

2024（令和6）年度 修士学位論文

軸流圧縮機の翼端に加工した溝形状が失速特性と
流れ場に及ぼす影響

Effect of Groove Shape Attached on Blade Edge of Axial
Flow Compressor on Stall Characteristics and Flow Field

2025年3月3日

高知工科大学大学院 工学研究科基盤工学専攻

知能機械工学コース

1275023 中澤 巽

指導教員 荻野 要介

目次

第1章	序論	1
1.1	研究背景	1
1.1.1	ジェットエンジンの燃料消費率と圧力比	2
1.1.2	軸流圧縮機の構成	2
1.1.3	圧縮機内部の流れとサージング	3
1.1.4	翼端漏れ流れと既存の失速特性改善手法	5
1.2	研究目的	6
1.3	研究手法	7
1.3.1	直線翼列	7
第2章	数値計算法	9
2.1	数値計算法	9
2.1.1	基礎方程式	9
2.1.2	各パラメータの無次元化	11
2.1.2.1	基準無次元化量	11
2.1.2.2	各変数の無次元化	12
2.1.2.3	粘性係数	13
2.1.3	基礎方程式の無次元化	14
2.1.4	マッハ数とレイノルズ数の与え方	15
2.2	計算手法	15
2.3	乱流モデル	15
2.4	入力変数の決定方法	17
2.5	翼列性能の評価方法	20
第3章	結果	22
3.1	計算対象, 計算条件	22
3.2	Model 1 が失速特性と流れ場に及ぼす影響	23
3.2.1	計算結果	25
3.2.1.1	失速特性の変化	25
3.2.1.2	翼周りの流れ場の変化	26
3.2.1.3	溝内部を流れる流体が翼根方向に及ぼす影響	27
3.2.1.4	全圧損失の変化	28
3.2.2	考察	28
3.3	Model2 が翼列性能と流れ場に及ぼす影響	29
3.3.1	計算結果	30
3.3.1.1	失速特性の変化	30

3.3.1.2 翼周りの流れ場の変化.....	31
3.3.1.3 全圧損失の変化.....	33
3.3.2 考察.....	33
第4章 結言	34
参考文献	35
謝辞.....	37

第1章 序論

本研究はジェットエンジンの構成要素の一つである軸流圧縮機の失速特性改善を目指し、動翼翼端に溝加工した際の翼周りの流れ場に及ぼす影響を捉え、溝形状の効果を検討する基礎研究である。

第1章では本研究の背景、研究目的、研究方法について説明する。

1.1 研究背景

航空輸送量は拡大が続いており、航空エンジンに対しては高い信頼性が求められるのは勿論のこと、経済性や環境適合性の要求はますます厳しくなっている。つまり、今後のジェットエンジンには燃料消費率の向上が求められている。

図1-1は燃料消費率の変遷を示したもので、横軸が年代、縦軸が燃料消費率で年代が進むにつれ燃料消費率が改善されている⁽¹⁾。つまり、今後も燃料消費率は改善され、圧力比は上昇すると予想される。

