

火星探査航空機の主翼翼型の非定常空力特性に関する研究

大野, 晴之
九州大学大学院総合理工学府環境エネルギー工学専攻

<https://hdl.handle.net/2324/4372228>

出版情報：九州大学, 2020, 修士, 修士
バージョン：
権利関係：



令和 2 年 度

修 士 論 文

火星探査航空機の主翼翼型の非定常空力特性に関する研究

九州大学大学院総合理工学府

環境エネルギー工学専攻

エネルギー流体科学 研究室

大野 晴之

指導教員 安養寺 正之 准教授

提出年月日 令和 3 年 2 月 8 日

目次

第1章 研究背景及び目的	1
1.1 JAXA で検討されている火星探査航空機	1
1.2 低 Re 数領域の流体及び空力特性	4
1.2.1 層流剥離と剥離泡の形成	4
1.2.2 低 Re 領域の翼の空力特性	6
1.2.3 低 Re 数高性能翼型	8
1.3 火星探査航空機開発における残された空力課題	10
1.4 研究目的	13
第2章 数値解析及び風洞実験の方法及び条件	14
2.1 数値解析手法	14
2.1.1 RANS 数値解析手法	14
2.1.1.1 基礎方程式	14
2.1.1.2 数値解析手法	15
2.1.1.3 解析条件	16
2.1.2 LES 数値解析手法	22
2.1.2.1 基礎方程式	22
2.1.2.2 数値解析手法	22
2.1.2.3 解析条件	23
2.2 風洞実験	25
2.2.1 低速低騒音風洞	25
2.2.1.1 風洞構成	25
2.2.1.2 風洞模型	27
2.2.2 計測セットアップと解析条件	28
2.2.2.1 可視化計測	28
2.2.2.2 周波数計測	30
第3章 結果及び考察	32
3.1 RANS 計算による初期解の妥当性検証	32
3.1.1 乱流モデルの比較	32
3.1.2 2次元計算と3次元計算の比較	34
3.2 LES 計算による結果と考察	39
3.2.1 時間平均結果による妥当性の検証	39
3.2.1.1 空力係数の比較	39
3.2.1.2 時間平均流れ場の比較	43

3.2.2 非定常現象の評価.....	45
第4章 結論.....	64
参考資料.....	65
謝辞.....	67

第 1 章 研究背景及び目的

1.1 JAXA で検討されている火星探査航空機

近年, NASA (National Aeronautics and Space Administration) が火星で飛行可能な火星ヘリコプター⁽¹⁾に関する研究成果を発表した. 実際, NASA の火星探査ミッション Mars 2020⁽²⁾にて火星で飛行実証を行う予定など, 現在世界的な注目を集めている. NASA はこれまでも火星の周回軌道への人工衛星の投入や自走式のローバーの投入を実行してきた^(3,4). 周回軌道衛星の科学観測の結果からはオリンポス山やマリネリス渓谷などに代表される大規模で複雑な地形や, 様々な気象現象が存在することが明らかになっている. また, 地表に降りて調査を行う探査ローバーにより, 地表の撮影や岩石の成分分析などの多数のデータ取得が行われている⁽⁵⁾. しかし, 周回衛星による観測では十分な空間解像度が得られず, また探査ローバーの移動速度は非常に低速かつ探査範囲が数 m~数 km に限られるなど, それぞれの探査法に一長一短がある. これらの探査のうち, 利点を維持しつつ, 課題が克服できる探査手法として, JAXA を中心とした日本の研究グループでは図 1.1 に示す火星探査航空機⁽²⁾による飛行探査が検討されている. 火星に存在するわずかな大気を利用して航空機による飛行探査を行うことで, ローバーによる探査が難しいような複雑な地形の地域も含めて, 広範囲の領域を高解像度で観測することが可能であるという特徴を持つ.

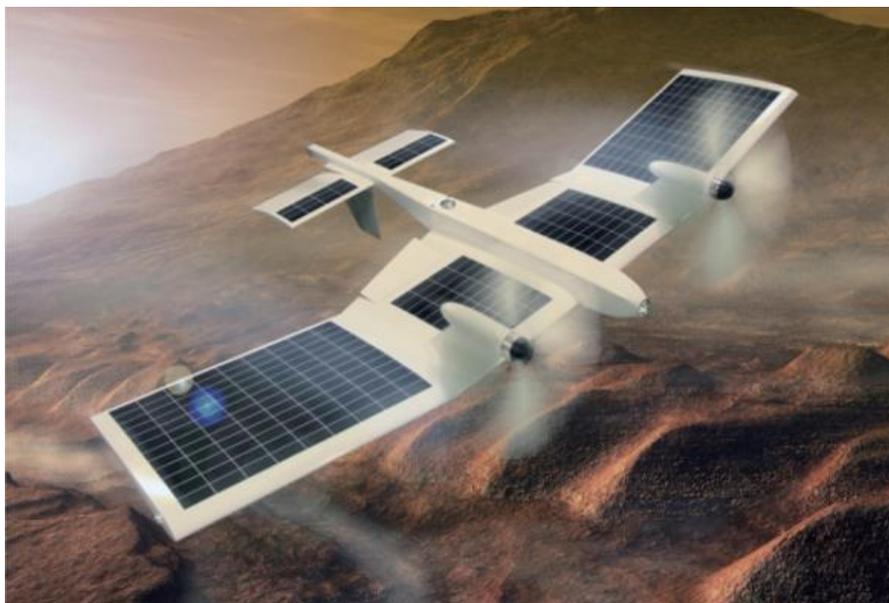


図 1.1 火星探査航空機⁽⁶⁾

火星は大気密度が非常に小さく, 地球の約 100 分の 1 しかない. そのため航空機にとっては式(1.1)で示される揚力(L)を確保するための動圧が得られにくい. そのような環境に加え, 画像撮影のための高速飛行ができない. さらに, 火星探査航空機は地球から火星までの輸送

時にカプセルに収納される予定であり⁽⁷⁾、カプセルに収納するために主翼面積は制限される。なお、カプセル収納時、機体は折りたたんで格納される⁽⁸⁾。これらの条件から式(1.2)で示される、慣性力と粘性力の比であるレイノルズ数が非常に小さくなる。

$$L = \frac{1}{2}\rho U^2 AC_L \quad (1.1)$$

$$Re = \frac{\rho U c}{\mu} \quad (1.2)$$

ここで、 ρ は流体の密度、 U は一様流速度、 A は翼面積、 C_L は揚力係数、 c は翼の代表長さである主翼コード長、 μ は粘性係数である。一般的な旅客機の巡航 Re 数は $10^7 \sim 10^8$ オーダーであり、高レイノルズ流れに分類されるのに対し、火星探査航空機は密度 ρ 、一様流速度 U 、翼の代表長さ L が全て小さくなるため、巡航 Re 数は 10^4 オーダーとなり、低レイノルズ数流れに分類される。

火星探査航空機は第 1 号機が既に開発され、2016 年 6 月には実機を用いた高高度飛行試験が北海道大樹町航空宇宙実験場にて行われた。図 1.2 に火星探査航空機 1 号機の機体寸法を示す。この高高度試験は火星と同様の大気条件で実験を行うことを目的としている。地球の高度 30km 付近の成層圏は火星と同程度の大気密度、温度であるため、火星で想定されるレイノルズ数、マッハ数における飛行実証試験が可能である。図 1.3 に示すゴンドラに機体を搭載し、大気球を用いて高度 36km 付近まで上昇させた。図 1.4 に高高度試験の実験シーケンスを示す。気球が目標高度到達後、機体をゴンドラから切り離す。この時機体は真下に落下し、まずロールフェーズとして主翼のエルロンを効かせて機体のロール方向の回転を制御する。さらに機体の切り離しから 20sec 後に尾翼のエレベータにより機体の引き起こしを行い、29sec までに滑空フェーズに移る。その後、30sec ごとに迎角を変更して巡行飛行させ、各飛行迎角における空力データを取得する⁽⁸⁾。この予定シーケンスに対して実際の飛行試験では、引き起こしが予定よりも遅れてしまい、滑空開始から 30sec 後に動圧が計測レンジ外まで増加してしまった。このため、その後の巡行迎角における空力データが得られなかったが、それまでの切り離しフェーズから引き起こしフェーズでの空力データの取得に成功している⁽¹⁰⁾。これらの課題を踏まえ、現在 2 号機の開発中であり、第二回飛行実証試験を 2021 年に予定している。

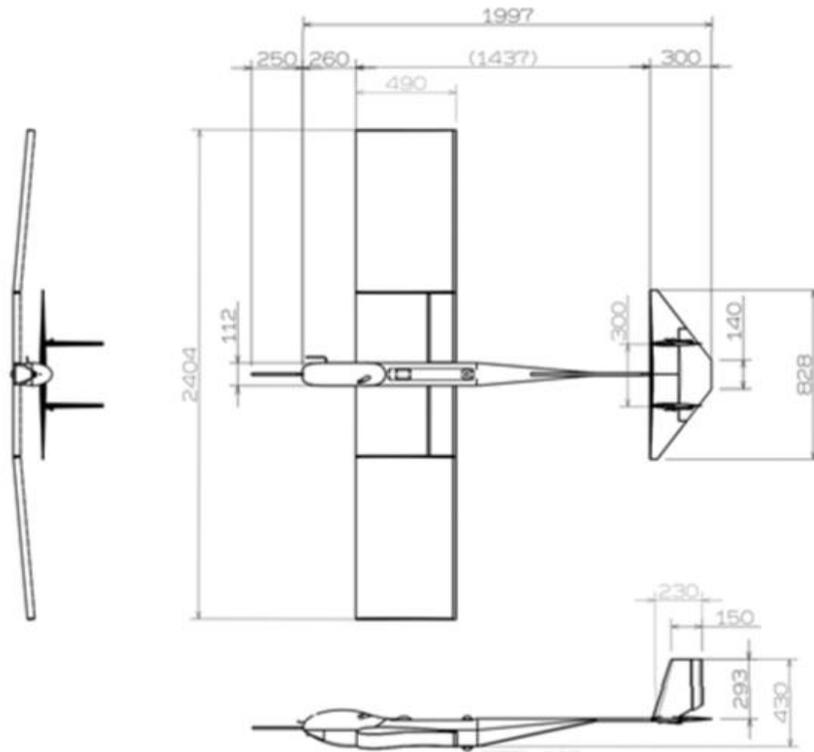


図 1.2 火星探査航空機 第 1 号機寸法⁽⁹⁾



図 1.3 高高度試験に用いたゴンドラ⁽⁹⁾

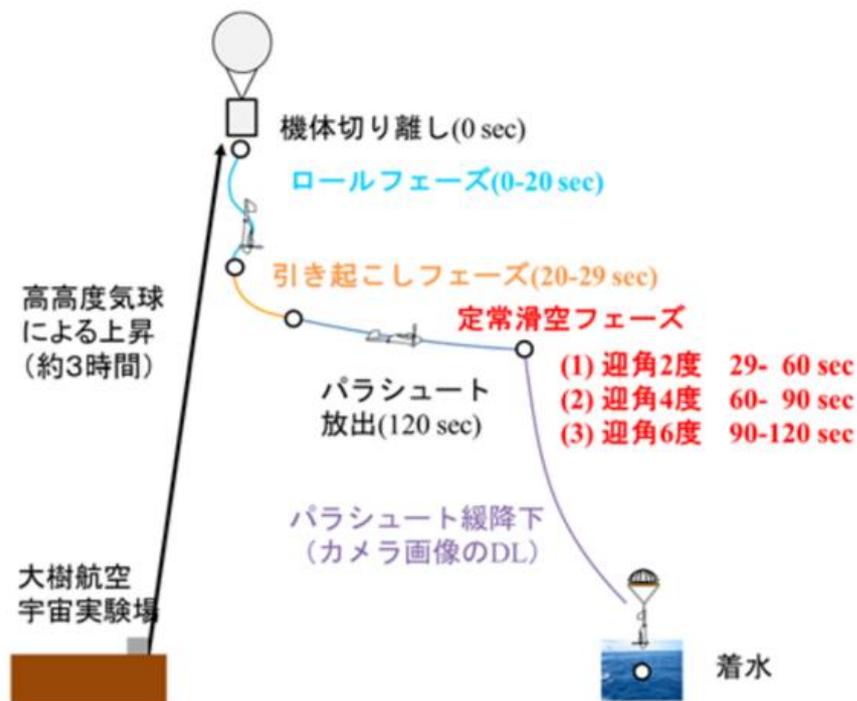


図 1.4 高高度試験 実験シーケンス⁽⁹⁾

1.2 低 Re 数領域の流体及び空力特性

1.2.1 層流剥離と剥離泡の形成

低レイノルズ数領域での流体特性として早期の層流剥離と剥離泡の形成が挙げられており、李家ら⁽¹¹⁻¹³⁾はそれらに関して多くの研究を行っている。低レイノルズ数領域における翼面上の代表的な流れ場を図 1.5 に示す。一様流の中にある翼型が低迎角であるときは層流が保たれるが、迎角が大きくなると層流剥離を起こす。低レイノルズ数領域では粘性力の影響が大きくなるため、高レイノルズ数領域に比べて層流剥離が起きやすいという特徴がある。また、 $Re = 10^4 \sim 10^5$ オーダーでは、層流剥離した後の剥離剪断層内で Kelvin-Helmholtz (K-H) 不安定性が発達し、剥離剪断層が乱流遷移する。この乱流遷移により、層流剥離した流れが翼面上に再付着することで剥離泡を形成する。

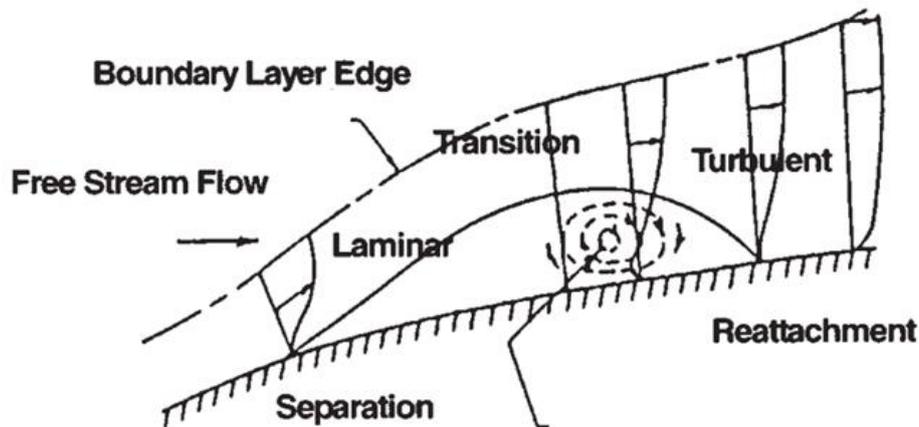


図 1.5 翼面上で形成される剥離泡⁽¹⁾

剥離泡は一般的に Short bubble と Long bubble と呼ばれる 2 種類が存在すると言われる。以下に李家⁽¹⁾によって纏められた剥離泡の特徴を示す。

【Short bubble】迎角を上げるにつれて、剥離泡を短くしながら前縁方向に移動していく

【Long bubble】迎角を上げるにつれて、再付着点が後方に移動し剥離泡長さが増加する。

Short bubble と Long bubble は図 1.6 に示す翼面上の表面圧力分布の違いからその特徴が異なることが分かる。Short bubble は suction peak の後方で層流剥離を生じた後、圧力一定の領域を作る。その後、層流から乱流への遷移点から急激な圧力回復を示し、再付着点へ至るといった圧力分布を示す。一方、Long bubble の圧力分布には、比較的広範囲の圧力一定領域が続いた後、後方で緩やかに圧力が回復する。両者ともに、剥離点のすぐ下流では流れがほとんど停止している領域（死水域）が存在しており、この領域が圧力一定の領域に相当する。乱流遷移後は翼面上へと再付着することが多い。遷移点と再付着点の間の領域は逆流領域となる。

Short bubble が形成される条件から徐々に迎角を大きくしていくと、Short bubble として再付着していた流れが急に再付着しなくなる現象が生じる。この現象は Short bubble の崩壊 (burst) と呼ばれる。通常、Long bubble は Short bubble が崩壊した後に生じる現象であると考えられている。しかし、剥離泡の崩壊後に Long bubble として翼面上に再付着せず、剥離後の翼面上の流れ場が剥離剪断層で覆われてしまう場合がある。流れ場がこのような変化を起こしたとき、揚力の急激な現象（翼型前縁失速）を引き起こす。

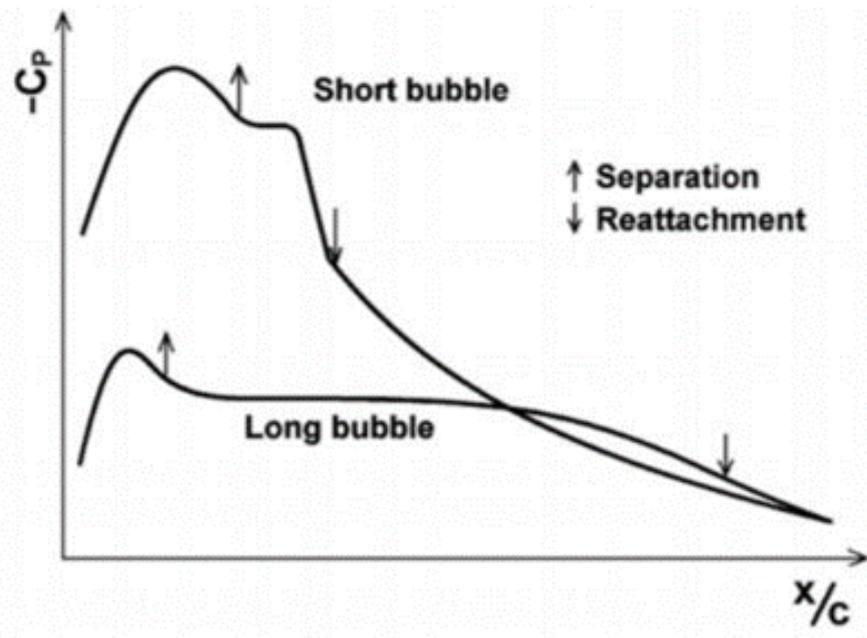


図 1.6 Short bubble と Long bubble の表面圧力係数分布⁽¹¹⁾

1.2.2 低 Re 領域の翼の空力特性

翼型周りの流れ場と空力特性は密接な関係にある。空力特性の中でも特に揚力係数に着目すると、上述した剥離泡の形成、崩壊が揚力特性に大きな影響を与える。図 1.7 に剥離泡と揚力特性の関係のグラフを示す。剥離泡が形成されると翼表面に圧力一定領域が形成され、翼上面の負圧が増加する。そのため揚力上昇を起し、それに伴い揚力曲線に非線形性が生じる。この揚力非線形性は航空機の機体制御則を構築の観点からは避けることが望ましく、非線形性をできるだけ抑える、または非線形性が生じない翼型が望まれる。剥離泡の崩壊が起こると失速が起き、揚力傾斜がマイナスに傾く。このように剥離泡の挙動は翼型の失速特性に大きな影響を与えている。剥離泡の挙動は翼型やレイノルズ数、迎角に影響されるため、揚力曲線も大きく影響を受ける。

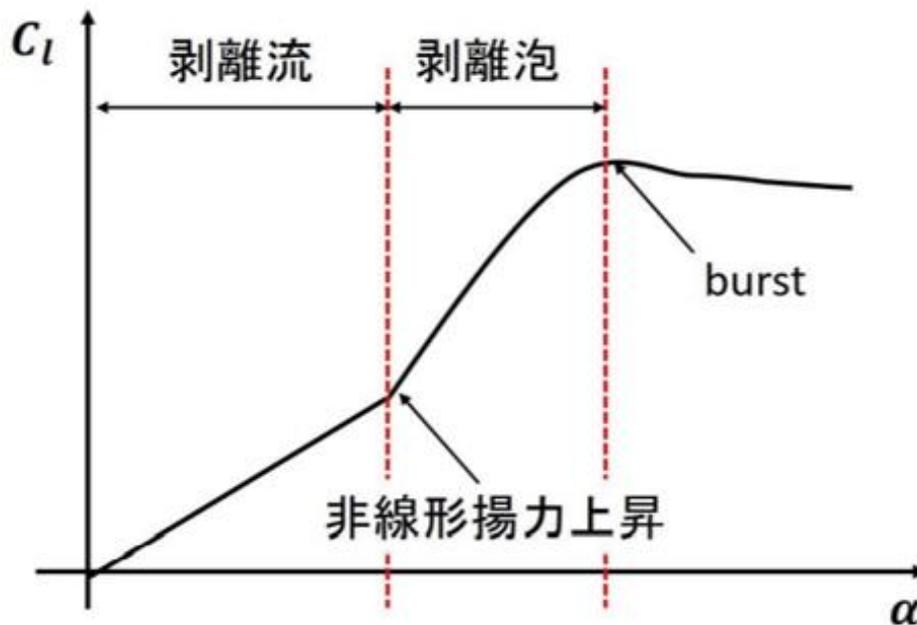


図 1.7 剥離泡の形成，崩壊と揚力係数の関係

揚力特性のほかに翼の空力性能を示す代表的な無次元数に揚抗比 (Lift/ Drag : L/D) がある。揚力性能が高く，なおかつ抗力が小さい，すなわち揚抗比を高めることが翼の高性能化につながり，航続可能距離を伸ばすことになる。しかし，高レイノルズ数で高い性能を示す翼型も，低レイノルズ数領域になると揚抗比が急激に低下する。図 1.8 に一般的な対称翼型の揚抗比に対するレイノルズ数効果を示す。図 1.8 に示すように，一般的な航空機に用いられるような表面が滑らかな翼型は，レイノルズ数が $Re = 10^5$ を下回り，低レイノルズ数領域になると最大揚抗比が大幅に低下する。その理由として，このような低レイノルズ数領域では粘性抵抗が増加すること，層流剥離が起りやすくなるため大きな揚力が得られないことが考えられる。

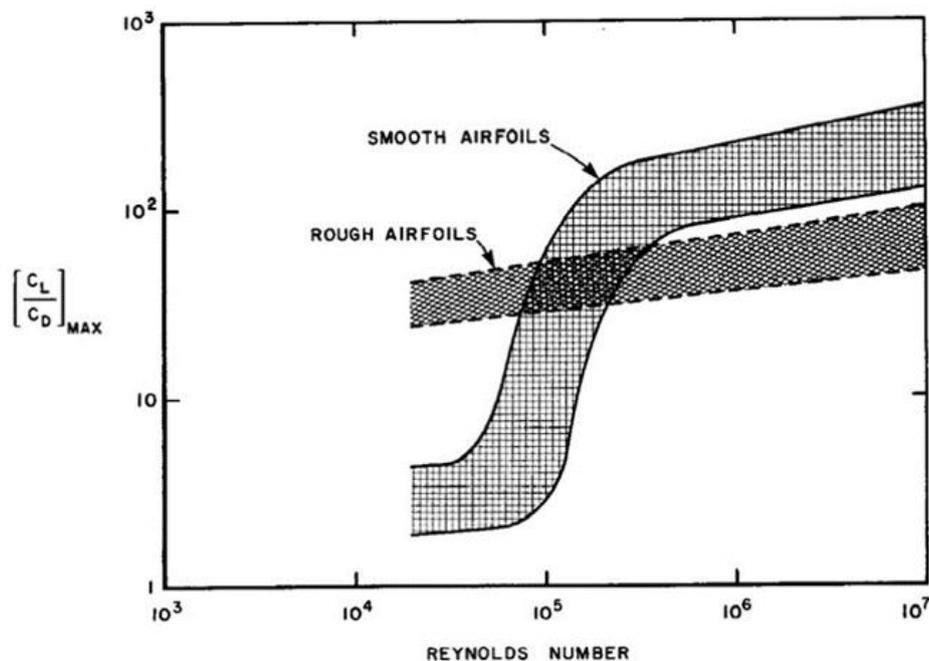


図 1.8 最大揚抗比に対するレイノルズ数効果⁽¹⁴⁾

1.2.3 低 Re 数高性能翼型

低レイノルズ数環境では、以下のような特徴を持つ翼型が優れた性能を持つことが Schmits により示されている⁽¹⁵⁾

- (1)翼下面のキャンバーが大きいこと
- (2)翼上面のキャンバーが小さいこと

この中でも特に、下面のキャンバーが大きいことは揚力を増加させることに繋がり、上面のキャンバーが小さいことは早期の剥離を避けることに繋がることから失速を遅らせるなど、空力性能に良い影響を与える。一方、大山らは火星環境下で揚抗比が最大となることを目的関数とした翼型の最適化進化計算を行っている⁽¹⁶⁾。その結果、巡行条件における最適な翼型形状として、非常に薄く、下面に強いキャンバーを持つ特徴的な翼型が提案されており、Schmits の(1)の条件とも一致している。

本研究グループでは火星探査航空機と同程度の低レイノルズ数領域で飛行するハンドランチグライダーの世界記録保持者である石井満氏が作成した“石井翼型”に注目している。図 1.9 に石井翼の断面形状を示す。

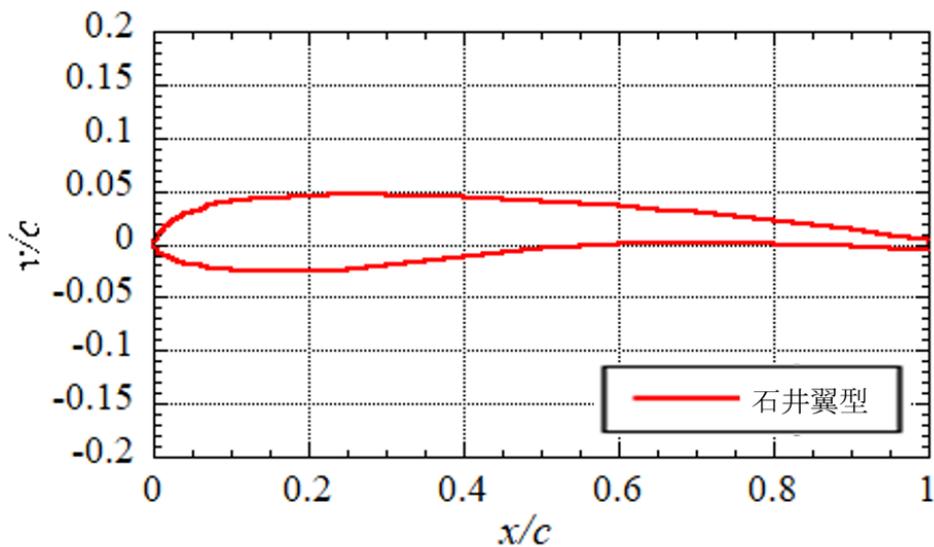


図 1.9 石井翼断面形状

図 1.9 に示すように、石井翼型は一般的な対称翼型と比べて薄型であり、翼上面が比較的フラット、翼下面に大きなキャンバーを持つことがわかる。この形状は前述した Schmitz が提唱する低レイノルズ数で優れた性能を示す特徴に一致している。石井翼の空力性能に関しては、これまでに数値計算、実験の両面から検証が行われてきた^(17,18)。図 1.10 に代表的な厚翼、薄翼である NACA0012 翼型、NACA0002 翼型及び石井翼型の空力特性を示す。低レイノルズ数環境において、石井翼型は従来の翼型と比べて広い迎角において高い揚抗比を維持できる。以上の結果から現在 JAXA で検討が進められている火星探査航空機では石井翼型が主翼候補翼型として考えられている。

