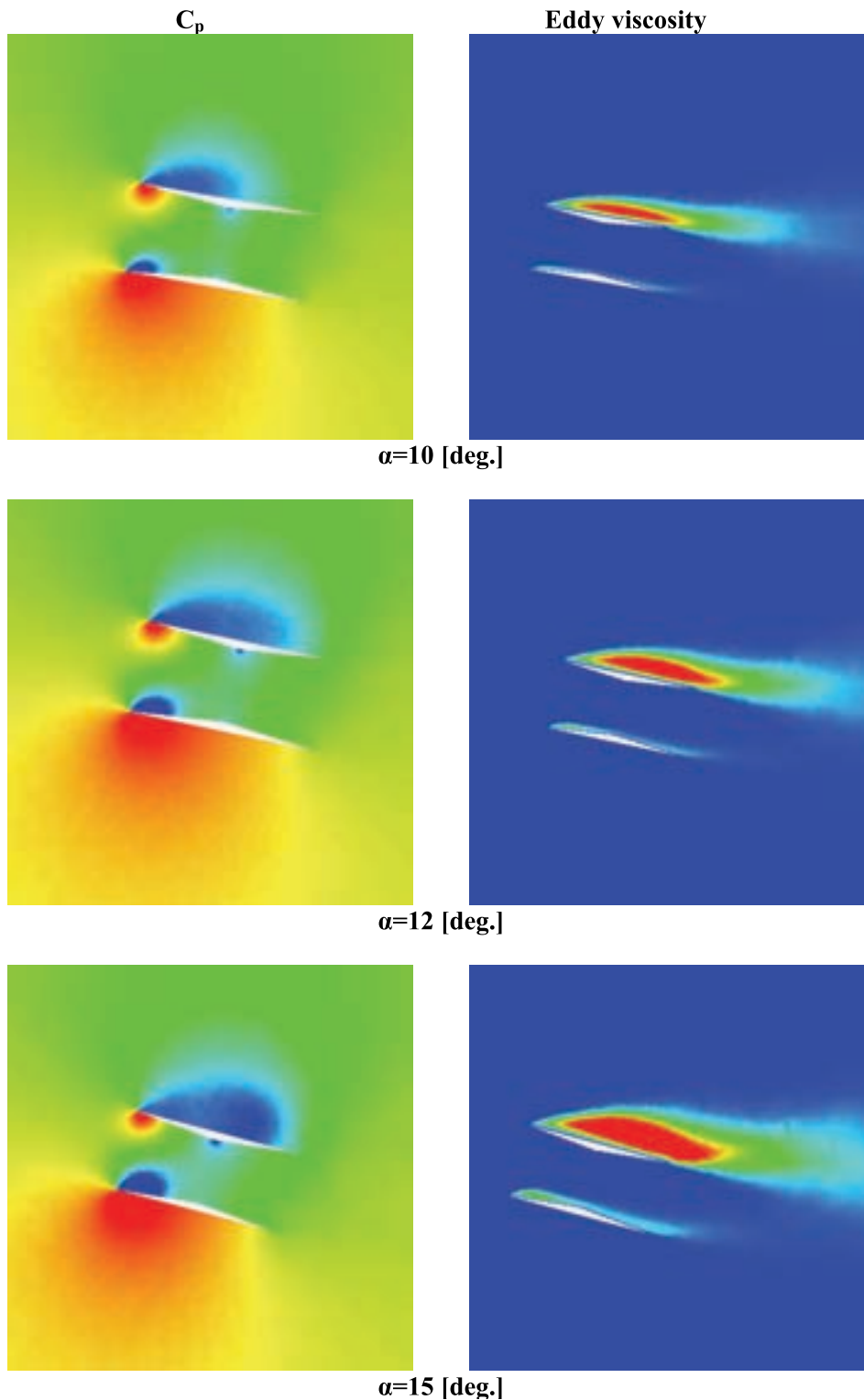
