

2023年度 学位論文（修士）

プロペラ後流中にある  
火星探査航空機主翼の空力特性

2024年2月29日

東京都立大学大学院  
システムデザイン研究科 システムデザイン専攻  
航空宇宙システム工学域 博士前期課程

22863626 長谷川 奈南

指導教員 金崎 雅博



## 目次

第 1 章	序論	3
1. 1	航空機による火星探査 . . . . .	3
1. 2	低レイノルズ数環境におけるプロペラ後流の影響 . . . . .	6
1. 3	研究目的 . . . . .	7
第 2 章	研究対象	8
2. 1	対象形状 . . . . .	8
2. 2	対象翼型 . . . . .	8
第 3 章	数値流体力学計算	12
3. 1	準二次元計算 . . . . .	12
3. 2	数値流体力学 . . . . .	14
3. 3	プロペラのモデル化手法 . . . . .	15
3. 4	計算条件 . . . . .	17
第 4 章	結果と考察	18
4. 1	石井翼型をもつ翼 . . . . .	18
4. 2	プロペラ後流にある翼の翼厚による影響 . . . . .	22
4. 2. 1	各迎角における比較 . . . . .	22

---

4. 2. 2	$C_L$ 一定条件での比較 . . . . .	22
4. 3	プロペラ後流にある翼のキャンバー最大位置による影響 . . . . .	28
4. 3. 1	各迎角における比較 . . . . .	28
4. 3. 2	$C_L$ 一定条件での比較 . . . . .	29
4. 4	プロペラ後流にある翼のキャンバー最大高さによる影響 . . . . .	36
4. 4. 1	各迎角における比較 . . . . .	36
4. 4. 2	$C_L$ 一定条件での比較 . . . . .	37
第 5 章	結論	43
	謝辞	45
	参考文献	46
	Appendix	49
A	数値計算 . . . . .	49
A. 1	支配方程式 . . . . .	49
A. 2	乱流モデル (Shear Stress Transport(SST)-2003) . . . . .	53
A. 3	遷移モデル (Menter $\gamma$ - $Re\theta_t$ 乱流遷移モデル) . . . . .	55
B	プロペラ後流中にある翼のキャンバー有無による影響 . . . . .	58
B. 1	各迎角における比較 . . . . .	58
B. 2	$C_L$ 一定条件での比較 . . . . .	58



## 第 1 章 序論

### 1. 1 航空機による火星探査

大気を有する火星は、地球から近距離にあり生命の存在条件を満たした惑星として多くの探査機が送られてきた<sup>[1][2]</sup>。その地質学的多様性や環境システムを定量的に理解することは、惑星科学の進歩に貢献するとされる<sup>[3]</sup>。これまでにアメリカ航空宇宙局 (National Aeronautics and Space Administration: NASA)、欧州宇宙機関 (European Space Agency: ESA) など各国で火星探査が活発に行われており、ランダやローバ<sup>[4]</sup>、オービタ<sup>[5]</sup>が送り込まれている。加えて、火星の大気を利用する小型無人航空機による探査の可能性についてもさまざまな研究・検討が行われてきた。2021 年には NASA の Jet Propulsion Laboratory (JPL) によるヘリコプタ Ingenuity<sup>[6]</sup> が世界初の火星大気圏内での飛行実証に成功した。しかし、固定翼航空機による火星での飛行実証および探査は未だ達成されていない。

固定翼航空機による探査は、オービタに比べ高精度・高解像度なデータ取得、ランダやローバ、ヘリコプタに比べ広範囲な探査や断層などの起伏に富んだ地形の調査を可能とする新たな手段として期待される。固定翼航空機について NASA Langley 研究所では図 1. 1 に示す推進系に液体ロケットを用いた Aerial Regional-scale Environmental Survey of Mars (ARES)<sup>[7]</sup> が提案された。日本でも宇宙航空研究開発機構 宇宙科学研究所 (Japan Aerospace eXploration Agency / Institute of Space and Astronautical Science: JAXA/ISAS) の火星探査航空機リサーチグループによって、推進系に電気モーター駆動式プロペラを用いることを想定した図 1. 2 に示すような固定翼航空機が提案された<sup>[8]</sup>。火星

探査航空機実現を目指して研究開発が進められており<sup>[9]</sup>，2023 年度夏には大樹航空宇宙実験場にて飛行実証機（MABE-2）による第 2 回高高度飛行試験が実施され<sup>[10]</sup>，大気球で試験機を大気密度，温度とも火星とほぼ同じである高度約 36km まで上昇させて飛行試験が行われた．しかしながら，MABE-2 はプロペラが搭載されていない滑空機である．将来の実機設計に向けてプロペラの開発，プロペラ後流を搭載した機体の空力特性調査を行うことは有用であるとする．



図 1. 1 ARES<sup>[7]</sup>



図 1. 2 火星探査航空機のイメージ図<sup>[11]</sup>

### 1.2 低レイノルズ数環境におけるプロペラ後流の影響

地球を飛行する航空機のプロペラ後流の影響に関しては多くの研究や実践があるが、火星飛行機のプロペラ後流に関する調査例は少ない。火星環境は大気密度が地球の約 100 分の 1 であるため、重力が  $1/3$  程度であることを考慮しても、地球上での航空機の 30 倍以上の揚力獲得が必要となり、それに伴う抗力低減も求められる。火星は地球と環境が大きく異なり、飛行に十分な推力を得るにはプロペラは地球のものより大きな直径かつ高速で回転させなくてはならない。よってプロペラ推進による火星航空機の実現のためには、低レイノルズ数環境下で高性能なプロペラおよび翼を別々に開発するだけでなく、プロペラ後流による主翼や舵面、舵効きへの影響調査も必要である。

低レイノルズ数環境におけるプロペラ後流の影響について、数値流体力学 (Computational Fluid Dynamics : CFD) と風洞試験の両面から調査が行われている。プロペラ後流の有無による舵面への影響について、倉根ら<sup>[12]</sup>は舵面をもつ翼を対象に、2 種類の翼型で風洞試験を実施した。プロペラを翼前縁に設置したとき、プロペラ後流によって舵面上の剥離が抑制されるため、舵面性能の向上が期待できることを示した。この舵面性能は翼型に大きく依存することも示唆された。伊神ら<sup>[13]</sup>は、プロペラ後流中の舵面をもつ翼の舵効きについて、感温塗料を用いてスパン方向の流れ場分布にも注目した風洞試験を行った。舵面性能はプロペラの回転方向、吹き上げ、吹き下ろし、およびモーターの影響を受ける翼面の割合で変化する可能性があることを示した。

全機形状を対象に舵効きへの影響も調査されており、中村ら<sup>[14]</sup>は全機形状に対して定常 CFD を実施し、プロペラを主翼前縁または後縁に配置した場合に、プロペラ後流がエレベータの舵効きに及ぼす影響を調査した。プロペラ後流中ではプロペラ無しの場合に比べ

て、頭下げ方向のピッチングモーメントが大きく、プロペラ配置は後縁側の方が頭下げ方向のピッチングモーメント大きいことを示した。

プロペラ後流の有無による固定翼の空力性能について、古澤ら<sup>[15]</sup>は石井翼に対して非定常 CFD を行い、プロペラ後流の影響によって剥離の成長が抑えられ、低迎角から高迎角まで線形的に揚力係数が上昇することを示した。牧野ら<sup>[16]</sup>は 3 種類の翼形状に対して風洞試験を実施し、それぞれの翼に対してプロペラ後流が主翼に与える影響調査を行った。その結果、プロペラ後流の効果は翼型によって異なり、プロペラ後流によって剥離点が移動することでプロペラ後流有無での空力特性の違いを生むことが示された。倉根ら<sup>[12]</sup>の実施したプロペラ後流が舵面に与える影響調査について、舵角  $0^\circ$  の場合の結果より、プロペラ進行率  $J = 0.8$  のプロペラを主翼の前方に配置した場合、最大揚抗比が増加した。また、プロペラ後流によって剥離泡が抑制されるため、プロペラ後流の有無で翼型が最大揚抗比を得る迎角が異なることも示された。しかしながら、これらの事例は 1~3 ケース程度の翼形状に対してのものであり、キャンバーや翼厚分布といった翼型の変化を伴うプロペラ後流中にある翼性能に関する体系的な知見に至ってはいない。

### 1. 3 研究目的

本研究では CFD を用いて、プロペラ後流中の火星探査航空機主翼翼型の翼厚やキャンバーを変化させたうえで準二次元計算を行い、翼性能や翼周りの流れ場への影響を調査する。

## 第 2 章 研究対象

### 2. 1 対象形状

対象形状は図 2. 1 に示す第二回高高度飛行試験実証機である MABE-2 の風洞試験機モデル片翼と同等の短形翼を平面形とする<sup>[17]</sup>．主翼前縁のスパン中央に 1 基配置しプロペラと主翼間の距離は大山ら<sup>[18]</sup>による火星探査用小型飛行機の検討を参考に設定している．

### 2. 2 対象翼型

対象翼型と形状パラメータを表 2. 1 に示す．主翼コード長を基準として、 $z_t$  は最大翼厚高さ、 $x_t$  は最大翼厚位置、 $z_c$  はキャンバー最大高さ、 $x_c$  はキャンバー最大位置である．表 2. 1 (a) に示す石井翼<sup>[19]</sup>は低レイノルズ数条件下で高性能であるとされ<sup>[20]</sup>，MABE-2 の主翼翼型に採用されている．

本研究では、プロペラ後流中の翼厚とキャンバーを変化させた翼形状へのプロペラ後流の影響を調べる．翼厚について、表 2. 1 (b) に示す NACA0006 と NACA0012 を比較する．プロペラ後流中のキャンバーを変化させた翼型への影響は、表 2. 1 (c) に示す翼型を比較する．翼厚に関するパラメータは石井翼を参考に固定し、キャンバーに関するパラメータのみを変化させる．キャンバーを変化させた翼型の定義は NACA 翼の定義式<sup>[21]</sup>を用いる．翼厚分布の定義式を式 (2. 1) に示す．

$$\frac{y_t}{c} = a_0 \left( \frac{x}{c} \right)^{1/2} + a_1 \left( \frac{x}{c} \right) + a_2 \left( \frac{x}{c} \right)^2 + a_3 \left( \frac{x}{c} \right)^3 + a_4 \left( \frac{x}{c} \right)^4 \quad (2. 1)$$

ここで  $c$  はコード長である．翼厚比  $2y_t = 0.2$  を基準として係数  $a_0 \sim a_4$  を求めるための境

界条件を以下に示す.

$$\begin{cases} (y_t)_{x=0.1} = 0.078 \\ (y_t)_{x=0.25} = 0.1, & \left(\frac{dy_t}{dx}\right)_{x=0.25} = 0 \\ (y_t)_{x=1.0} = 0.002, & \left(\frac{dy_t}{dx}\right)_{x=1.0} = -0.234 \end{cases} \quad (2.2)$$

キャンバー分布は図 2.2 に示すように, キャンバー最大位置より前縁と後縁で定義式が分かれる. 前縁側の形状定義式を式 (2.3) に, 後縁側の形状定義式を式 (2.4) に示す.

$$y_c = \frac{m}{p^2}(2px - x^2) \quad (2.3)$$

$$y_c = \frac{m}{(1-p)^2}(2px - x^2) \left\{ (1-2p) + 2px - x^2 \right\} \quad (2.4)$$

ここで  $p$  は最大キャンバー位置,  $m$  は最大キャンバー高さである.

石井翼は  $xt=25\%$ ,  $zt=7.1\%$ ,  $xc=62\%$ ,  $zc=2.3\%$  であり, このパラメータで定義した翼型をベース翼型 (BASE) として, キャンバー最大位置に関する調査では, 最大位置をコード長の 30% ( $xc30$ ), 80% ( $xc80$ ), および 62% の BASE 形状について比較する. キャンバー最大高さに関する調査では, 最大高さをコード長の 1% ( $zc1$ ), 4% ( $zc4$ ), および 2.3% の BASE 形状について比較する.

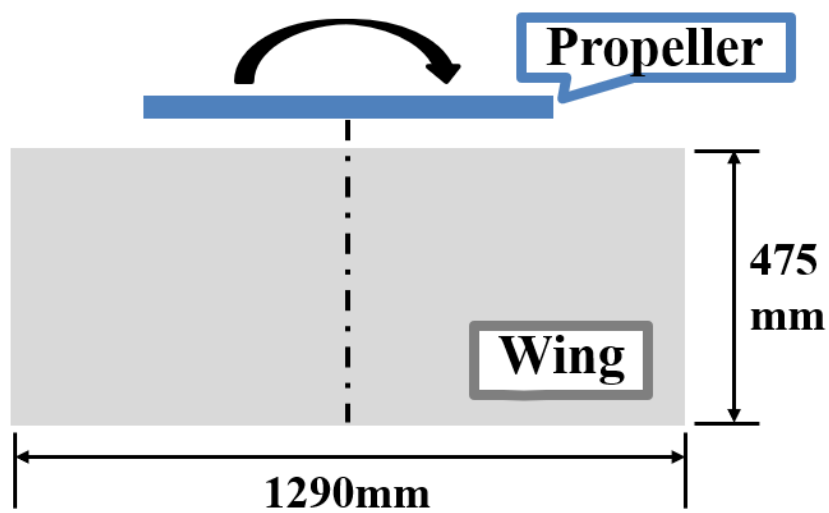


図 2. 1 対象形状

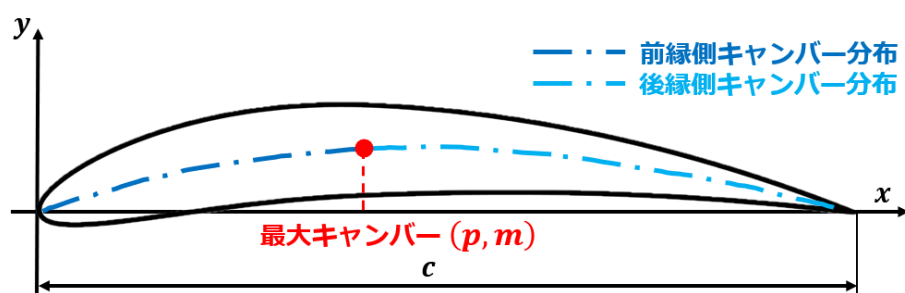










図 2. 2 キャンバー分布定義



表 2.1 对象翼型

case						
(a)	Ishii					
(b)	NACA0006					
	NACA0012					
(c)			$xt$ [%]	$zt$ [%]	$xc$ [%]	$zc$ [%]
	Base		25	7.1	62	2.3
	xc30		25	7.1	30	2.3
	xc80		25	7.1	80	2.3
	zc1		25	7.1	62	1
	zc4		25	7.1	62	4

## 第 3 章 数値流体力学計算

### 3.1 準二次元計算

本研究では，翼端渦などの三次元的な影響を排除し，プロペラ後流の影響に焦点を当てるため，主翼をスパン方向に延長することで翼端による影響を排除した準二次元計算を行う．図 3.1 に示すように，スパン長を左右に延長することで緩衝領域を設け，対象領域を疑似準二次元とみなした上で空力係数値を取り出す手法を用いる．

対象領域で翼の三次元的な影響が排除され，疑似準二次元計算となっているかを確認するため，プロペラ後流無しの石井翼型をもつ翼に対して  $\alpha = 8^\circ$  で計算を行った．図 3.2 に示すように，スパン方向に圧力係数  $C_p$  の変化は有意にないため，3 倍のスパン長に対して計算を行うことで，目的の計算ができる．