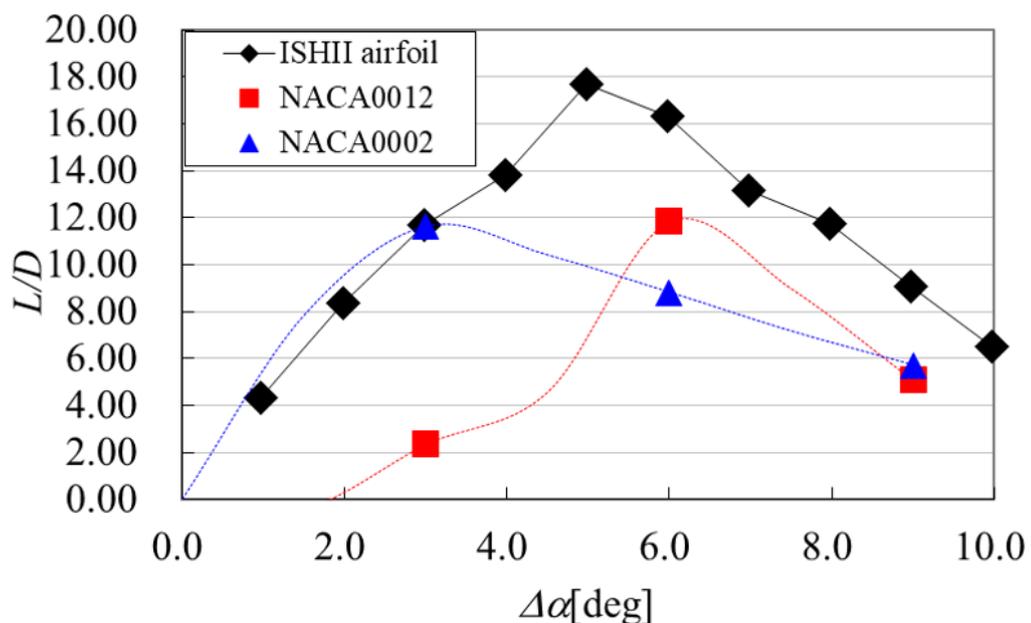


図 1.10 石井翼型、NACA00012 翼型及び NACA0002 翼型の揚抗比($Re=23000$)⁽¹⁷⁾

1.3 火星探査航空機開発における残された空力課題

火星探査航空機の尾翼は一部の迎角範囲において主翼後流の影響を受けるということが、半裁模型を用いた数値計算を行った藤岡らによって示された⁽¹⁹⁾。その後流干渉の様子を図 1.11 に示す。その後の尾翼に対する主翼後流干渉についての研究⁽²⁰⁻²²⁾では、尾翼の揚力曲線の非線形性を改善し、失速迎角を遅らせる効果があることや、広い迎角範囲で翼面に付着した流れを維持できることから、より広い迎角範囲でエレベータによる高い舵効き性能を確保できることなどが報告されている。

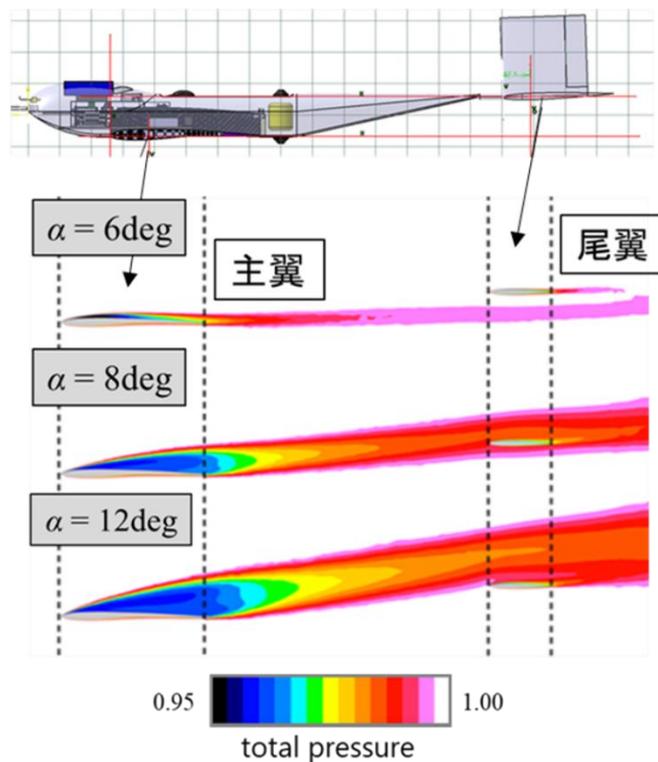


図 1.11 主翼後流の尾翼に対する干渉⁽¹⁹⁾

上記の先行研究は時間平均をかけた定常現象としてのものだが、我々の研究グループでは主翼後流の干渉効果の中でも、その非定常性について注目してきた。我々のこれまでの研究結果から、尾翼の空力性能は図 1.12 に示されるような大幅な時間変動を示すことや、高迎角で大規模な渦の移流が見られることを明らかにしてきた⁽²³⁾。尾翼上面に見られる渦の様子を図 1.13 に示す。そのような尾翼の空力振動は機体胴体と尾翼を接続するブーム部に負荷をもたらす。また、重心は主翼前縁から 38%に位置することから離れていることから、尾翼での揚力振動はモーメントアームと合わせて機体のピッチング運動に強く影響するため、エレベータによる機体のピッチング制御の不安定性につながるということが懸念される。

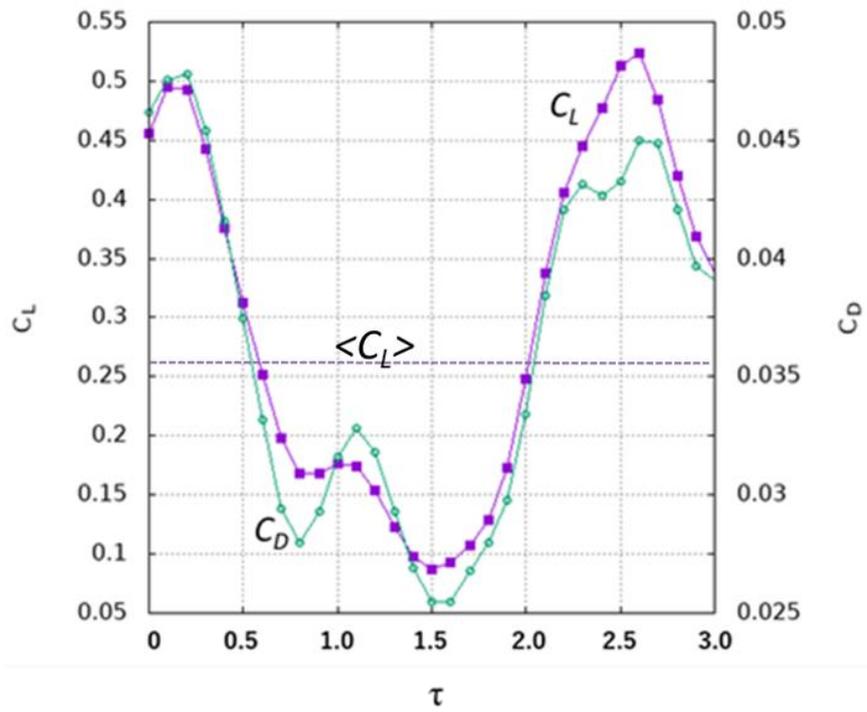
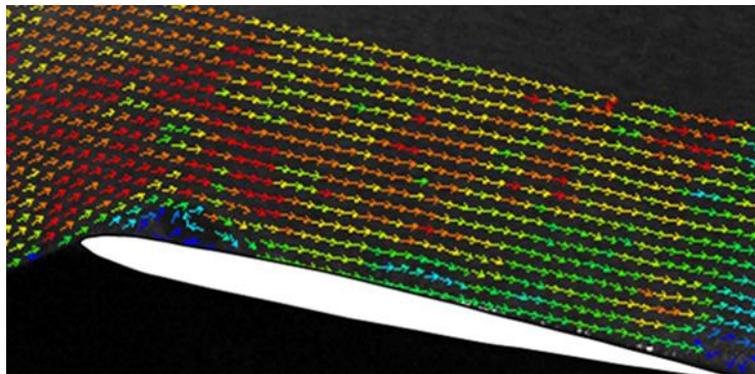
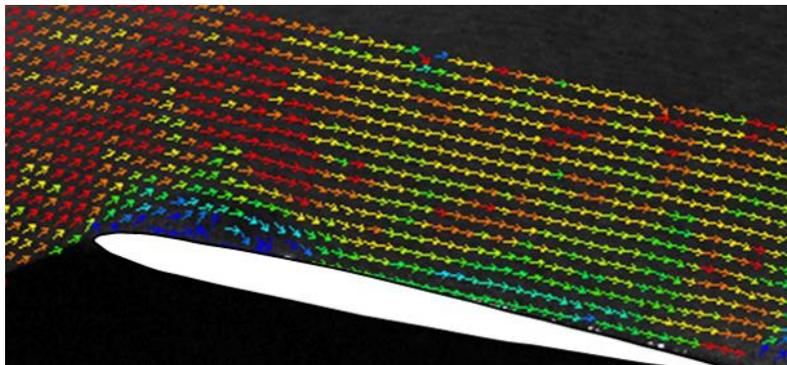


図 1.12 後流干渉時の尾翼($\alpha = 8\text{deg}$)の空力振動 ⁽²³⁾



(a) $t = 0/5000$



(a) $t = 10/5000$

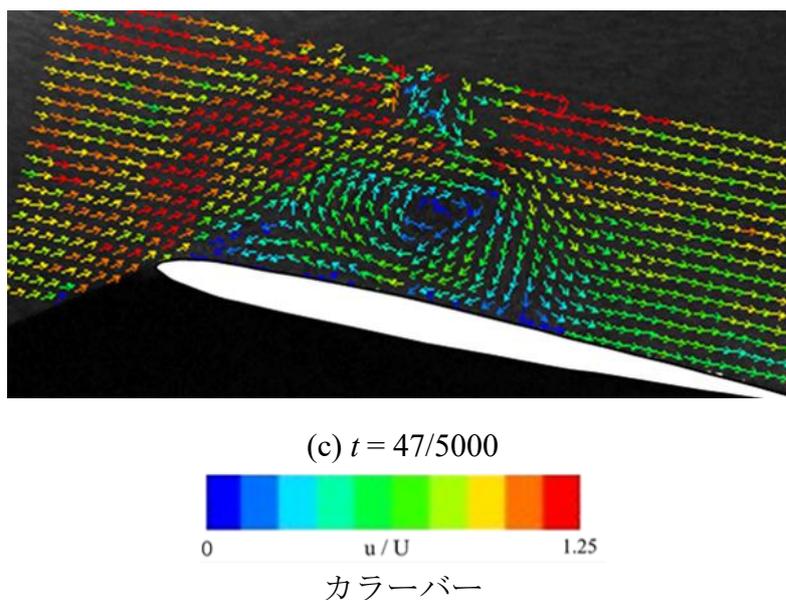
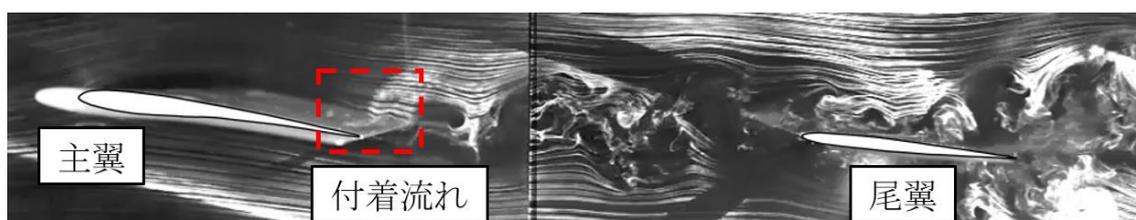
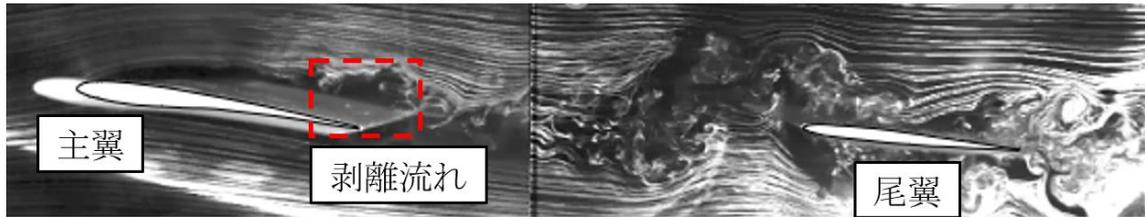


図 1.13 後流干渉時に見られる尾翼上面での渦の移流⁽²³⁾

今後の 2 号機設計開発に向けた大きな課題として、主翼である石井翼周りの流れ非定常性と空力非定常性の関係である。尾翼に関しては主翼後流の影響を受け非定常性が強い流れ場になることが示されてきたが、主翼面上の流れ場でも非定常性を生じることが図 1.14 に示す先行研究の可視化結果($\alpha = 8\text{deg}$)からもわかっている。これまでも石井翼を対象とした非定常計算は行われてきたが、時間平均を取った定常データについて主に評価しており、その非定常特性については未解明の点が多い。主翼である石井翼に尾翼と同様の空力振動が存在した場合、機体全体の上下振動につながる恐れがあるほか、流れ場の非定常性からはエルロンによる機体のロール制御に影響を及ぼすことが考えられる。そのため、主翼である石井翼の非定常特性を理解して対策をすることは空力、制御の二つの面で重要である。また、石井翼を対象とした非定常性の研究からは、剥離泡がどのような非定常性を持つのか、そしてどのような効果につながるのかなど、低レイノルズ数領域の一般的な流体现象として学術的に興味深い知見も得られるのではないかと期待される。



(a)主翼後縁部：付着流れ



(b)主翼後縁部：剥離流れ

図 1.14 スモークワイヤ法による主翼周り及び後流の可視化⁽²³⁾

1.4 研究目的

本研究では、実験と数値計算の両面からアプローチすることで、火星探査航空機の主翼として想定されている石井翼型周りの流れ場とその影響についての非定常特性を明らかにし、評価することを目的とする。

第2章 数値解析及び風洞実験の方法及び条件

2.1 数値解析手法

2.1.1 RANS 数値解析手法

2.1.1.1 基礎方程式

本研究では LES(Large Eddy Simulation)による非定常計算を行う前段階として、RANS(Reynolds-averaged Navier-Stokes equation)計算を行い、初期解を求めた。その基礎方程式を以下に示す。

RANS では以下に示す非圧縮性の Navier-Stokes 方程式(2.1)と連続の式(2.2)をレイノルズ平均したものを基礎方程式としている。

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.2)$$

式(2.1)をレイノルズ平均すると式(2.3)が得られる。

$$\frac{\partial (\bar{u}_i + \acute{u}_i)}{\partial t} + (\bar{u}_j + \acute{u}_j) \frac{\partial (\bar{u}_i + \acute{u}_i)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial (\bar{p} + \acute{p})}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial (\bar{u}_i + \acute{u}_i)}{\partial x_j} \right) \quad (2.3)$$

式(2.3)を以下の関係式(2.4)~(2.7)を用いて展開すると、

$$\bar{\bar{f}} = \bar{f} \quad (2.4)$$

$$\bar{\acute{f}} = 0 \quad (2.5)$$

$$\bar{\bar{f}} \cdot \bar{\acute{g}} = 0 \quad (2.6)$$

$$\bar{\bar{f}} \cdot \bar{\bar{g}} = \bar{f} \cdot \bar{g} \quad (2.7)$$

最終的にレイノルズ平均された Navier-Stokes 方程式(2.8)が得られる。

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial \acute{u}_i \acute{u}_j}{\partial x_j} \quad (2.8)$$

また、式(2.2)をレイノルズ平均すると式(2.9)のようになる。

$$\frac{\partial (\bar{u}_i + \acute{u}_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (2.9)$$

ここで式(2.9)を式(2.4),(2.5)の関係式を用いて展開すると、

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.10)$$

最終的にレイノルズ平均された連続の式(2.10)を得られる。

RANS では式(2.8)の乱流拡散項と呼ばれる項、式(2.11)のモデル化が式を閉じるために必要となる。

$$-\frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_j} \quad (2.11)$$

2.1.1.2 数値解析手法

本研究では数値解析の実行に商用数値解析コードである ANSYS Fluent を用いた。ここでは離散化手法、圧力-速度間の連成手法及び使用した乱流モデルについて述べる。

RANS 計算における空間の離散化手法には三次精度 MUSCL スキーム⁽²⁴⁾を使用した。この離散化手法は中心差分法と二次精度風上差分法を組み合わせたものであり、3次元流れで数値拡散が抑えられる利点がある⁽²⁵⁾。また、勾配の評価には最小二乗セルベース法を、圧力補完スキームには中心差分法を用いて各フェーズの圧力を再構成する Second-Order スキーム⁽²⁵⁾を用いた。

また、ソルバーには圧力ベースソルバーを使用した。これには投影法という手法に大別されるアルゴリズムが採用されており、連続方程式と運動方程式から算出される圧力方程式を解いている。この支配方程式は非線形で互いに連成しているため、連立方程式の系全体の解が収束するまで繰り返し計算する反復処理が必要となる。本研究での計算アルゴリズムには各解変数の支配方程式を収束するまで独立に逐次計算していく、分離型アルゴリズムの一種である SIMPLEC(SIMPLE-Consistent)アルゴリズム⁽²⁶⁾を用いた。

一方、乱流モデルとして、一般的には翼周りの流れ場の乱流遷移を上手く表現するモデルとされている以下の4つを比較・検討し、それぞれ1~4本の輸送方程式を追加して解いている⁽²⁵⁾。

(1) Spalart-Allmaras モデル⁽²⁶⁾

- ・乱流粘性係数

(2) k- ω SST モデル⁽²⁷⁾

- ・乱流運動エネルギー
- ・比散逸率

(3) k-k ℓ - ω 遷移モデル⁽²⁸⁾

- ・乱流運動エネルギー
- ・層流運動エネルギー
- ・乱流時間スケールの逆数

(4) SST 遷移モデル⁽²⁹⁾

- ・乱流運動エネルギー
- ・比散逸率
- ・間欠度
- ・運動量厚さ Re 数による遷移の発生基準

本研究では乱流モデルを2次元計算により比較した。その中で低レイノルズ数領域特有の現象である、剥離後の再付着を再現した SST 遷移モデルを用いて3次元計算を行い、その結

果を LES 計算の初期解とした．ここでは代表して SST 遷移モデルについて詳細を述べる．

Fluent における SST 遷移モデルは， k - ω SST モデルに間欠度(γ)，運動量厚さに基づく遷移レイノルズ数による遷移の発生基準についての式を連成させたものである．まず， k - ω SST モデルとは式(2.12)で表される乱流運動エネルギー(k)についての式と，式(2.13)で表される比散逸率(ω)についての輸送方程式を解くモデルである．

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + G_k - Y_k \quad (2.12)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \omega) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \omega u_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right) + G_\omega - Y_\omega + D_\omega \quad (2.13)$$

ここで， G_k, G_ω はそれぞれ乱流運動エネルギーの生成と ω の発生を表す．また， Γ_k, Γ_ω はそれぞれ k と ω の有効拡散係数を， Y_k, Y_ω はそれぞれ乱流による k と ω の散逸を表す．

また，遷移モデルにおける間欠度 γ についての輸送方程式は式(2.14)で示される．

$$\frac{\partial(\rho \gamma)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_j \gamma)}{\partial x_j} = P_{\gamma 1} - E_{\gamma 1} + P_{\gamma 2} - E_{\gamma 2} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\gamma} \right) \frac{\partial \gamma}{\partial x_j} \right\} \quad (2.14)$$

式(2.14)において， $P_{\gamma 1}, E_{\gamma 1}$ は遷移のソース項であり， $P_{\gamma 2}, E_{\gamma 2}$ はそれぞれ散逸と再層流化のソース項である．また，運動量厚さに基づく遷移レイノルズ数 $\widetilde{Re}_{\theta t}$ についての輸送方程式は式(2.15)に表される．

$$\frac{\partial(\rho \widetilde{Re}_{\theta t})}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_j \widetilde{Re}_{\theta t})}{\partial x_j} = P_{\theta t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \sigma_{\theta t} (\mu + \mu_t) \frac{\partial \widetilde{Re}_{\theta t}}{\partial x_j} \right\} \quad (2.15)$$

SST 遷移モデルは下記の式(2.16)～(2.18)のように乱流運動エネルギーの輸送方程式 (2.12) を修正することで乱流モデルと遷移モデルの連成を行っている．

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + G_k^* - Y_k^* \quad (2.16)$$

$$G_k^* = \gamma_{eff} \tilde{G}_k \quad (2.17)$$

$$Y_k^* = \min(\max(\gamma_{eff}, 0.1), 1.0) Y_k \quad (2.18)$$

ここで， \tilde{G}_k と Y_k は k - ω SST モデル本来の生成項と散逸項である．⁽³⁰⁾

2.1.1.3 解析条件

解析条件を表 2.1 に示す． Re 数の条件は火星飛行機の巡航 Re 数として想定される値に合わせ，23000 とした．流体の各物性値については表 2.2 に示した．翼のコード長(c)は実験に合わせ，80mm とした．また，スパン長を 16mm と設定した．アスペクト比は 0.2 である．迎角には 2 次元計算で $\alpha = 0 \text{ deg} \sim 9 \text{ deg}$ の 10 条件を設定し，空力曲線を実験による結果と比較することで乱流モデルの検討を行った．そして，LES 計算の初期解を得ることを目的とした 3 次元計算では， $\alpha = 0 \text{ deg}, 3 \text{ deg}, 6 \text{ deg}$ の 3 条件で計算を行った．LES では $\alpha = 9 \text{ deg}$ も計算を行うが，高迎角の RANS 計算は実験値との差が大きくなるため，3 次元計算は行っていない．迎角の変更は流入速度に角度をつけることにより行った．また，連続の式，運動方程式，乱流モデルの各輸送方程式の残差が全て 10^{-5} を下回ることを反復計算の収束条件とした．

表 2.1 RANS 計算条件

Re 数		23000
コード長(c) [mm]		80
スパン長[mm]		16
アスペクト比		0.2
迎角[degree]	2 次元	0 ~ 9
	3 次元	0, 3, 6

表 2.2 計算流体物性値

密度 : ρ [kg/m ³]	1.225
粘性係数 : μ [Pa·s]	1.7894×10^{-5}
温度 : T [K]	288

RANS 計算に用いた解析領域を図 2.1 に示す. 翼の前方の領域は半円とし, 翼の後方は矩形の領域を作成した. 半円の半径は先行研究^(31,32)を参考とし, $30c(2400\text{mm})$ とした. 同様に後方の領域についても翼後端から $30c$ の距離まで計算領域を作成した.

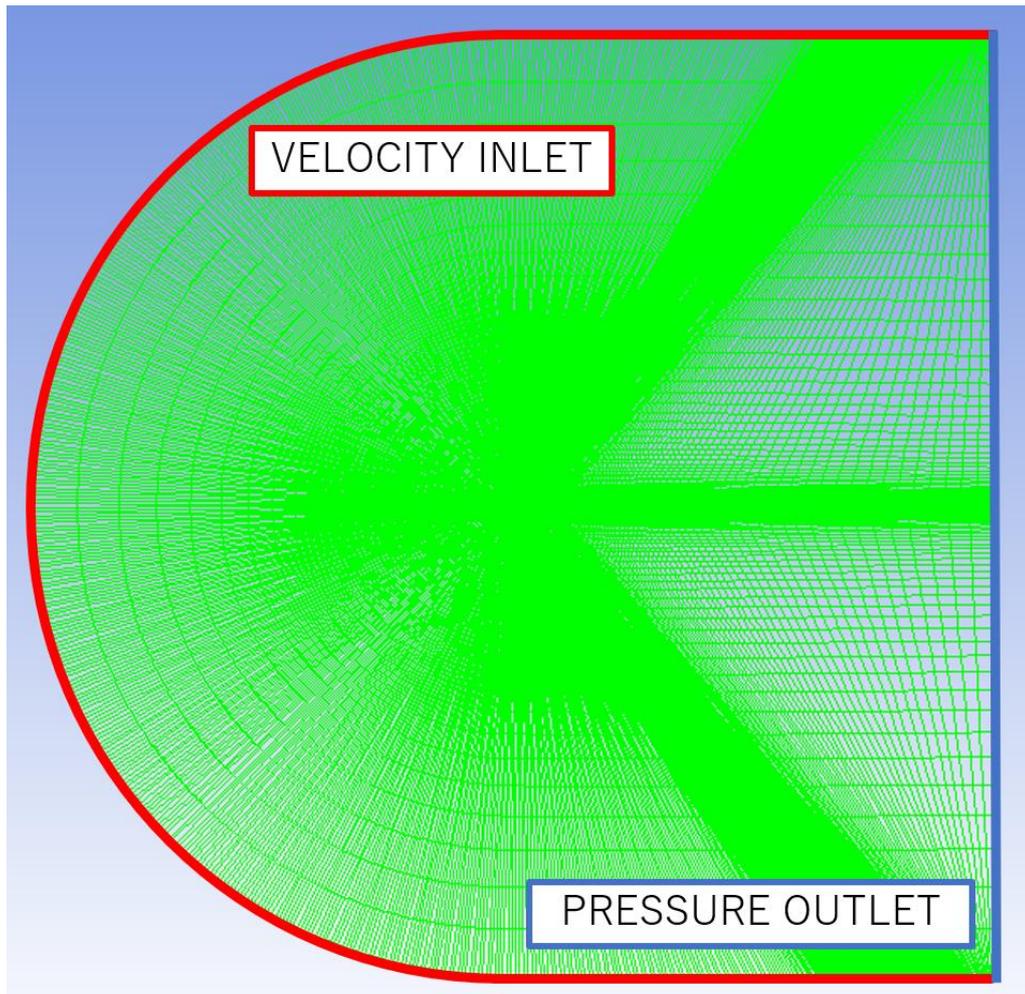


図 2.1 解析領域図

境界条件については図 2.1 に示した．赤色で示した入口条件には速度流入条件を設定し，青色で示した出口条件にはゲージ圧でゼロを設定した．流入速度は 4.2m/s である．また，流入条件の一つである入口乱流強度 Tu_{inlet} は 0.2% に設定した．乱流強度は式(2.19)に従い減衰する⁽²⁻²⁾が，翼前縁における乱流強度 Tu は約 0.16% となる．この値は安定した計算のために必要な条件式(2.19)を満たしている．また，翼面については摩擦なしの面とし，3 次元計算におけるスパン長方向の境界面には周期境界条件を設定した．

$$Tu = \left\{ Tu_{inlet}^2 \left(1 + \frac{3\rho V x \beta (Tu_{inlet}^2)}{2\mu(\mu_t/\mu)_{inlet}} \right)^{\frac{-\beta^*}{\beta}} \right\}^{0.5} \quad (2.19)$$

$$Tu > 0.1 \quad (2.20)$$

解析の対象は第 1 章で紹介した石井翼である．石井翼は後端に厚みがある翼型であるため，数値計算を行うにあたって後縁の厚みをゼロにする後縁処理を施した．処理前後の石井翼型プロファイルを図 2.2 に示す．図の横軸 x は翼弦線上の前縁からの距離を，縦軸 y は翼弦線からの高さを示している．後縁処理を施した範囲は $0.95 \leq x/c \leq 1.0$ であり，解析結果に大きな影響は与えないと考えられる．

計算に使用したメッシュを図 2.3~2.5 に示す. 当初想定したメッシュ点数では計算が安定しなかったため, 計算格子を大幅に増やしたメッシュで計算が収束することを確認した後, 様々な要素 (翼面に沿った格子点数, 翼面の法線方向の格子点数, 格子間隔の拡大比など) の条件を一つずつ荒くしていき, 計算結果に悪影響が出ない範囲で可能な限りメッシュ点数を削減した. その結果, 格子点数は 2 次元計算で約 11.2 万点, 3 次元計算で 2241 万点である. 3 次元計算におけるスパン長方向のメッシュ点数は先行研究^(31,32)を参考とした. 格子点数の詳細については表 2.3, 表 2.4 に示す. なお, 図 2.3, 表 2.3 はメッシュ全体像について, 図 2.4, 表 2.4 は翼付近についての詳細についてのものである.