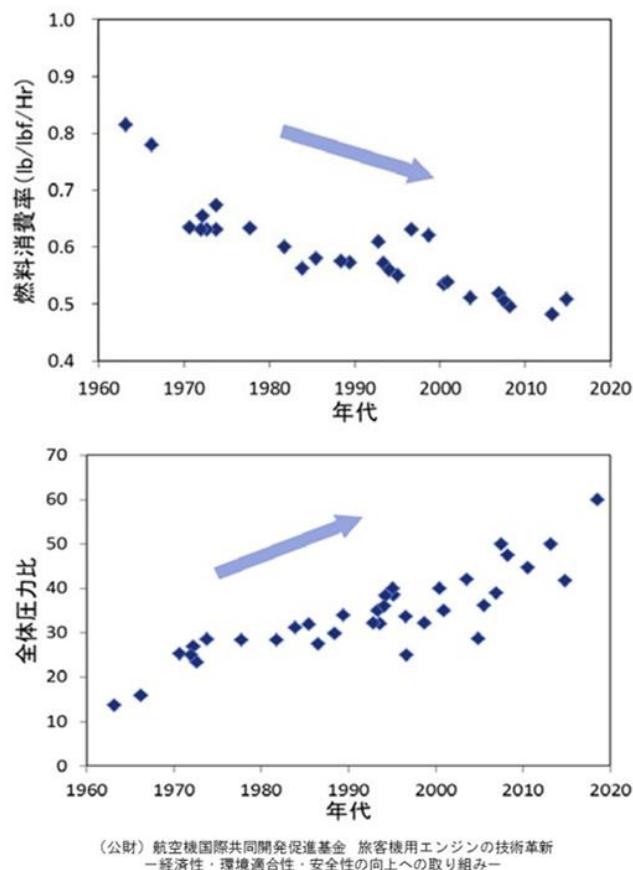


図1-1. ジェットエンジンの燃料消費率と全体圧力比の推移⁽¹⁾

1.1.1 ジェットエンジンの燃料消費率と圧力比

ジェットエンジンの燃料消費率は式(1-1)に示されており，熱効率(SFC: Specific Fuel Consumption)，熱効率($\eta_{thermal}$)，伝達効率($\eta_{transfer}$)，推進効率($\eta_{propulsive}$)，機速(V_o)，の関係式で表される．ジェットエンジンはブレイトンサイクルに従う熱機関であり，ブレイトンサイクルの熱効率は式(1-2)に示される．つまり，式(1-3)の圧力比(γ)を向上させることで熱効率も上昇し，最終的に燃料消費率向上に繋がる．

$$SFC = \frac{W_f}{F_n} \propto \frac{V_o}{\eta_{overall}} = \frac{V_o}{\eta_{thermal} \cdot \eta_{transfer} \cdot \eta_{propulsive}} \quad (1-1)$$

SFC：燃料消費率， W_f ：燃料流量， F_n ：推力， V_o ：機速

$\eta_{overall}$ ：全効率， $\eta_{thermal}$ ：熱効率， $\eta_{transfer}$ ：伝達効率， $\eta_{propulsive}$ ：推進効率

$$\eta_{thermal} = 1 - \frac{q_L}{q_H} = 1 - \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2} = 1 - \frac{1}{\gamma^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}} \quad (1-2)$$

$$\gamma = \frac{p_2}{p_1} \quad (1-3)$$

$\eta_{thermal}$ ：理論熱効率， q_L ：排熱量， q_H ：加熱量， T_1 ：圧縮機入口温度， T_2 ：燃焼器入口温度，

T_3 ：タービン入口温度， T_4 ：タービン出口温度， γ ：圧力比， p_1 ：圧縮機入口圧力，

p_2 ：圧縮機出口圧力， κ ：比熱比

1.1.2 軸流圧縮機の構成

ジェットエンジンは主に圧縮機，燃焼器，タービンで構成されており，圧力比を上昇させる圧縮機は，特に軸流圧縮機が多く用いられている．図 1-2 にジェットエンジンの模式図を示す．軸流圧縮機は回転軸に取り付けられ，高速回転する動翼とケーシングに固定されている静翼が交互に配置され，それらが複数段重ね合わされている．動翼と静翼一組を「段」といい，圧力比を向上させるために段数を増やす方法と 1 段当たりの圧力比を上昇させる方法がある．段数を増やす方法ではエンジンの重量が増加することで燃料消費率が悪化し，また，生産コストの増加により経済性の悪化を招く．つまり，航空機の圧縮機では，1 段当たりの仕事を増加させ，圧力比を上昇させる方法が望ましい．