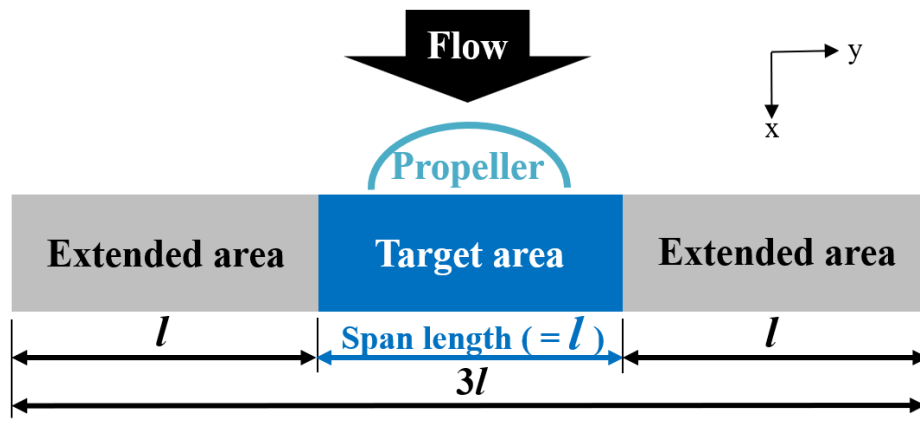


図 3. 1 計算形状

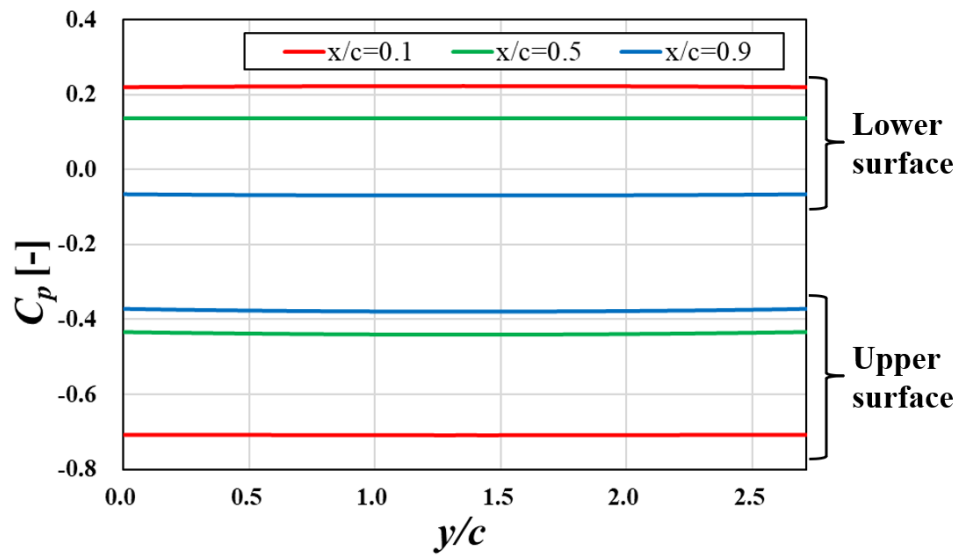


図 3. 2 石井翼プロペラ後流無し ( $\alpha = 8^\circ$ ) スパン方向  $C_p$

### 3.2 数値流体力学

計算格子は非構造格子とし，HexaGrid/ver1.1.1<sup>[22]</sup> を用いて生成する．格子を図 3.3 に示す．総格子点数は約 1100 万点であり，半裁モデルを用いる．境界層第 1 層目の厚さは  $Re = 21721$  で  $y_+ = 1$  とする．

支配方程式は Three-dimensional Compressible Navier-Stokes 方程式とし，Reynolds-Averaged Navier-Stokes Simulations (RANS) を用いて定常計算を行う．非粘性流束評価にはロバスト性が高く安定な Harten-Lax-Van Leer-Einfeld-Wada (HLLEW)<sup>[23]</sup> を用い，乱流モデルには Shear-Stress-Transport (SST)-2003<sup>[24]</sup> を，時間積分法には Lower-upper symmetric Gauss-Seidel (LU-SGS)<sup>[25]</sup> を用いる．遷移モデルとして Menter  $\gamma$ - $Re_{\theta t}$  乱流遷移モデル<sup>[26]</sup> を用いる．これらは谷口ら<sup>[17]</sup> の火星探査航空機の空力性能評価において風洞試験結果と良い一致を示した CFD 手法を参考に行っている．計算ソルバは，JAXA で開発された高速流体ソルバ FAST Aerodynamic Routines (FaSTAR) /ver 6.0.6<sup>[27]</sup> を用いる．手法は Appendix A にて詳説する．

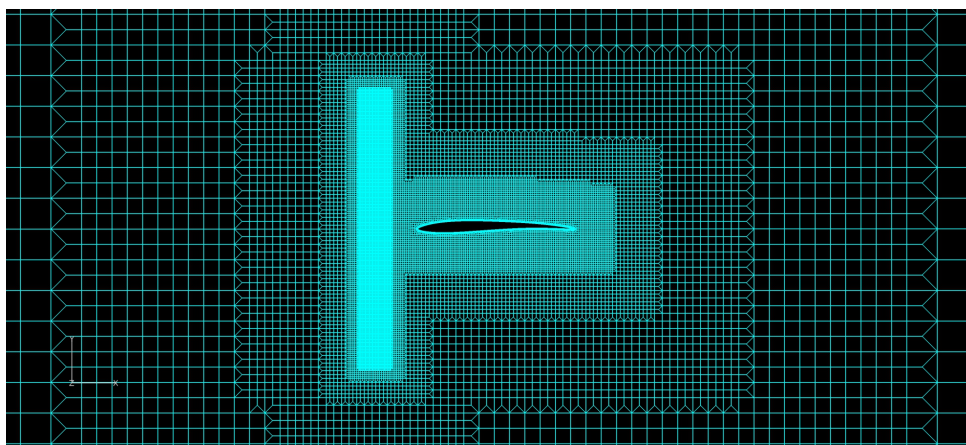


図 3.3 メッシュ

### 3.3 プロペラのモデル化手法

プロペラのモデル化は図 3.4 のような体積力モデリングによって、実形状がなくともプロペラ後流の定義ができる Actuator disk model (AD モデル) を用いる [28][29]. 図 3.5 のように軸方向と周方向に体積力を与えており、プロペラにより働く力を周方向に時間平均し、Navier-Stokes 方程式の外力項に付与する.

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \mathbf{Q} dv = \int_S \left[ \mathbf{F}(\mathbf{Q}) - \frac{1}{Re} \mathbf{F}_v(\mathbf{Q}) \right] \cdot d\mathbf{s} = \int_V \mathbf{S} dv \quad (3.1)$$

$\mathbf{Q}$  は保存量ベクトル,  $\mathbf{F}$  は非粘性ベクトル,  $\mathbf{F}_v$  は粘性ベクトル,  $\mathbf{S}$  は軸方向力と周方向力からなるベクトルである, 単位長さ当たりの軸力  $f_x$  は次式で表される.

$$f_x = \tilde{F} \hat{r}^m \left( \frac{a - \hat{r}}{a} \right)^n \quad (3.2)$$

$\hat{r}$  は次式で定義される.

$$\hat{r} = \frac{r - r_{in}}{R - r_{in}} \quad (3.3)$$

$r_{in}$  はハブがあるプロペラ内側の半径,  $\tilde{F}$  は軸方向力の値を与えるパラメータ,  $a, n, m$  は分布形状を定義するパラメータである. 単位長さ当たりの周方向力  $f_\theta$  は次式で定義される.

$$f_\theta = B f_x \left( \frac{P/D}{\pi(r/R)} \right) \quad (3.4)$$

$P/D$  はプロペラ直径  $D$  に対するプロペラピッチ  $P$  の比率であり, 周方向力の値の重みづけのためのパラメータ  $B$  を導入する.

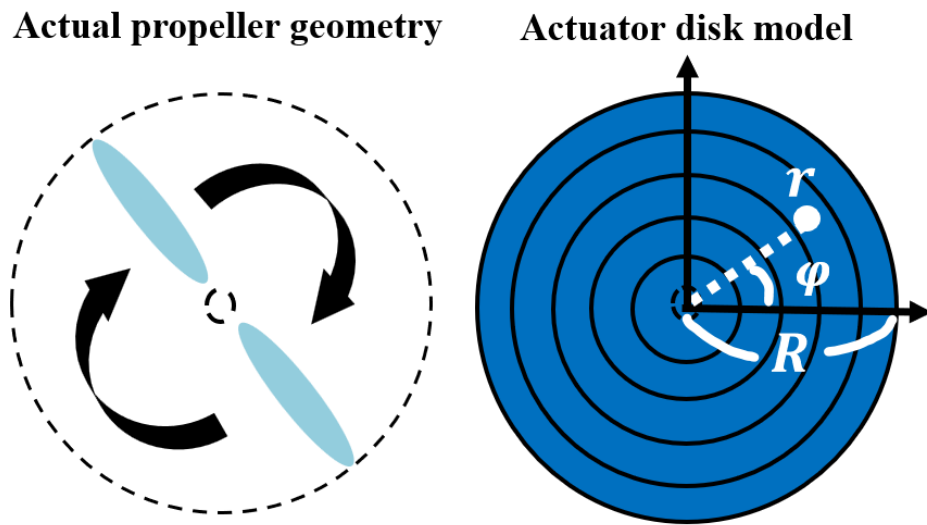


図 3. 4 AD モデルイメージ図

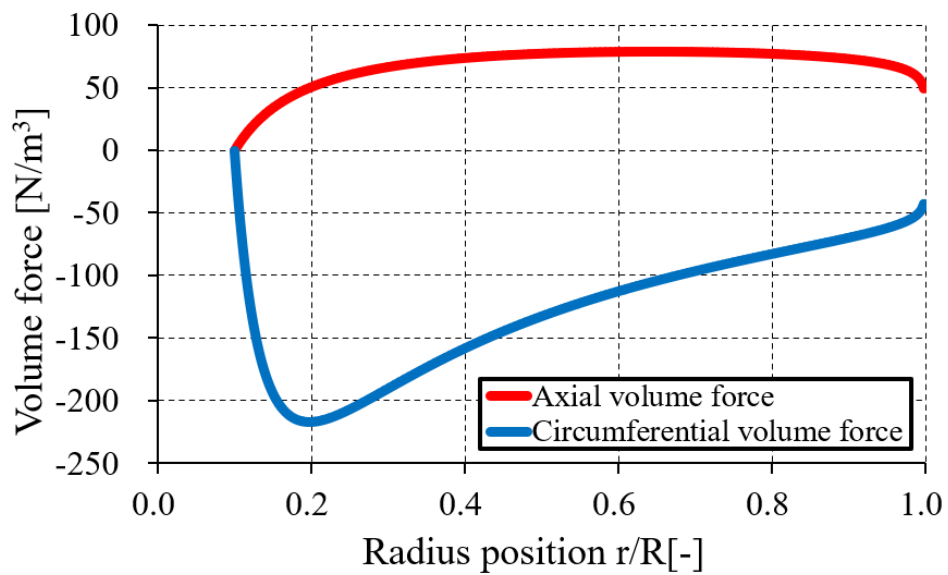


図 3. 5 体積力

### 3.4 計算条件

計算条件は表 3.1 に示す<sup>[30]</sup>. 火星大気環境での飛行と同等とし, レイノルズ数は主翼コード長基準で  $Re = 21721$  である. プロペラの推力は, 各迎角において MABE-2 の全機抵抗と等しいとして与える. 推力推算のための空力データベースは  $\alpha = 1^\circ$  刻みで作成し, 線形補間する. 表 3.2 に示す諸元は, 主に大山ら<sup>[30]</sup> による火星探査飛行機の多目的設計探査の諸元を参考に行っている. プロペラ進行率  $J$  は以下の式で表される.

$$J = \frac{U_\infty}{nD} \quad (3.5)$$

ここで  $U_\infty$  は流速,  $n$  はプロペラ回転数,  $D$  はプロペラ直径である.

表 3.1 主流条件

Variable		Value
Density	$\rho$ [kg/m <sup>3</sup> ]	0.0118
Temperature	$T_\infty$ [K]	270.2
Heat capacity ratio	$\gamma$ [-]	1.34
Sutherland Constant	C [-]	240
Gas Constant	R [J/kg · K]	191.8

表 3.2 プロペラ諸元

Variable		Value
Diameter	$D$ [m]	0.782
Propeller Rotational Speed	$n$ [rpm]	2404
Propeller Advance Rate	$J$ [-]	1.68

## 第 4 章 結果と考察

### 4. 1 石井翼型をもつ翼

プロペラ後流による翼や流れ場への影響について石井翼型をもつ翼を例として示す。各迎角における抵抗係数  $C_D$  と揚力係数  $C_L$ ，およびプロペラ有無での差を図 4. 1 に示す。以降プロペラ後流有りを w/ prop，プロペラ後流無しを w/o prop と表す。 $\alpha = 0^\circ$  ではプロペラ後流の有無による空力係数の差は小さいが，迎角が大きくなるにつれ与える推力も大きくなるため，差も大きい。 $\alpha = 4, 8^\circ$  に着目すると，いずれも w/ prop の方が  $C_D$ ， $C_L$  ともに大きい。これはプロペラ吹き上げ流と吹き下ろし流の効果で空力特性が変化し，剥離位置によってその効果に差が生まれるためと考えられる。

各迎角における石井翼の主翼表面流線および  $C_p$  分布を図 4. 2 に示す。プロペラ後流の影響は迎角によって変化しており，主翼表面上の流れの剥離位置と関係している。 $\alpha = 4^\circ$  のとき，剥離位置は翼弦の中央付近である。プロペラ後流の有無で流れ場を比較したとき，プロペラ吹き上げ流は剥離を促進し，プロペラ吹き下ろし流は剥離を抑制する。プロペラ吹き上げ側と吹き下ろし流側を比較したとき，吹き上げ流の影響の方が顕著である。しかし， $\alpha = 8^\circ$  では剥離位置が前縁付近になるため，プロペラ吹き下ろし流による剥離の抑制の影響の方が顕著になり，吹き上げ流による影響はほとんどみられない。よって  $\alpha = 4^\circ$  ではプロペラ吹き上げ側と吹き下ろし側で後流の効果が相殺されるため， $\alpha = 8^\circ$  と比較するとプロペラ後流有無での空力係数の差が小さくなるものと考えられる。

プロペラ吹き上げ流と吹き下ろし流の影響に着目する。吹き上げ側では主翼の迎角が局所



的に大きくなるため剥離しやすくなり，一方で吹き下ろし流側では迎角が局所的に小さくなることから剥離が抑制される．図 4. 2 の  $\alpha = 8^\circ$  においてプロペラ吹き下ろし流側の後縁に着目すると，w/o prop と比較して圧力は高い．これは迎角が局所的に小さくなることによる剥離抑制の効果である一方で，プロペラ吹き下ろし流の影響で迎角が小さく，翼表面上での加速も小さい．よって，剥離が起こらない場合の表面圧力は w/o prop と比較して下がりにくい状態にあると考えられる．