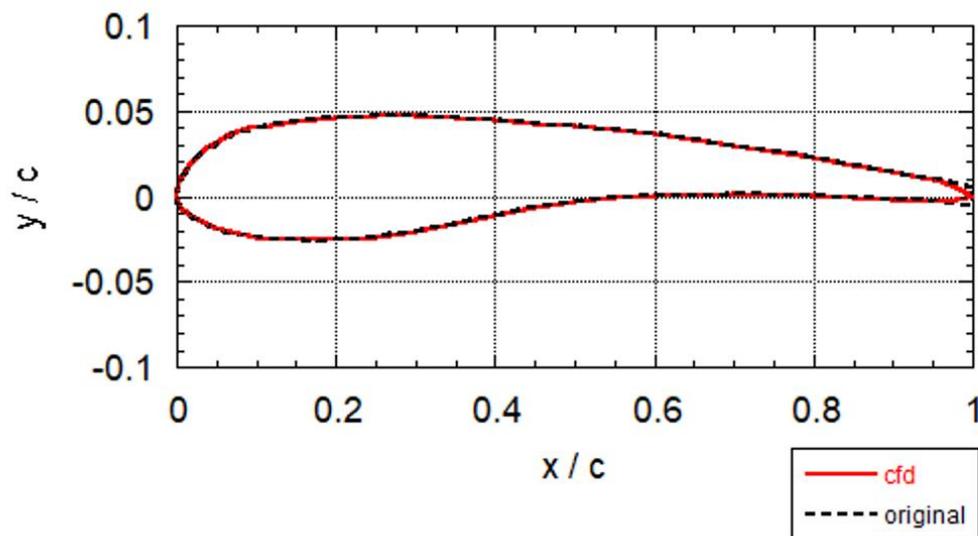


図 2.2 石井翼型形状

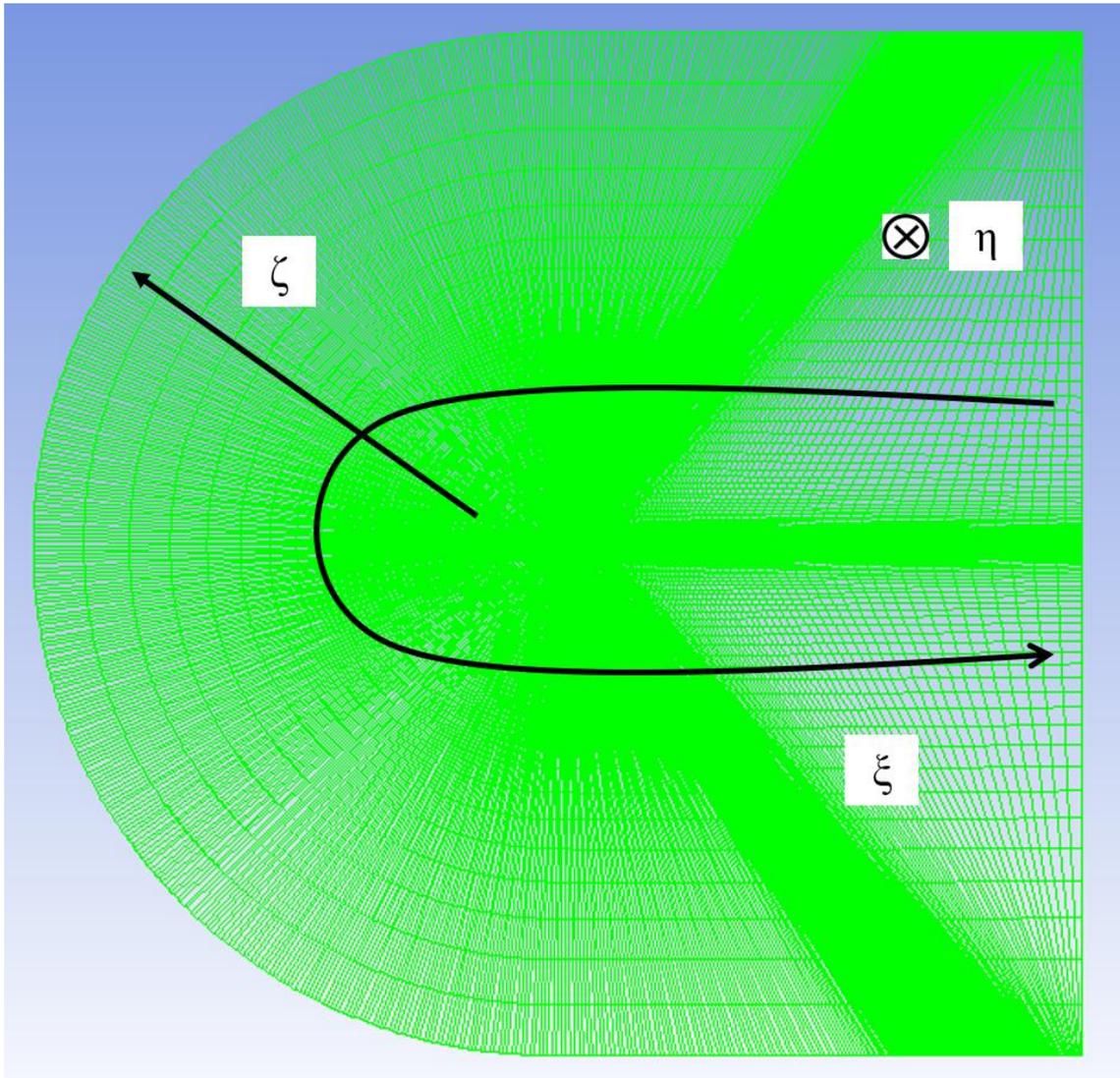


図 2.3 計算格子全体像

表 2.3 計算格子点数

ξ	η	ζ
830	200	135

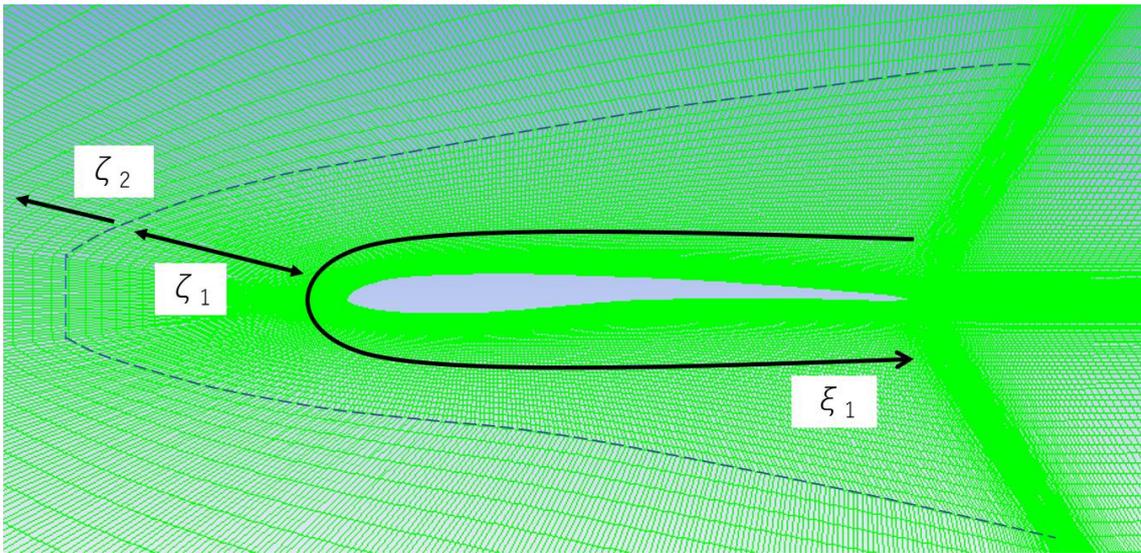


図 2.4 翼付近の計算格子

表 2.4 翼付近格子点数

ξ_1	ζ_1	ζ_2
530	88	47

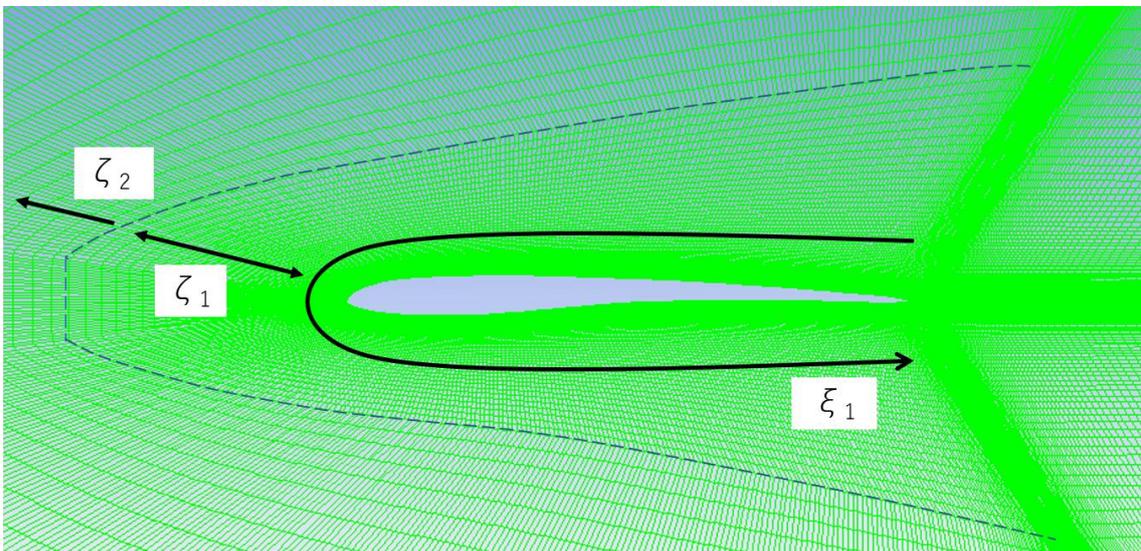


図 2.5 3次元計算における翼模型

2.1.2 LES 数値解析手法

2.1.2.1 基礎方程式

LES では、流体中の保存量の輸送に大きな影響を持つ大スケールの運動を直接解き、小さなエネルギーしか持たず、物理量にほとんど寄与しない小スケールの運動をモデルにより表現する。このことにより 3 次元、非定常の流れの計算を Navier-Stokes 方程式を直接解く DNS (Direct Numerical Simulation) に比べて格段に小さな計算負荷で行うことができる。LES の基礎方程式は Navier-Stokes 方程式にフィルタをかけたものである。フィルタを施した 1 次元の速度場の例を式(2.21)に示す。

$$\bar{u}_i(x) = \int G(x, x') u_i(x') dx' \quad (2.21)$$

ここで、フィルタ関数 $G(x, x')$ は局所的な関数とする。密度一定、非圧縮の Navier-Stokes 方程式にフィルタを施したものを式(2.22)に示す。

$$\frac{\partial(\rho \bar{u}_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \bar{u}_i \bar{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \mu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right\} \quad (2.22)$$

また、フィルタを施した連続の式を式(2.23)に示す。

$$\frac{\partial(\rho \bar{u}_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (2.23)$$

LES のフィルタ方程式の注意すべき点を式(2.24)に示す。

$$\overline{u_i u_j} \neq \bar{u}_i \bar{u}_j \quad (2.24)$$

式(2.24)の左辺の量は計算できないため、両辺の差、式(2.25)にモデル近似を導入する必要がある。(2-10)

$$\tau_{ij} = -\rho(\overline{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j) \quad (2.25)$$

本研究で使用した Fluent ではブシネスクの仮説を採用し、サブグリッドスケールの乱流応力を式(2.26)より計算している。

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3} \tau_{kk} \delta_{ij} = -2\mu_t \bar{S}_{ij} \quad (2.26)$$

ここで、 μ_t はサブグリッドスケールモデルの乱流粘性係数である。サブグリッドスケール応力の等方性部分 τ_{kk} はモデル化されないが、フィルタリング後の静圧項に加えられる。 \bar{S}_{ij} は解像スケールにおけるひずみ速度テンソルであり、式(2.22)で定義される。(34)

$$\bar{S}_{ij} \equiv \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.27)$$

2.1.2.2 数値解析手法

本研究では SGS 応力のモデル化に用いる SGS モデルに WALE モデル(Wall-Adapting Local Eddy-viscosity model)⁽³⁴⁾を選択した。WALE モデルでは渦粘性係数が式(2.23)でモデル化される。

$$\mu_t = \rho L_s^2 \frac{(S_{ij}^d S_{ij}^d)^{3/2}}{(\bar{S}_{ij}^d \bar{S}_{ij}^d)^{5/2} + (S_{ij}^d S_{ij}^d)^{5/4}} \quad (2.28)$$

ここで, L_s と S_{ij} は式(2.24)~(2.26)で表される.

$$L_s = \min(\kappa d, C_w V^{1/3}) \quad (2.29)$$

$$S_{ij}^d = \frac{1}{2}(\bar{g}_{ij}^2 + \bar{g}_{ji}^2) - \frac{1}{3}\delta_{ij}\bar{g}_{kk}^2 \quad (2.30)$$

$$\bar{g}_{ij} = \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \quad (2.31)$$

なお, C_w は WALE 定数であり, その値は 0.325 である. また, κ はカルマン定数, d は最近接壁までの距離であり, $V^{1/3}$ はセル体積に基づく局所的グリッドスケールを表す.

LES 計算における勾配の評価には最小二乗セルベース法を, 圧力補完スキームには Second-Order スキームを用いた. これらはそれぞれ RANS 計算と同様である. また, 運動量の離散化には有界中心差分法を用いた. これは中心差分法, 中心差分法と二次精度風上差分法の混合スキーム, 一次精度風上差分法で構成されている複合スキームである. 時間の離散化には有界二次精度陰解法を用いた. その離散化手法を式(2.27)~(2.29)で示す.

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} = \frac{\varphi_{n+1/2} - \varphi_{n-1/2}}{dt} \quad (2.32)$$

$$\varphi_{n+1/2} = \varphi_n + \beta_{n+\frac{1}{2}}(\varphi_n - \varphi_{n-1}) \quad (2.33)$$

$$\varphi_{n-1/2} = \varphi_{n-1} + \beta_{n+\frac{1}{2}}(\varphi_{n-1} - \varphi_{n-2}) \quad (2.34)$$

ここで, $n+1/2$, n , $n-1/2$, $n-1$, $n-2$, はそれぞれ異なる時間レベルである. また, $\beta_{n+1/2}$ と $\beta_{n-1/2}$ は $n+1/2$ レベルと $n-1/2$ レベルにおける各変数の有界係数である⁽²⁻¹¹⁾.

2.1.2.3 解析条件

LES 計算の解析条件を表 2.5 に示す. 迎角は $\alpha = 0, 3, 6, 9\text{deg}$ の 4 条件で計算を行ったが, $\alpha = 0, 3, 6\text{deg}$ の 3 条件については 3 次元 RANS 計算の結果を初期解としているが, $\alpha = 9\text{deg}$ では初期解の導入は行っていない. 反復計算において連続の式, 各速度成分の残差が全て 10^3 を下回ることを次の時間ステップに進むための収束条件とした. また, 時間ステップは無次元時間で 5×10^{-5} である. 実時間にするると $9.5 \times 10^{-6}[\text{s}]$ となる. 計算格子, 境界条件, 迎角の付け方は 3 次元 RANS 計算と同様である. 実際の計算格子を用いて $\alpha = 6\text{deg}$ の条件で LES 計算を行った結果より, 時間, スパン長方向に平均化した解から算出される格子幅分布を図 2.6~2.8 に示す. 本研究に使用した計算格子は式(2.35)を満たしており, 十分な品質であると判断した.

$$\Delta \xi^+ > 25, \quad \Delta \eta^+ > 3, \quad \Delta \zeta^+ > 15 \quad (2.35)$$

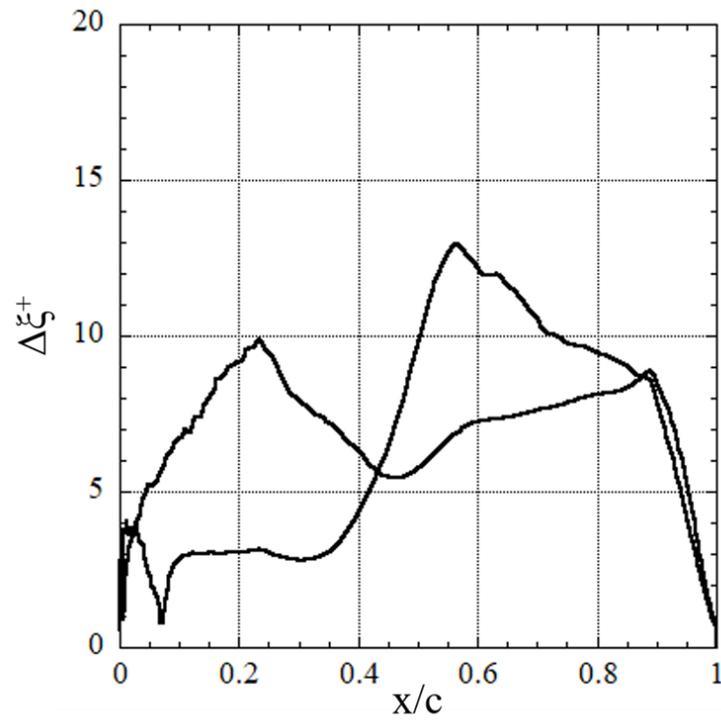


图 2.6 格子幅分布 $\Delta\xi^+$

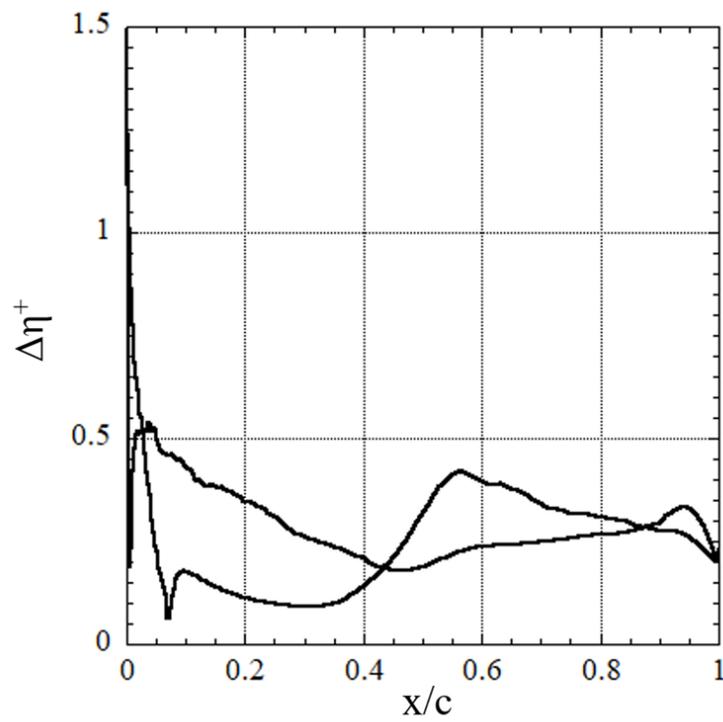


图 2.7 格子幅分布 $\Delta\eta^+$

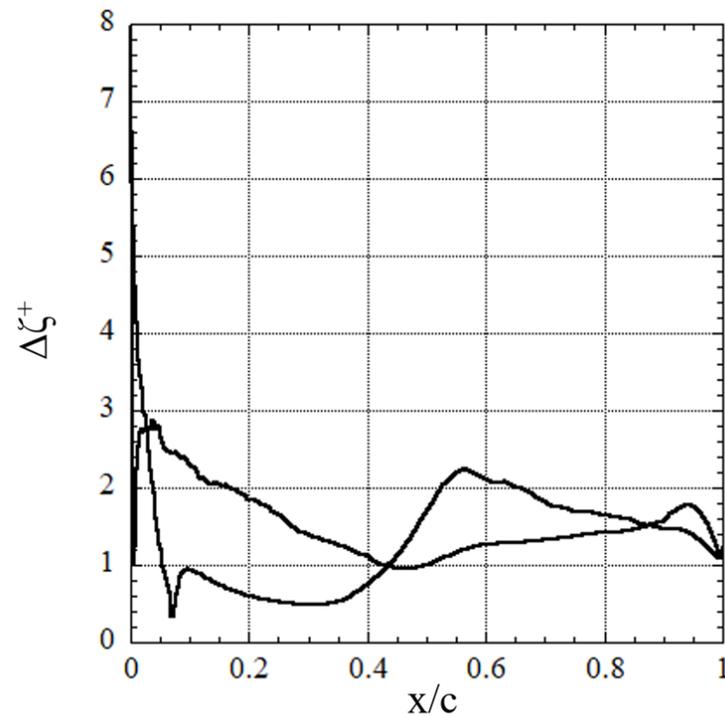
図 2.8 格子幅分布 $\Delta\zeta^+$

表 2.5 LES 計算条件表

Re	23000
コード長(c) [mm]	80
スパン長[mm]	16
アスペクト比	0.2
迎角[degree]	0, 3, 6, 9
$\Delta\tau[-]$	5×10^{-5}

2.2 風洞実験

2.2.1 低速低騒音風洞

2.2.1.1 風洞構成

本実験で使用した低速低騒音風洞の概略図を図 2.9 に、風洞測定部の写真を図 2.10 に、風洞仕様を表 2.6 に示す。本風洞はゲッチングン型風洞であり、主に駆動部、ダクト、整流部、縮流部、測定部から構成される。また、測定部周りは無響室となっている。駆動ファンは荏原製作所製の遠心多翼型 6LFU64 であり、回転速度 3600 rpm、ダクト壁面に加わる圧力が 900 Pa、最大排出空気量が $131 \text{ m}^3/\text{min}$ となっている。ファンモーター(TOSHIBA, 小型低圧三相か

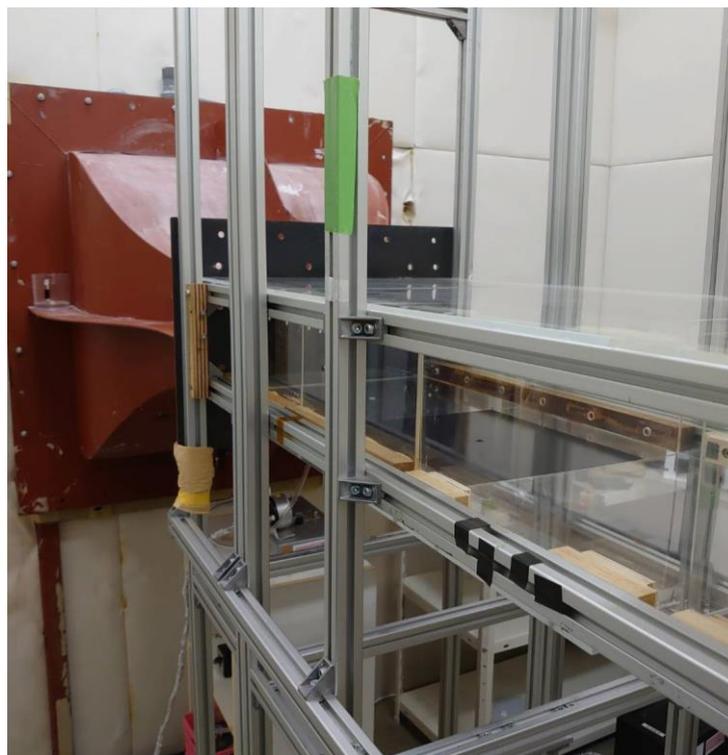


図 2.10 風洞測定部

表 2.6 風洞仕様

風洞名称	ゲッチンゲン型低速低騒音風洞
駆動方式	送風機
縮流比	8:1
測定部断面	180 mm × 360 mm
乱れ強さ	0.3 %(流速 5 m/s 時)
一様流領域	4% ~ 96%

2.2.1.2 風洞模型

実験で使用した石井翼型のプロファイルは図 2.2 に示した original のものと同様である。また、石井翼型模型の写真を図 2.11 に示す。本模型は光造形を用いて制作されており、材質はレジンである。翼型模型のコード長(c)は 80mm、スパン長は 180mm であり、アスペクト比は約 2.3 である。本研究における実験は模型の上下端にアクリル板の側壁を設置した二次元計測である。しかし、側壁付近では模型と側壁との干渉により翼面上の流れ場の二次元性が崩れる。そのため模型のアスペクト比が小さい場合、側壁付近の流れの三次元性が流れ場に影響を与えることが考えられる。この問題に対して、過去の研究⁽³⁵⁾では、低速流れではアスペクト比が 2 以上で二次元性が得られている⁽³⁶⁾。この結果より、本実験での翼型のアスペクト

比は約 2.3 に設定した．翼型固定用のシャフトは風洞模型の前縁から $x/c = 0.25$ の位置に取り付けている．

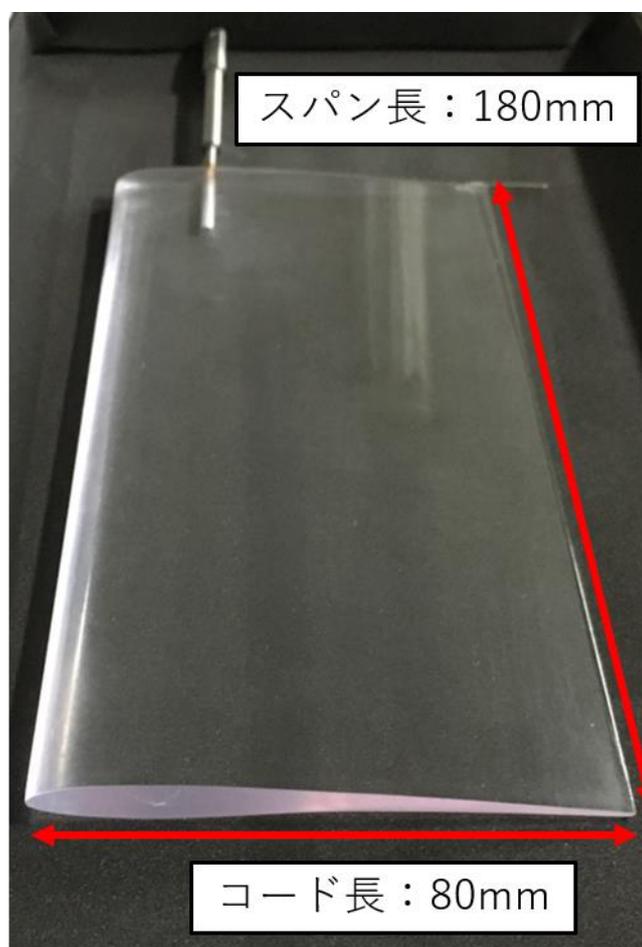


図 2.11 石井翼風洞模型

2.2.2 計測セットアップと解析条件

2.2.2.1 可視化計測

本計測ではスモークワイヤ法による可視化と PIV 計測の 2 種類の可視化計測を行った．スモークワイヤ法は翼付近だけでなく，後流を含めた広範囲の可視化が可能である．PIV 計測は定量的な可視化が可能だが，ピクセル解像度を細かくするため翼付近に範囲を絞って可視化を行った．