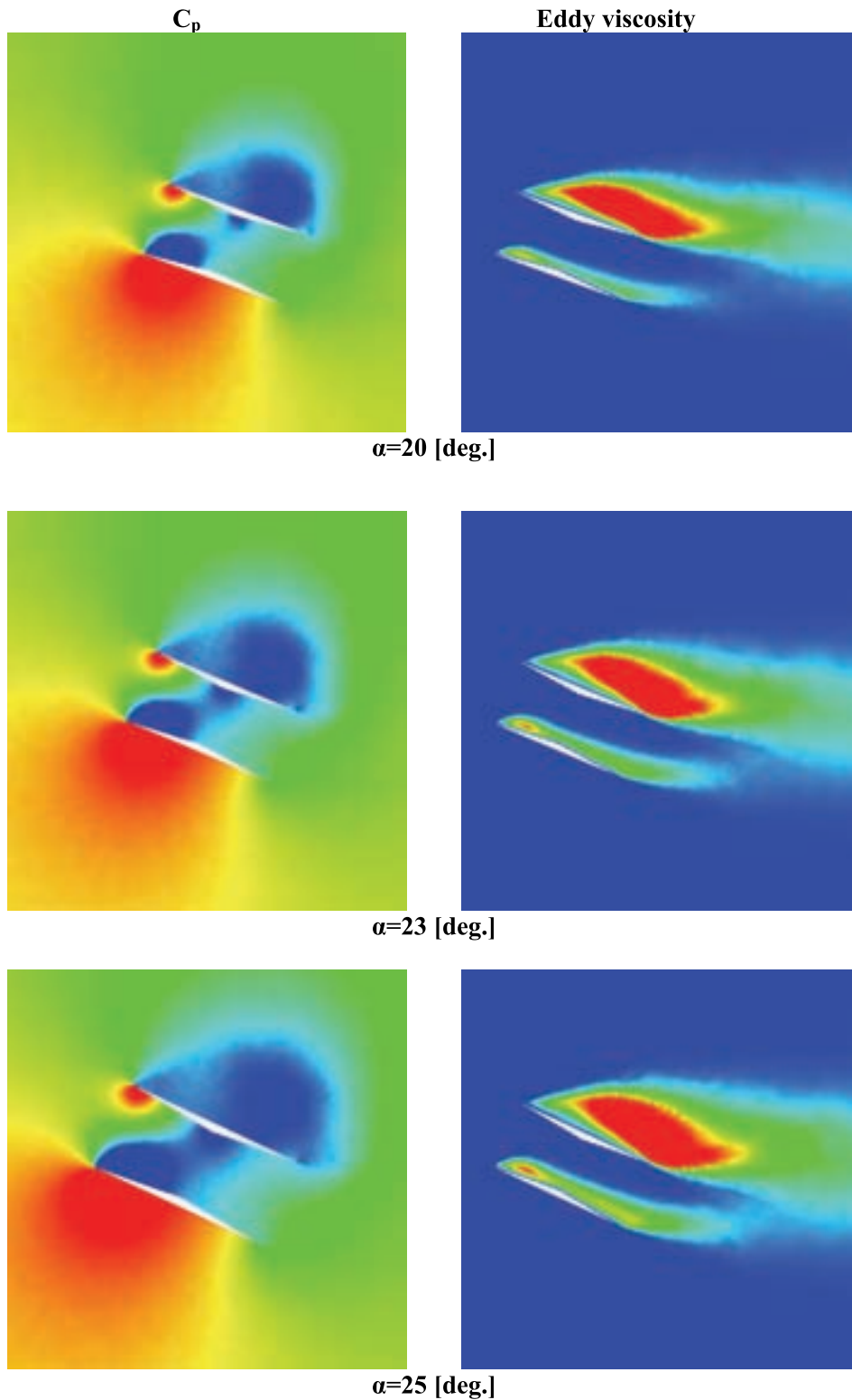