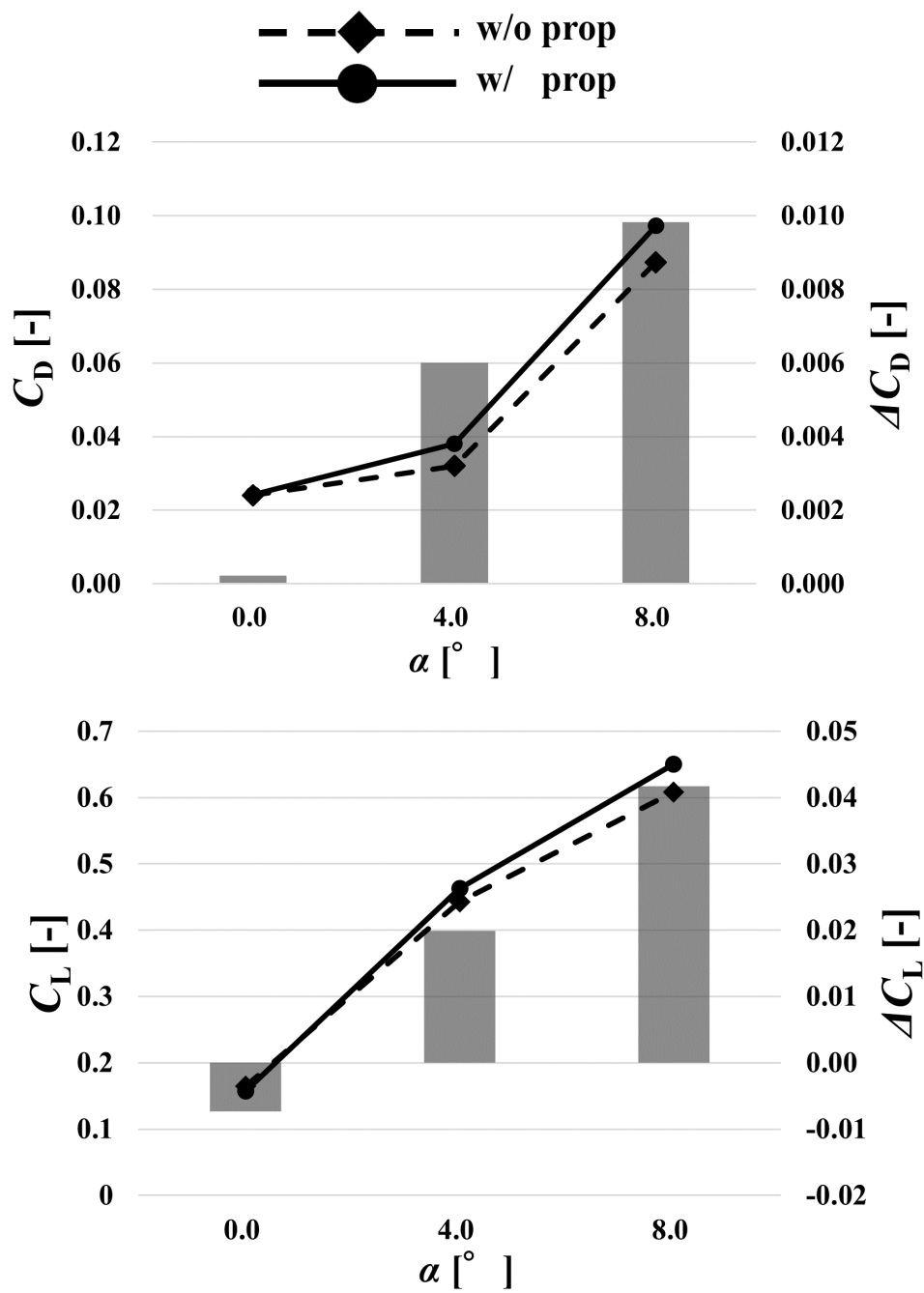


図 4. 1 石井翼型をもつ翼の各迎角における  $C_D$  と  $C_L$  およびプロペラ有無の差

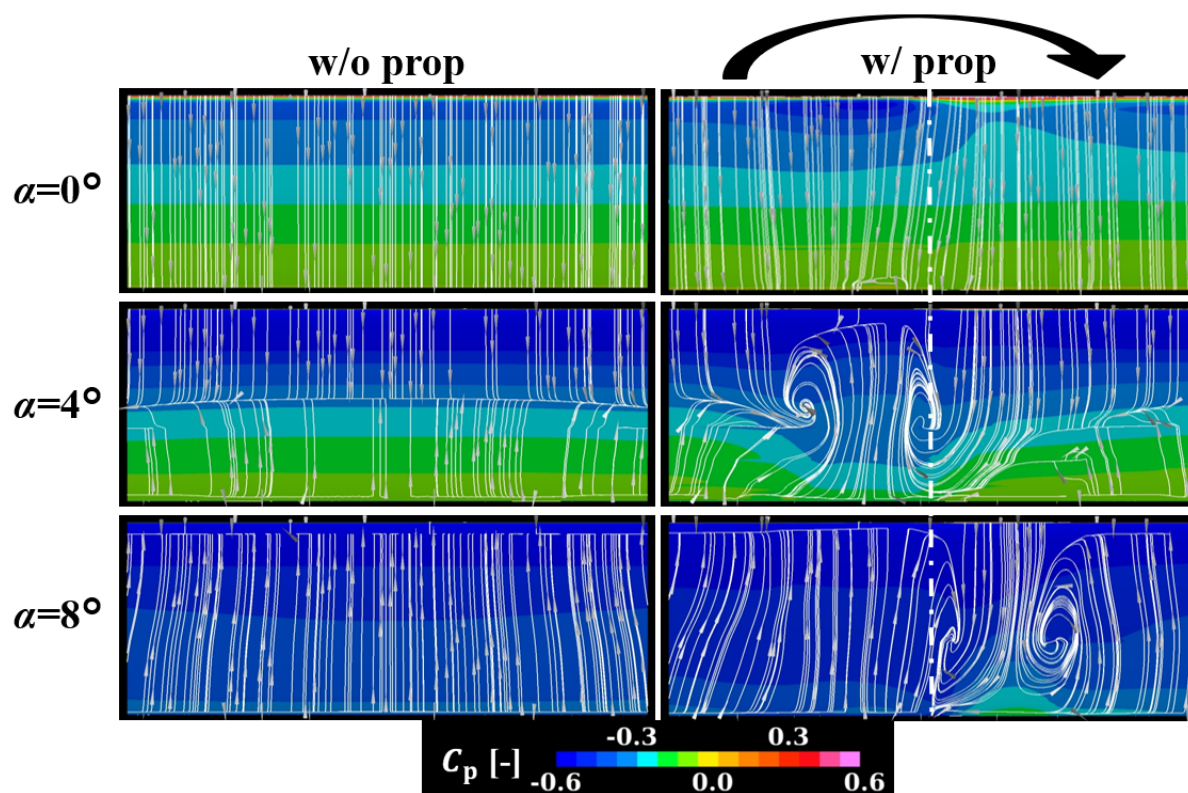


図 4. 2 石井翼型をもつ翼の各迎角における主翼表面流線および  $C_p$  分布

## 4. 2 プロペラ後流にある翼の翼厚による影響

### 4. 2. 1 各迎角における比較

NACA0006 と NACA0012 の  $C_D - \alpha$  と  $C_L - \alpha$  を図 4. 3 に示す.  $C_D$  は  $\alpha = 4^\circ$  まで NACA0012 の方が大きく,  $\alpha = 8^\circ$  ではプロペラ有無それぞれで NACA0006 の方が大きい.  $C_L$  はどの迎角においても NACA0006 の方が大きく, 低レイノルズ数域では厚翼よりも薄翼の方が空力性能が優れていることが一般に知られており, その傾向と一致する.

### 4. 2. 2 $C_L$ 一定条件での比較

$\alpha = 4^\circ$  における石井翼型をもつ翼の w/o prop の  $C_L=0.44$  を基準にした比較を行う. 図 4. 4 に示す  $C_D$  より, 両翼共にプロペラ後流によって  $C_D$  が減少し, その差は NACA0012 の方が大きい. 図 4. 5 に主翼表面流線および  $C_p$  分布を示す. w/o prop に着目すると, 両翼共に前縁付近から剥離しているため, 吹き上げ流の影響よりもプロペラ吹き下ろし流の影響が顕著である. よって翼厚の違いによるプロペラ後流の影響の差は, この場合 w/o prop の剥離位置には依存していない.

プロペラ吹き上げ側と吹き下ろし側の断面  $C_p$  分布を図 4. 6 に示す. 両翼共に吹き上げ側ではプロペラ後流有無での変化は小さい. 吹き下ろし側では w/o prop と比較して翼上面前縁でサクションピークが弱い. 後縁付近では圧力の上昇がみられる. 翼下面に着目すると前縁で圧力が減少しており, 前縁付近で吹き下ろし流の影響により局所的に迎角が小さくなる影響によるものと考えられる. その影響は NACA0006 より NACA0012 の方が大きく, 図 4. 4 で  $C_D$  の差が大きくなったものとする. 図 4. 7 にプロペラ吹き下ろし流側の断面速度分布を示す. NACA0006 ではプロペラ吹き下ろし流によって後縁まで剥離が抑制されているが, NACA0012 では後縁で剥離が生じている. NACA0012 は厚翼であるため, 薄翼で

翼上面の形状がフラットな NACA0006 に比べて後縁付近は翼の形状による局所的な迎角が大きく剥離しやすい形状であり，剥離領域に対してプロペラ後流の影響範囲が小さいためと考えられる．

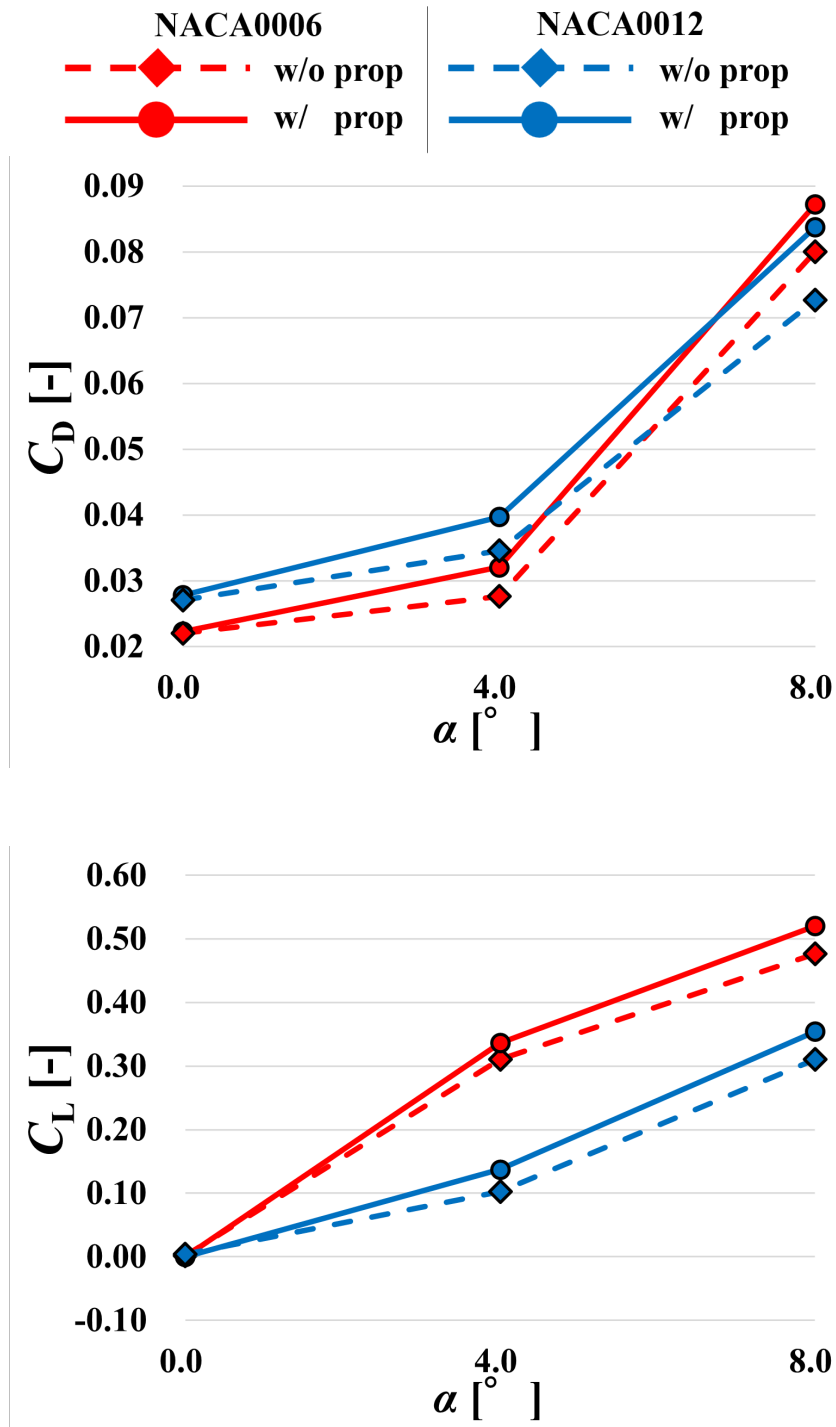


図 4. 3 翼厚の違いによる各迎角の  $C_D$  と  $C_L$

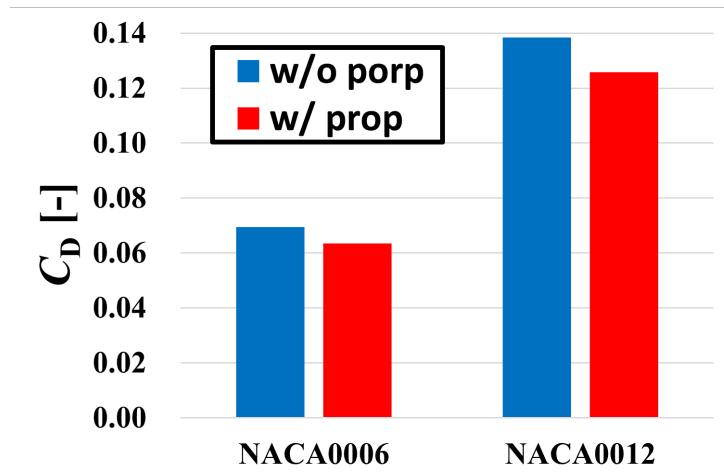


図 4. 4 翼厚の違いによる  $C_L=0.44$  での  $C_D$  の比較

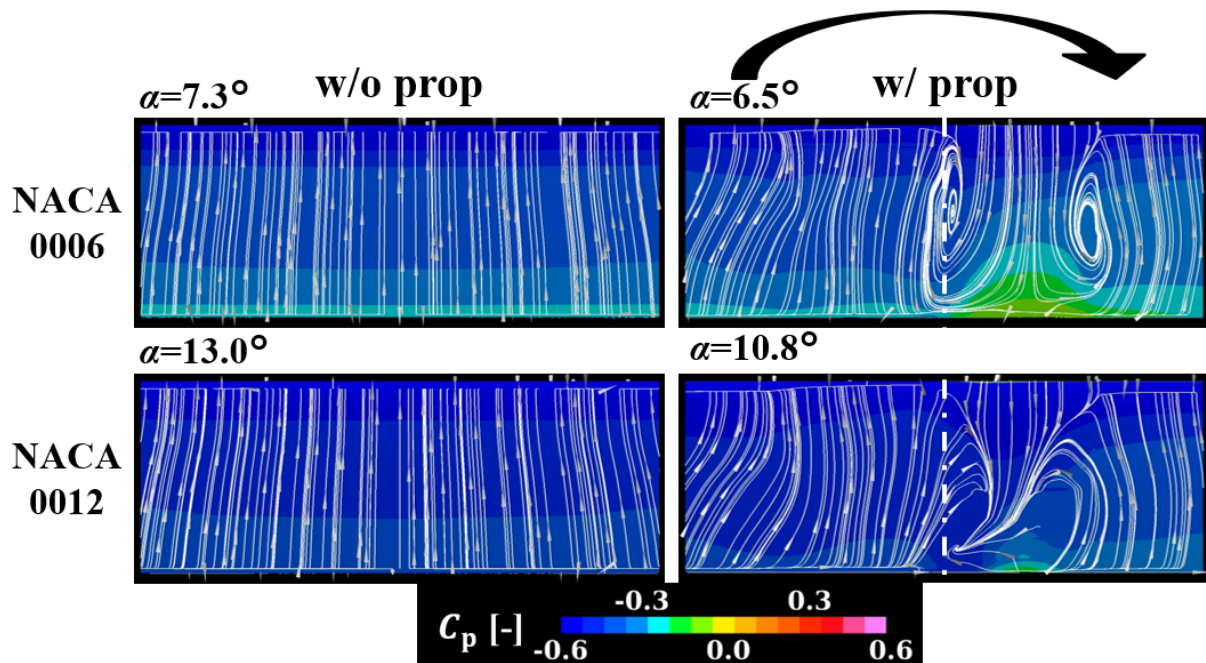


図 4. 5 翼厚の違いによる  $C_L=0.44$  での主翼表面流線および  $C_p$  分布の比較

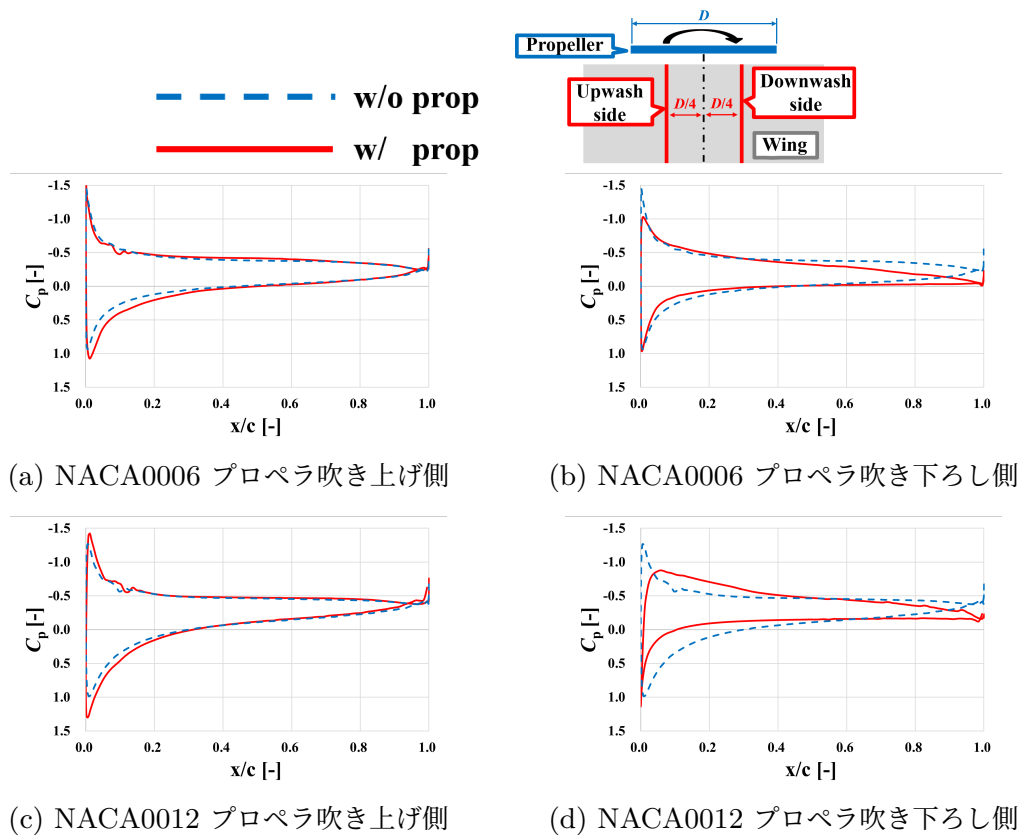
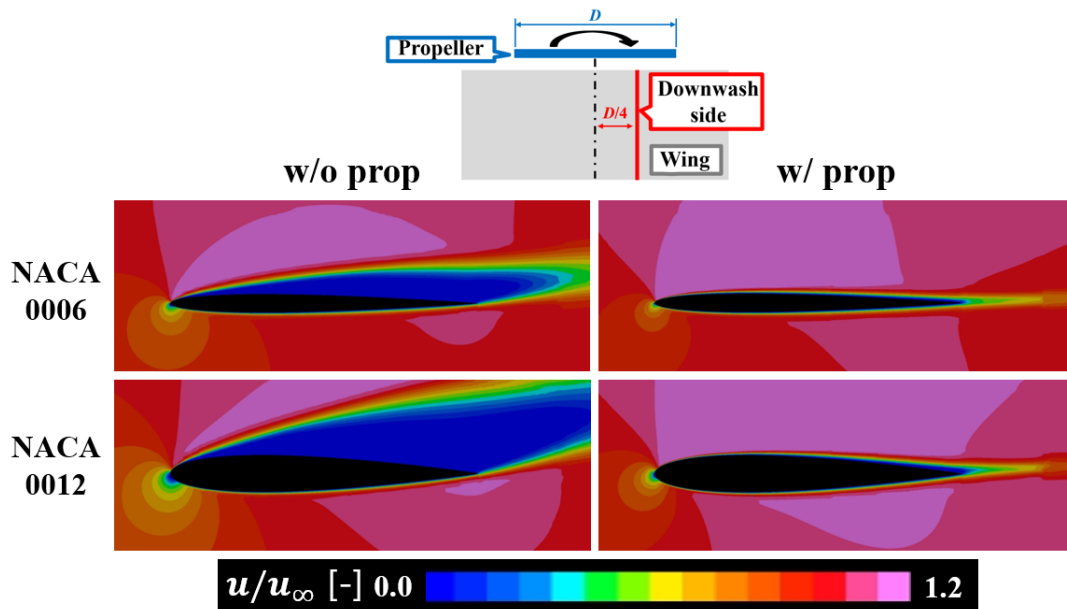
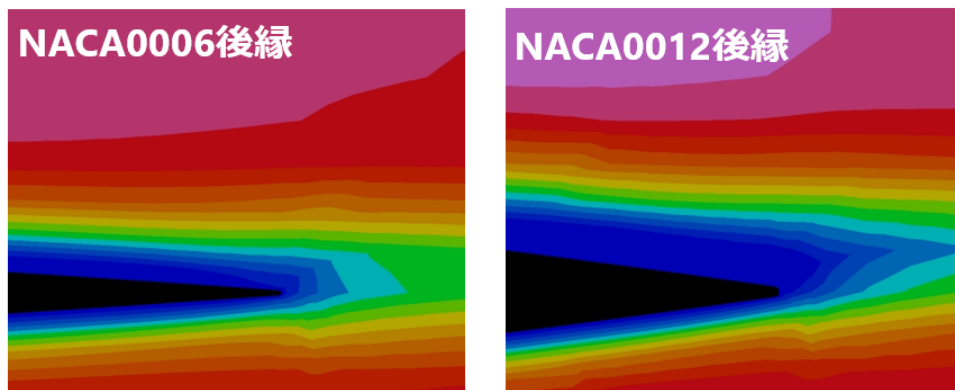