まず，スモークワイヤ法の可視化手法，セットアップについて述べる．スモークワイヤ法の可視化計測のセットアップ図を図 2.12 に示す．翼型模型前縁から 35mm の位置と後縁から 33mm の位置にスパン長の 75% の高さの位置にニクロム線 ($\phi 0.16\text{mm}$) を張っている．ニクロム線に電圧をかけた際の発熱による熱膨張によるたわみを防ぐため，ニクロム線の両端に重りをつけることで張力をかけている．トレーサーには流動パラフィンを使用している．発熱

用の電源調節にはボルトスライダ（山菱電機，S-130-15）を使用した。印加電圧は約 50V，通電時間は約 1 秒である。翼の上下両方を可視化するため，光源には PIV レーザーを二台，最大出力がそれぞれ 5W（COHERENT，VERDI G5）と 2W（Shanghai Dream Laser Technology，SDL-532-2000T）のものを使用した。それぞれ両者とも点光源のレーザーであるが，ファンアングルが 30deg と 7deg のパウエルレンズを使用し線光源に変換している。撮影にはハイスピードカメラ（Photron，FASTCAM Mini AX200）を使用した。また，ハイスピードカメラにはズームレンズ（Nikon，AI AF Zoom-Nikker 24-85mm f/2.8-4D IF）を取り付けている。ハイスピードカメラを測定部上部に取り付け，レーザーをニクロム線と同じ高さに照射することでスパン断面の流れ場を撮影した。フレームレートは 5000fps，露光時間は 1/5000 秒とした。迎角は 0~12deg の範囲を一度刻みで行い，条件の迎角変更にはステッピングモーターを用いた。 Re 数は CFD と同じく 23000，流速は約 4.2m/s である。 Re 数の条件については後述する PIV 計測，周波数計測実験についても同様である。

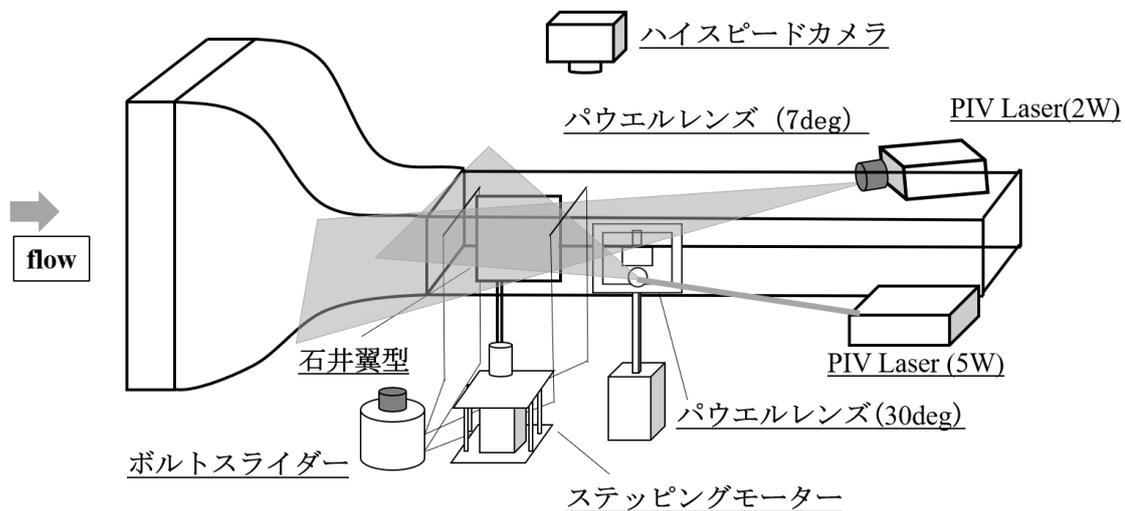


図 2.12 スモークワイヤ法セットアップ

続いて，PIV 計測の手法，セットアップについて述べる。PIV 計測のセットアップ図を図 2.13 に，撮影条件を表 2.7 に示す。トレーサー粒子はスモーク発生装置（ダイニチ工業，PORTA SMOKE PS2006）を使用した。スモークは植物性オイルを気化させたものであり，粒径は約 $10\mu\text{m}$ である。トレーサー粒子は計測室の最後方より風洞気流に送り込み，風洞を約一周させているため計測部の気流を乱していない。光源には出力が 5W の PIV レーザー（COHERENT，VERDI G5）を使用し，パウエルレンズにはファンアングルが 7deg のものを使用した。撮影に使用したハイスピードカメラとズームレンズはスモークワイヤ法と同様である。フレームレートは 5000fps，露光時間は 1/5000 秒で撮影を行い，1 秒間の計測を行った。また，ピクセル解像度は 0.11492mm/pixel である。迎角は 0~12deg の範囲を一度刻みで行った。

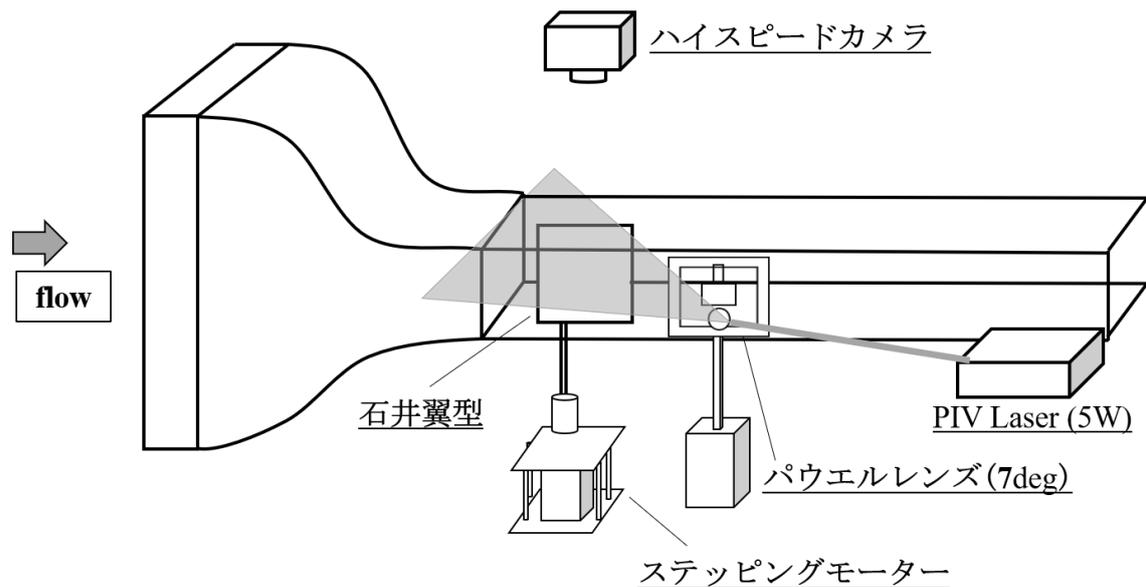


図 2.13 PIV 計測セットアップ図

表 2.7 PIV 計測条件

Re 数	23000
流速[m/s]	4.2
迎角[deg]	0~12
フレームレート[fps]	5000
露光時間[s]	1/5000
ピクセル解像度[mm/pixel]	0.11492

2.2.2.2 周波数計測

周波数計測実験のセットアップ図を図 2.14 に示す。本計測では周波数計測を行うために熱線流速計を用いた。熱線プローブを Constant-Temperature Anemometer (CTA) に接続し、風洞流速と熱線の電圧からキングの式を用いて、流束と電圧との間の各係数の値を求めた。計測の際に表れる電子ノイズを除去するため、マルチファンクションフィルタ（エヌエフ回路設計ブロック、マルチファンクションフィルタ 3611）を用いて 5kHz のローパスフィルタをかけた。過去の主翼後流の尾翼に対する干渉効果についての研究⁽²³⁾や可視化結果より高周波成分は無視できると判断した。サンプリング周波数は 10kHz とし、計測時間は 20 秒間とした。主流方向の位置調整は手動で行い、主流に垂直な横方向の位置調整にはトラバーサー（Orientalmotor, EASM6XD030ARMC）を用いた。計測位置は上部に設置したカメラにより確認した。周波数計測については迎角条件として、0, 3, 4, 6, 8, 9, 12deg の 7 条件で行った。各迎角での熱線プローブの位置は事前に行った可視化計測より決定した。

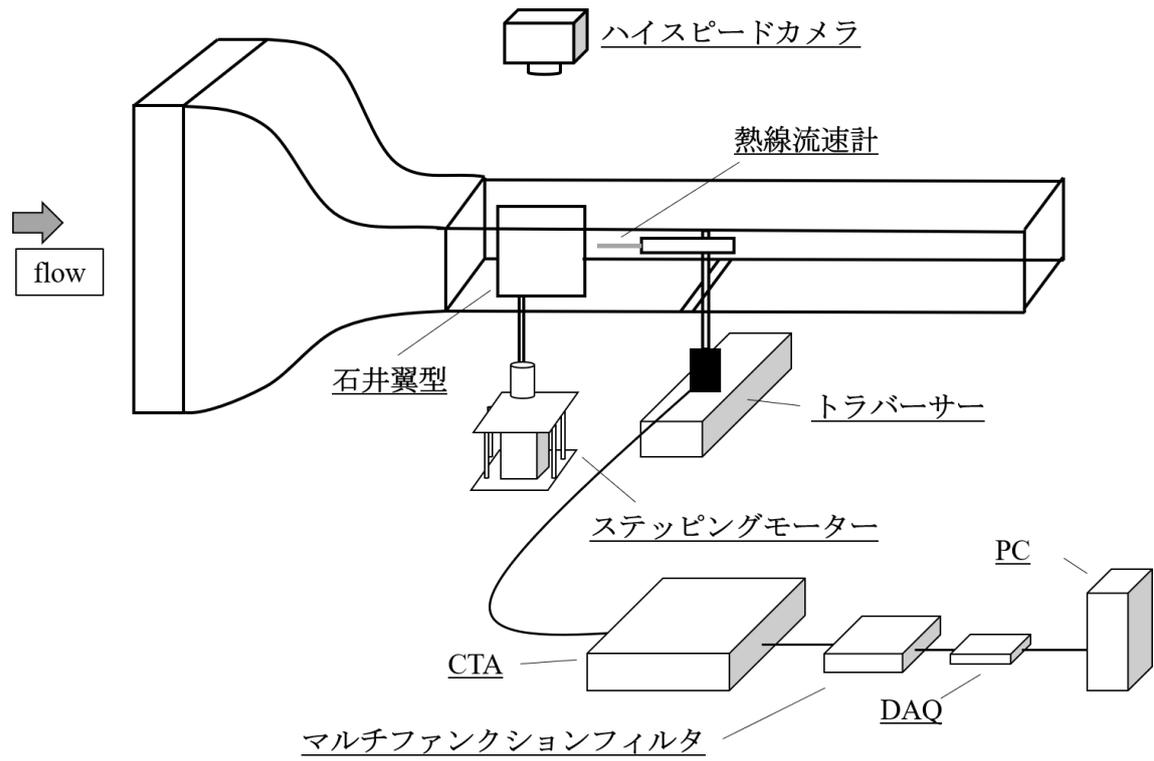


図 2.14 周波数計測セットアップ図

第3章 結果及び考察

3.1 RANS 計算による初期解の妥当性検証

3.1.1 乱流モデルの比較

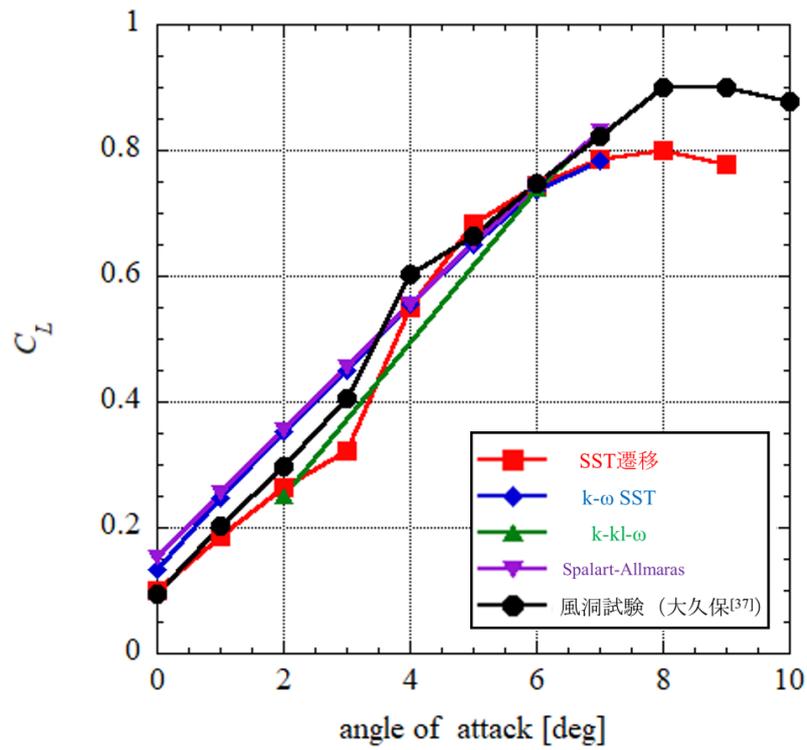
本研究ではLES計算を行うに先立って、2次元のRANS計算により初期解の算出を行った。本項ではRANS計算に使用する乱流モデルの検討結果について述べる。各乱流モデルを用いて、火星探査航空機の巡航条件である $Re = 23000$ の条件で行った計算結果について、空力係数を比較したグラフを図3.1に示す。乱流モデルの比較については $\alpha = 0\sim 7\text{deg}$ の範囲でまず計算を行い、一部のモデルでは追加で $\alpha = 8, 9\text{deg}$ の計算も行った。また、大久保による2次元の実験^[37]と合わせて比較することで、RANS計算の妥当性の評価も併せて行った。なお、低レイノルズ数環境では薄翼の場合、2次元の計算結果と実験値は良く一致することが知られている。

図3.1(a)の揚力特性について、まず実験により明らかになっている流れ場の特性について整理すると、低迎角の $\alpha = 0\sim 4\text{ deg}$ では付着流れとなり、迎角の増加に伴って揚力も線形に増加する。そして剥離泡が形成される $\alpha = 4\text{ deg}$ で揚力の非線形な上昇を示す。さらに迎角が増加した $\alpha = 9\text{ deg}$ で剥離泡の崩壊に伴い失速状態となり、揚力が減少する。

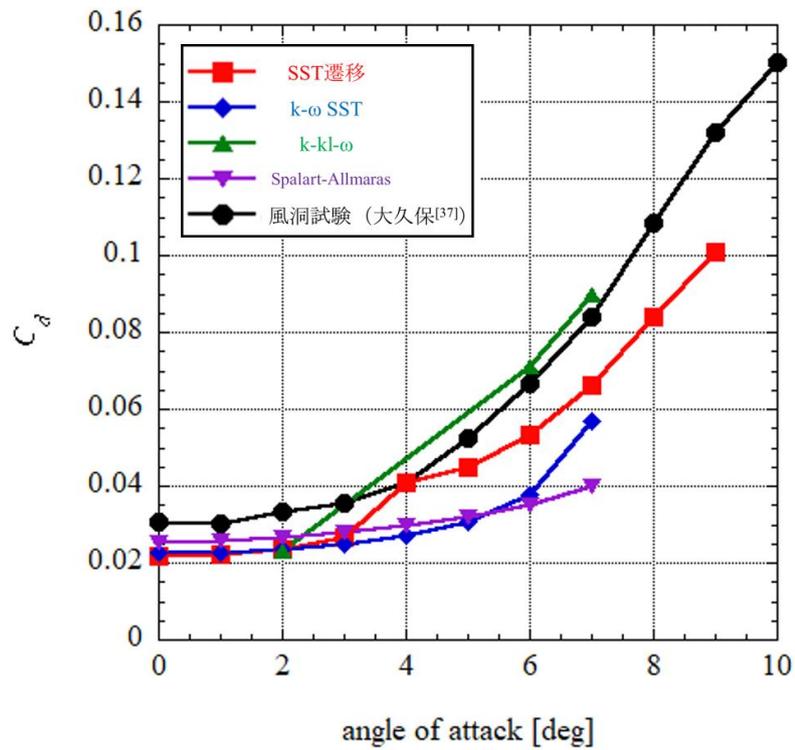
今回計算を行った4つの乱流モデルの中で、そのような流れ場を再現したモデルはSST遷移モデルのみであった。揚力係数の大小はあるがSST遷移モデルによる揚力曲線は $\alpha = 4\text{ deg}$ での剥離泡の形成、 $\alpha = 9\text{ deg}$ での失速といった、流れ場の特徴を正確に再現している。k- ω SSTモデル、Spalart-Allmarasモデルについては剥離泡の形成による揚力曲線の非線形性が見られず、計算を行った迎角範囲全てで迎角の増加に対して線形な揚力の増加を示した。また、k-kl- ω モデルに関しては $\alpha = 2, 6, 7\text{ deg}$ 以外で計算が収束しなかった。このような結果から、本研究に用いた計算格子では、揚力特性からはSST遷移モデルが最も良い結果を示すことと、そのほかの乱流モデルでは低レイノルズ数環境での剥離、遷移といった複雑な流れ場を再現することができないことが示された。

また、SST遷移モデルによる抗力曲線について検討を行った。実験値と比較するとSST遷移モデルによる抗力は $\alpha = 4\text{ deg}$ を除いて低い値を示した。しかし全体的な傾向が一致している他、本条件での抗力は非常に小さい値を示すことから、数値のずれは実験、RANS計算双方の誤差により生じていると考えられる。

上記の結果から、揚力、抗力ともに良い結果を示したSST遷移モデルをRANS計算の乱流モデルとして選定した。



(a) 揚力特性



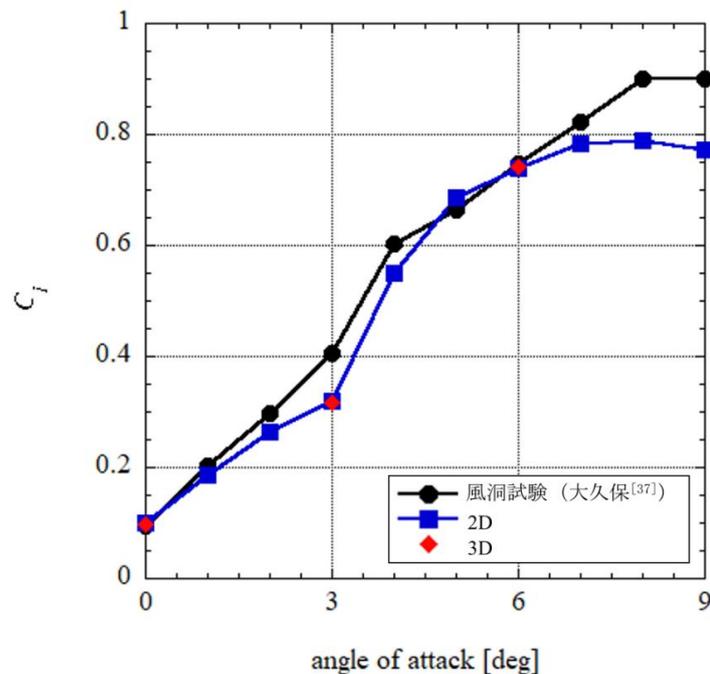
(b) 抗力特性

図 3.1 乱流モデルの比較

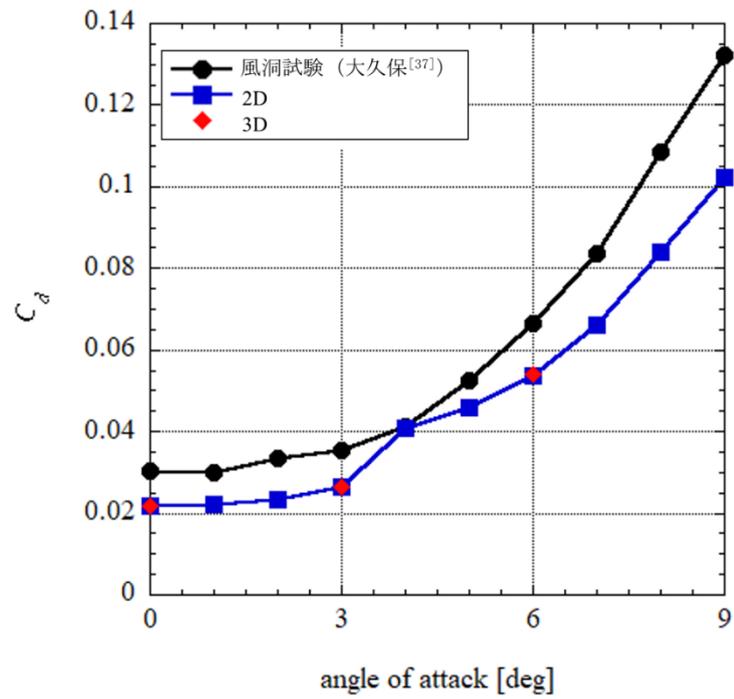
3.1.2 2次元計算と3次元計算の比較

LESの初期解としては3次元の流れ場を用意する必要があるため、LES計算を行う $\alpha=0, 3, 6$ degの3条件で3次元のRANS計算を行った。3次元及び2次元のRANS計算と、大久保による実験^[37]の空力曲線との比較を行うとともに、流れ場の比較もことで3次元RANS計算の妥当性を評価した。図3.2に空力曲線の比較を、図3.3に速度場の比較を、図3.4に圧力分布の比較を示す。なお、速度場はスパン長方向の中心($z/s=0.5$)の位置のものであり、圧力分布はスパン長方向に平均化処理を行ったものである。

図3.2から2次元、3次元のRANS計算の間に空力係数の差はほとんどないことがわかる。また、図3.3, 3.4から流れ場についても差はほとんど見られないことから、2次元計算で得られていた流れ場を3次元計算でも同様にとらえられていると考えられる。そのため、3次元のRANS計算により得られた流れ場はLESの初期解として十分使用できるものであると判断した。

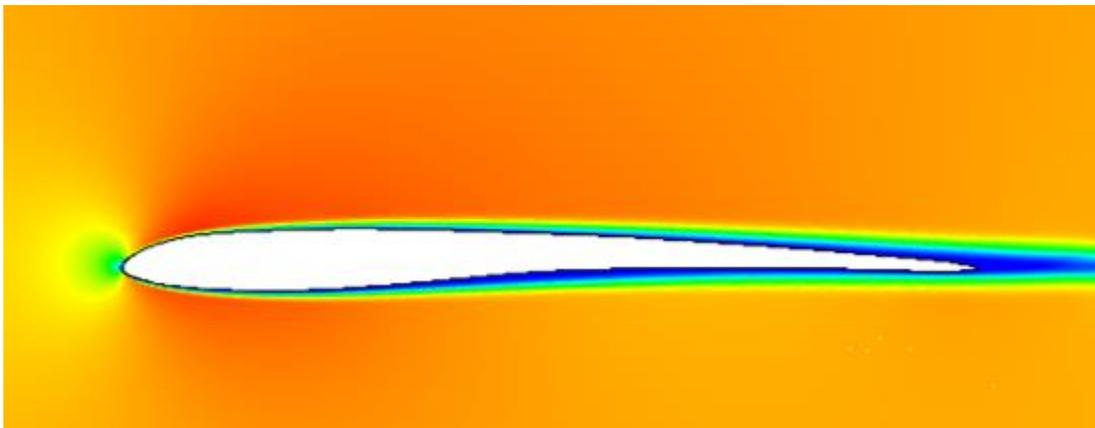
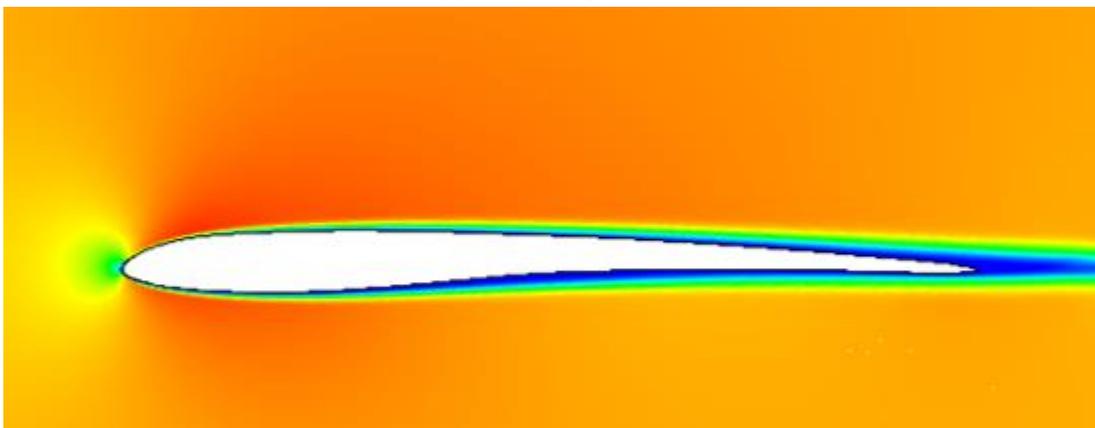