Figure 4.13(b) 各迎角における圧力係数分布と渦粘性係数 ($\alpha = 10 \sim 15$ [deg.])

大きくなるにつれて、渦粘性が大きくなっている。それにより、 $U = 20$ と 30 [m/s] の場合に翼上面に形成される渦が強くなり、渦内部の圧力が低下し、複葉翼の揚力係数が大きくなっていると考えられる。

Table 4.1 に数値計算で得られた失速角付近の揚力係数を示す。失速角の違いからも、 $U = 10$ [m/s] のとき、粘性効果が強いと判断できる。Table 4.1 より $U = 10$ [m/s] の時に比べて、 $U = 20$ と 30 [m/s] の時の方が、失速角が低いことがわかる。これにより、 $U = 10$ [m/s] のとき、粘性効果が強く剥離しにくいことがわかる。

Figure 4.13(c) 各迎角における圧力係数分布と渦粘性係数 ($\alpha = 20 \sim 25$ [deg.])

4.4.3 数値計算による主流速度に対する抗力寄与の変化

抗力係数特性に顕著な違いが見られた低迎角時 ($\alpha = 0$ [deg.]) について検証する. Figure 4.16 に各主流速度における $\alpha = 0$ [deg.] 時の渦粘性分布を示す. なお, 全ての迎角で同じ分布領域とすることで比較した. $U = 10$ [m/s] と 20 [m/s], 30 [m/s] を比べてみると, 主流速度が大きくなるほど後縁付近に形成される渦が強くなるのがわかる. これは, 主流速度が遅い場合, レイノルズ数が低くなり, 相対的に粘性が強くなることが挙げられる. そのため, 4.3.3 で述べた通り $U = 10$

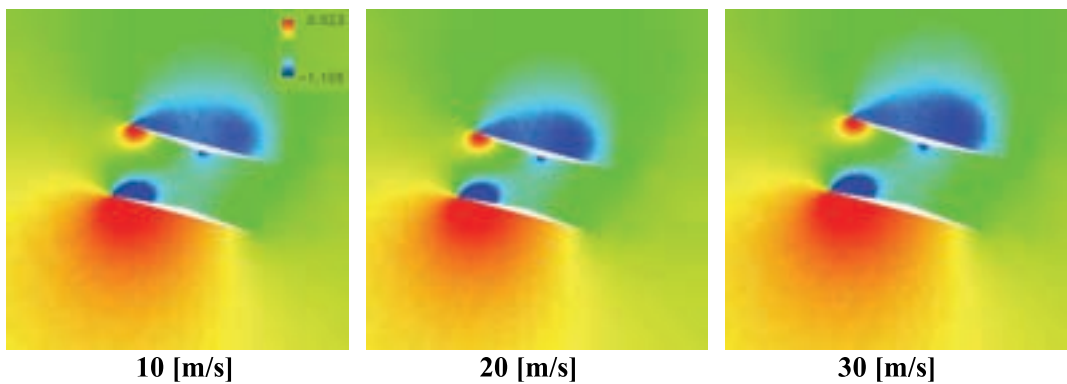


Figure 4.14 圧力係数分布比較 ($\alpha = 15$ [deg.])

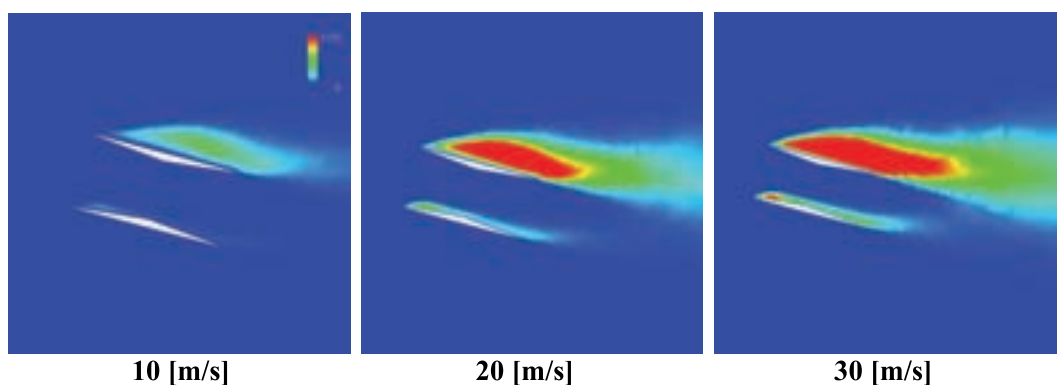


Figure 4.15 渦粘性分布比較 ($\alpha = 15$ [deg.])