図 4. 6 翼厚の違いによる  $C_L=0.44$  での断面  $C_p$  分布の比較





(a) 翼断面全体図



(b) w/ prop 後縁側拡大図

図 4. 7 翼厚の違いによる  $C_L=0.44$  でのプロペラ吹き下ろし流側の断面速度分布の比較

### 4.3 プロペラ後流にある翼のキャンバー最大位置による影響

#### 4.3.1 各迎角における比較

キャンバー最大位置を変化させた翼の  $C_D - \alpha$ ,  $C_L - \alpha$ ,  $L/D - \alpha$  を図 4.8 に示す. w/o prop に着目すると,  $\alpha = 0^\circ$  で翼ごとの差は小さく,  $\alpha = 4, 8^\circ$  では  $C_L$  についてキャンバー最大位置が後方側にあるほど大きい. これはキャンバー最大位置が後縁側にあるほど前縁側は平坦な形状になり, 流れが剥離しにくいことに起因すると考えられる. キャンバー最大位置が前縁側の xc30 は他の翼と異なる傾向を示し,  $C_L$  が  $\alpha$  に対して直線的に変化している. w/ prop についても w/o prop と同様の傾向を示す. プロペラ後流有無での相違に着目すると,  $\alpha = 4^\circ$  で xc30 は他の翼に比べ  $C_L$  の差が大きい.  $L/D$  についても BASE と xc80 は w/o prop より w/ prop の方が小さいのに対して, xc30 は w/prop の方が大きい.

xc30 が他の翼と異なる傾向を示した理由を考察するために,  $\alpha = 4^\circ$  での各翼の主翼表面流線および  $C_p$  分布を図 4.9 に示す. w/o prop に着目すると, キャンバー最大位置が前方にあるほど前縁側で剥離している. xc30 については剥離線より後縁側で流れがスパン方向に乱れており, 周期性もみられる. w/o prop でもスパン方向に流れが不安定になるのは, xc30 は他の翼に比べ三次元的な影響が大きく, 翼端渦がスパン方向に周期的な影響を及ぼしたことが原因であると考えられる. よって図 4.8 に示した空力係数も他の翼と異なる傾向を示している可能性がある. w/ prop について吹き上げ側と吹き下ろし側を比較したとき w/o prop での剥離位置の違いから, xc30 は吹き下ろし側, BASE と xc80 は吹き上げ側の方が影響が相対的に大きい. 図 4.10 に示すプロペラ吹き上げ側と吹き下ろし側の断面  $C_p$  分布より, w/o prop ではキャンバー最大位置が前縁側にあるほど前縁付近での負圧が小さい.

プロペラ後流の影響について、吹き上げ側の翼上面前縁付近では全ての翼でプロペラ後流によって負圧が増加しており、BASE と xc80 についてはサクションピークがみられるが xc30 では弱い。吹き下ろし側の前縁付近では、プロペラ後流によって全ての翼で負圧が減少しており、xc30 は BASE と xc80 に比べてその影響が小さい。 $x/c=0.2$  より後縁側で BASE と xc80 はプロペラ後流有無による変化が小さいが、xc30 は  $x/c=0.2\sim 0.7$  付近で翼上面の負圧が増加、 $x/c=0.7$  より後縁側では負圧が減少している。よって xc30 は吹き下ろし流による翼上面前縁の負圧減少が小さく、 $x/c=0.2\sim 0.7$  では負圧が増加したことから、プロペラ後流中に翼があるときに  $C_L$  が増加したと考えられる。一方 BASE と xc80 では吹き上げ流による翼上面前縁の負圧増加と吹き下ろし流による翼上面前縁の負圧減少によってプロペラ後流の影響を打ち消し合い、xc30 に比べてプロペラ有無の差が小さくなると考えられる。

#### 4. 3. 2 $C_L$ 一定条件での比較

$\alpha = 4^\circ$  における BASE 翼型をもつ翼の w/o prop の  $C_L=0.43$  を基準に比較する。 $C_D$  を図 4. 11 に、主翼表面流線および  $C_p$  分布を図 4. 12 に示す。キャンバー最大位置が前縁側の方がプロペラ後流有無での迎角の差も大きいため  $C_D$  の差は大きく、xc30 は w/o prop より w/ prop の方が  $C_D$  が小さい。図 4. 12 の w/o prop に着目するとキャンバー最大位置が前縁側にあるほど剥離位置は前縁側になる。w/ prop と比較すると、特に吹き下ろし側の剥離抑制効果に関して、BASE と xc80 よりも xc30 は顕著にあらわれている。xc30 の吹き下ろし側の後縁付近では w/o prop の  $C_p$  分布と比較して、圧力の高い領域があらわれている。

図 4. 13 に示すプロペラ吹き上げ側と吹き下ろし側の断面  $C_p$  分布より、翼上面前縁付近に着目すると、吹き上げ側では全ての翼でサクションピークが強まっており、吹き下ろし

側ではサクシヨンピークが弱まっている．吹き下ろし側の  $x/c=0.2$  より後縁側は BASE と xc80 はプロペラ後流有無での差が小さいが，xc30 は w/o prop と比較して  $x/c=0.2\sim 0.6$  付近では負圧が増加し， $x/c=0.6$  より後縁側は負圧が減少する．よって BASE と xc80 については吹き上げ流による翼上面前縁の負圧増加より吹き下ろし流による翼上面前縁の負圧減少の影響が大きく  $C_D$  が増加したと考えられる．xc30 は吹き下ろし流によって後縁では負圧が減少したため，図 4. 11 で示したようにプロペラ後流中に翼があるとき  $C_D$  が減少したと考えられる．