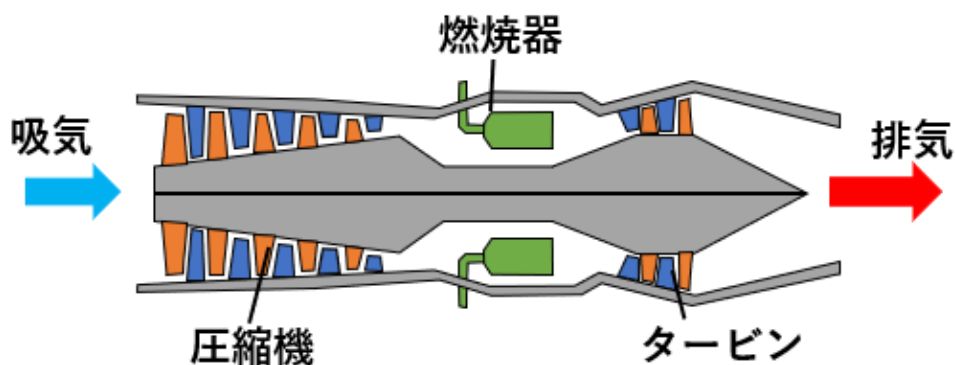


図 1-2. ジェットエンジンの模式図

1.1.3 圧縮機内部の流れとサージング

圧縮機内部流れと翼の関係を表した速度三角形を図 1-3 に示す。相対速度 w_1 は絶対速度 c_1 と回転周速度 U_1 を合成したものであり、動翼に相対速度 w_1 が流入角 β_1 で流入する。圧力比を上昇させるためには、圧縮機において流量に対する回転数を増加させる必要がある。その場合、主流の軸方向絶対速度 c_{x1} に対して回転周速度 U_1 が大きくなるため、流入角 β_1 が大きくなり、動翼の迎角が上昇する。そして、図 1-4 の圧縮機特性線図⁽²⁾に示すようにある流量に達することで失速する。修正回転数が一定の時、相対流量を絞ることで圧力比が上昇するが、流量を絞り続けるとサージ線に達し、流れが不安定になり、逆流を起すことで圧縮機内の空気が激しく振動する、サージングが発生する。このサージングは圧縮機の正常な動作を妨げるため、特に安全性が求められる航空機用ジェットエンジンでは避けなければならない。そこで、高速回転時の失速の発生を遅らせ、十分な作動範囲を持たせることで、より高い圧力比で安全な運転を可能にしている。

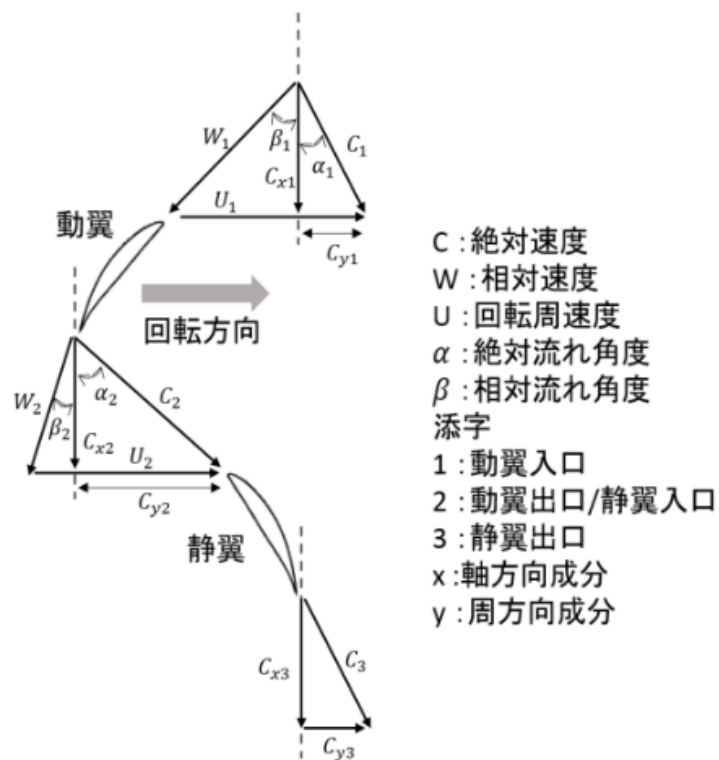


図 1-3. 圧縮機内部の流れと速度 3 角形

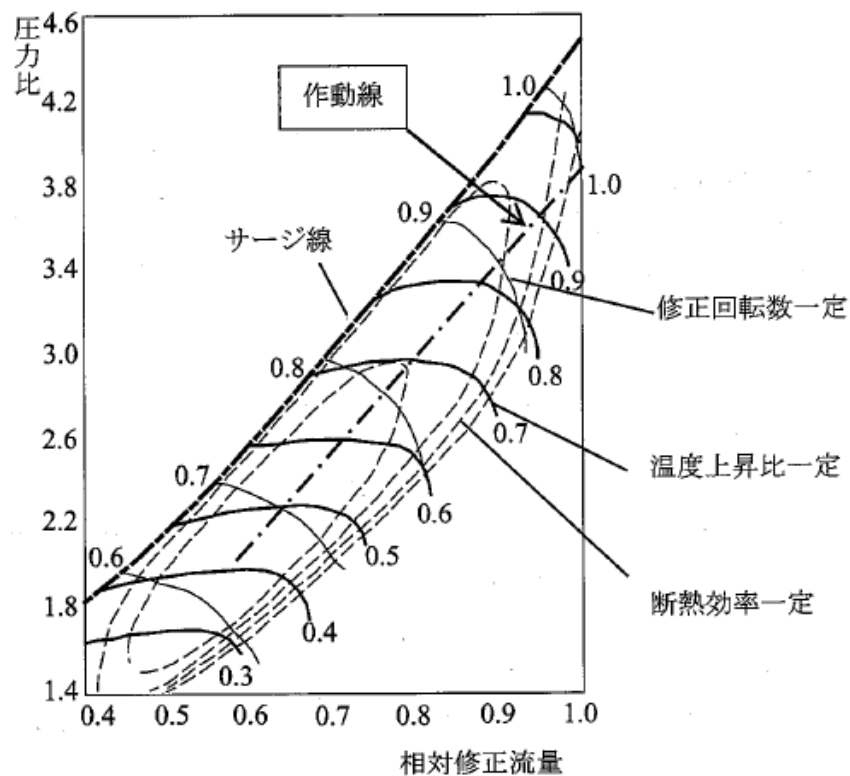


図 1-4. 圧縮機特性線図と作動線⁽²⁾

1.1.4 翼端漏れ流れと既存の失速特性改善手法

図 1-5 にジェットエンジンの模式図とその構成要素の圧縮機の拡大図を示す。圧縮機の動翼は高速回転するため動翼を覆うケーシングとの間に隙間が存在し、この隙間を翼端隙間とし、翼端隙間を通り動翼の正圧面側から負圧面側に流れる流れを翼端漏れ流れとする。