Table 4.1 失速角付近の揚力係数

	20 [deg.]	23 [deg.]	25 [deg.]
10 [m/s]	1.633	1.638	1.631
20 [m/s]	1.681	1.678	1.665
30 [m/s]	1.695	1.690	1.676

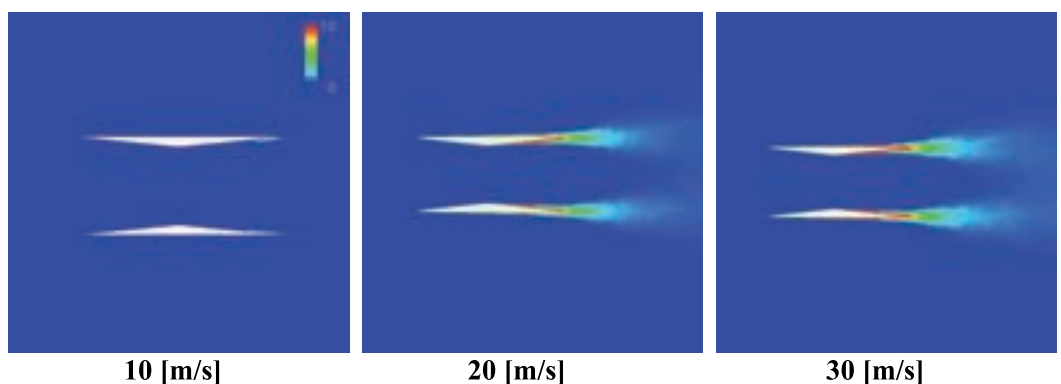


Figure 4.16 渦粘性分布比較 ($\alpha = 0$ [deg.])

[m/s] 時に摩擦抗力が最も大きくなると考えられる。

4.4.4 数値計算・風洞実験による流れ場構造の比較

Figure 4.17 に、今回の実験で煙法を用いて得られた可視化写真と、数値計算により得られた速度ベクトル図を示す。なお、それぞれの主流速度は $U = 2$ [m/s] と $U = 20$ [m/s] と異なるが、4.2 で述べた通り、今回の風洞実験で計測された空力特性は主流速度によらず一様であるといった特性を考慮すると十分に比較対象になりうると判断した。

迎角 $\alpha = 0$ と 5 [deg.] の時には、数値計算、風洞試験で可視化された流れ場構造に大きな違いは見られなかった。 $\alpha = 10$ [deg.] の時には、数値計算の方では前縁剥離を起こしているのに対して、風洞実験では明確な剥離現象が確認されなかった。