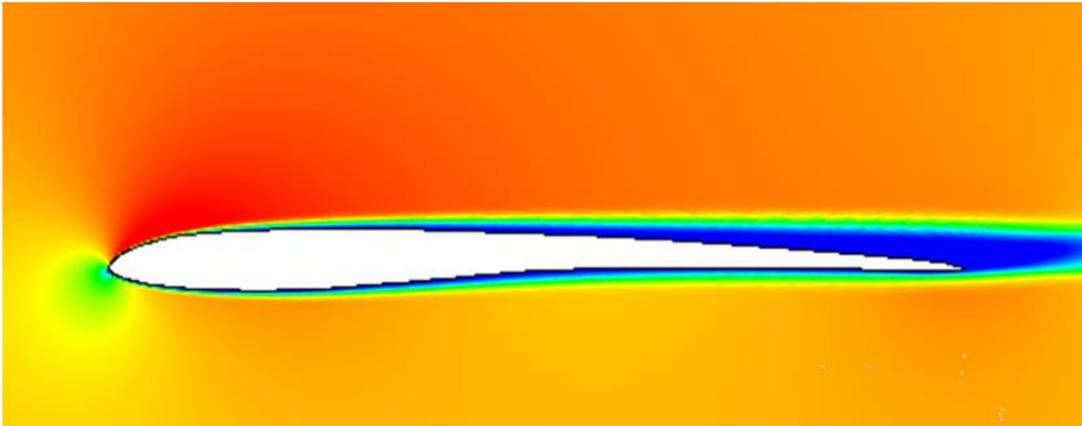
(a) 揚力係数



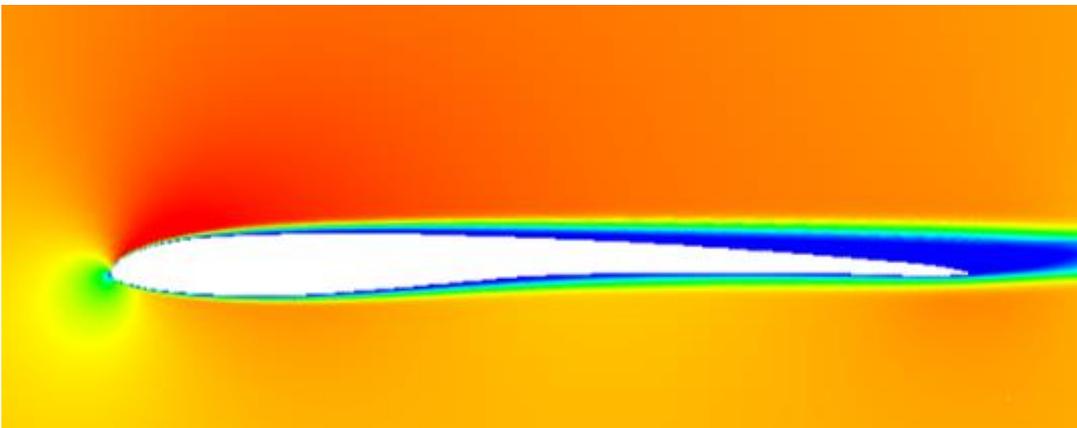
(b) 抗力係数

図 3.2 3次元 RANS 計算による空力係数の評価

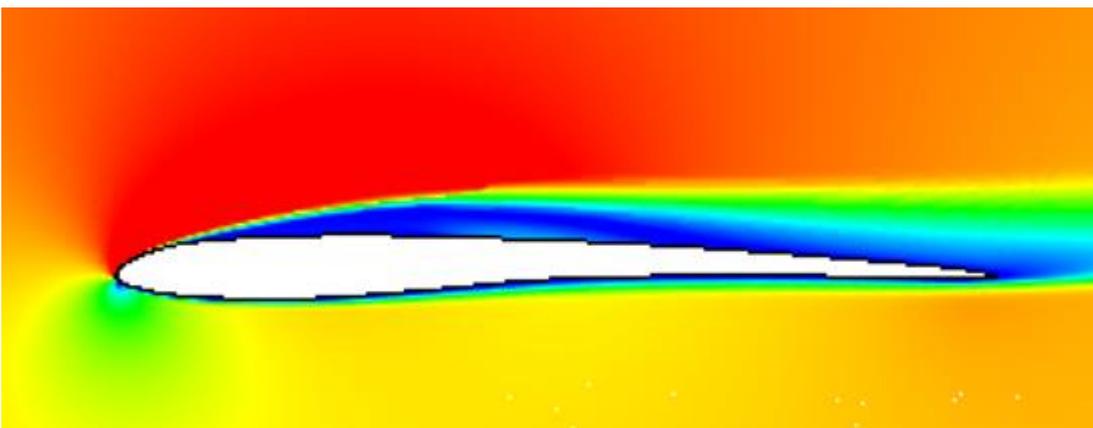
(a) $\alpha = 0$ deg (2D)(b) $\alpha = 0$ deg(3D)



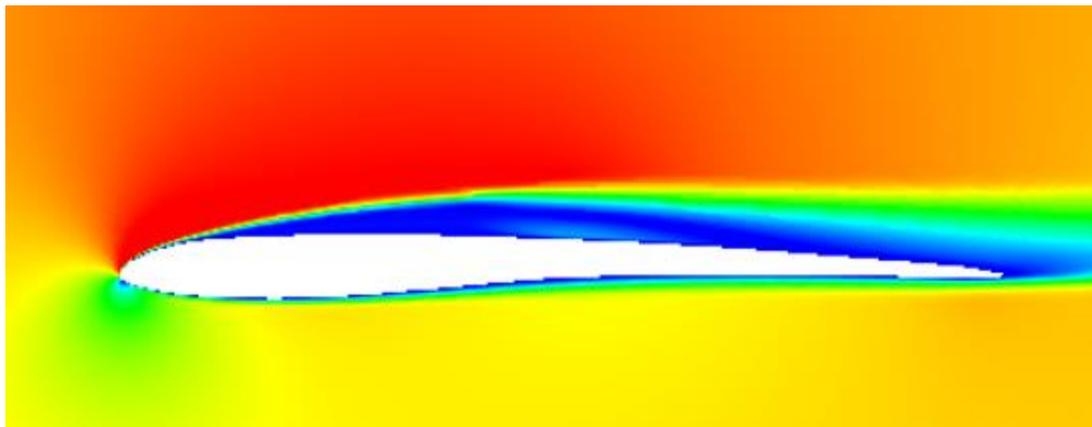
(c) $\alpha = 3$ deg (2D)



(d) $\alpha = 3$ deg(3D)

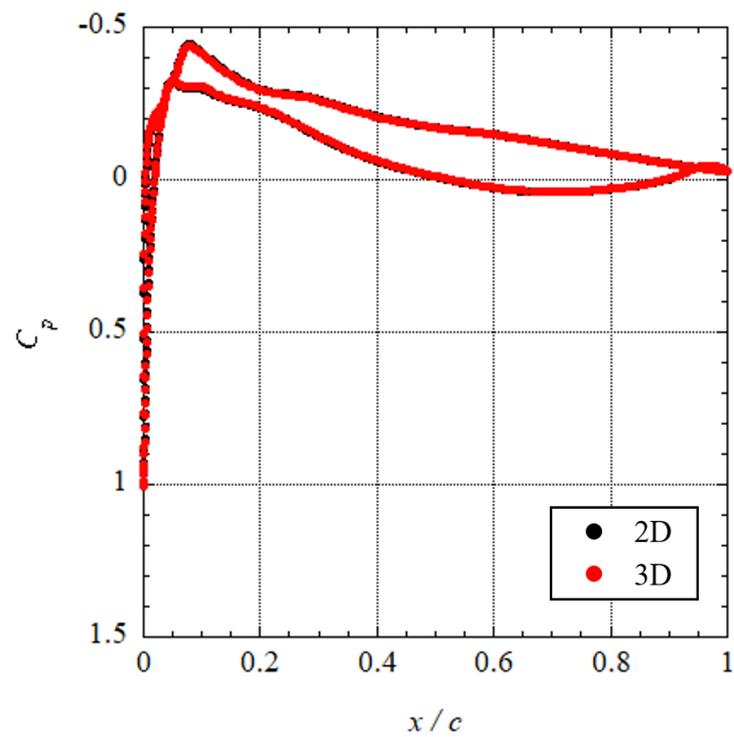


(e) $\alpha = 6$ deg (2D)

(f) $\alpha = 6 \text{ deg}$ (3D)

カラーバー

図 3.3 2次元, 3次元 RANS 計算による速度場の比較

(a) $\alpha = 0 \text{ deg}$

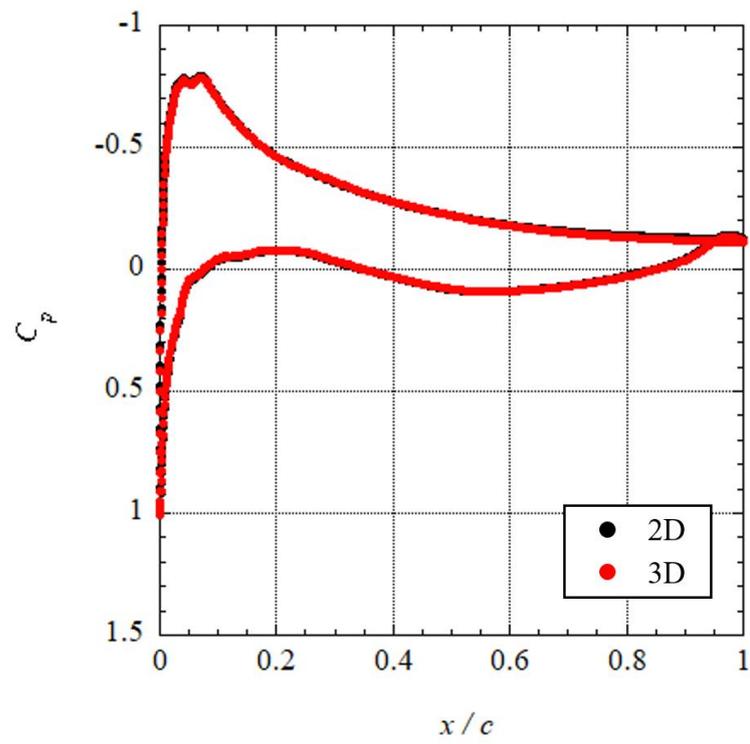
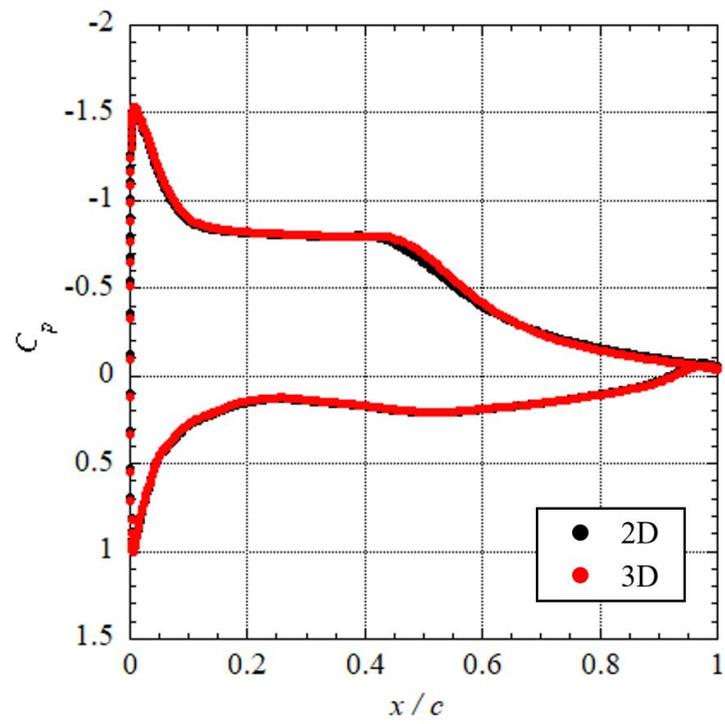
(b) $\alpha = 3$ deg(c) $\alpha = 6$ deg

図 3.4 2次元, 3次元 RANS 計算による圧力分布の比較

3.2 LES 計算による結果と考察

3.2.1 時間平均結果による妥当性の検証

3.2.1.1 空力係数の比較

LES 計算の結果について、最初に時間平均を取った定常データについて実験値や過去の文献との比較を行うことで、本計算結果の妥当性について検討を行った。時間平均については、 $\alpha = 0 \text{ deg}$ は無次元時間で $7.50(9.85 \leq \tau \leq 17.35)$ 、 $\alpha = 3 \text{ deg}$ は $5.38(16.98 \leq \tau \leq 22.36)$ 、 $\alpha = 6 \text{ deg}$ は $8.55(9.48 \leq \tau \leq 18.02)$ 、 $\alpha = 9 \text{ deg}$ は $8.86(15 \leq \tau \leq 23.9)$ の間で行った。平均化の開始については空力係数及びその流れ場により判断を行い、平均化時間については平均化した流れ場などを参考に決定した。なお、 $\alpha = 0, 3, 6 \text{ deg}$ については 3 次元 RANS 計算の結果を初期解としているが、高迎角の $\alpha = 9 \text{ deg}$ については流れ場全体に流入条件を適用した状態を初期解としている。

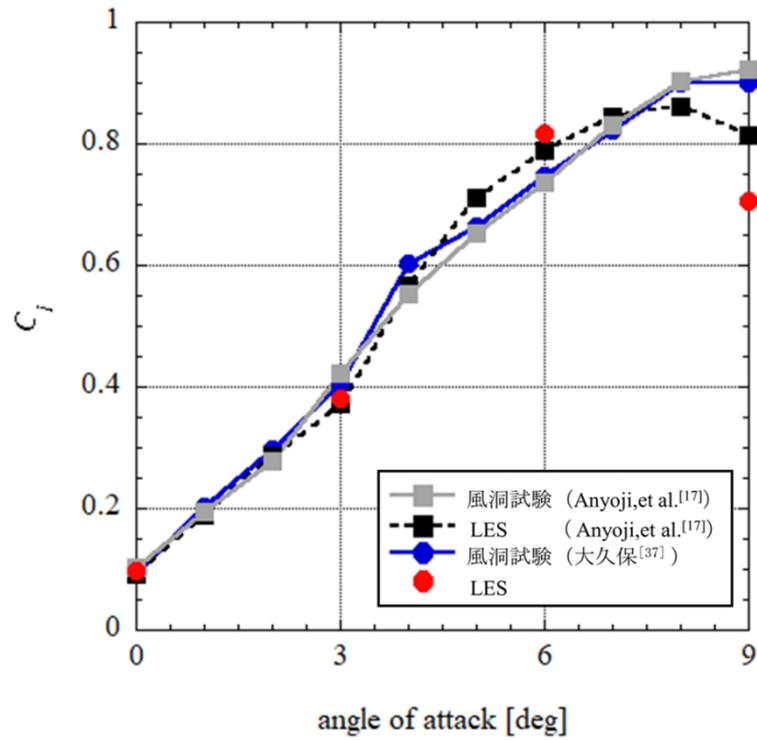
図 3.5 に空力曲線を示す。本研究での LES 計算の結果は赤丸で示した。また、実線で Anyoji ら^[17]、大久保^[37]による実験結果を、点線で Anyoji らによる LES 計算の結果^[17]を示している。抗力曲線については実験や文献の値と比較的よく一致しているが、揚力曲線の $\alpha = 6, 9 \text{ deg}$ については若干の差が見られる。この差違については剥離点、再付着点の位置を示した図 3.6 及び圧力分布を示した図 3.7 より検討を行った。圧力分布は黒色で安養寺らによる実験結果^[17]を、青色で安養寺らによる LES 計算の結果^[17]を示し、本研究による結果と比較を行っている。また、剥離点、遷移点、再付着点をそれぞれ図中の S(Separation), T(Transition), R(Reattachment)で示した。ただし、違いがほぼ見られない剥離点については代表して本研究で行った LES による結果のみを示している。

$\alpha = 6 \text{ deg}$ についての C_p 分布を図 3.7 より確認すると、実験、数値計算の間の大きな違いは $x/c = 0.5$ 付近からの遷移する領域に見られる。黒で示した PSP(Pressure Sensitive Paint)による圧力分布が最も早く遷移を起こし、負圧レベルの低下を示している。続いて青で示した先行研究の数値計算が遷移を起こし、本研究による結果が一番遅い遷移を示した。遷移が遅れた分だけ負圧の大きな領域が広がったため、本研究による揚力係数が一番大きくなっている。実験値が一番早い遷移を示した理由としては主流の乱れ度の影響が考えられる。先行研究の実験は東北大学の火星大気風洞を利用したものであるが、その風洞は減圧環境であり、通常風洞よりもやや乱れ度が大きくなっていると考えられる。乱れ度の増加に伴う遷移の促進は梶原⁽³⁸⁾により示されている。また、先行研究による LES との結果にもやや差が見られるが、これは計算スキームや計算格子による影響が考えられる。しかし両者とも再付着を捉えており、物理現象としては同様の流れ場となっているため評価は可能だと考えられる。

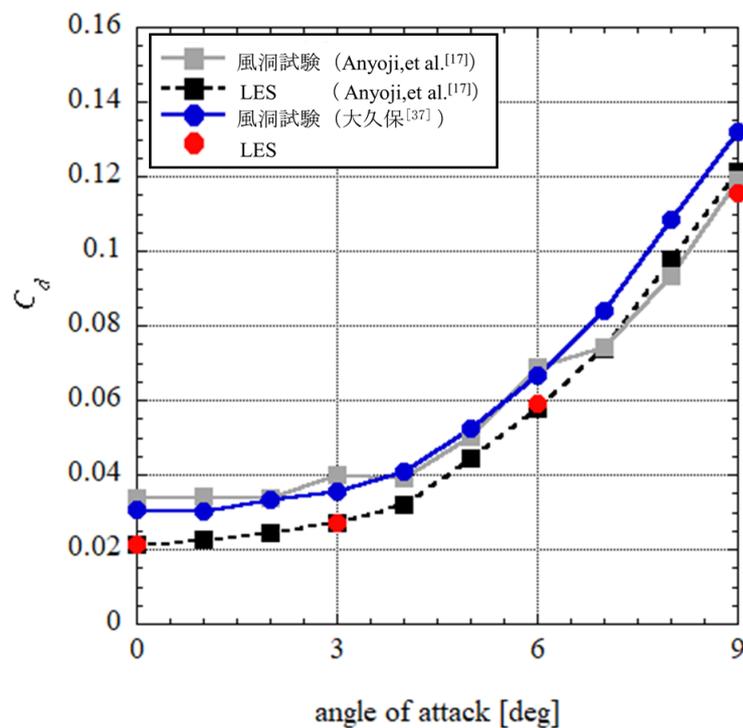
また、 $\alpha = 9 \text{ deg}$ については計算時間が短く、十分な平均ができていないことが大幅な揚力係数の差の原因であると考えているが、詳細については数値計算、実験の両面から後述する。

図 3.8 に時間平均をかけた速度場($z/s=0.5$)を示す。 $\alpha = 0, 3 \text{ deg}$ では後縁剥離、 $\alpha = 6 \text{ deg}$ では剥離泡の形成、 $\alpha = 9 \text{ deg}$ では剥離流れを起こしている様子が確認できる。空力、速度場の両

方で妥当性のある結果が得られたため、非定常性の評価を行うことのできる解析結果だと判断した。ただし、平均化条件の都合で $\alpha = 9 \text{ deg}$ における平均化区間は $7.8 \leq \tau \leq 23.9$ となっている。



(a) 揚力曲線



(b) 抗力曲線

図 3.5 空力曲線

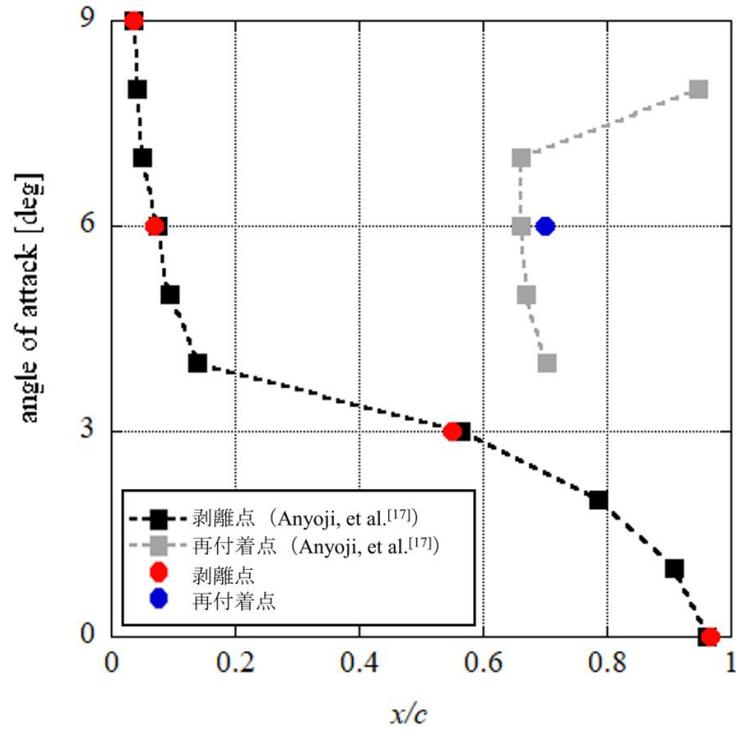
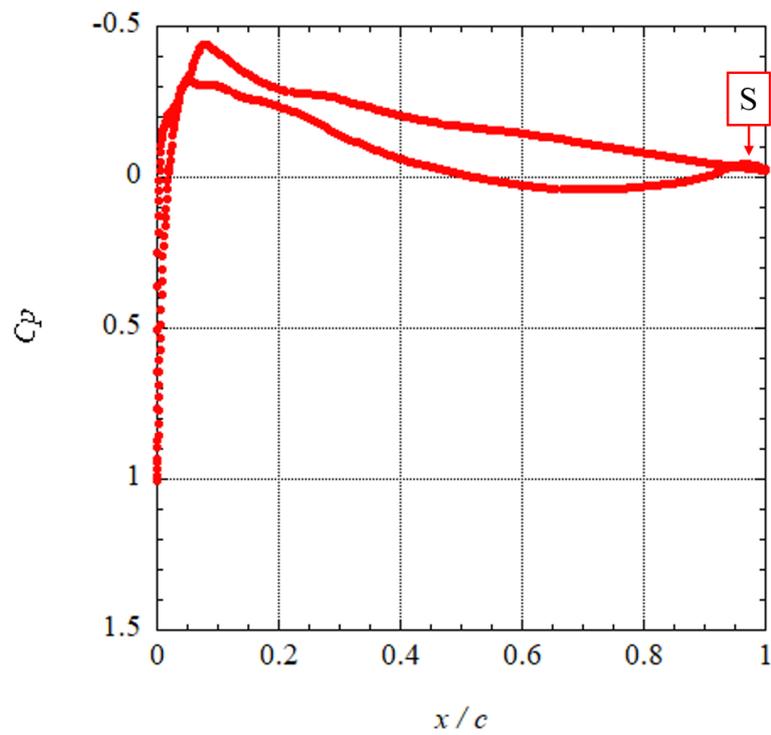
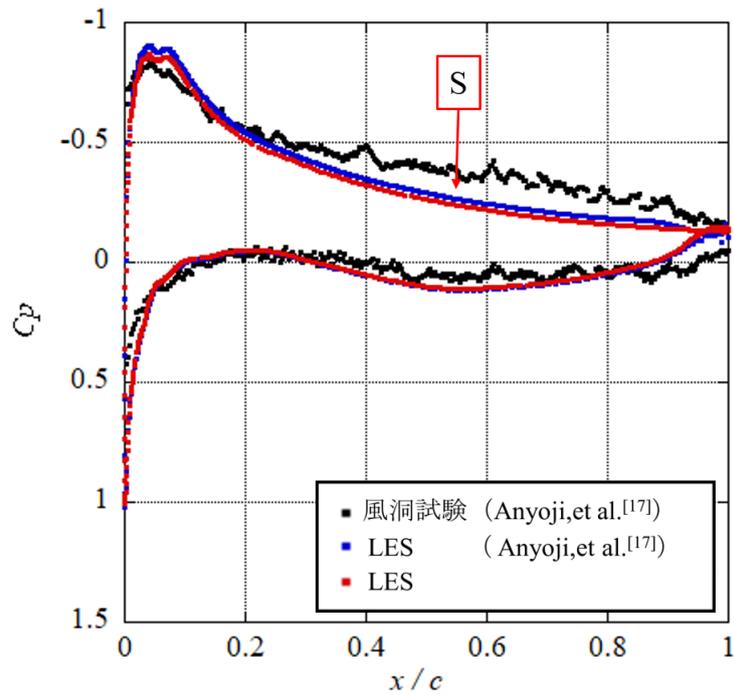