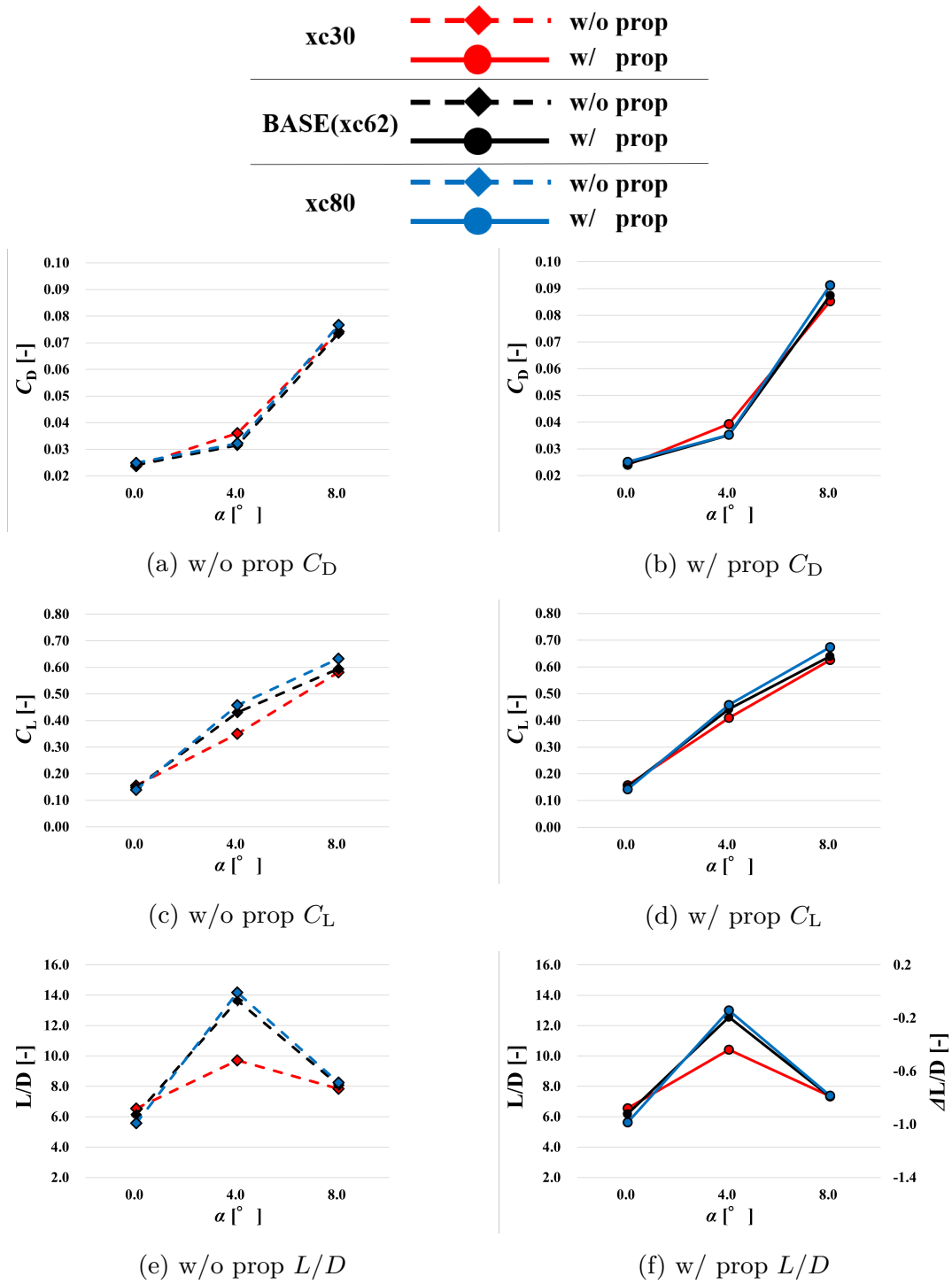


図 4. 8 キャンバー最大位置の違いによる各迎角の空力係数の比較

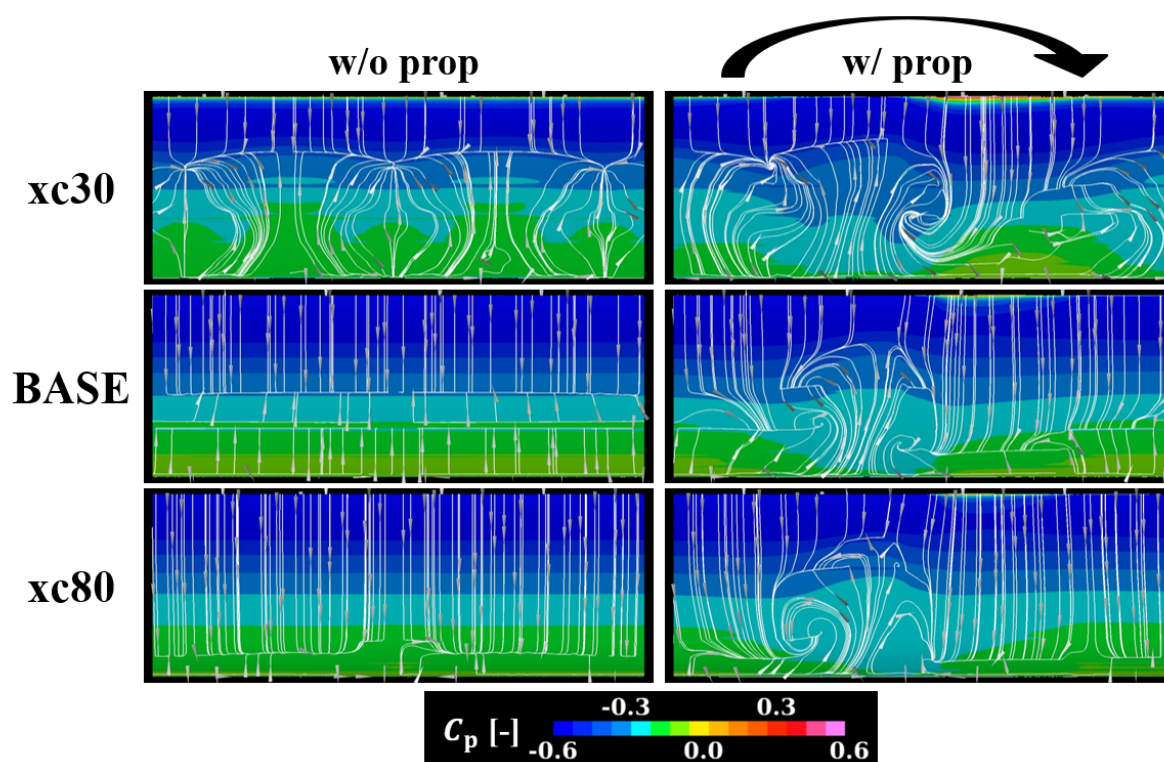


図 4. 9 キャンバー最大位置の違いによる主翼表面流線および  $C_p$  分布 ( $\alpha = 4^\circ$ ) の比較

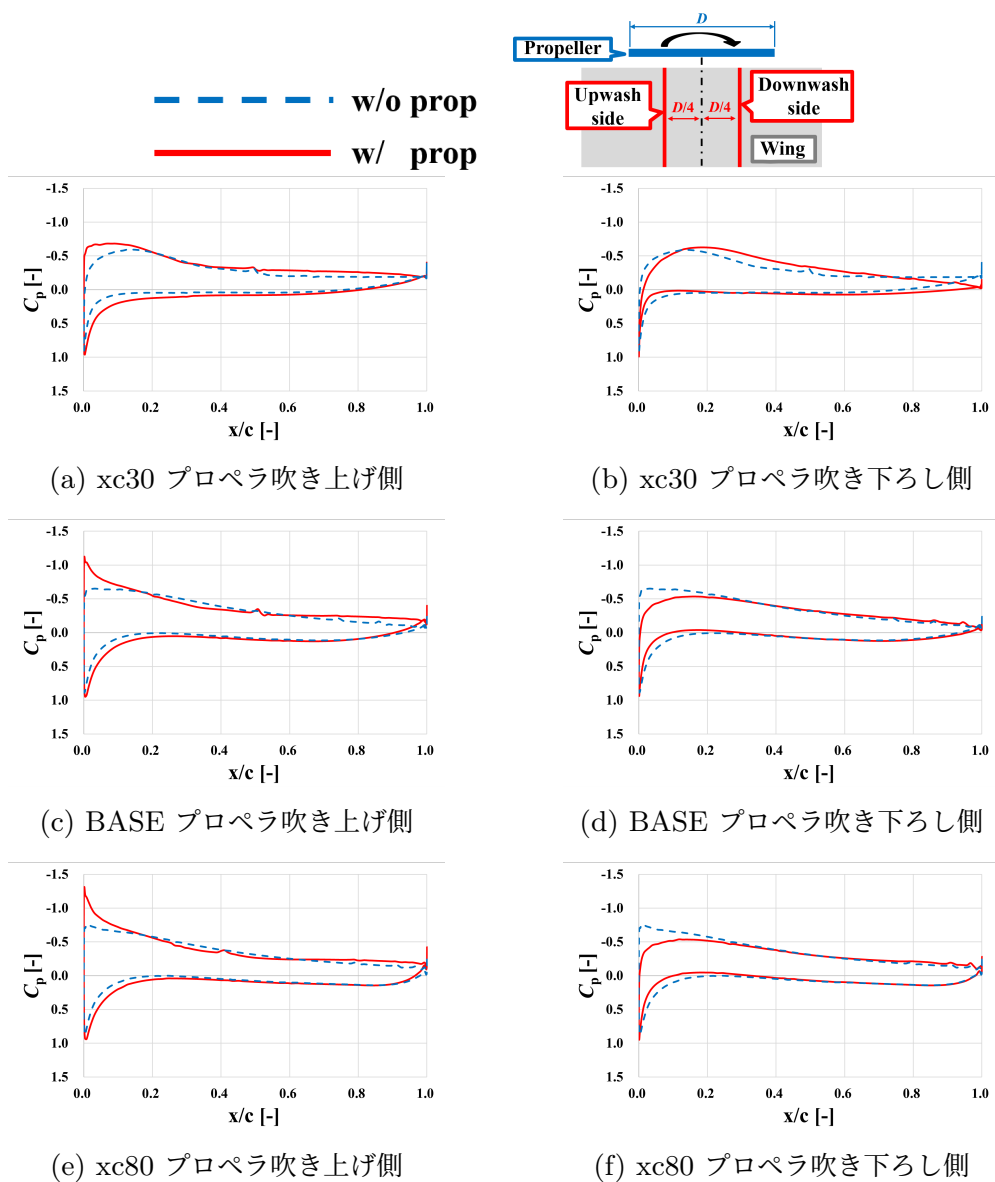


図 4.10 キャンバー最大位置の違いによる断面  $C_p$  分布 ( $\alpha = 4^\circ$ ) の比較

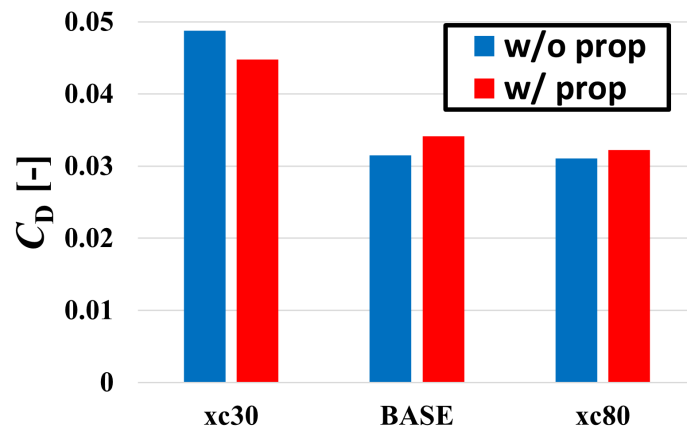


図 4. 11 キャンバー最大位置の違いによる  $C_L=0.43$  での  $C_D$  の比較

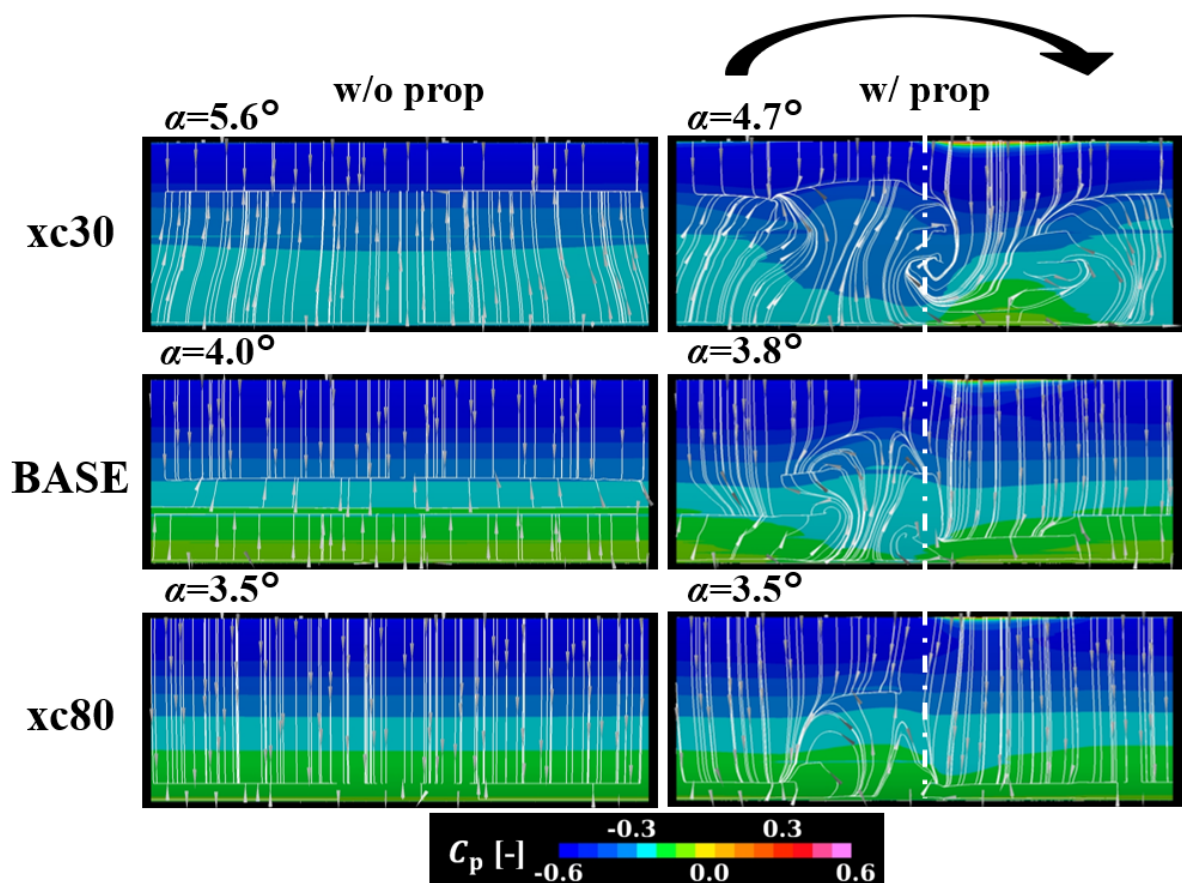


図 4. 12 キャンバー最大位置の違いによる  $C_L=0.43$  での主翼表面流線および  $C_p$  分布の比較



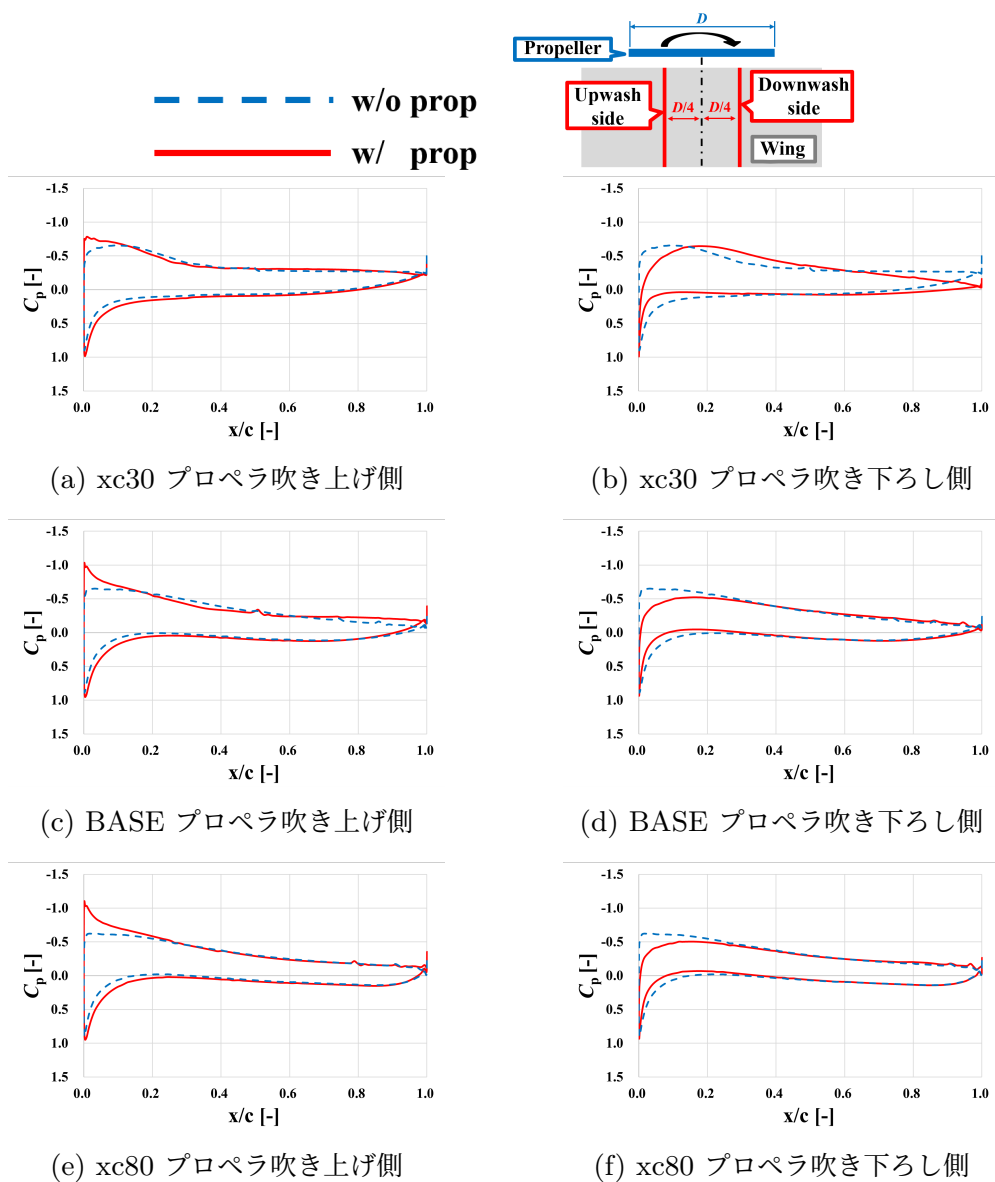


図 4.13 キャンバー最大位置の違いによる  $C_L=0.43$  での断面  $C_p$  分布の比較

## 4. 4 プロペラ後流にある翼のキャンバー最大高さによる影響

### 4. 4. 1 各迎角における比較

キャンバー最大高さを変化させた翼の  $C_D - \alpha$ ,  $C_L - \alpha$ ,  $L/D - \alpha$  を図 4. 14 に示す. w/o prop に着目すると,  $C_D$  は  $\alpha = 0, 4^\circ$  ではキャンバー最大高さが大きいほど大きく,  $\alpha = 8^\circ$  でキャンバー最大高さによる差は小さくなる.  $C_L$  はどの迎角においてもキャンバー最大高さが大きいほど大きくなる.  $C_D$  については  $\alpha = 8^\circ$  では, どの翼でも前縁付近から剥離するため翼ごとの差が小さくなったと考えられる.  $C_L$  については, キャンバー最大高さが小さいと平坦な形状になるが, キャンバー最大高さが大きいと翼の上下面で圧力差が大きくなるため,  $C_L$  は大きくなる.  $L/D$  は  $\alpha = 0, 8^\circ$  についてキャンバー最大高さが大きいほど大きく,  $\alpha = 4^\circ$  でキャンバー最大高さによる差が小さい. w/ prop についても w/o prop と同様の傾向を示す. プロペラ後流有無での相違に着目する.  $\alpha = 4^\circ$  のとき  $C_D$  の差は zc4 と比較して zc1 と BASE の方が大きく, これは zc4 はキャンバーによって前縁側の形状的な迎角が小さく, 前縁で吹き上げ流による局所迎角増加の影響を受けにくいためと考えられる.  $C_L$  の差は BASE が大きい. これは zc1 では翼上面が平坦であることから吹き上げ流と吹き下ろし流の両方の影響が大きくその影響は相殺され, 一方 zc4 では, 翼の前縁と後縁それぞれで形状による迎角があるため, プロペラ後流の影響を受けにくいと考えられる. よって BASE が他の翼に比べて  $C_L$  の差が大きいと考えられる.

図 4. 14 に示した  $\alpha = 4^\circ$  でのプロペラ後流の影響について流れ場から考察する. 図 4. 15 に示す  $\alpha = 4^\circ$  における主翼表面流線および  $C_p$  分布より, 吹き上げ側と吹き下ろし側を比較したとき, 全ての翼で相対的に吹き上げ流による剥離の促進効果が顕著である. 吹き下ろし流による剥離の抑制もみられるが影響は小さく, 後縁まで影響は及んでいない. 翼ご

とに比較すると、キャンバー最大高さが小さい方が相対的に  $C_p$  分布の変化が大きく、剥離促進の効果も  $zc4$  に比べ  $zc1$  と BASE が大きい。図 4. 16 に示すプロペラ吹き上げ側と吹き下ろし側の断面  $C_p$  分布より、全ての翼でプロペラ吹き上げ側ではサクションピークが強まっているが、 $zc4$  ではその影響が小さい。これは  $zc4$  は前縁のキャンバーによる形状的な迎角が小さく、吹き上げ流による局所的な迎角増加の影響を受けにくいためと考えられる。 $x/c=0.3\sim0.5$  付近では w/o prop と比較して翼上面の負圧が減少し、後縁付近では負圧が増加する。後縁付近の負圧の増加は  $zc4$  に比べて、 $zc1$  と BASE の方が大きい。プロペラ吹き下ろし側に着目すると全ての翼でサクションピークが弱まっており、その影響は  $zc1$  が大きい。 $x/c=0.2$  より後縁側の圧力分布についてはプロペラ後流有無での変化が小さい。よって、吹き上げ流による翼上面後縁の負圧増加が大きい  $zc1$  と BASE は、図 4. 14 に示した  $C_D$  の差が  $zc4$  に比べて大きくなったものと考えられる。 $zc1$  と BASE について、吹き下ろし側の翼上面前縁ではどちらも負圧が減少するが  $zc1$  の方が影響は大きく、吹き上げ側の翼上面前縁での負圧増加の効果を打ち消し合ったことで図 4. 14 に示した  $C_L$  の差は BASE が最も大きくなったと考えられる。

#### 4. 4. 2 $C_L$ 一定条件での比較

$\alpha = 4^\circ$  における BASE 翼型をもつ翼のプロペラ後流無しの  $C_L=0.43$  を基準に比較する。 $C_D$  のプロペラ後流有無での差を図 4. 17 に、主翼表面流線および  $C_p$  分布を図 4. 18 に示す。キャンバー最大高さが小さい方がプロペラ後流有無での迎角の差も大きいため  $C_D$  の差は大きく、 $zc1$  では w/o prop より w/ prop の方が  $C_D$  は小さい。図 4. 18 より、プロペラ後流有無で比較すると、 $zc1$  ではプロペラ吹き上げ流と吹き下ろし流両方の影響が見られ、BASE では影響は小さくなり、 $zc4$  ではほとんど変化がみられない。 $zc1$  と BASE を比較す

る.  $zc1$  は w/o prop での剥離位置が前縁側にあり, 剥離抑制効果が BASE と比較して顕著にあらわれるが, 一方で吹き上げ流による剥離促進効果は BASE と比較して小さくなる.  $zc1$  では吹き下ろし側後縁で w/o prop と比較して負圧が減少しており, よって図 4. 17 に示したように w/ prop の方が  $C_D$  が小さくなったと考える.