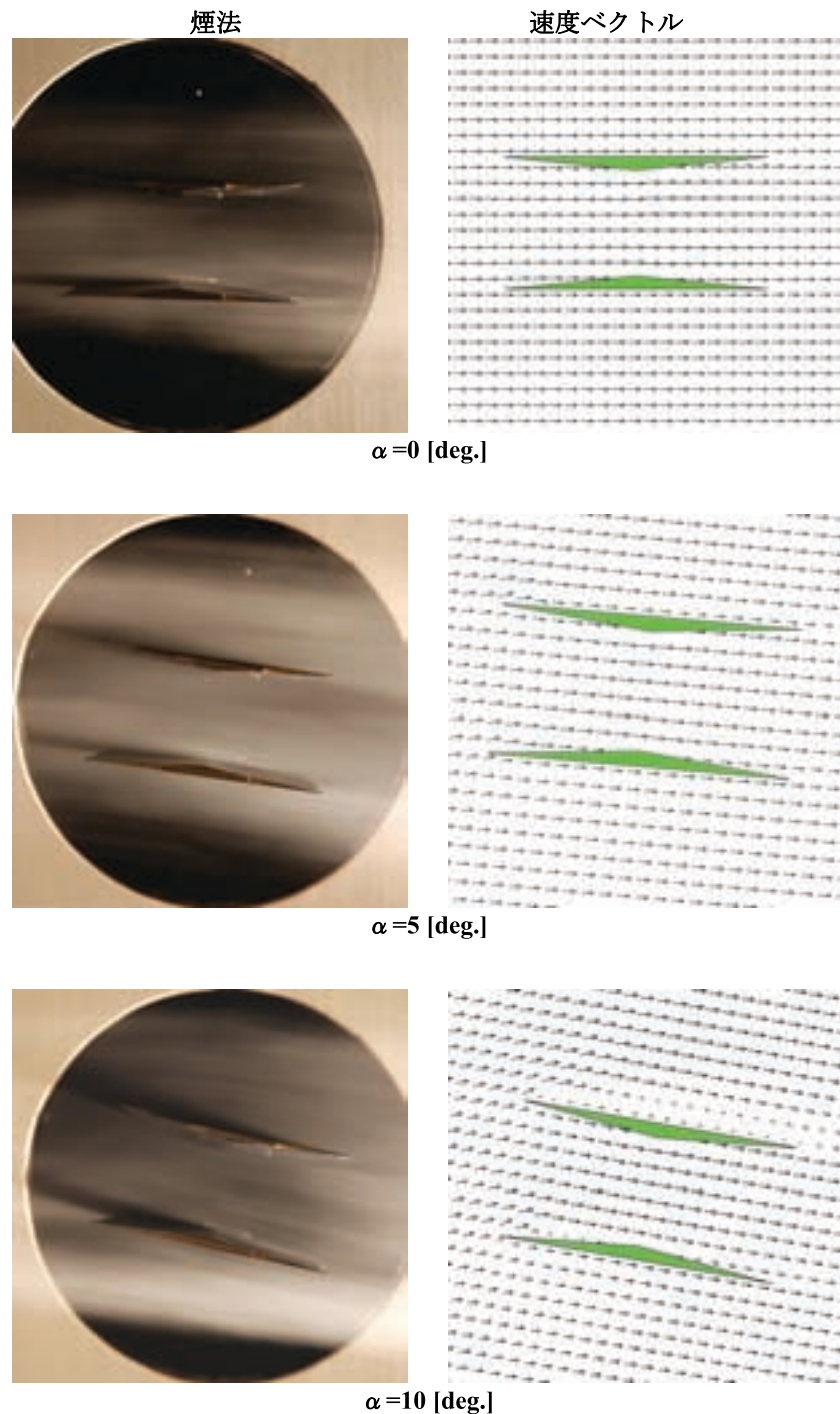


Figure 4.17 (a) 各迎角における流れ場構造比較 ($\alpha = 0 \sim 10$ [deg.])

$\alpha = 15$ [deg.] の時には、数値計算、風洞試験ともに上翼上面で前縁剥離を起こしている。しかし、下翼では剥離が起っていないため、失速には至っていない。

$\alpha = 20$ [deg.] の時には、両者とも上翼上面では剥離を起こし、一方で下翼上面でも前縁より剥離が起っているため、失速寸前の状態と確認できる。

$\alpha = 25$ [deg.] の時には、上下翼共に翼上面で全面剥離を起こしている。この迎角では Figure 4.8 の揚力特性に示されるように、失速後の状態である。