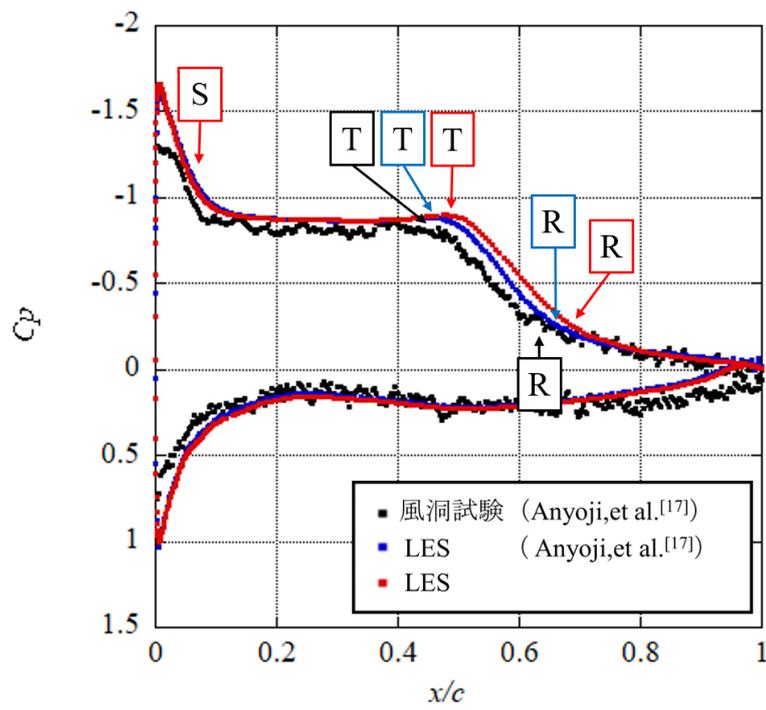
图 3.6 剥離点・再付着点位置



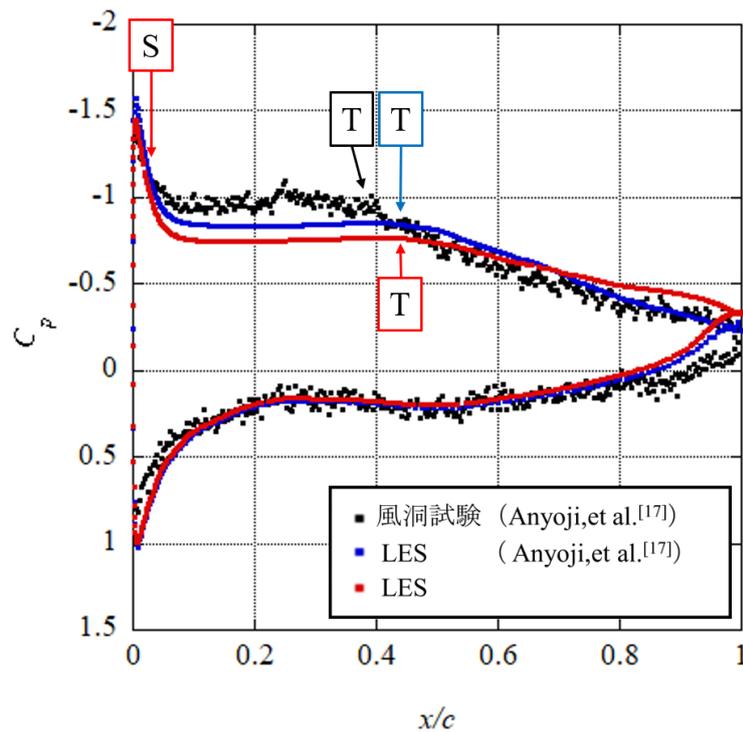
(a) 0deg



(b) 3deg



(c) 6deg

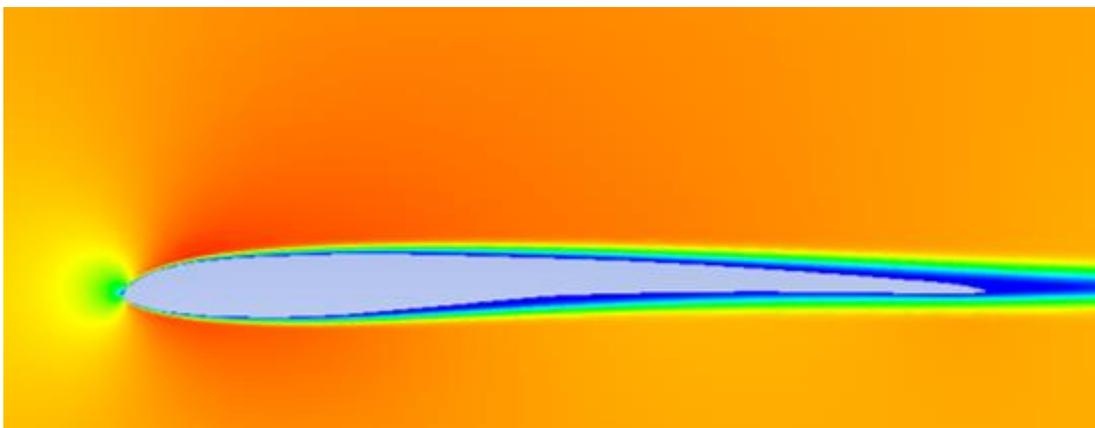


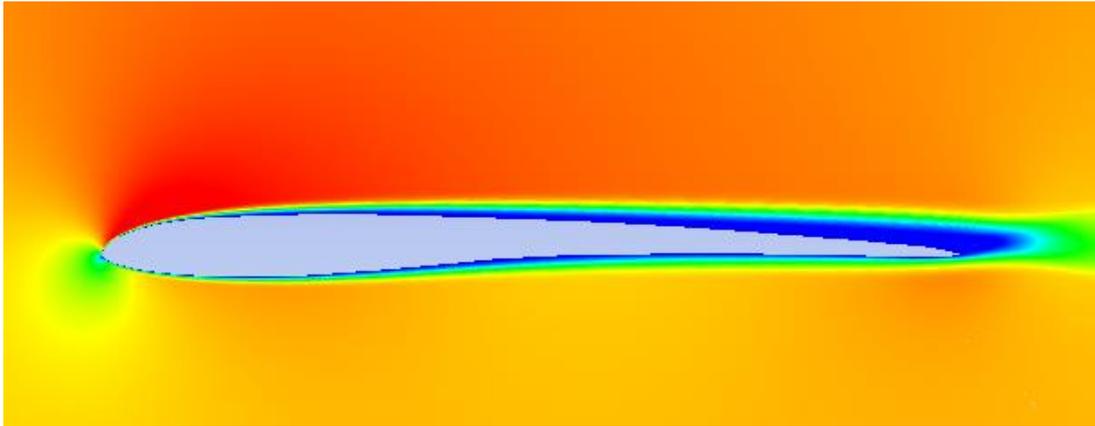
(d) 9deg

図 3.7 圧力分布

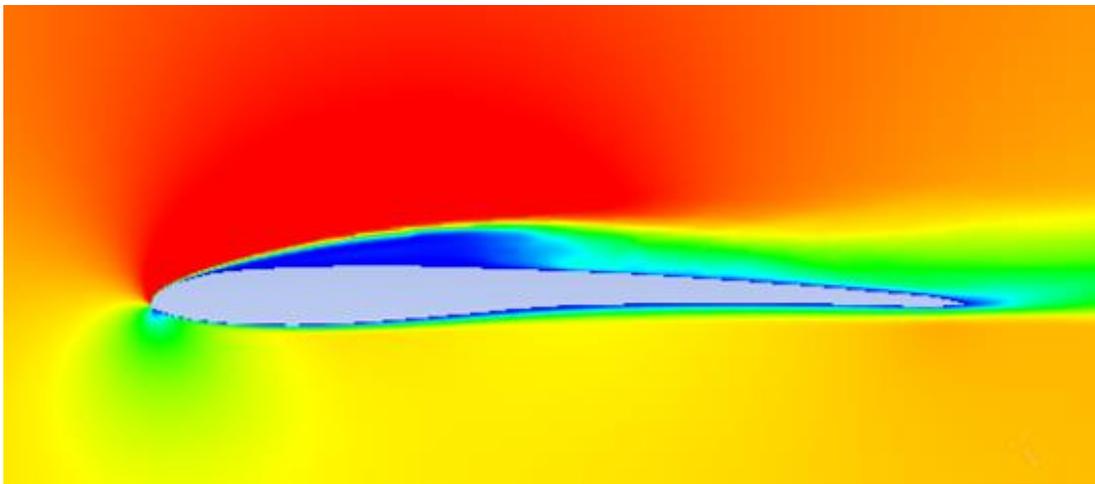
3.2.1.2 時間平均流れ場の比較

図 3.8 に時間平均をかけた速度場($z/s=0.5$)を示す。 $\alpha = 0, 3 \text{ deg}$ では後縁剥離， $\alpha = 6 \text{ deg}$ では剥離泡の形成， $\alpha = 9 \text{ deg}$ では剥離流れを起こしている様子が確認できる。空力，速度場の両方で妥当性のある結果が得られたため，非定常性の評価を行うことのできる解析結果だと判断した。ただし，平均化条件の都合で $\alpha = 9 \text{ deg}$ における平均化区間は $7.8 \leq \tau \leq 23.9$ となっている。

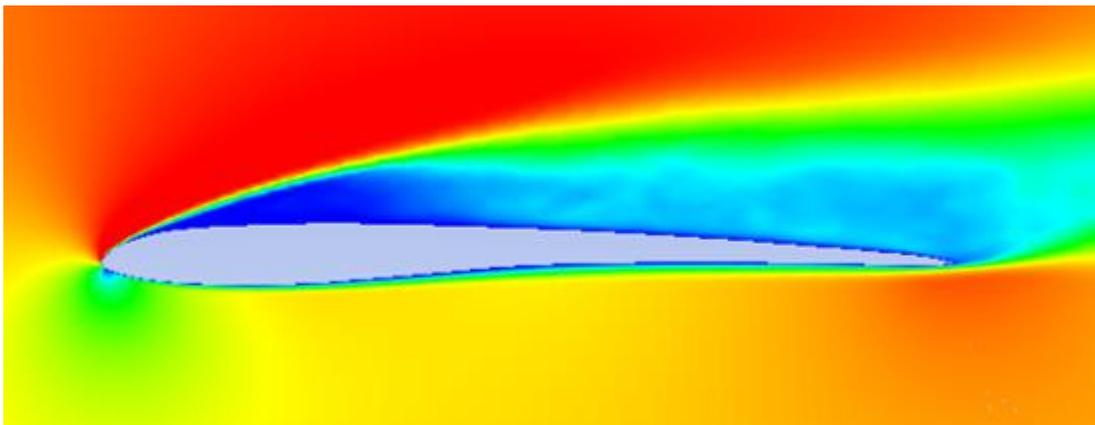
(a) $\alpha = 0 \text{ deg}$ (LES)



(b) $\alpha = 3 \text{ deg}$ (LES)



(c) $\alpha = 6 \text{ deg}$ (LES)



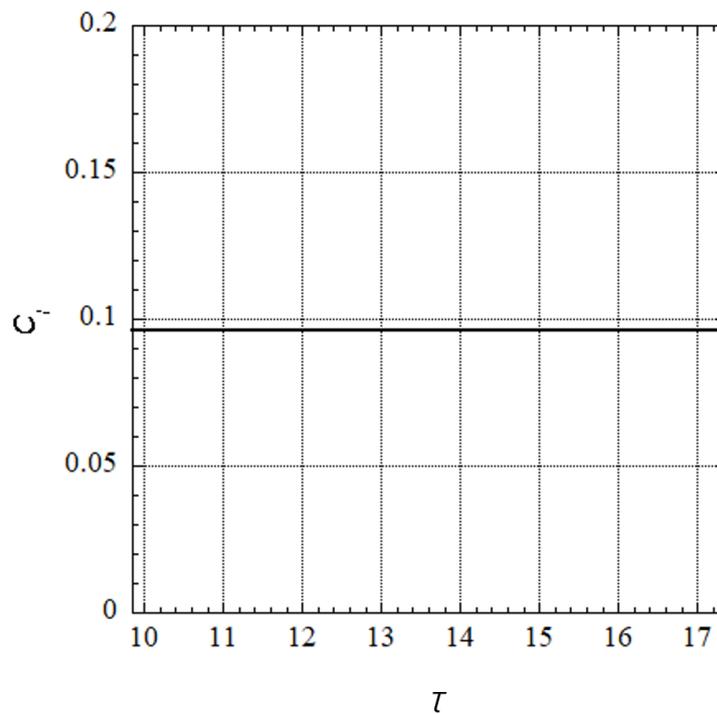
(d) $\alpha = 9 \text{ deg}$ (LES)

图 3.8 平均速度場

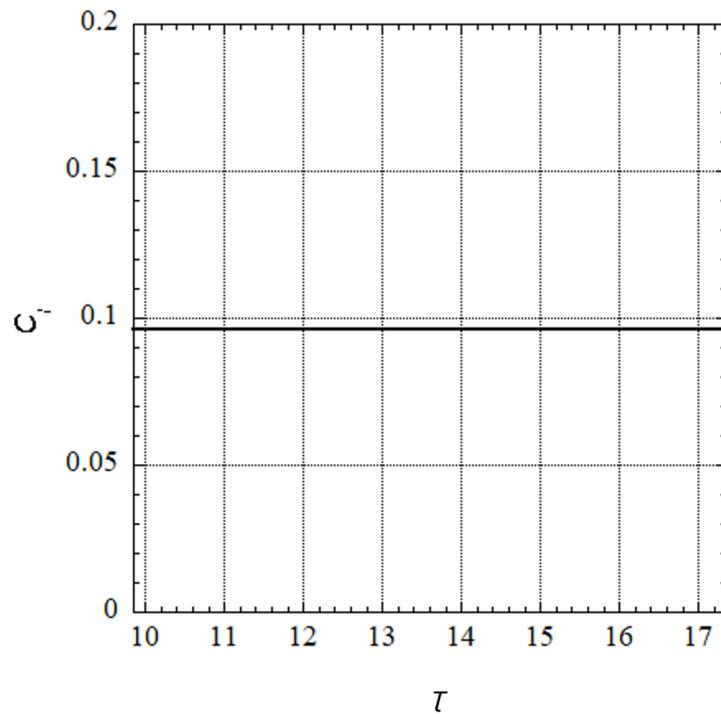
3.2.2 非定常現象の評価

本項では本研究で得られた計算結果について、その非定常特性についての結果を示す。迎角ごとに異なる特徴的な流れ場となっているため、各迎角について順に議論を進める。

最初に、 $\alpha = 0 \text{ deg}$ について検討する。図 3.9 に空力履歴を示す。本節での空力履歴の横軸には無次元時間を用いる。この図から、 $\alpha = 0 \text{ deg}$ においては揚力係数、抗力係数ともに時間変動を起こさないことがわかる。しかし、流れ場には時間変動する様子が見られた。図 3.10 に LES による可視化結果を、図 3.11 にスモークワイヤ法による流れ場の可視化結果を示す。これらの図に示されるように実験、数値計算の両方で翼後方にカルマン渦が生成される様子が見られた。翼後方を含めた広い流れ場としては非定常性を持つが、渦が生成される位置が十分後方であるため、翼型の空力への影響を及ぼさないと考えられる。そのため、 $\alpha = 0 \text{ deg}$ の翼周りの近傍の流れ場としては定常状態だと扱えることが非定常計算により明らかになった。



(a)揚力係数履歴 ($\alpha = 0 \text{ deg}$)



(b) 抗力係数履歴 ($\alpha = 0 \text{ deg}$)

図 3.9 空力履歴 ($\alpha = 0 \text{ deg}$)

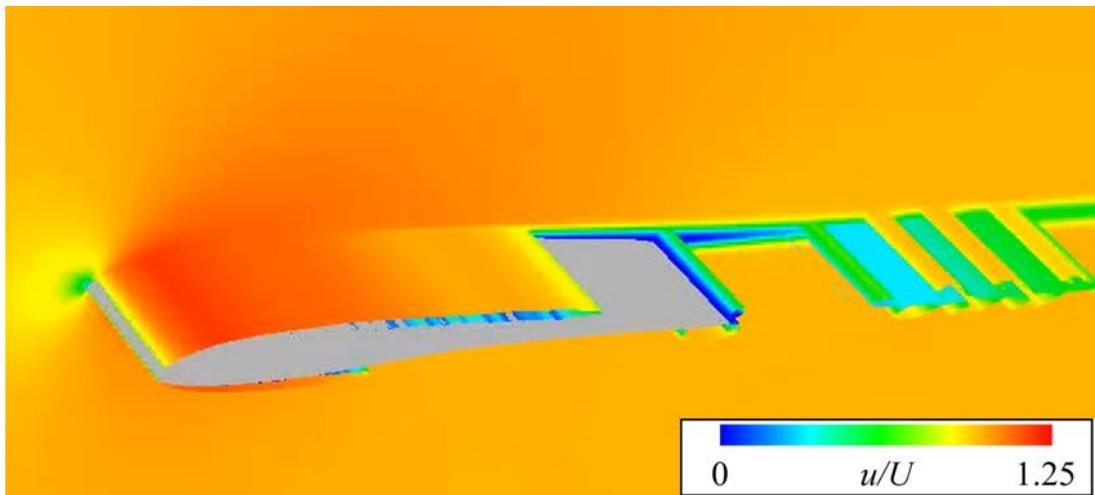


図 3.10 LES による流れ場の可視化結果 ($\alpha = 0 \text{ deg}$)

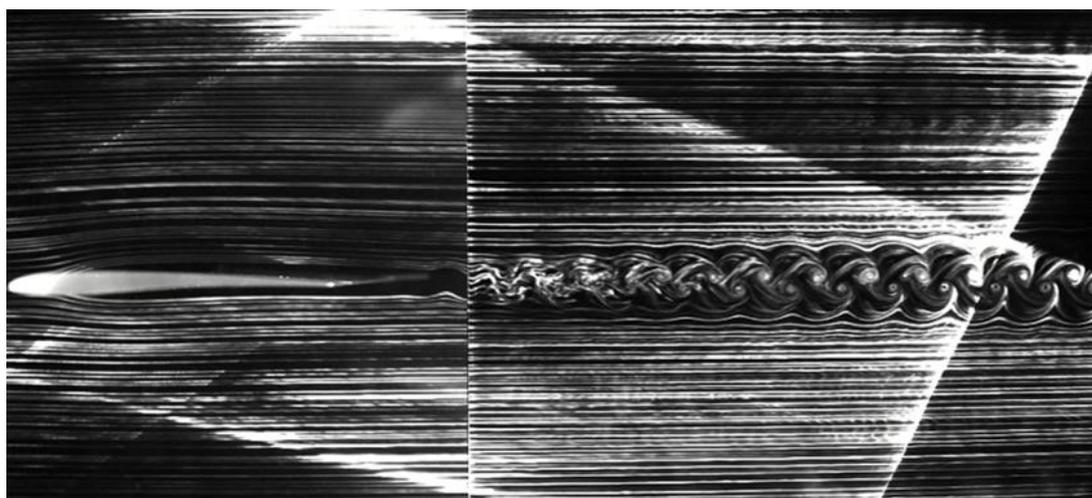


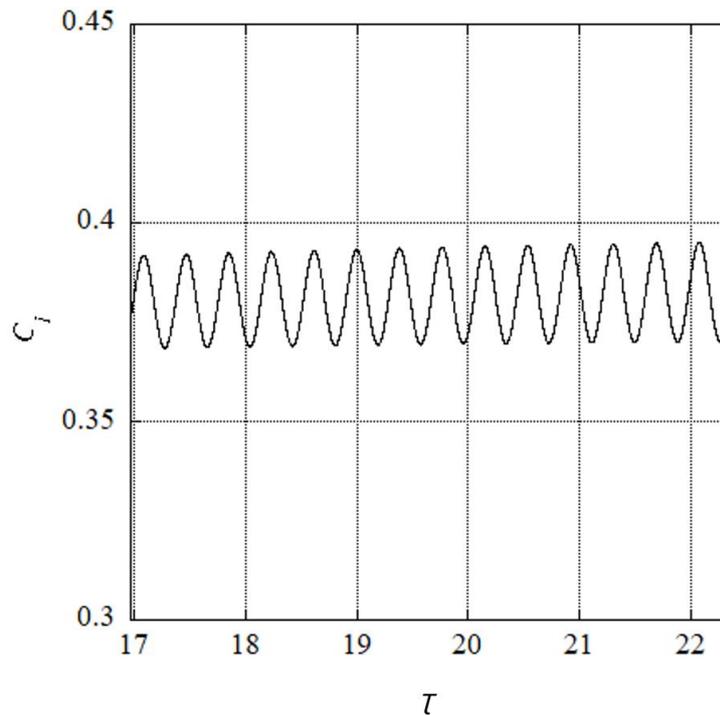
図 3.11 スモークワイヤ法による流れ場の可視化結果 ($\alpha = 0 \text{ deg}$)

次に、 $\alpha = 3 \text{ deg}$ についての検討を行う。図 3.12 に空力履歴を示す。 $\alpha = 0 \text{ deg}$ とは異なり、揚力・抗力ともに周期性の非常に強い変動が見られる。平均場では $\alpha = 0, 3 \text{ deg}$ とともに後縁剥離とされ、ほぼ同様の流れ場になるが非定常現象としては異なる流れ場であることが示された。今後、空力履歴の非定常現象としては航空機の安全な飛行に重要である、揚力についての議論を主に行うこととする。 $\alpha = 3 \text{ deg}$ における揚力係数の最大値は 0.395、最小値は 0.368 であり、標準偏差は 5.01×10^{-5} であった。時間平均値は 0.381 であるため、平均値に対する振幅は 7.09% に相当する。また、その周波数特性について FFT (Fast Fourier Transform) 解析を行った。本研究では揚力係数の変動だけでなく、速度の時間変動についても併せて FFT 解析を行った。空力係数の非定常特性を実験により求めることは計測機器の時間応答性が不足するため叶わないが、速度変動については熱線流速計により求めることが可能である。そのため速度変動の非定常性を実験と数値計算の両者で比較し、非定常計算の妥当性についても検討を行った。なお、熱線流速計による周波数計測の位置は事前に行ったスモークワイヤ法の可視化結果により翼型前縁を (0,0)、x 軸方向をコード長方向とした座標で、 $\alpha = 3 \text{ deg}$ については $(x, y) = (84.0, 0.2)$ に決定し、LES では同位置での速度変動を出力することで比較した。図 3.13 に計測点位置を、図 3.14 に FFT 解析結果を示す。周波数解析のグラフについては横軸に周波数を取り、縦軸をパワースペクトル密度とした。縦軸の単位は FFT 解析に用いたデータ (流速、揚力係数) によって異なる。なお、実験では翼を実際に傾けて迎角を付けたため、数値計算による可視化結果と座標軸の方向が異なる。図 3.14 の灰色で示した熱線流速計による周波数解析結果では 108Hz にピークを示した。対して LES による結果では、速度、揚力共に 140Hz にピークを示した。LES による FFT は計算時間が短いため周波数分解能は約 10Hz と低いが、ピーク位置が 100Hz オーダーであるためこの流れ場については評価を行うことが可能であると考えている。実験、数値計算の両者のピーク位置には 32Hz の差はあるが、オーダーは一致しており、同様の物理現象を捉えていると考えられる。以上のことから、本研究で行った LES 計算は定常・非定常ともに実験結果と比較して妥当な結果であると判断される。

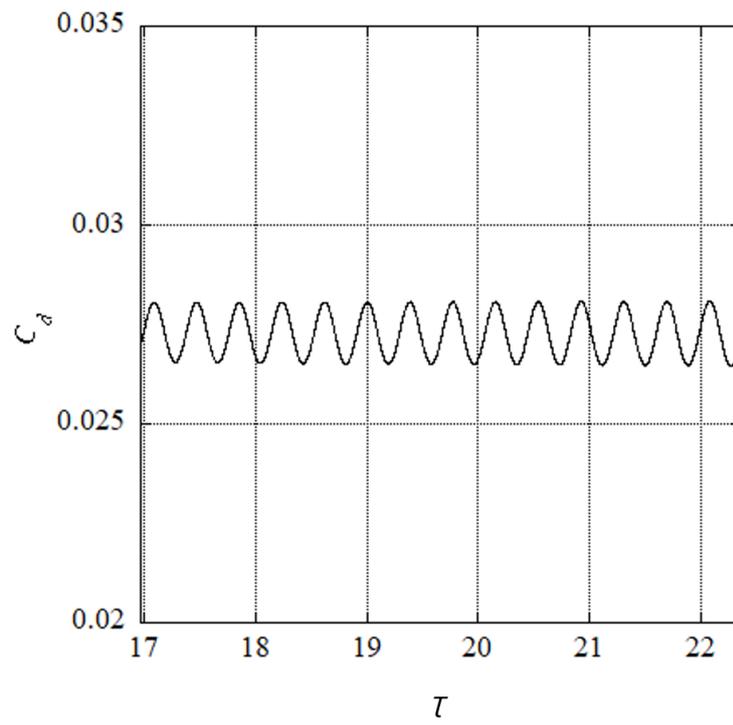
図 3.15 に流れ場の瞬間場の可視化画像を示す。 $\alpha = 0 \text{ deg}$ と同様に翼型後方からカルマン渦

が放出されているが、 $\alpha = 0 \text{ deg}$ に比べてより翼に近い位置から、より大きな渦を形成していることがわかる。そのため、類似した流れ場ではあるが $\alpha = 3 \text{ deg}$ のみ空力へ影響を及ぼしたのだと考えられる。

このように $\alpha = 3 \text{ deg}$ での石井翼型には一定の周期をもった空力振動が確認された。しかしその標準偏差は 0.0086 と小さな値である。そのため実際の飛行では大きな問題を示さないと考えられる。ここから、 $\alpha = 3 \text{ deg}$ の流れ場は非定常ではあるが定常と扱うことのできる、準定常状態であると判断できる。



(a)揚力係数履歴 ($\alpha = 3 \text{ deg}$)



(b) 抗力係数履歴 ($\alpha = 3 \text{ deg}$)

図 3.12 空力履歴 ($\alpha = 3 \text{ deg}$)

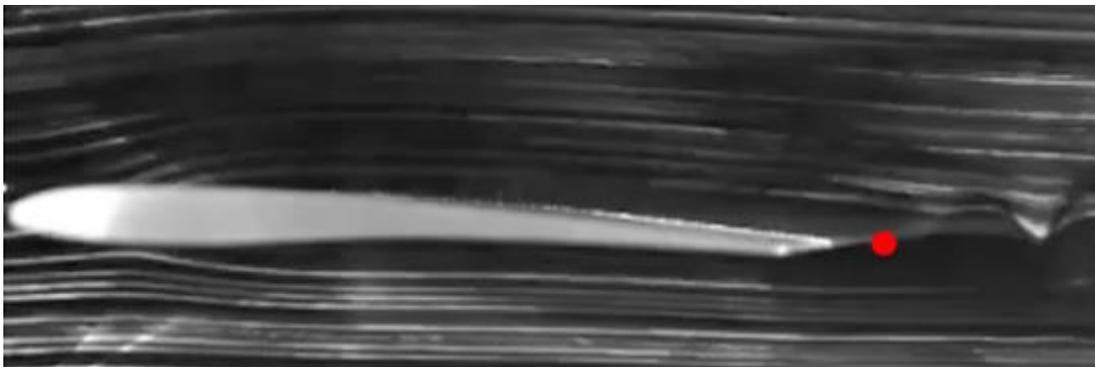


図 3.13 熱線流速計による周波数計測位置

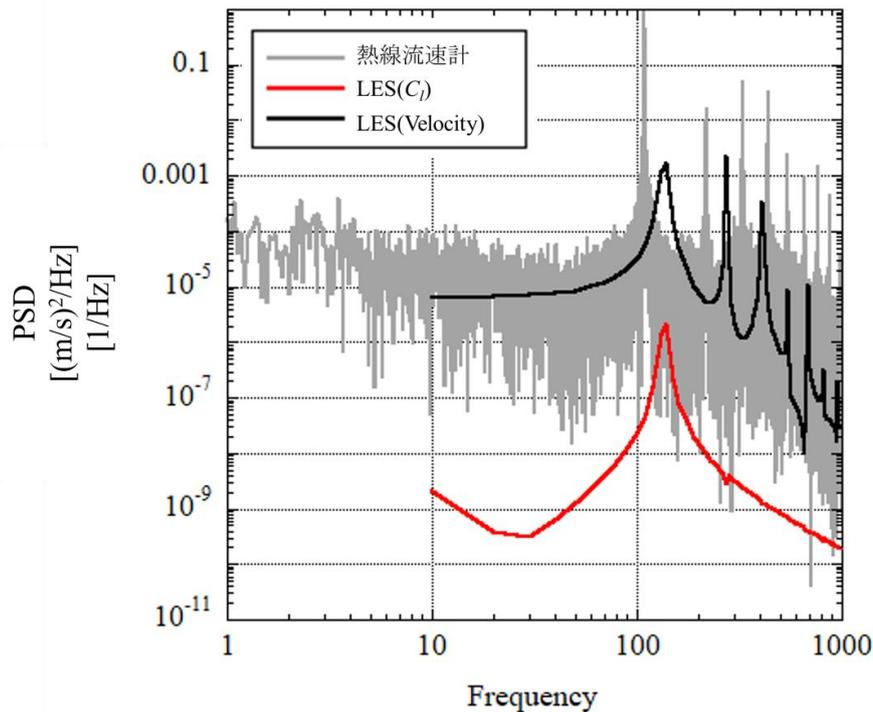


図 3.14 FFT 解析結果($\alpha = 3 \text{ deg}$)