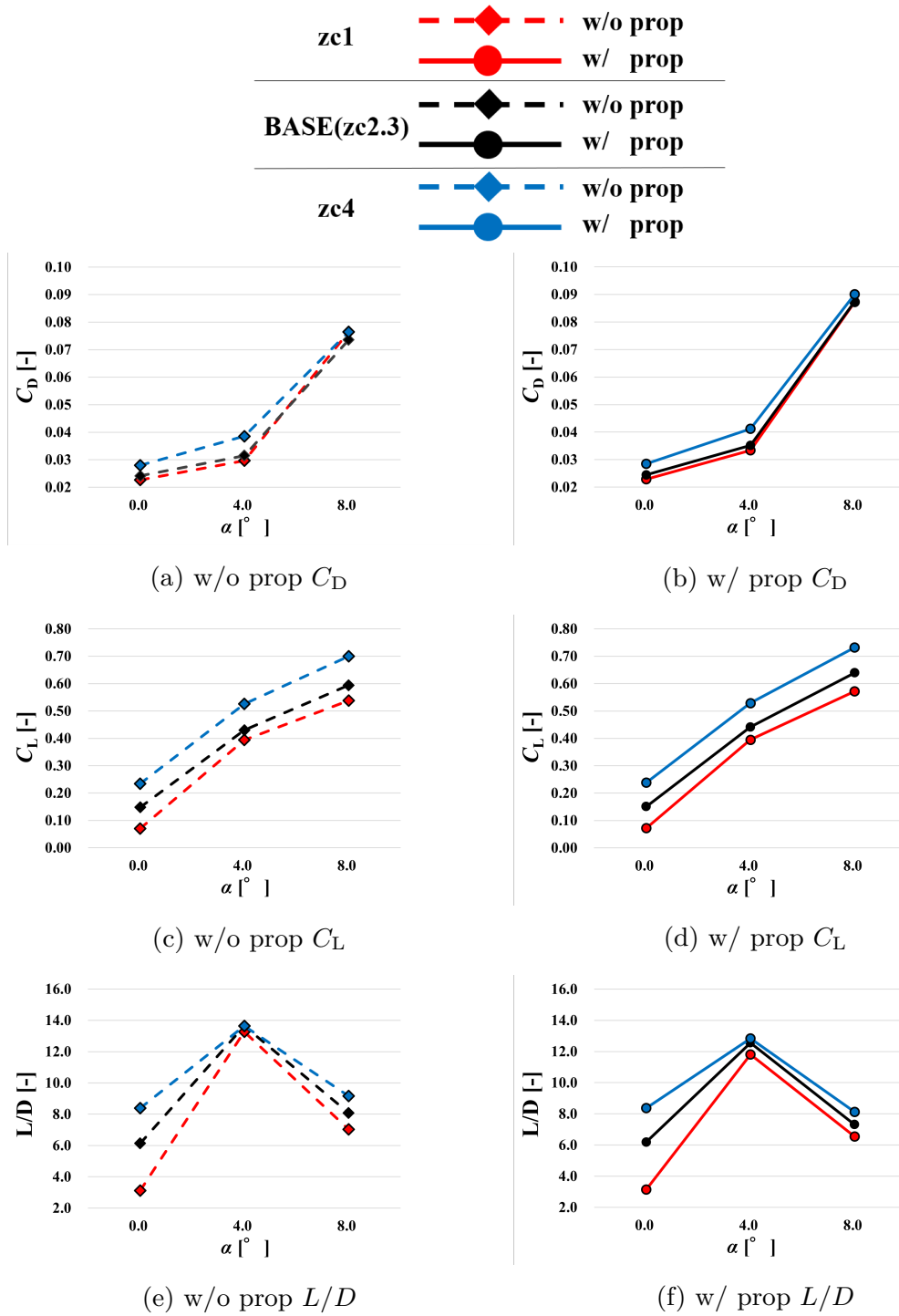


図 4. 14 キャンバー最大高さの違いによる各迎角の空力係数の比較

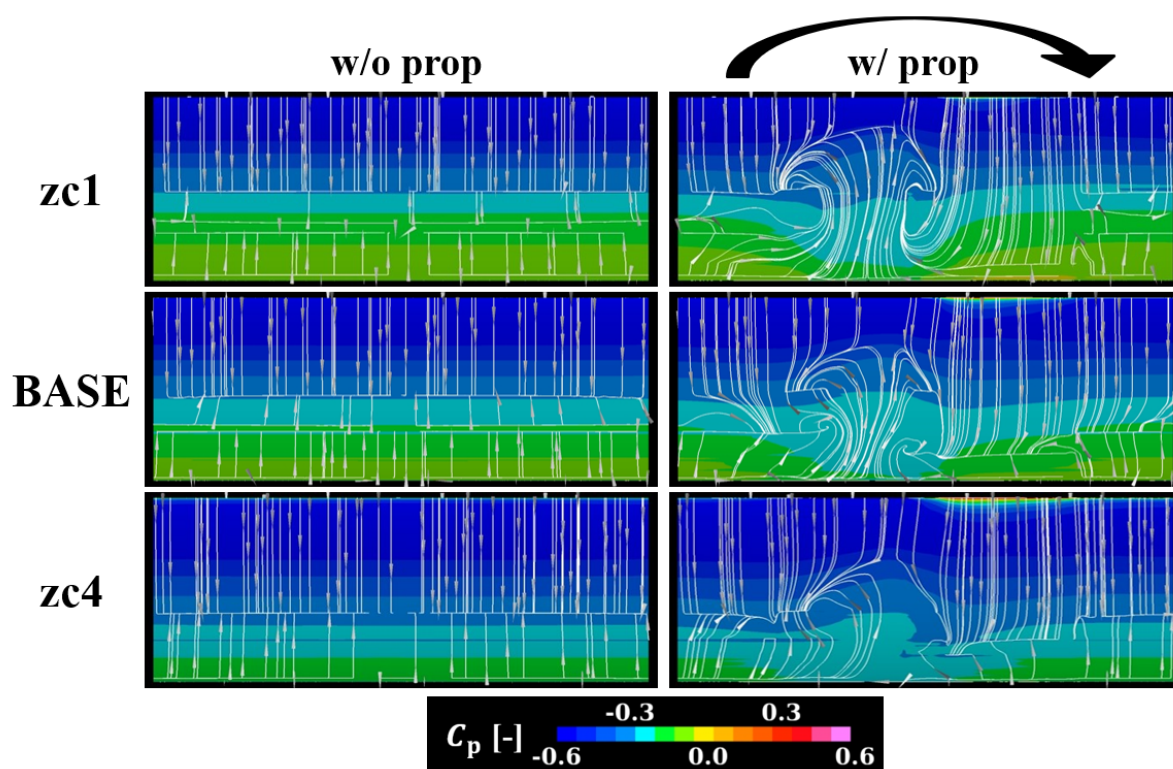


図 4. 15 キャンバー最大高さの違いによる主翼表面流線および  $C_p$  分布 ( $\alpha = 4^\circ$ ) の比較

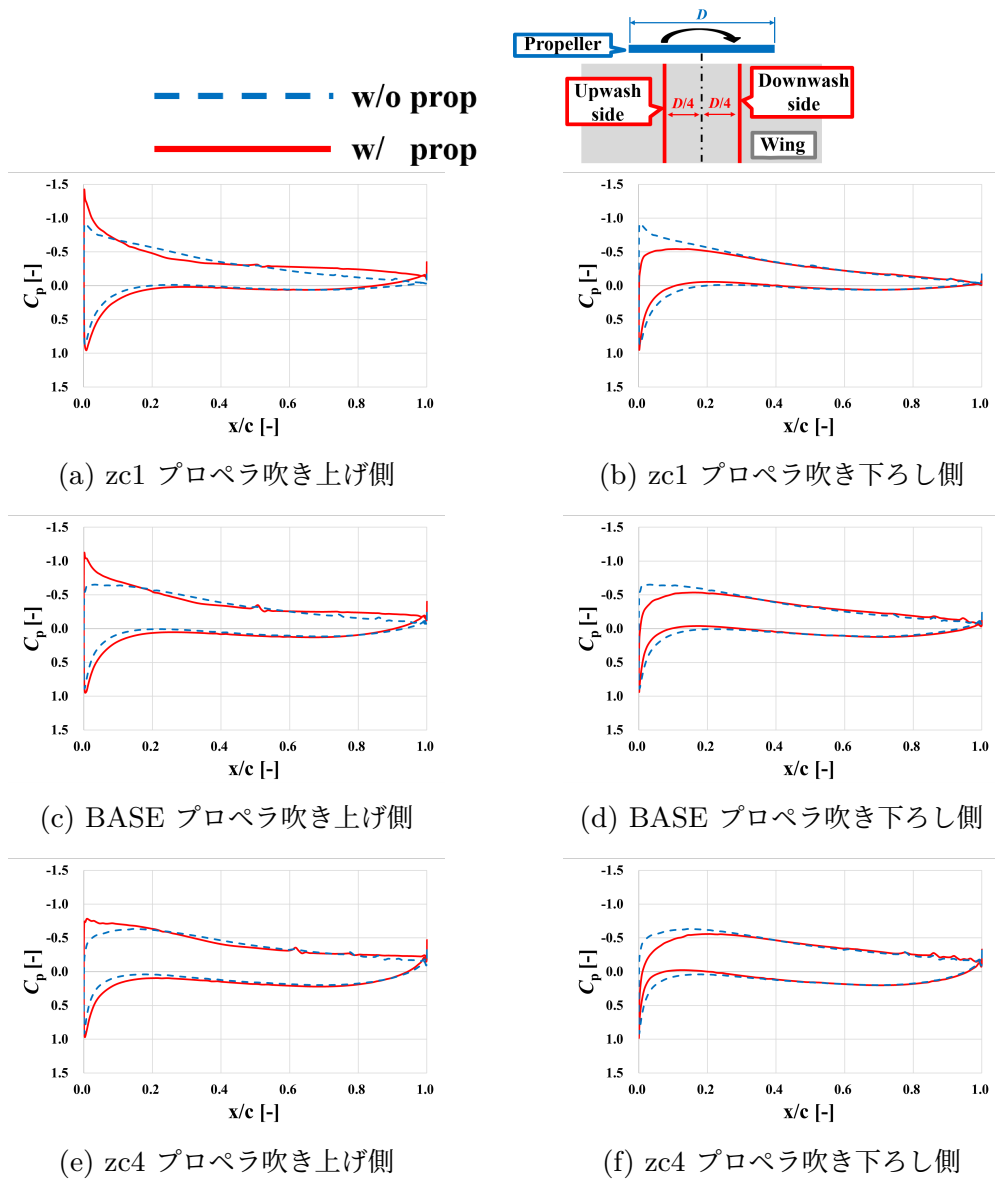


図 4.16 キャンバー最大高さの違いによる断面  $C_p$  分布 ( $\alpha = 4^\circ$ ) の比較

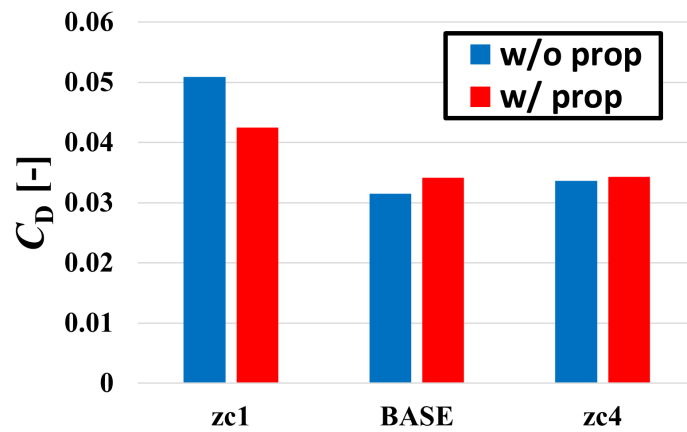


図 4. 17 キャンバー最大高さの違いによる  $C_L=0.43$  での  $C_D$  の比較

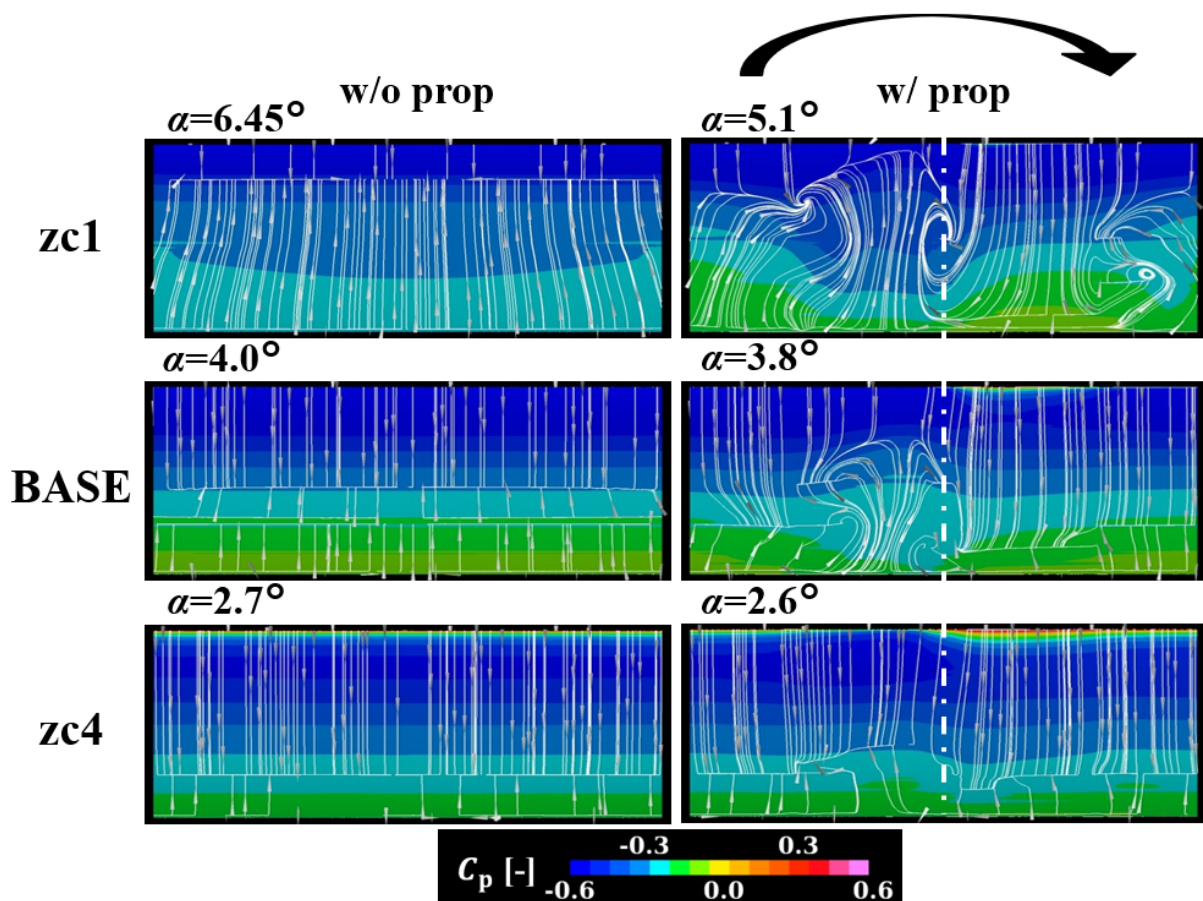


図 4. 18 キャンバー最大高さの違いによる  $C_L=0.43$  での主翼表面流線および  $C_p$  分布の比較



## 第 5 章 結論

本研究では CFD を用いて翼厚やキャンバーを変化させた翼形状に対して準二次元計算を実施することで、プロペラ後流中の火星航空機主翼翼型変更に伴う翼性能や翼周りの流れ場への影響調査を行った。その結果、以下の知見を得た。

1. プロペラ後流の影響は迎角によって変化しており、既存研究<sup>[16]</sup>と同様に主翼上の流れの剥離位置との関係がみられ、プロペラ後流による局所的な迎角の変化によって、吹き上げ流側では剥離促進、吹き下ろし流側では剥離抑制の影響がみられた。
2. プロペラ後流の影響は翼型によって異なり、最大翼厚、キャンバー最大位置およびキャンバー最大高さの違いによって、主翼の空力特性および主翼周りの流れ場に違いがみられた。
3. 翼厚による違いを  $C_L$  一定条件で比較したとき、厚翼、薄翼共にプロペラ後流によって  $C_D$  が減少する。厚翼の方がプロペラ吹き下ろし側の前縁付近で翼下面の圧力が減少するため、プロペラ後流有無による  $C_D$  の差は厚翼の方が大きい。
4.  $C_L$  一定条件で比較したとき、厚翼は薄翼で翼上面の形状がフラットな翼に比べて、後縁付近は翼の形状による迎角が大きく、剥離領域に対してプロペラ後流の影響が及ばない。
5. キャンバー最大位置が前縁側の xc30 は、迎角に対して  $C_L$  が直線的に変化する。 $\alpha = 4$  では、吹き下ろし流による前縁の負圧減少が小さく、吹き下ろし流側の  $x/c=0.2 \sim 0.7$  では負圧が増加したことから w/ prop で他の翼に比べて  $C_L$  が増加したと考えら

れる.

6. キャンバー最大位置による違いを  $C_L$  一定条件で比較したとき, キャンバー最大位置が前縁側にある xc30 は w/ prop の方が  $C_D$  は小さく, BASE と xc80 は w/ prop の方が  $C_D$  は大きい. xc30 では, 吹き下ろし側後縁付近の翼上面で負圧が減少したため  $C_D$  が減少したと考える.
7. キャンバー最大高さについて, プロペラ後流有無の  $C_D$  の差は  $\alpha = 4^\circ$  では吹き上げ流による翼上面後縁の負圧増加が大きい zc1 と BASE は差が大きい.  $C_L$  については zc1 では吹き上げ側と吹き下ろし側で効果を打ち消し合い, BASE が最もプロペラ後流有無の差が大きくなったと考えられる.
8. キャンバー最大高さによる違いを  $C_L$  一定条件で比較したとき, プロペラ有無の  $C_D$  の差はキャンバー最大高さが小さいほど大きく, zc1 では吹き下ろし側後縁で負圧が減少したことから, プロペラ後流によって  $C_D$  が減少したと考えられる.

本研究ではプロペラ進行率を一定とし, プロペラ推力を迎角ごとに MABE-2 の全機抗力と釣り合うように与えていたが, プロペラ後流の影響はプロペラの作動状態によって大きく異なると考えられる. また, レイノルズ数についても一定の条件で調査を行った. よって今後はプロペラの作動条件を変化させた場合の調査やレイノルズ数依存性の調査も必要であると考え.