したがって、Busemann 複葉翼が失速状態に至るのは、上下翼共に流れが全面剥離した状態で完全失速になることがわかる。

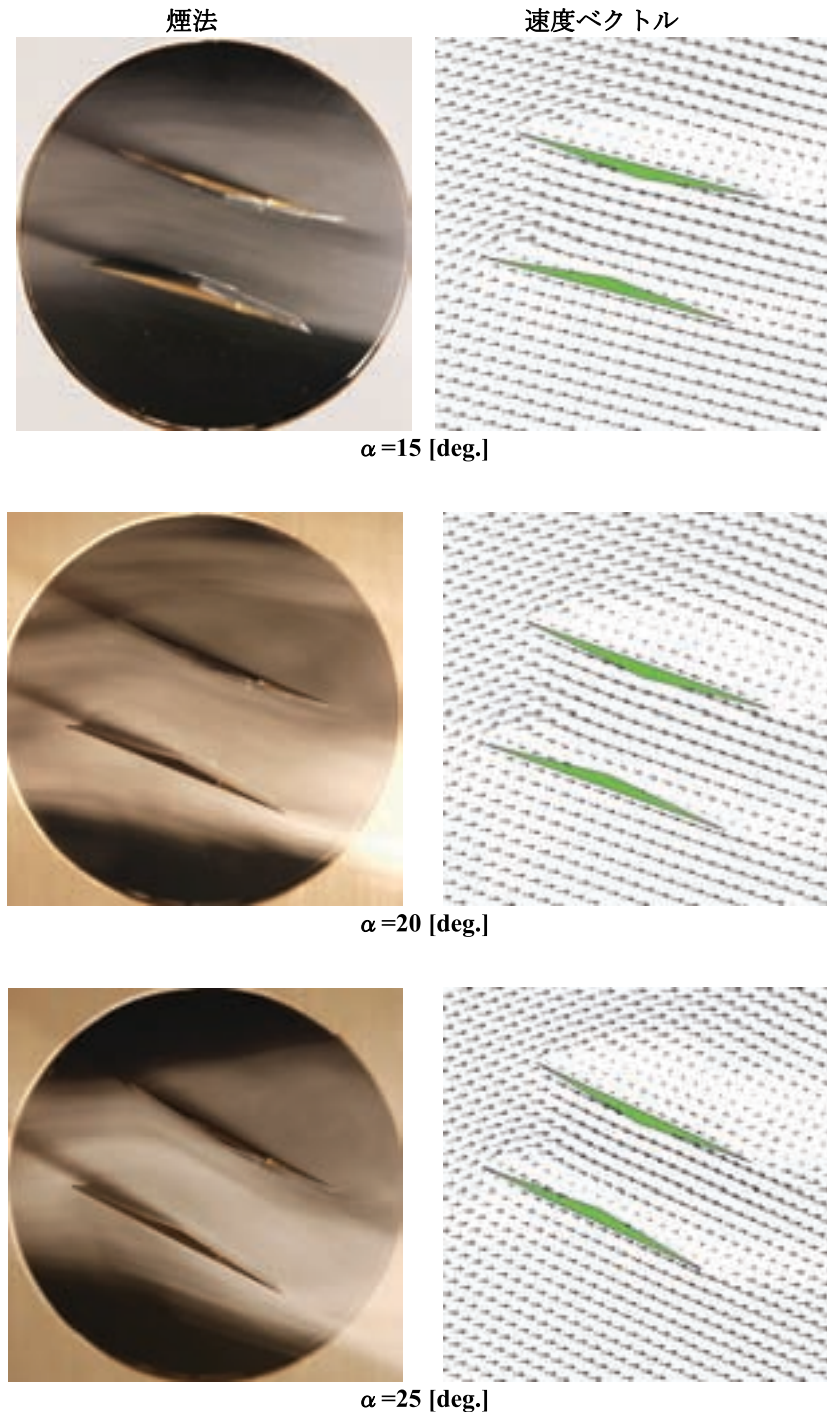


Figure 4.17 (b) 各迎角における流れ場構造比較 ($\alpha = 15 \sim 25$ [deg.])

第五章 結論

本研究では、低速域における Busemann 複葉翼の空力性能を解析するため、数値計算と風洞実験を用いて、迎角および主流速度に対する空力特性および流れ場構造の変化を調べた。

低乱熱伝達風洞を用いた風洞実験においては、主流速度によらず、低速域における一般的な翼型の特性である迎角に対する揚力係数特性の相似性が確認できた。また、失速点が $\alpha = 21$ [deg.] であることも確認された。さらに最大揚抗比が $\alpha = 5$ [deg.] 付近であることもわかった。