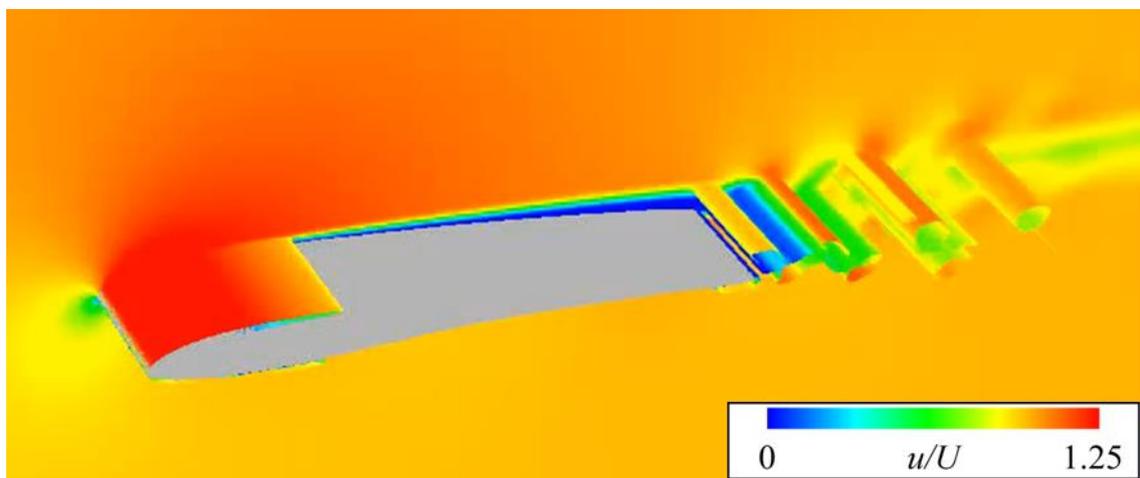
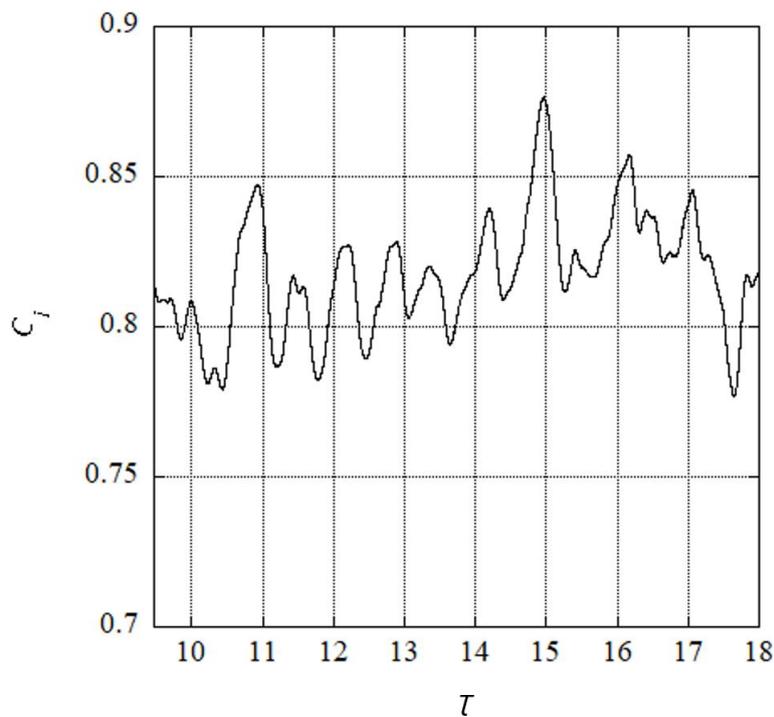


図 3.15 LES による流れ場の可視化結果 ($\alpha = 3 \text{ deg}$)

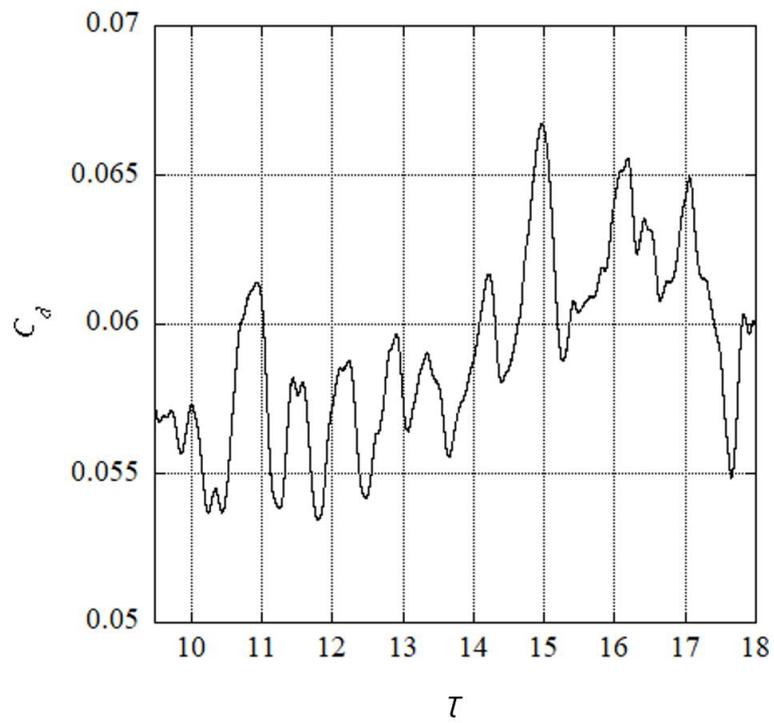
続いて、 $\alpha = 6 \text{ deg}$ について検討する。本迎角は剥離泡が形成され、高い揚力係数を示す条件となる。また、実験による可視化計測により、剥離泡から渦が放出される様子が確認されている。図 3.16 に空力履歴を示す。空力係数は一定値を示しておらず、変動していることがわかるが、 $\alpha = 3 \text{ deg}$ のような周期性の強い変動にはなっていない。本条件での揚力係数の時間平均値は 0.817、最大値は 0.877、最小値は 0.776 であった。その標準偏差は 0.020 である。また、 $\alpha = 3 \text{ deg}$ と同様に、流れ場と揚力係数の周期性を知るために FFT 解析を行った。図 3.17 に熱線流速計による実験の周波数測定位置を、図 3.18 に周波数解析結果を示す。 $\alpha = 3 \text{ deg}$ の結果とは異なり、熱線流速計、LES による速度変動に対する FFT 解析ではピークが見られ

なかった。これは剥離した流れが乱流遷移を起こし、流れ場の乱流化が進んでいるためだと考えられる。それに対して、LESによる揚力係数変動に対するFFT結果では約49Hzと約74Hzで弱いピークのようなものが確認できる。しかし周波数分解能が約6.8Hzと低く、解析時間が約0.16秒と短いことから、揚力係数の変動周波数を明確に示しているかについては疑問が残る。だが、揚力変動のおおよそその周期性は10Hzオーダーであることが予想され、 $\alpha = 3 \text{ deg}$ のような100Hzオーダーでの振動は生じていないことが示された。

図3.19に流れ場の速度場とQ値の等値面の瞬間場を示す。カラーコンターにおいて、これまでの条件と異なり最大値を主流の1.5倍に変更していることに注意されたい。翼型の前縁側ではスパン長方向に軸を持った2次元的な渦が確認できる。この渦は剥離剪断層のK-H不安定性により生じたものであると考えられる。その2次元的な渦は後縁に進むにつれヘアピン渦へと変形し、その後構造が崩れていく様子が確認できる。この可視化結果からも、翼型後方の流れ場の乱流化が進んでおり、速度場の周期性を失っていることが推測できる。



(a)揚力係数履歴 ($\alpha = 6 \text{ deg}$)



(b) 抗力係数履歴 ($\alpha = 6 \text{ deg}$)

図 3.16 空力履歴 ($\alpha = 6 \text{ deg}$)

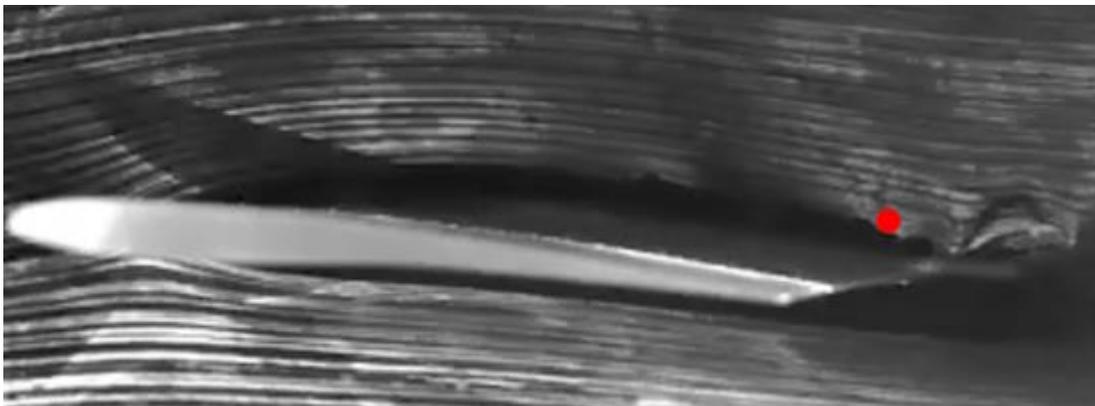


図 3.17 熱線流速計による周波数計測位置

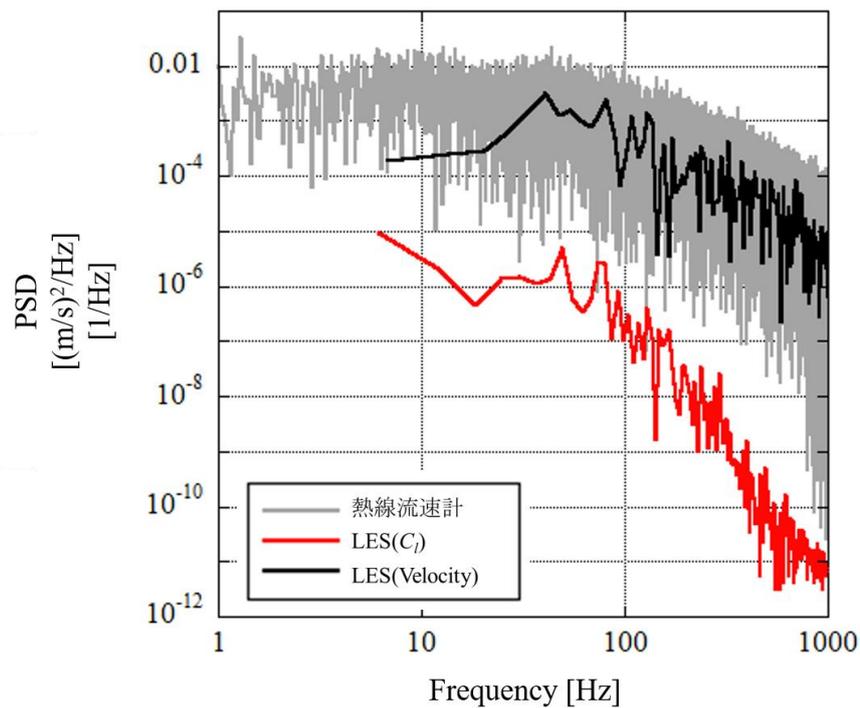


図 3.18 FFT 解析結果($\alpha = 6 \text{ deg}$)

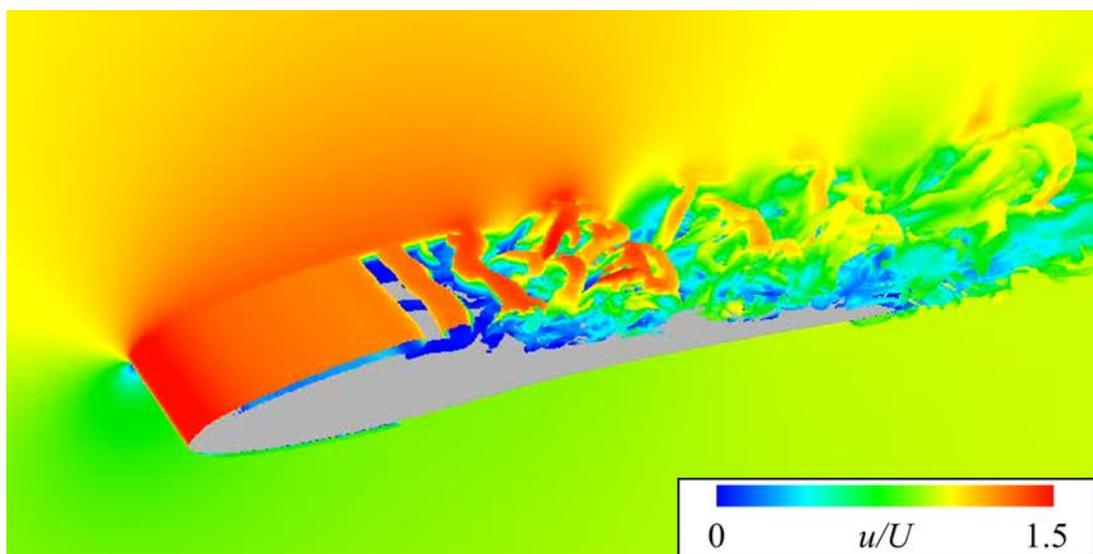
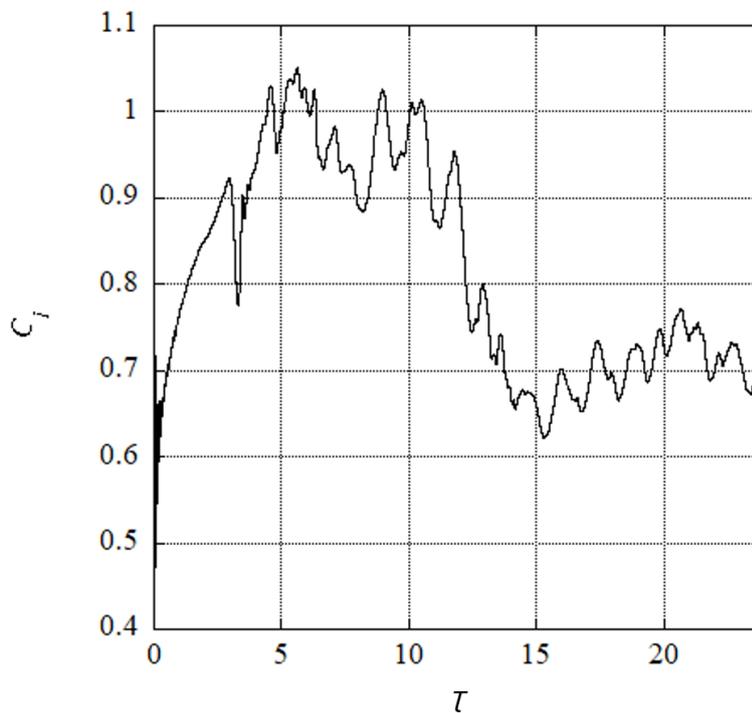


図 3.19 LES による流れ場の可視化結果($\alpha = 6 \text{ deg}$)

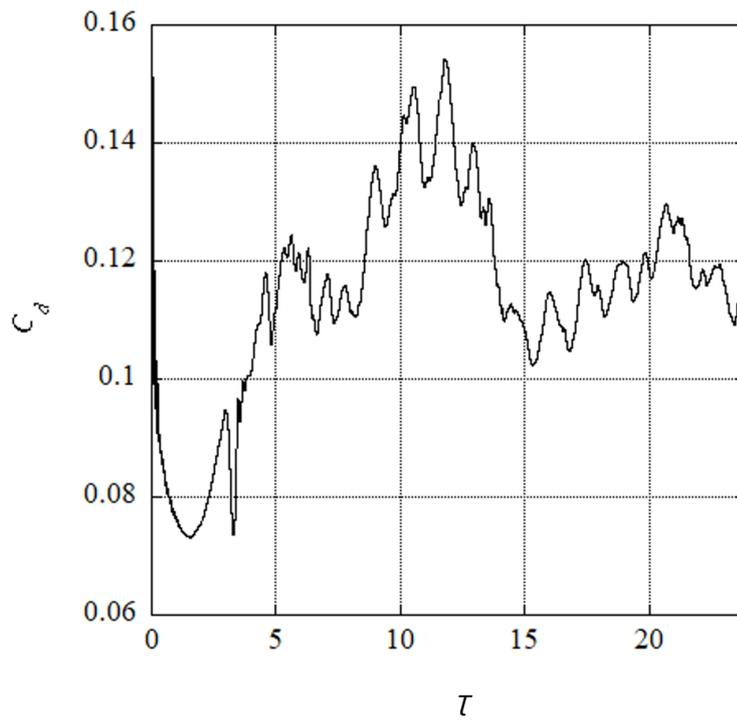
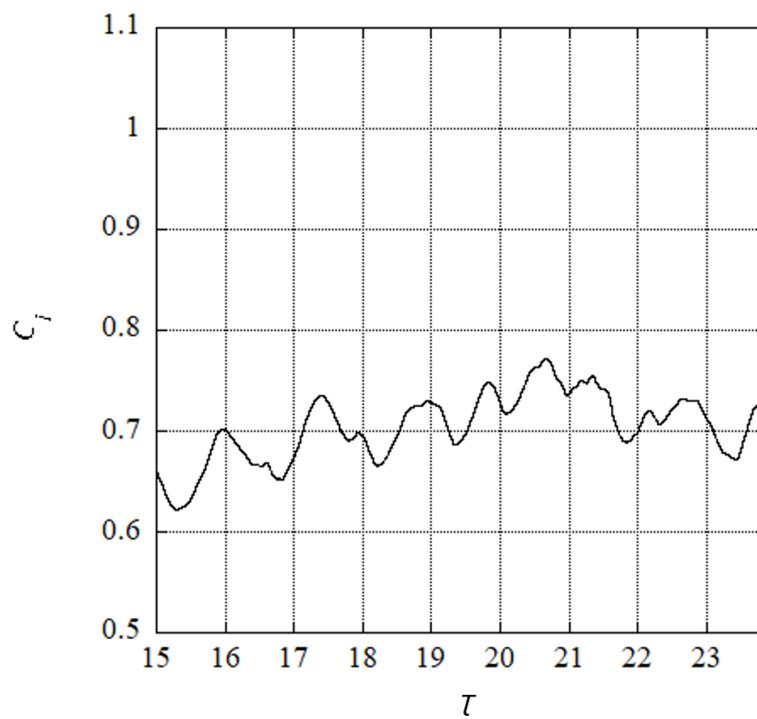
最後に $\alpha = 9 \text{ deg}$ について述べる。本条件はこれまでの 3 条件と異なり、初期解に RANS 計算の解を用いていない。図 3.20 に計算開始からの空力履歴を示す。先行研究による揚力係数の時間平均値は実験で約 0.91, LES で約 0.81 ほどである。 $\tau = 6.4$ から実験値とやや近い値で揚力係数は振動していたが、 $\tau = 12$ から揚力係数が急激に低下した。その後 $\tau = 15$ から揚力係数は安定した挙動を示したため、空力係数などには $\tau = 15$ 以降の範囲で時間平均化処理を行った。平均化範囲の空力履歴を図 3.21 に再度示す。しかし、流れ場の可視化結果の時間平均

に関しては揚力が高い状態を含む $\tau = 7.8$ 以降の範囲で行っていることに注意されたい。

図 3.21 に熱線流速計による周波数計測位置を，図 3.22 に周波数解析結果を示す．本条件の LES による揚力係数の時間変動には $\alpha = 6 \text{ deg}$ と似た傾向が見られ，約 41.3Hz と約 64.9Hz に弱い周波数ピークのようなものが確認できた．揚力履歴に見られる小幅な振動の周波数を示すものかと考えられるが，周波数分解能は約 5.9Hz，解析時間は約 0.17s であるため明確な値とは考えにくい．また，LES による速度変動の周波数解析にはピークが確認できなかったが，熱線流速計による周波数解析では約 6.8Hz に緩やかなピークが見られた．LES の解析時間は 0.17 秒ほどであるため，数 Hz オーダーの現象の確認を行うことは難しい．そのため，本結果については PIV の粒子画像および解析結果から検討を行った．



(a)揚力係数履歴 ($\alpha = 9 \text{ deg}$)

(b) 抗力係数履歴 ($\alpha = 9$ deg)図 3.20 全計算時間における空力履歴 ($\alpha = 9$ deg)(a) 揚力係数履歴 ($\alpha = 9$ deg)

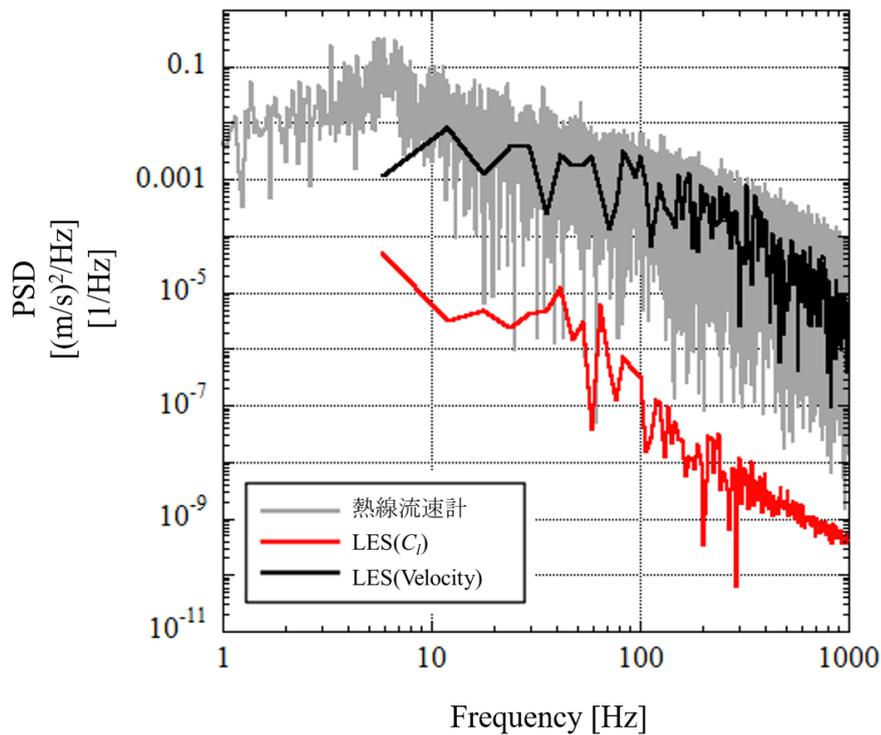
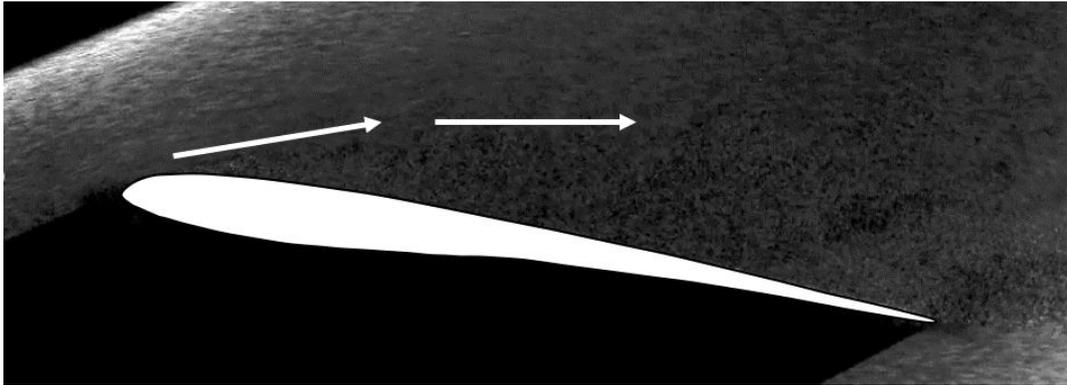
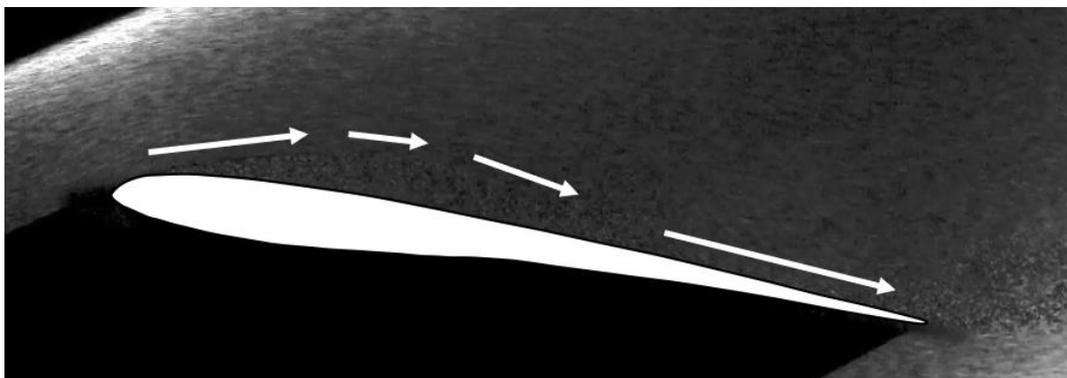


図 3.22 FFT 解析結果($\alpha = 9 \text{ deg}$)

PIV 解析用に撮影した 1.5 秒間の連続可視化画像を確認したところ、剥離状態や再付着状態が支配的となる、まとまった時間領域が存在することが示唆された。粒子画像により得られた剥離、再付着の特徴的な画像を図 3.23 に示す。なお、図 3.23 の画像は可視化するため、大幅に明るくなるよう補正をかけ、流れの概形を示すベクトルを追加している。そして、剥離、再付着が支配的であるそれぞれの時間領域について、PIV 解析による可視化結果を図 3.24 に示す。剥離状態については 0.31 秒、再付着状態については 0.24 秒間の連続画像に対して解析を行った。背景の速度場については主流速度の 1.25 倍を最大値に、0 を最低値にしている。また、速度場の上に流線を描き、剥離点及び再付着点をそれぞれ S, R で図中に示した。図 3.24 の(a)剥離状態と(b)再付着状態には明確な差があり、同一の迎角、主流条件であるが、それぞれの時間領域で支配的な流れが全く異なることが明らかになった。また、それぞれの時間が 0.31 秒、0.24 秒（無次元時間でそれぞれ 16.3, 12.6）と比較的長く、この現象の繰り返しが起きていると考えると数 Hz オーダーで剥離、再付着を繰り返していることになる。ここから、熱線流速計による周波数計測で示されていた約 6.8Hz の周波数ピークは剥離、再付着の変化という、大規模な流れ場の変動に伴う速度変動周期であった可能性が考えられる。