## 謝辞

本研究を進めるにあたり，熱心にご指導，ご教授くださいました東京都立大学大学院システムデザイン研究科航空宇宙システム工学域金崎雅博教授に心より感謝の意を表します．

快く相談にのってくださり様々な助言やご指導をくださった，金崎研究室の先輩，後輩，同期の皆様に感謝いたします．金崎先生，火星探査航空機リサーチグループの皆様，研究室の皆様を含め多くの関わりを持ち，研究に取り組めたことで大学院での日々は非常に充実したものとなりました．

また，本研究における計算機は学際大規模情報基盤共同利用・共同研究拠点（JHPCN）の支援をいただきました（課題番号：jh230062）．最後に，支えてくださった家族，友人と，この論文を最後までご精読いただいた全ての方に感謝申し上げ，謝辞とさせていただきます．

## 参考文献

- [1] 白井寛裕・宮本英昭：「次世代火星探査計画に向けて：探査史および将来探査計画」，地球化学，Vol.48，No.4，pp.221–230（2014）
- [2] 白井寛裕：「火星地下圏探査の科学的意義および戦略」，日本惑星科学会誌遊星人，Vol.27，No.4，pp.296–301（2018）
- [3] B. Ehlmann, F. Anderson, J. Andrews-Hanna, D. Catling, P. Christensen, B. Cohen, C. Dressing, C. Edwards, L. Elkins-Tanton, K. Farley *et al.*: “The sustainability of habitability on terrestrial planets: Insights, questions, and needed measurements from Mars for understanding the evolution of Earth-like worlds”, *J. Geophys. Res. Planets*, Vol.121, No.10, pp.1927–1961（2016）
- [4] A. Fraeman, L. Edgar, J. Grotzinger, A. Vasavada, J. Johnson, D. Wellington, V. Fox, V. Sun, C. Hardgrove, B. Horgan *et al.*: “Curiosity’s investigation at Vera Rubin ridge”, in Lunar and Planetary Science Conference (LPSC), No.LPI Contrib. No. 2083-1557（2018）
- [5] M. D. Johnston, J. E. Graf, R. W. Zurek, H. J. Eisen, B. Jai: “The Mars Reconnaissance Orbiter mission: From launch to the primary science orbit”, in 2007 IEEE Aerospace Conference, pp.1–19（2007）
- [6] W. J. F. Koning, W. Johnson, B. G. Allan: “Generation of Mars Helicopter Rotor Model for Comprehensive Analyses”（2018）
- [7] R. D. Braun, H. S. Wright, M. A. Croom, J. S. Levine, D. A. Spencer: “Design of the ARES Mars airplane and mission architecture”, *J. Spacecr. Rockets*, Vol.43, No.5, pp.1026–1034（2006）
- [8] 大山聖：「MELOS1 にむけた火星飛行機概念検討」，第 54 回宇宙科学技術連合講演会，3F01（2010）
- [9] 永井大樹・大山聖・安養寺正之・岡本正人・藤田昂志・米本浩一：「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，Vol.67，No.6，pp.215–222（2019）
- [10] 宇宙科学研究所：「大気球実験 B23-05 の実施終了について [火星探査用飛行機の高高度飛行試験 (MABE2)]」，<https://www.isas.jaxa.jp/topics/003468.html>（2023）2023 年 12 月 20 日閲覧．
- [11] 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，Vol.434，pp.1–3（2017）
- [12] K. Kurane, K. Uechi, K. Takahashi, K. Fujita, H. Nagai: “Aerodynamic Characteristics of Mars Airplane Airfoils with Control Surface in Propeller Slipstream”, in 2018 AIAA Aerospace Sciences Meeting, AIAA-2018-2058（2018）
- [13] T. Ikami, K. Fujita, H. Nagai: “Low-Reynolds-Number Flowfield of Wing with Control

- Surface in Propeller Slipstream”, *J. Aircr.*, Vol.58, No.2, pp.228–235 (2021)
- [14] H. Nakamura, S. Horie, M. Kanazaki, K. Fujita, H. Nagai: “Propeller Wake Influence on Aerodynamic Characteristics of Mars Airplane in Preliminary Design”, in The 19th International Conference on Flow Dynamics (ICFD2022), Sendai, Japan (2022)
- [15] 古澤善克・北村圭一:「固定翼前方にプロペラを有する場合の固定翼/プロペラ空力干渉の数値解析」, 第 50 期年会講演会講演集, Vol.50, p.10p (2019)
- [16] F. Makino, H. Nagai: “Propeller Slipstream Interference with Wing Aerodynamic Characteristics of Mars Airplane at Low Reynolds Number”, *T JSASS*, Vol.12, No.ists29, pp.Tk\_13–Tk\_18 (2014)
- [17] 谷口翔太・大山聖・岡本正人・安養寺正之・永井大樹:「FASTAR および風洞試験による火星飛行機の高高度飛行試験 (MABE2) の飛行試験機の空力特性評価」, 第 51 回流体力学講演会／第 37 回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム, 1B12, JSASS-2019-2034 (2019)
- [18] 大山聖・永井大樹・竹内伸介・豊田裕之・砂田茂・得竹浩・小川博之・戸田和朗・小池勝・元田敏和・藤田和央・火星探査航空機 WG:「火星探査用小型飛行機の検討」, 日本航空宇宙学会第 42 期年会講演会, B03 (2011)
- [19] 小池勝・石井満:「ハンドランチグライダーの空力性能」, 日本航空宇宙学会論文集, Vol.57, No.663, pp.166–174 (2009)
- [20] 野々村拓・小嶋亮次・安養寺正之・大山聖・藤井孝蔵・他:「LES による石井翼 ( $Re=23,000$ ) 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, pp.43–48 (2012)
- [21] C. L. Ladson, C. W. Brooks Jr, A. S. Hill, D. W. Sproles: “Computer program to obtain ordinates for NACA airfoils”, *NASA-TM-4741* (1996)
- [22] A. Hashimoto, K. Murakami, T. Aoyama, P. Lahur: “Lift and Drag Prediction Using Automatic Hexahedra Grid Generation Method”, in 47th AIAA Aerospace Sciences Meeting including The New Horizons Forum and Aerospace Exposition, AIAA-2009-1365 (2009)
- [23] S. Obayashi, G. P. Guruswamy: “Convergence acceleration of a Navier-Stokes solver for efficient static aeroelastic computations”, *AIAA J*, Vol.33, No.6, pp.1134–1141 (1995)
- [24] F. R. Menter, M. Kuntz, R. Langtry *et al.*: “Ten Years of Industrial Experience with the SST Turbulence Model”, *Turbulence, heat and mass transfer*, Vol.4, No.1, pp.625–632 (2003)
- [25] S. Yoon, A. Jameson: “Lower-Upper Symmetric-Gauss-Seidel Method for the Euler and Navier-Stokes Aeroelastic Computations”, *AIAA J*, Vol.26, No.9, pp.1025–1026 (1988)
- [26] R. B. Langtry, F. R. Menter: “Correlation-Based Transition Modeling for Unstructured Parallelized Computational Fluid Dynamics Codes”, *AIAA J*, Vol.47, No.12, pp.2894–2906 (2009)
- [27] A. Hashimoto, K. Murakami, T. Aoyama, K. Ishiko, M. Hishida, M. Sakashita, P. Lahur:

- “Toward the Fastest Unstructured CFD Code 'FaSTAR'”, in 50th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition, AIAA-2012-1075 (2012)
- [28] Q. Wang, Z. Jiang, Q. Zhang: “Regionalized Actuator Disk Model Designed by Optimization Method for Propeller Slipstream Computation”, *Eng. Appl. Comput. Fluid Mech.*, Vol.8, No.1, pp.127–139 (2014)
- [29] S. S. Chauhan, J. R. Martins: “RANS-Based Aerodynamic Shape Optimization of a Wing Considering Propeller – Wing Interaction”, *J. Aircr.*, Vol.58, No.3, pp.497–513 (2021)
- [30] 大山聖・米本浩一・竹内伸介・得竹浩・永井大樹・砂田茂・大槻真嗣：「火星探査飛行機が多目的設計探査」，第 55 回宇宙科学技術連合講演会，2G01（2011）

# Appendix

## A 数値計算

### A.1 支配方程式

支配方程式には以下で表される三次元圧縮性 Navier-Stokes 方程式を用いた.

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \mathbf{Q} dv = \int_S \left[ \mathbf{F}(Q) - \frac{1}{Re} \mathbf{F}_v(Q) \right] \cdot d\mathbf{s} = 0 \quad (\text{A.1})$$

$\mathbf{Q}$  は保存量ベクトル,  $\mathbf{F}$  は非粘性ベクトル,  $\mathbf{F}_v$  は粘性ベクトル,  $ds$  は面積の絶対値をもつ外向き垂直方向ベクトルであり, 次のように表せる.

$$\mathbf{Q} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ e \end{pmatrix} \quad (\text{A.2})$$

$$\mathbf{F}(\mathbf{Q}) = \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ \rho uw \\ (e+p)u \end{pmatrix} \mathbf{i} + \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ \rho vw \\ (e+p)v \end{pmatrix} \mathbf{j} + \begin{pmatrix} \rho w \\ \rho uw \\ \rho vw \\ \rho w^2 + p \\ (e+p)w \end{pmatrix} \mathbf{k} \quad (\text{A.3})$$

$$\mathbf{F}_v(\mathbf{Q}) = \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{xx} \\ \tau_{xy} \\ \tau_{xz} \\ \beta_x \end{pmatrix} \mathbf{i} + \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{yx} \\ \tau_{yy} \\ \tau_{yz} \\ \beta_y \end{pmatrix} \mathbf{j} + \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{zx} \\ \tau_{zy} \\ \tau_{zz} \\ \beta_z \end{pmatrix} \mathbf{k} \quad (\text{A.4})$$

$\rho$  は密度,  $u, v, w$  はそれぞれ  $x, y, z$  方向の速度,  $e$  は単位体積あたりの全エネルギー,  $p$  は圧力である.  $\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k}$  はそれぞれ  $x, y, z$  方向の単位ベクトルである. また, ニュートン流体の粘性応力テンソルは以下のように表せる.

$$\tau_{ij} = \lambda \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} + 2\mu \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (\text{A.5})$$

Stokes の仮定より体積粘性率が 0, すなわち  $\tau_{ij} = 0$  を用いると, 次のように表せる.

$$\lambda = -\frac{2}{3}\mu \quad (\text{A.6})$$

具体的には以下のように表せる.

$$\tau_{xx} = 2\mu \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3}\mu \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) \quad (\text{A.7})$$

$$\tau_{yy} = 2\mu \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{2}{3}\mu \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) \quad (\text{A.8})$$

$$\tau_{zz} = 2\mu \frac{\partial w}{\partial z} - \frac{2}{3}\mu \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) \quad (\text{A.9})$$

$$\tau_{xy} = \tau_{yx} = \mu \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \quad (\text{A.10})$$

$$\tau_{xz} = \tau_{zx} = \mu \left( \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \quad (\text{A.11})$$



$$\tau_{yz} = \tau_{zy} = \mu \left( \frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) \quad (\text{A.12})$$

$$\begin{aligned} \beta_x &= u\tau_{xx} + v\tau_{xy} + w\tau_{xz} + \frac{\kappa}{(\gamma-1)Pr} \frac{\partial T}{\partial x} \\ &= u\tau_{xx} + v\tau_{xy} + w\tau_{xz} + \frac{\kappa}{(\gamma-1)Pr} \left[ \frac{\gamma}{\rho} \left( \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{p}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x} \right) \right] \end{aligned} \quad (\text{A.13})$$

$$\begin{aligned} \beta_y &= u\tau_{yx} + v\tau_{yy} + w\tau_{yz} + \frac{\kappa}{(\gamma-1)Pr} \frac{\partial T}{\partial y} \\ &= u\tau_{yx} + v\tau_{yy} + w\tau_{yz} + \frac{\kappa}{(\gamma-1)Pr} \left[ \frac{\gamma}{\rho} \left( \frac{\partial p}{\partial y} - \frac{p}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial y} \right) \right] \end{aligned} \quad (\text{A.14})$$

$$\begin{aligned} \beta_z &= u\tau_{zx} + v\tau_{zy} + w\tau_{zz} + \frac{\kappa}{(\gamma-1)Pr} \frac{\partial T}{\partial z} \\ &= u\tau_{zx} + v\tau_{zy} + w\tau_{zz} + \frac{\kappa}{(\gamma-1)Pr} \left[ \frac{\gamma}{\rho} \left( \frac{\partial p}{\partial z} - \frac{p}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z} \right) \right] \end{aligned} \quad (\text{A.15})$$

ここで、 $\mu$  は粘性係数、 $\kappa$  は熱伝導係数、 $\gamma$  は比熱比である。温度勾配は理想気体の状態方程式を用いて変換した。これまで示した変数は以下のように無次元化されている。

$$\begin{aligned} x &= \frac{\tilde{x}}{L}, \quad y = \frac{\tilde{y}}{L}, \quad z = \frac{\tilde{z}}{L}, \quad \rho = \frac{\tilde{\rho}}{\rho_\infty}, \quad u = \frac{\tilde{u}}{a_\infty}, \quad T = \frac{\tilde{T}}{T_\infty}, \\ p &= \frac{\tilde{p}}{\rho_\infty a_\infty^2}, \quad e = \frac{\tilde{e}}{\rho_\infty a_\infty^2}, \quad \mu = \frac{\tilde{\mu}}{\mu_\infty}, \quad k = \frac{\tilde{k}}{k_\infty}, \\ Re &= \frac{\rho_\infty a_\infty L}{\mu_\infty} = \frac{\rho_\infty U_\infty L}{\mu_\infty} \frac{a_\infty}{U_\infty} = Re_\infty \frac{1}{M_\infty}, \quad Pr = \frac{C_p \mu_\infty}{\kappa_\infty} \end{aligned} \quad (\text{A.16})$$

ここでチルダ（ $\sim$ ）がついている変数は有次元量、無限大（ $\infty$ ）がついている変数は一様流の値を示す。 $L$  は代表長さ、 $a_\infty$  は一様流音速、 $Re$  はレイノルズ数、 $Pr$  はプラントル数である、粘性係数は温度によって変化し、以下の Sutherland の式で求める。

$$\mu = \frac{\tilde{\mu}}{\mu_\infty} = \frac{\tilde{\mu}_{\text{ref}} \tilde{T}_{\text{ref}} + C}{\mu_\infty \tilde{T} + C} \left( \frac{\tilde{T}}{\tilde{T}_{\text{ref}}} \right)^{\frac{3}{2}} \quad (\text{A.17})$$

式中の  $\mu$  は無次元値であり、 $Pr$  を一定とすると無次元化された  $\mu$  と  $\kappa$  は等しい。

圧力は以下の式を用いて求める.

$$p = (\kappa - 1) \left[ e - \frac{1}{2} \rho (u^2 + v^2 + w^2) \right] \quad (\text{A.18})$$

温度は以下の無次元化された理想気体方程式を用いて求める.

$$p = \frac{1}{\gamma} \rho T \quad (\text{A.19})$$

## A. 2 乱流モデル (Shear Stress Transport(SST)-2003)

SST 乱流モデルの開発者である Menter により提案され改良された, SST-2003 は次式で表される.

$$\frac{D\rho k}{Dt} = \min \left( P, \frac{Re_\infty}{M_\infty} 10\beta^* \rho \omega k \right) - \frac{Re_\infty}{M_\infty} \beta^* \rho \omega k + \frac{M_\infty}{Re_\infty} \frac{\partial}{\partial x_j} \left( (\mu + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial [k]}{\partial x_j} \right) \quad (\text{A.20})$$

$$\begin{aligned} \frac{D\rho \omega}{Dt} = & \frac{\gamma}{\nu_t} \min \left( P, \frac{Re_\infty}{M_\infty} 10\beta^* \rho \omega k \right) - \frac{Re_\infty}{M_\infty} \beta^* \rho \omega^2 \frac{M_\infty}{Re_\infty} \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (\mu + \sigma_\omega \mu_t) \frac{\partial [\omega]}{\partial x_j} \right] \\ & + \frac{M_\infty}{Re_\infty} 2(1 - F_1) \frac{\rho \sigma_{\omega 2}}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \end{aligned}$$

ただし乱流運動エネルギー  $k$  とエネルギー散逸率  $\omega$  は次のような無次元化が施されている.

$$k = \frac{\tilde{k}}{a_\infty^2}, \quad \omega = \frac{\mu_\infty \tilde{\omega}}{\rho_\infty a_\infty^2}, \quad \mu_t = \frac{\tilde{\mu}_t}{\mu_\infty}, \quad \nu_t = \frac{\rho_\infty}{\mu_\infty} \tilde{\nu}_t \quad (\text{A.21})$$

式 (A.20) において生成項  $P$  は次式で表される.

$$P = \frac{M_\infty}{Re_\infty} \mu_t \left[ S^2 - \frac{2}{3} \left( \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right)^2 \right] \frac{2}{3} \rho k \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \quad (\text{A.22})$$

ここで  $S$  はひずみ速度である, 式 (A.20) 中の他のパラメータについては, 以下で定義される.