一方で、数値計算では、低迎角時に主流速度によらず迎角に対する揚力係数特性の相似性が確認できたが、高迎角時には主流速度によって特性に違いが見られた。この理由として、数値計算では全面乱流としたが、今回の風洞実験の結果から層流領域が部分的に存在することが考えられるため、遷移を考慮した数値計算が必要であることがわかった。一般的な航空機の実機レイノルズ数の領域では境界層遷移が物体前縁で起こるため、レイノルズ平均された Navier-Stokes 方程式による解析を行う場合には全面乱流として扱ってよい場合が多い。

しかしながら、今回のように実験に使用した模型が小さい場合レイノルズ数が低いので、数値計算においても境界層遷移を考慮した。

また、今回の数値計算と風洞実験では主流速度が $U = 10 \sim 30$ [m/s] の範囲に限られており、実際の旅客機が離着陸する速度に達していない。今後、さらに主流速度の範囲を上げて解析を行うことで実機レイノルズ数を視野に入れた離着陸時の低速性能を評価する必要がある。

以上のことをまとめると、今回の研究では風洞実験と数値計算を比較して、互いの問題点を明確にすることができた。特に、数値計算の計算精度を向上させるのに、風洞試験のデータを比較することは重要であるので、今後も風洞実験と数値計算を行い、より詳細かつ正確な比較検討をしていくことは必須である。

参 考 文 献

- [1] Kusunose, K., "A New Concept in the Development of Boomless Supersonic Transport," 1st International Conference on Flow Dynamics, 2004, pp. 46–47.
- [2] Kusunose, K., Matsushima, K., Goto, Y., Yamashita, H., Yonezawa, M., Maruyama, D. and Nakano, T., "A Fundamental Study for the Development of Boomless Supersonic Transport Aircraft," AIAA Paper, AIAA-2006-0654, January 2006.
- [3] Liepmann, H. W., Roshko, A., Elements of Gasdynamics, John Wiley & Sons, Inc., pp. 107–123, 1957.
- [4] Yamashita, H., Yonezawa, M., Goto, Y., Obayashi, S. and Kusunose, K., "Basic Research toward Realizing Boomless Supersonic Aircraft," Proceedings of 16th Institute of Fluid Science Meeting, Tohoku University, Sendai, Japan, December 2004.
- [5] Ito, Y. and Nakahashi, K., "Improvements in the Reliability and Quality of Unstructured Hybrid Mesh Generation," International Journal for Numerical Methods in Fluids, Vol. 45, Issue 1, May 2004, pp. 79–108.
- [6] Ito, Y. and Nakahashi, K., "Direct Surface Triangulation Using Stereolithography (STL) Data," AIAA paper 2000–0924, 2000.
- [7] Sharov, D. and Nakahashi, K., "Hybrid Prismatic/Tetrahedral Grid Generation for Viscous Flow Applications," AIAA paper 96–2000, 1996.
- [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] 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.
- [10] Weiss, J. M., Maruszewski, J. P. and Smith, W. A., "Preconditioned Applied to Variable and Constant Density Flows," AIAA Journal, Vol. 33, No. 11, 1995, pp. 2050–2057.
- [11] 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技術シンポジウム 2005, 概要集, pp. 30, 2005.
- [12] Sharov, D. and Nakahashi, K., "Low Speed Preconditioning and LU-SGS Scheme for 3-D Viscous Flow Computation on Unstructured Grids," AIAA paper 98–0614, 1998.
- [13] Spalart, P. R. and Allmaras, S. R., "A One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows," AIAA Paper 92–0439, 1992.
- [14] Toyoda, A., Misaka, T. and Obayashi, S., "Application of Correlation-Based Transition Prediction Method to JAXA High-Lift Con-

figuration Model”.

- [15] Luos, H., Baum, J. D. and Lohner, R., “Extension of Harten-Lax-van Leer Scheme for Flows at All Speeds,” AIAA Journal, Vol. 43, No. 6, 2005, pp. 1160–1166.
- [16] Turkel, E. “Robust Low Speed Preconditioning for Viscous High Lift Flows,” AIAA paper 2002–0962, 2002.
- [17] Menter, F. R., “Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications,” AIAA Journal, Vol. 32, No. 8, 1994, pp. 269–289.
- [18] 安藤常世, 工学基礎, 流体の力学改訂版, 培風館, 1979.