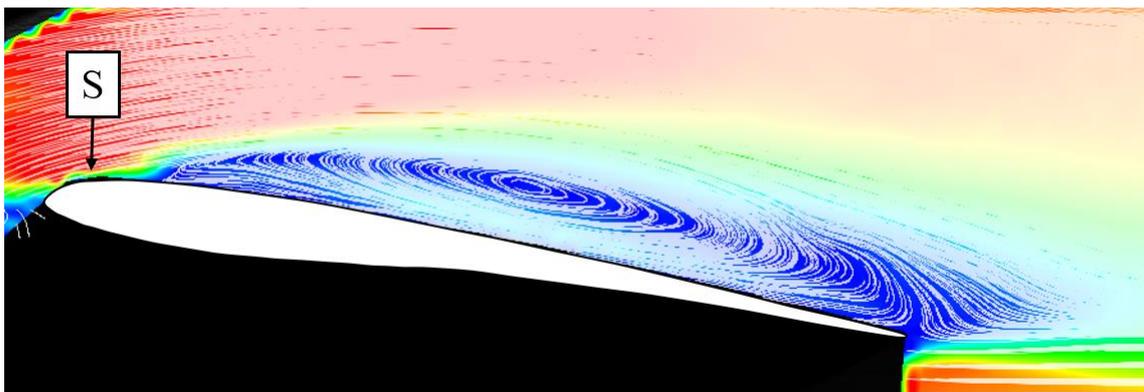


(a) 剥離状態

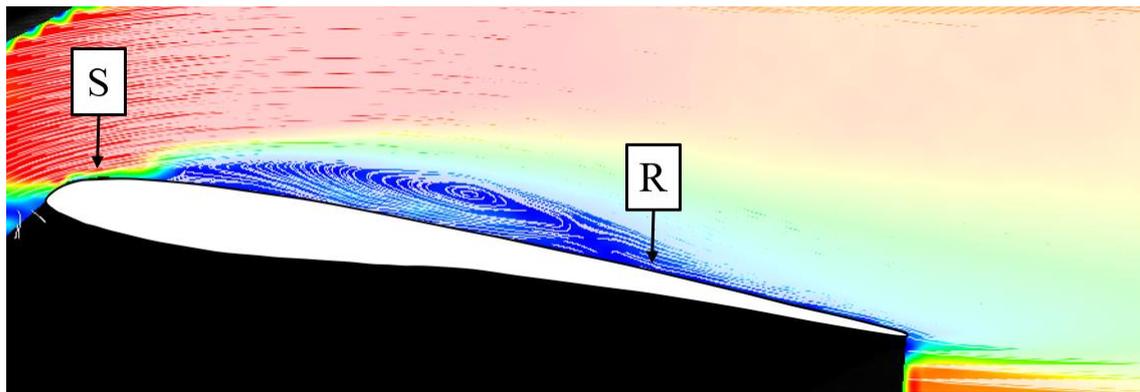


(b) 再付着状態

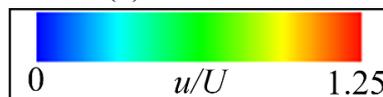
図 3.23 PIV 粒子画像



(a) 剥離状態



(b)再付着状態



カラーコンター

図 3.24 PIV 解析結果

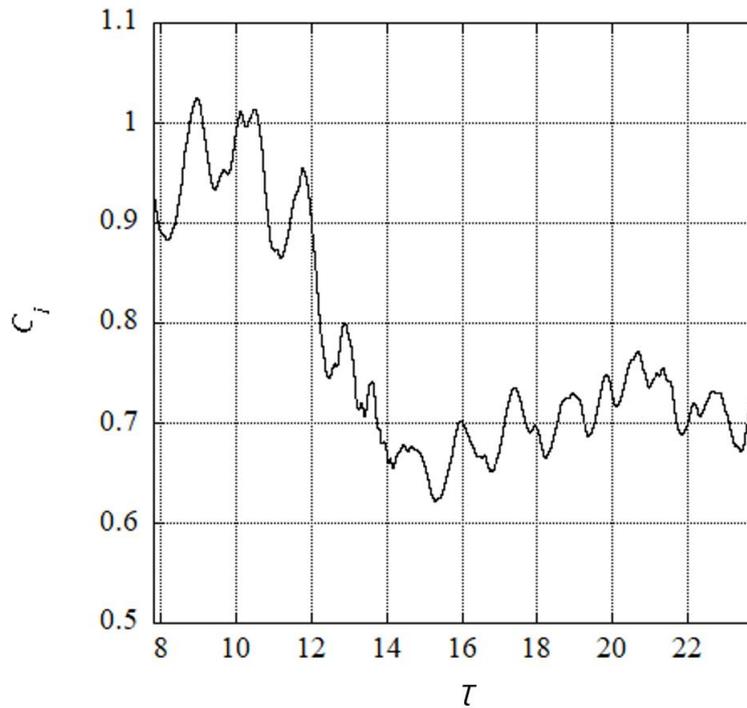
長い時間計測を行う空力計測では剥離，再付着の繰り返しを平均化することができると考えられる．しかし，本研究で行った数値解析は解析時間が短く，剥離状態のみを解析していたため，実験値より大幅に低い揚力係数の値を示した可能性がある．ここで，計算が安定していないと考えていた $\tau = 7.8$ 以降の領域で時間平均をかけた結果について議論を行う．図 3.25 に $\tau = 7.8$ 以降の空力履歴を改めて示す． $\tau = 12$ までは比較的揚力係数が高い状態で振動しており， $\tau = 14$ 以降は揚力係数が 0.7 前後で振動している様子が確認できる． $\tau = 12$ までの揚力が高い時間領域は，PIV の結果より示された再付着状態が支配的である時間領域である可能性が考えられる．ここで，揚力係数が低下した後の，剥離状態だと思われる状態

(A : $\tau=8.9$) と揚力係数が低下する前の，再付着している可能性が高い状態 (B : $\tau=14.2$) における瞬間場の圧力分布を，時間平均を取った圧力分布と比較した．その結果を図 3.26 に示す．時間平均圧力分布と A における圧力分布は共に翼後縁の上面における圧力係数が負の値から 0 付近まで回復しておらず，-0.4 程度にとどまっていることと， $x/c=0.1$ 付近からフラットな圧力分布になっていることから，剥離状態であることが確認できる．それに対して B の圧力分布は $0.1 \leq x/c \leq 0.4$ の範囲でフラットな状態が続き，その後圧力が回復し始め， $x/c=0.96$ ほどで $C_p=0$ に漸近している．これは再付着している流れ場の特徴であり，剥離流れとは全く異なる流れ場であることが示された．この結果は $7.8 \leq \tau \leq 12$ の時間領域が再付着状態を再現しているため，高い揚力係数を示し， $\tau=12$ からの揚力低下は再付着状態から剥離状態への流れ場の変化を示していると考えられることができる．

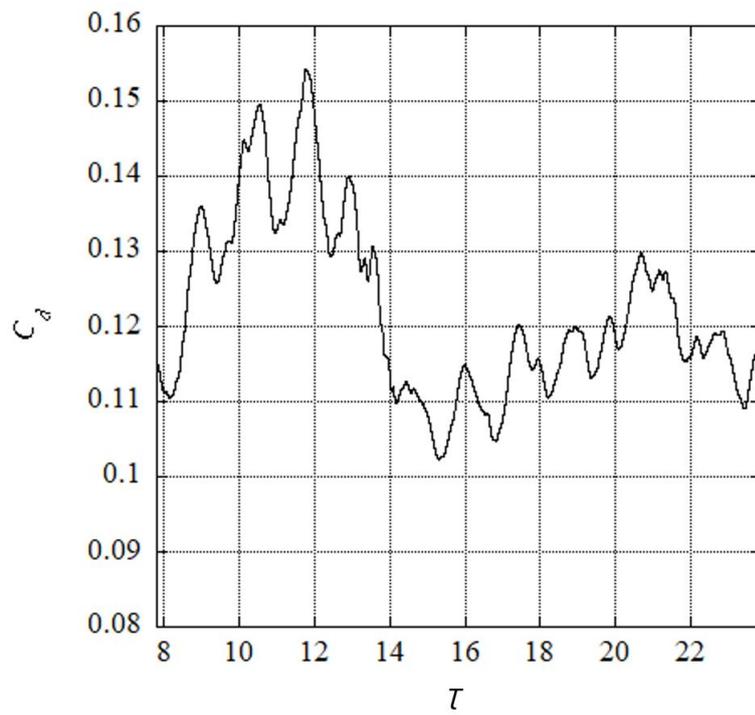
ここから空力履歴の $\tau=7.8$ 以降が信頼できるとすると，図 3.25(a)の揚力振動は非常に大きなものとなる．揚力係数の最大値は約 1.05，最低値は約 0.62 であり，その差である標準偏差は 0.11 となる．また，剥離状態では低い揚力係数を示すが，まとまった時間再付着状態を維持することにより高い揚力を保持し，時間平均値としては剥離状態と再付着状態の間の値を示すことが示唆された．これまでは低レイノルズ数領域の翼型について，高迎角での失速状

態でも揚力係数が急減しないことは翼上面における乱流混合により，主流領域から運動エネルギーが供給され，負圧が維持される渦揚力によるものだと考えられてきた．この考えではある程度の高い揚力がほぼ定常的に維持されるというものだが，本研究の結果は高い揚力を示す再付着状態と揚力が低下する剥離状態が支配的となる一定の時間領域が存在し，大幅な揚力変動を伴うものであることを示唆している．

また，流れ場の瞬間場を図 3.27 に示す． $\alpha=6\text{deg}$ と概形は似ているが，乱流領域が大幅に広くなり，翼表面付近に低速領域が広がっていることが確認できる．



(a)揚力係数履歴



(b)抗力係数履歴

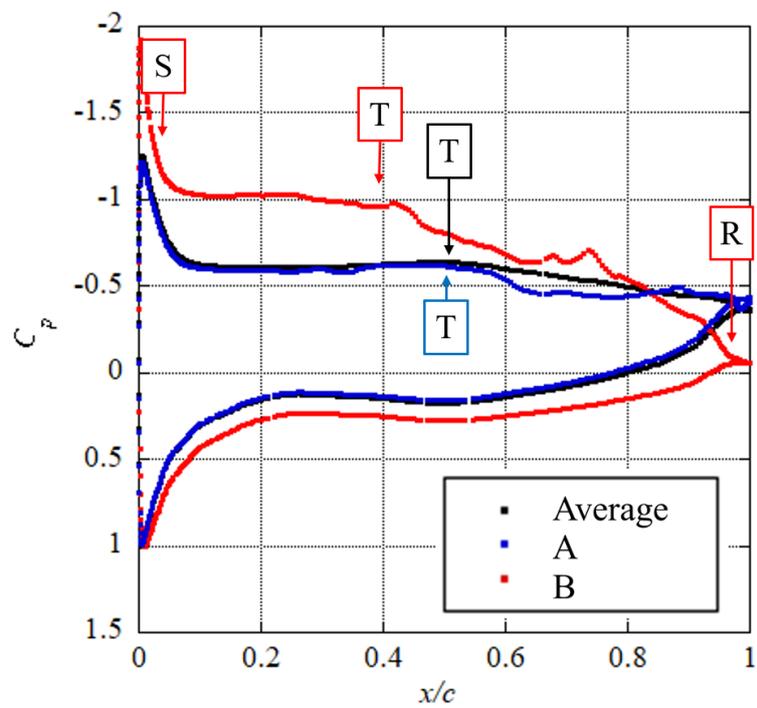
図 3.25 空力係数履歴($\tau=7.8$ 以降)

図 3.26 特徴的な状態における圧力分布の比較

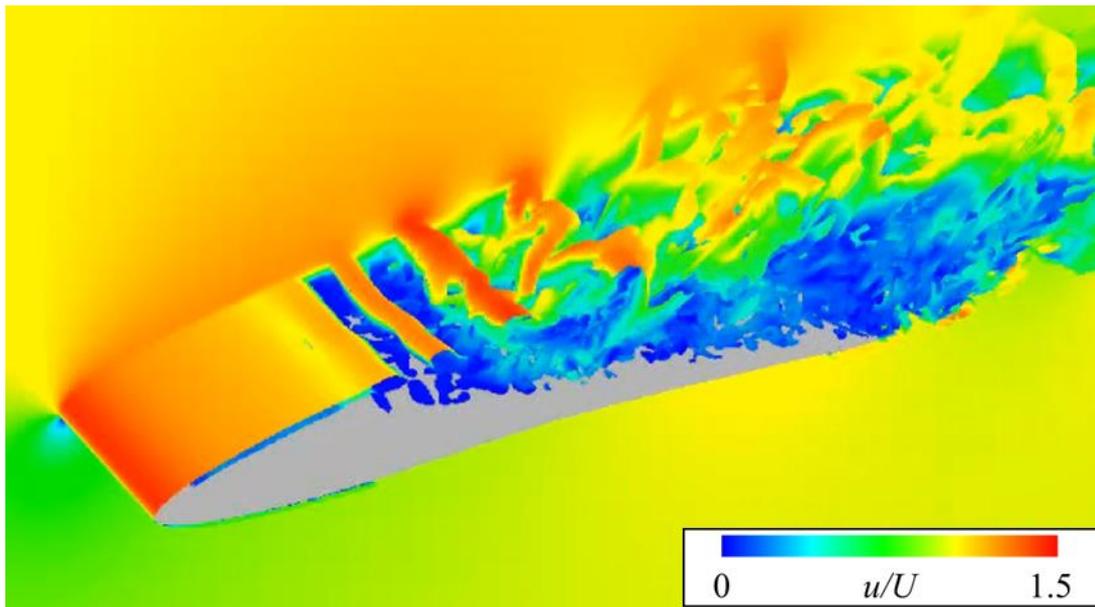


図 3.27 LES による流れ場の可視化結果($\alpha = 9 \text{ deg}$)

最後に、全条件における揚力振動の非定常効果について、揚力係数の平均値に標準偏差分のエラーバーを付けた図 3.28 を用いて評価する．図 3.28 の(a), (b)は平均値，標準偏差の計算範囲をそれぞれ $\tau=7.8$ 以降， $\tau=15$ 以降でとっており，再付着状態を含まない範囲と含む範囲に相当する．平均場の流れ場で後縁剥離となる $\alpha=0, 3\text{deg}$ では標準偏差は非常に小さく，それぞれの迎角で 5.01×10^{-5} , 0.0086 である．そのため，飛行の際の揚力振動についてはほとんど考慮する必要がないと考えられる．また，剥離泡が形成される $\alpha=6\text{deg}$ の標準偏差も 0.020 と，低迎角に比べてやや増えるものの，平均値に対して非常に低い値となっている．剥離泡は渦の放出を伴うことから揚力への影響も懸念されていたが，その振動幅は小さく，大きな悪影響は及ぼさないと考えられる．ここまでの結果と異なり $\alpha=9\text{deg}$ については注意が必要である．図 3.28(a)に示した，剥離状態のみでの変動幅は他の 3 条件に比べて大きくなっているものの，揚力係数の平均値に対しては小さな値である．しかし，図 3.28(b)に示した再付着状態を含む条件では標準偏差が 0.11 と非常に大きな値を示した．実際の飛行は剥離，再付着条件を含む長時間の条件であるため，(b)の条件での評価が妥当である．(b)の条件では剥離，再付着の繰り返しによる大幅な揚力変動が数 Hz の低い周波数で生じているとこれまでの結果は示唆しており，その現象に対する考慮，対策が不可欠であることが明らかになった．

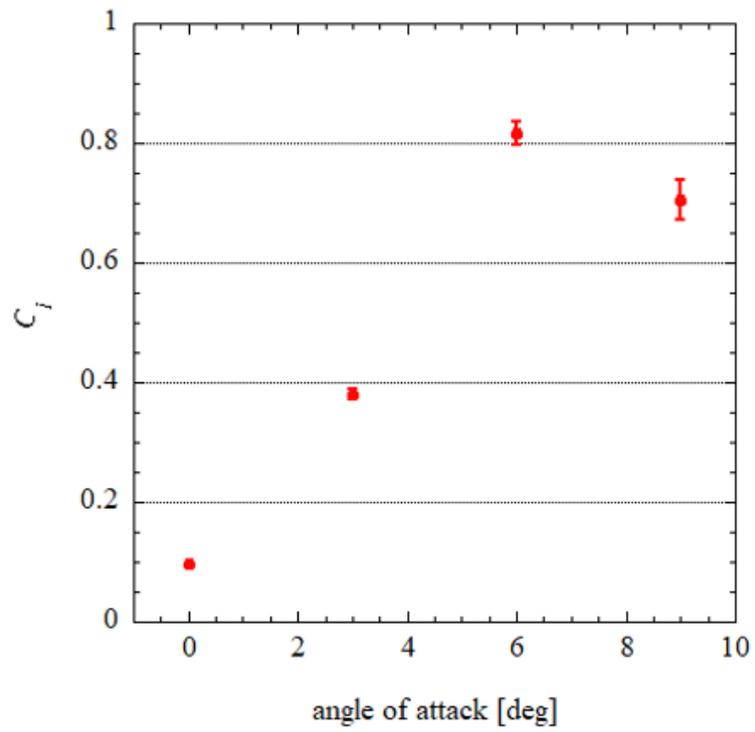
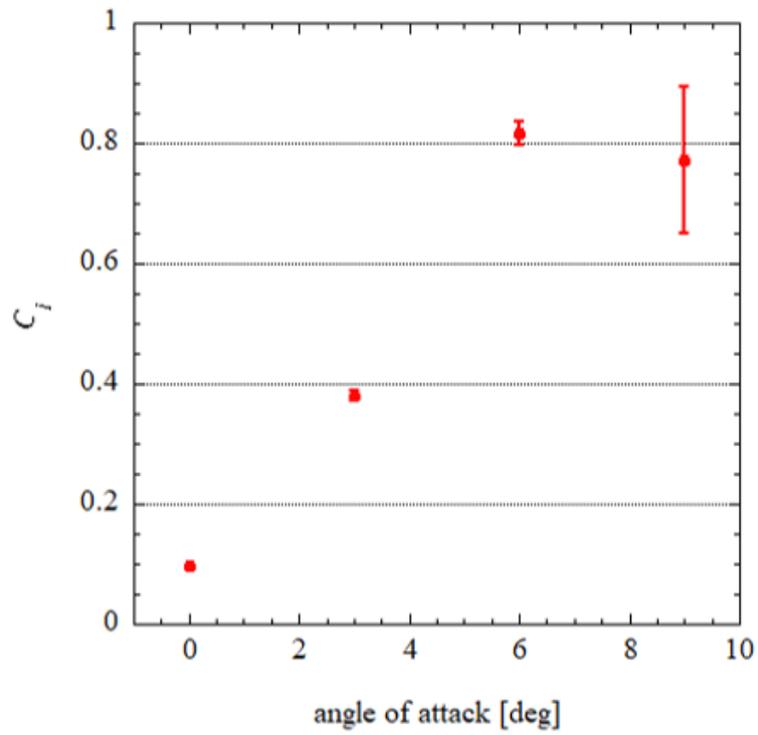
(a) $\tau=15$ 以降(b) $\tau=7.8$ 以降

図 3.28 各迎角における揚力振動

第4章 結論

本研究では低レイノルズ数領域における高性能翼型の一つであり，火星探査航空機の主翼として想定されている石井翼型の非定常特性を明らかにすることを目的に，実験と数値計算を行った．様々な時系列データを出力することができる数値計算の結果を主眼に置きながら，その妥当性の検討や実験が優位である長時間の可視化や周波数計測においては実験によるデータも加えて検討，考察を行った．得られた知見を特徴的な迎角ごとに以下に示す．

- $\alpha=0, 3\text{deg}$ ：後縁剥離

後縁剥離となる低迎角では，翼型後方にカルマン渦が放出される様子が可視化結果から明らかになった． $\alpha=0\text{deg}$ では空力係数に振動は見られず，空力的には定常状態である． $\alpha=3\text{deg}$ ではカルマン渦の放出に伴う周期性の強い空力振動が見られたがその幅は小さく，準定常状態と言える．

- $\alpha=6\text{deg}$ ：剥離泡の形成

剥離泡が形成される迎角では低迎角とは異なり，剥離剪断層から生じる2次元渦がヘアピン渦へと変化し，崩壊していく様子が見られた．また，空力振動に強い周期性は確認できず，乱流化が進んでいることが確認された．またその振動幅も比較的小さく，空力振動の影響は限定的であると考えられる．

- $\alpha=9\text{deg}$ ：前縁剥離

前縁剥離するとされていた高迎角の条件では，数 Hz オーダーの低周期で剥離，再付着の二つの状態が繰り返されることが示唆された．この繰り返しのに伴い，揚力は非常に大きな振動幅を示したため，このような迎角条件での飛行には十分な注意が必要である可能性が示唆された．しかし，計算コストの都合上，数 Hz のオーダーの現象に対して 0.28 秒ほどの数値解析しかできていないため，さらなる検討が求められる．

また，流れ場に関する知見としては，これまでに低レイノルズ数環境において失速後の揚力の低下が緩やかである原因は渦揚力によるものであると考えられてきたが，失速後も一定の時間は剥離泡が形成されるためである可能性が示唆された．これは本研究でも示された揚力の大幅な振動に繋がる．そのため，低レイノルズ数環境において失速前後の高迎角の飛行条件は，空力振動を必ず考慮し対策を施すか，高迎角の条件をとることがないような設計，運用を行う必要があると考えられる．

参考資料

- (1) Håvard Fjær Grip, et al, “Modeling and Identification of Hover Flight Dynamics for NASA’s Mars Helicopter”, JOURNAL OF GUIDANCE , CONTROL, AND DYNAMICS, Vol.42, No.2, pp.179-194, 2020.
- (2) K.A.Farley, et al, “Mars 2020 Mission Overview”, Space Science Reviews, Vol.216, No.142, 2020.
- (3) G.P.Grotzinger, et al, “Mars Science Laboratory Mission and Science Investigation”, Space Science Reviews, Vol.170, pp.5-56, 2012.
- (4) R.P.Kornfeld, et al, “Verification and Validation of the Mars Science Laboratory/ Curiosity Rover Entry, Descent, and Landing System”, Journal of Spacecraft and Rockets, Vol.51, No.4, 2014.
- (5) E.Tréguier, et al, “Overview of Mars surface geochemical diversity through AlphaParticle X-Ray Spectrometer data multidimensional analysis:First attempt at modeling rock alteration”, Journal of Geophysical Research, Vol.113, E12S34,2008.
- (6) 安養寺正之, “火星を飛行探査する火星探査航空機”, ISAS ニュース, No.434, 2017.
- (7) 大山聖, 他 “火星探査飛行機の多目的設計探査”, 2G01, 第 55 回宇宙科学技術連合会, 2011.
- (8) 永井大樹, 他, ”火星飛行機の実現に向けた空力課題への挑戦”, 日本航空宇宙学会誌 第 67 巻 第 6 号, pp.215-222, 2019.
- (9) 大山聖, 他 “火星飛行機の高高度飛行試験(MABE-1)の概要”, 年会講演会講演集 48, 2017.
- (10)M.Anyoji, et al, “Evaluation of Aerodynamic Performance of Mars Airplane in Scientific Balloon Experiment”, Fluid Mechanics Research International Journal, Volume 1, Issue 3, 2017.
- (11)李家賢一, “翼型上に生ずる層流剥離泡”, 日本流体学会誌, 第 22 巻, pp. 15-22, 2003.
- (12)李家賢一, “層流剥離泡制御による翼型失速抑制の可能性について”, 日本航空宇宙学会誌, 第 61 巻, 第 1 号, pp. 8-13, 2013.
- (13)畑甲為, 李家賢一, 武村直樹, 砂田保人, “翼型上の Short Bubble 内部に生ずる低周波数速度変動に関する実験的研究”, 日本航空宇宙学会論文集,第 50 巻, pp. 293-300, 2002.
- (14)F. W. Schmitz, “The aerodynamics of small Reynolds numbers”, NASA technical memorandum, p. 51, 1980.
- (15)F. W. Schmitz, “Aerodynamics of the Model Airplane Part1”, RSIC-721, 1967
- (16)A. Oyama and K. Fujii, “A Study on Airfoil Design for future Mars airplane, AIAA Paper 2006-1484, 2006.
- (17)M. Anyoji, et al, “Computational and Experimental Analysis of a High-Performance Airfoil Under Low-Reynolds-Number Flow Condition”, Journal of Aircraft, Vol. 51, No. 6, pp. 1864-1872, 2014.
- (18)野々村拓, 他, “LES による石井翼 (Re = 23000) の空力特性評価”, 第 43 回流体力学講演会/航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム 2011 論文集, 2011.
- (19)藤岡直也, 他, “火星探査航空機に対する空力解析”, 東京理科大学修士論文, 2013.
- (20)中内満, 他, “火星探査航空機における尾翼が受ける主翼干渉効果”, 機械学会九州支部第 71 期講演会, 2018.

- (21)濱田大生, “火星探査航空機のエレベータ性能に対する主翼後流干渉効果”, 九州大学修士論文, 2019.
- (22)青野光, 他, “低レイノルズ数流れ中の翼の空力特性への後流干渉の影響に関する研究”, 第50回流体力学講演会/第36回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム論文集, pp.117-120, 2018.
- (23)大野晴之, 他, “低レイノルズ数流れにおける後流干渉効果の非定常特性”, 第51回流体力学講演会, 2019.
- (24)B. Van Leer, “Toward the Ultimate Conservative Difference Scheme. IV. A Second Order Sequel to Godunov’s Method”, *Journal of Computational Physics*, Vol.32, pp 101-136, 1979.
- (25) “ANSYS Fluent ユーザーズガイド”, (ANSYS Inc.)
- (26)P. Spalart and S. Allmaras, “A one-equation turbulence model for aerodynamic flows”, *Technical Report AIAA 92-0439*, 1992.
- (27)F. R. Menter, “Two Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications”, *AIAA Journal*, Vol.32, No.8, pp.1598-1605, 1994.
- (28)D. K. Walters and D. Cokijat, “A three-equation eddy-viscosity model for Reynolds-averaged navier-stokes simulations of transitional flows”, *Journal of Fluids Engineering*, Vol.130, 121401-14, 2008
- (29)F. R. Menter, et al, “A Correlation-Based Transition Model Using Local Variables: Part1- Model Formation”, *Journal of Turbomachinery*, Vol.128, pp 413-422, 2006.
- (30) “ANSYS Fluent セオリーガイド”, (ANSYS Inc.).
- (31)M. Anyoji, et al, “Computational and Experimental Analysis of a High-Performance Airfoil Under Low-Reynolds-Number Flow Condition”, *Journal of Aircraft*, Vol.51, No.6, pp.1864-1872, 2014.
- (32)H. Aono, et al, “A Study on Development of Airfoil Shape Toward Low Reynolds-Number Dependence of Aerodynamic Characteristics Under Low-Reynolds-Number-Flow Conditions”, *AIAA 2018-1085*, 2018.
- (33)J. H. Ferziger and M. Peric, 小林敏雄, 他 (訳), “コンピュータによる流体力学”, (シュプリンガー・フェアラーク東京株式会社), 2003.
- (34)F. Nicoud and F. Ducros, “Subgrid-Scale Stress Modelling Based on the Square of the Velocity Gradient Tensor”, *Flow, Turbulence and Combustion*, 62, pp.183-200, 1999.
- (35)J. B. Barlow, W. H. Rae, A. Pope, “Low-Speed Wind Tunnel Testing”, (Wiley-Interscience Publication) , 1999.
- (36)T. J. Mueller, and T. F. Burns, “Experimental Studies of the Eppler 61, Airfoil at Low Reynolds Numbers,” 20th Aerospace Sciences Meeting, *AIAA Paper 1982-0598*, 1982.
- (37)大久保勇樹, “火星探査航空機の高性能主翼開発に向けた空力研究”, 九州大学卒業論文, 2018.
- (38)梶原克弥, “前縁剥離泡に対する主流乱れ強さの影響”, 九州大学卒業論文, 2019.

謝辞

大学、大学院にて研究を行い、修士論文を書き上げるまでに多くの方々にお世話になりました。お世話になった方々に感謝の言葉を述べさせていただきます。

安養寺正之准教授には、指導教員として多大なご指導をうけ、実験、数値計算、解析全てにわたる研究の助言、論文作成にあたるご指摘など数多くのことをご指導いただきました。3年間多くの時間を割いて導いていただき、誠にありがとうございました。

信州大学青野光准教授には共同研究による学会発表、修士2年から取り組んだ数値計算において大変お世話になりました。ここに心より御礼申し上げます。

大和裕里秘書には、本研究室における事務関連等、陰ながら様々な便宜を図って頂きました。ここに心から御礼申し上げます。

研究室の同期である王文才くん、金川昌弘くん、梶原克弥くん、金川昌弘くん、小林亮太くん、土黒聖斗くん、平松修一くんに感謝の意を表します。特に学部4年生から3年間同じ研究室で過ごした梶原くん、小林くん、平松くんには公私ともども大変お世話になりました。今後のみんなの活躍を期待しています。

数値計算を行うにあたって同研究グループの青木くん、向原くん、数値計算を先立って行っていた宇佐見くんとは研究を進める中で切磋琢磨できる良いグループであったと思います。ここに感謝の意を表します。

また、学部4年の宮武くんの研究意欲には大いに刺激を受けました。今後の研究活動を応援しています。

最後に、この大学、大学院の6年間で経済的にも精神的にも支えてくれた両親、家族に感謝します。日頃よりたくさんの支援をしていただき、学業、研究に打ち込める環境を与えてくださったことを深く感謝申し上げます。

多くの方々のお力添えにより、この論文を完成させることができました。この場を借りてお礼申し上げます。

令和3年2月5日

大野 晴之