$$\begin{aligned}
 F_1 &= \tanh(\arg_1^4) \\
 \arg_1 &= \min \left[ \frac{M_\infty}{Re_\infty} \max \left( \frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega d}, \frac{M_\infty}{Re_\infty} \max \frac{500\nu}{d^2 \omega}, \right) \frac{4\rho\sigma_{\omega 2} k}{CD_{k\omega} d^2} \right] \\
 CD_{k\omega} &= \max \left( 2 \frac{\rho\sigma_{\omega 2}}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, \frac{L^2}{\rho_\infty a_\infty^2} 10^{-10} \right) \\
 \gamma_1 &= 5/9, \quad \gamma_2 = 0.44 \\
 \sigma_{k1} &= 0.85, \quad \sigma_{k2} = 1.0 \\
 \sigma_{\omega 1} &= 0.5, \quad \sigma_{\omega 2} = 0.856 \\
 \beta_1 &= 0.075, \quad \beta_2 = 0.0828 \\
 \beta^* &= 0.09, \quad \kappa = 0.41, \quad a_1 = 0.31
 \end{aligned} \tag{A.23}$$

乱流粘性係数は以下のように表される.

$$\begin{aligned}
 \mu_t &= \frac{\rho a_1 k}{\max \left( a_1 \omega, \frac{M_\infty}{Re_\infty} S F_2 \right)} \\
 S &= \sqrt{2 S_{ij} S_{ij}} \\
 F_2 &= \tanh(\arg_2^2) \\
 \arg_2 &= \frac{M_\infty}{Re_\infty} \max \left( 2 \frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega d}, \frac{M_\infty}{Re_\infty} \frac{500\nu}{d^2 \omega} \right)
 \end{aligned} \tag{A.24}$$

### A. 3 遷移モデル (Menter $\gamma$ -Re $\theta$ t 乱流遷移モデル)

本研究で対象とする  $10^4$  オーダーのレイノルズ領域では境界層遷移があり得るため、2 方程式モデルである Menter  $\gamma$ -Re $\theta$ t 乱流遷移モデルを用いた。第 1 の方程式である intermittency equation は以下の式で表される。

$$\frac{D\rho\gamma}{Dt} = P_\gamma - E_\gamma + \frac{M_\infty}{Re_\infty} \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_f} \right) \frac{\partial \gamma}{\partial x_j} \right] \quad (\text{A.25})$$

ここで以下のように定義される。

$$\begin{aligned} P_\gamma &= F_{\text{length}} c_{a1} \rho S [\gamma F_{\text{onset}}]^{0.5} (1 - c_{e1} \gamma) \\ E_\gamma &= c_{a2} \rho \Omega \gamma F_{\text{turb}} (c_{e2} \gamma - 1) \\ F_{\text{onset}} &= \max(F_{\text{onset}2} - F_{\text{onset}3}, 0) \\ F_{\text{onset}2} &= \min(\max(F_{\text{onset}1}, F_{\text{onset}1}^4), 2.0) \\ F_{\text{onset}3} &= \max\left(1 - \left(\frac{R_T}{2.5}\right)^3, 0\right) \\ F_{\text{onset}} &= \frac{Re_\nu}{2.193 \times Re_{\theta c}}, F_{\text{turb}} = \exp\left(-\left(\frac{R_T}{4}\right)^4\right) \end{aligned} \quad (\text{A.26})$$

式中の係数は以下が用いられる。

$$c_{e1} = 1.0, \quad c_{a1} = 2.0, \quad c_{e2} = 50, \quad c_{a2} = 0.06, \quad \sigma_f = 1.0 \quad (\text{A.27})$$

また、2009 年に式の一部が次のように修正された。

$$F_{\text{length new}} = F_{\text{length original}} (1 - F_{\text{sublayer}}) + 40.0 F_{\text{sublayer}} \quad (\text{A.28})$$

第 2 の方程式は transport equation for the transition momentum thickness Reynolds number と呼ばれるものであり，以下の式で表される．

$$\frac{D\rho\overline{Re_{\theta t}}}{Dt} = P_{\theta t} + \frac{M_{\infty}}{Re_{\infty}} \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \sigma_{\theta t} (\mu + \mu_t) \frac{\partial \overline{Re_{\theta t}}}{\partial x_j} \right] \quad (\text{A.29})$$

ここで， $P_{\theta t}$  と  $t$  は以下で表される．

$$\begin{aligned} P_{\theta t} &= c_{\theta t} \frac{\rho}{t} (Re_{\theta t} - \overline{Re_{\theta t}}) (1 - F_{\theta t}) \\ t &= \frac{500\mu}{\rho U^2} \end{aligned} \quad (\text{A.30})$$

式中の係数は以下で表される．

$$c_{\theta t} = 0.03, \quad \sigma_{\theta t} = 2.0 \quad (\text{A.31})$$

式 (A.26)，式 (A.30) に現れる  $Re_{\theta t}$ ， $Re_{\theta c}$ ， $F_{\text{length}}$  はモデルの振る舞いを決める重要なパラメータであり，Langtry と Menter の提唱する以下の経験式を採用している．

$$\begin{aligned} Re_{\theta t} &= \begin{cases} [1173.51 - 589.428Tu + \frac{0.2196}{Tu^2}] F(\lambda_{\theta}), & Tu \leq 1.3 \\ 331.50[Tu - 0.5658]^{-0.671} F(\lambda_{\theta}), & Tu > 1.3 \end{cases} \\ F(\lambda_{\theta}) &= \begin{cases} 1 + [12.986\lambda_{\theta} + 123.66\lambda_{\theta}^2 + 405.689\lambda_{\theta}^3] \exp\left(-\left(\frac{Tu}{1.5}\right)^{1.5}\right), & \lambda_{\theta} \leq 0 \\ 1 + 0.275[1 - \exp(-35.0\lambda_{\theta})] \exp\left(\frac{Tu}{1.5}\right), & \lambda_{\theta} > 0 \end{cases} \end{aligned} \quad (\text{A.32})$$

ここで以下の関係が成立している．

$$\lambda_{\theta} = \frac{\rho\theta_t^2}{\mu} \frac{dU}{ds}, \quad Re_{\theta t} = \frac{\rho U \theta_t}{\mu} \quad (\text{A.33})$$

よって、式 (A.32) は繰り返し代入法などにより解くことになる。

$$Re_{\theta c} = \begin{cases} \overline{Re_{\theta t}} - \begin{pmatrix} 396.035 \times 10^{-2} \\ -120.656 \times 10^{-4} \overline{Re_{\theta t}} \\ +868.230 \times 10^{-6} \overline{Re_{\theta t}}^2 \\ -696.506 \times 10^{-9} \overline{Re_{\theta t}}^3 \\ +174.105 \times 10^{-12} \overline{Re_{\theta t}}^4 \end{pmatrix}, & \overline{Re_{\theta t}} \leq 1870 \\ \overline{Re_{\theta t}} - (593.11 + (\overline{Re_{\theta t}} - 1870.0) \times 0.482), & \overline{Re_{\theta t}} > 1870 \end{cases} \quad (\text{A.34})$$

$$F_{\text{length}} = \begin{cases} \begin{bmatrix} 398.189 \times 10^{-1} \\ -119.270 \times 10^{-4} \overline{Re_{\theta t}} \\ -132.567 \times 10^{-6} \overline{Re_{\theta t}}^2 \\ 263.404 \\ -123.939 \times 10^{-2} \overline{Re_{\theta t}} \\ +194.548 \times 10^{-5} \overline{Re_{\theta t}}^2 \\ -101.695 \times 10^{-8} \overline{Re_{\theta t}}^3 \end{bmatrix}, & \overline{Re_{\theta t}} \leq 400 \\ \begin{bmatrix} 0.5 - (\overline{Re_{\theta t}} - 596.0) \times 3.0 \times 10^{-4} \\ 0.3188 \end{bmatrix}, & 400 \leq \overline{Re_{\theta t}} < 596 \\ [0.5 - (\overline{Re_{\theta t}} - 596.0) \times 3.0 \times 10^{-4}] & 596 \leq \overline{Re_{\theta t}} < 1200 \\ 0.3188 & 1200 \leq \overline{Re_{\theta t}} \end{cases} \quad (\text{A.35})$$

## B プロペラ後流中にある翼のキャンバー有無による影響

プロペラ後流中にある翼のキャンバーの有無による影響をみるため NACA0006 と NACA4406 を比較した。計算条件は第 3 章と同様である。

### B. 1 各迎角における比較

NACA0006 と NACA4406 の  $C_D - \alpha$  と  $C_L - \alpha$  を図 B.1 に示す。  $C_D$  について  $\alpha = 4^\circ$  までは NACA4406 はプロペラ有無での差が小さいが、  $\alpha = 8^\circ$  で差が増大する。  $C_L$  についても同様に  $\alpha = 4^\circ$  まではプロペラ有無での差が小さく、  $\alpha = 8^\circ$  で差が増大する。 また、 NACA0006 と比較したとき、  $C_D$  は  $\alpha = 4^\circ$  までは NACA4406 の方が大きい、  $\alpha = 8^\circ$  では w/o prop, w/ prop それぞれで NACA0006 の方が大きい。  $C_L$  については NACA4406 はキャンバーによって圧力差が生まれるためどの迎角においても NACA0006 より大きくなる。

### B. 2 $C_L$ 一定条件での比較

$\alpha = 4^\circ$  における石井翼型をもつ翼の w/o prop の  $C_L=0.44$  を基準にした比較を行う。 図 B.2 に示す  $C_D$  より、 NACA0006 は w/ prop の方が  $C_D$  が小さいが、 NACA4406 では w/ prop の方が大きい。 図 B.3 に主翼表面流線および  $C_p$  分布を示す。 w/o prop に着目すると、 NACA0006 が前縁側から剥離しているのに対し、 NACA4406 は翼弦中央付近から剥離している。 剥離位置より、 w/ prop では NACA0006 は吹き下ろし流による剥離抑制効果の方が顕著であるが、 NACA4406 は剥離促進の効果の方が顕著であり、 吹き上げ流側の後縁付近では負圧が増加してる。 また、 吹き下ろし流側の前縁付近では負圧が減少しており、 よって図 B.2 に示す  $C_D$  がプロペラ後流によって増加したと考えられる。



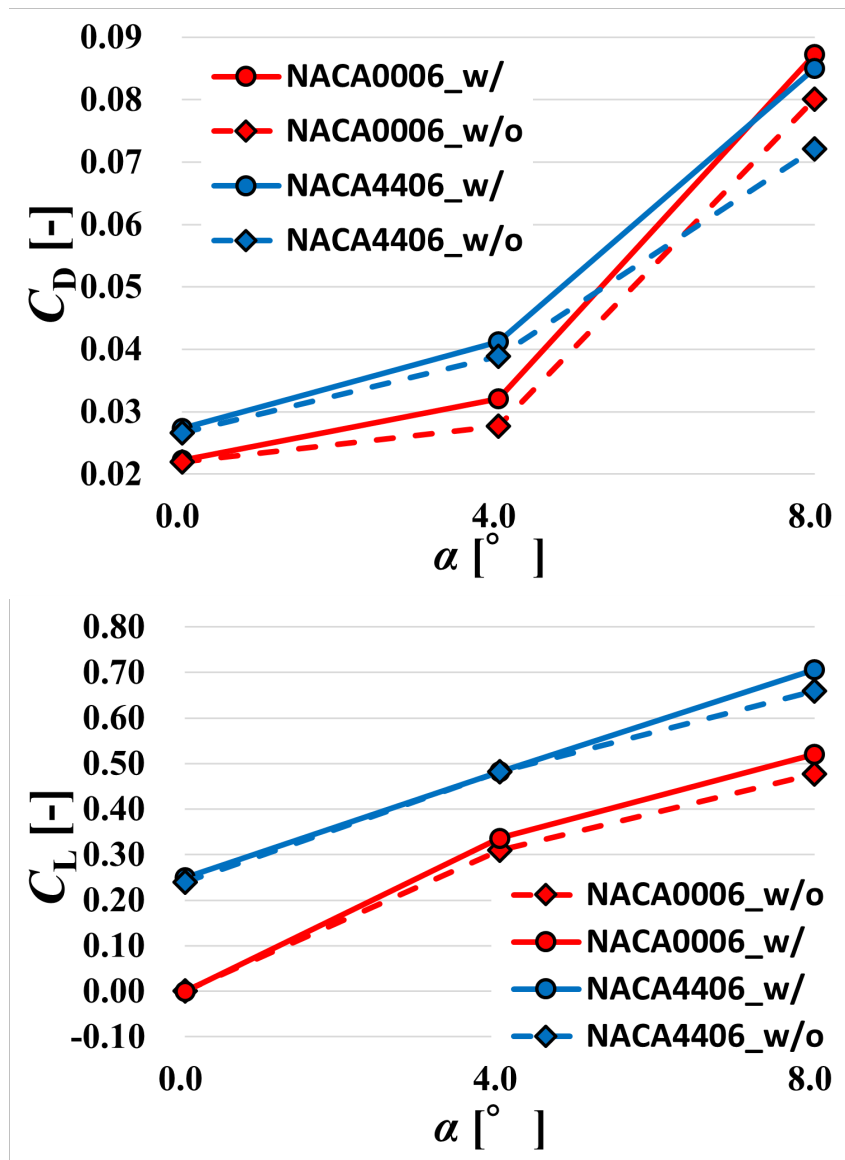


図 B.1 キャンバー有無による各迎角の  $C_D$  と  $C_L$

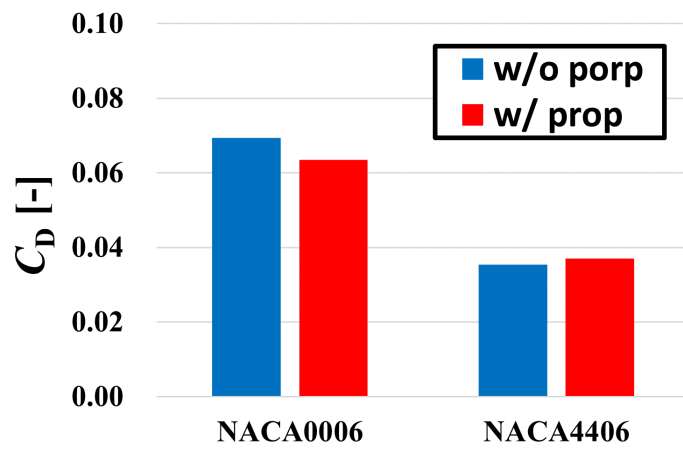


図 B.2 キャンバー有無による  $C_L=0.44$  での  $C_D$  の比較

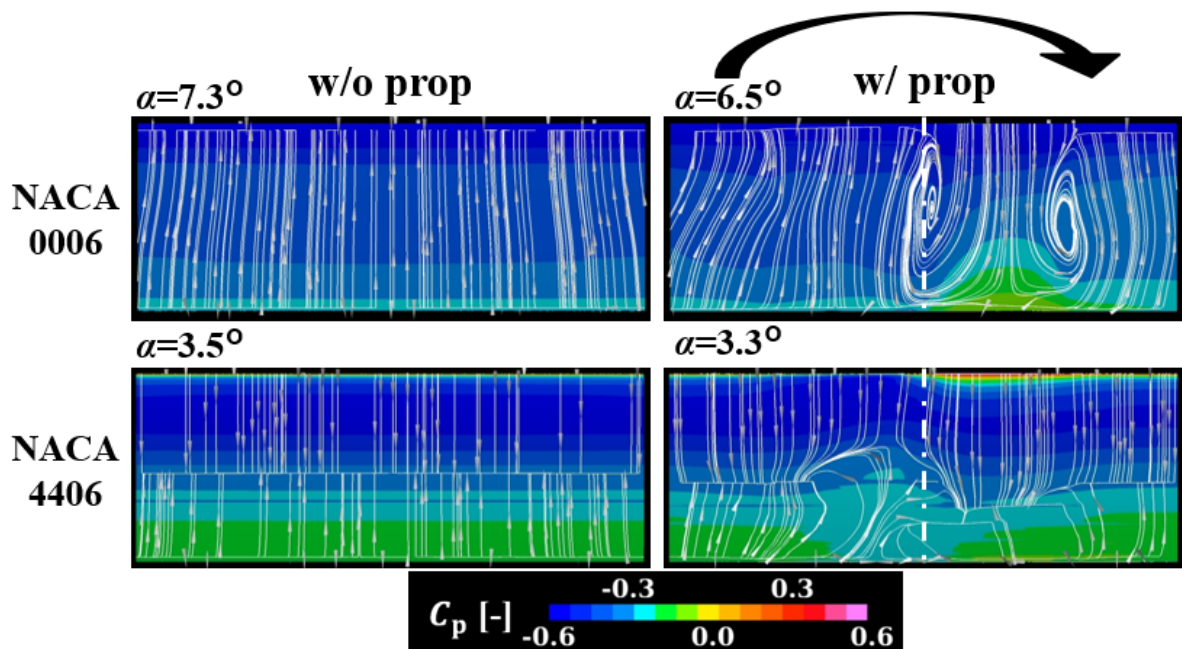


図 B.3 キャンバー有無による  $C_L=0.44$  での主翼表面流線および  $C_p$  分布の比較