翼端漏れ流れを用いて軸流圧縮機の高効率化、翼列 1 段当たりの圧力比上昇および安定性の向上を実現するため、盛んに研究開発が行われている。安全性向上の面で軸流圧縮機の回転数が高い場合でも失速の発生を遅らせる技術の 1 つにケーシングトリートメント⁽³⁾が実用化されている。ケーシングトリートメントの一例を図 1-6 に示す。ケーシングトリートメントはケーシング側に溝を施すことで翼端漏れ流れを制御し、失速を遅らせる技術であるが、全周方向に溝があるため圧力比、圧縮機効率の低下させてしまうことが知られている。

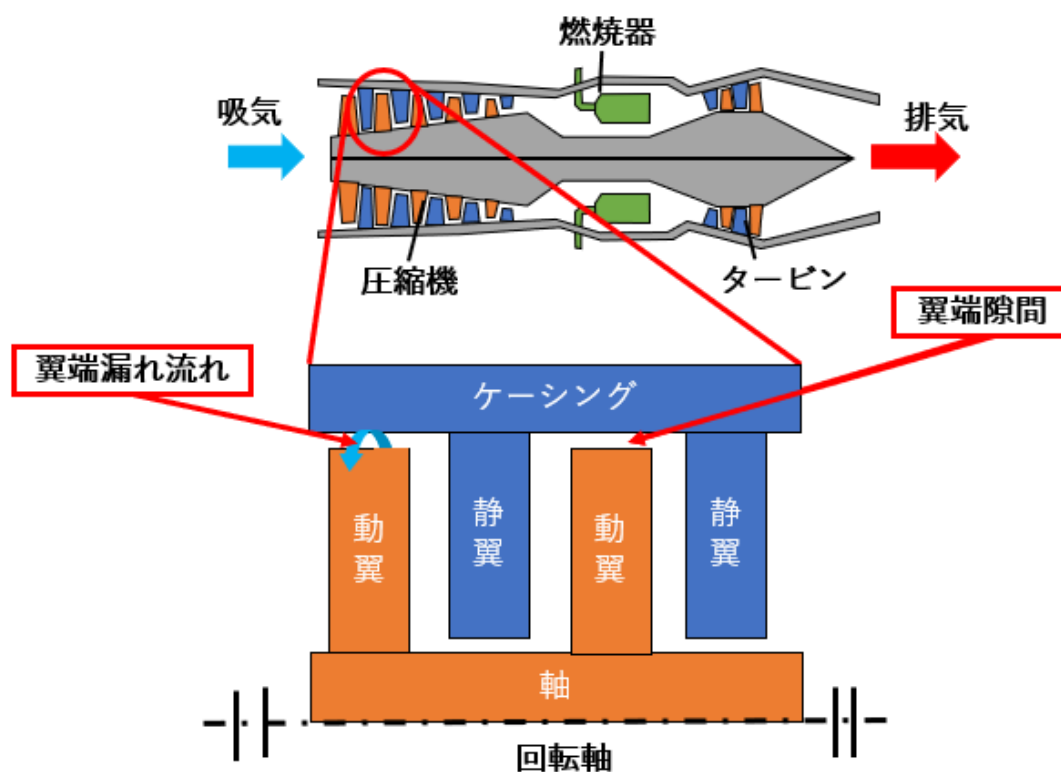


図 1-5. ジェットエンジンの模式図とその構成要素の圧縮機の拡大した模式図⁽⁴⁾



図 1-6. ケーシングトリートメントの例⁽⁵⁾

1.2 研究目的

本研究の目的は圧力比、圧縮機効率の低下を最小限に抑え、安全性を向上させる手法を提案することである。

その方法として本研究では軸流圧縮機のケーシングに溝加工するのではなく、図 1-7 のように動翼翼端の一部に溝加工を施すことで1.1.4項に記述したケーシングトリートメントより全周方向で翼端隙間を減らし、且つ溝形状の自由度を拡大する手法で圧力比、圧縮機効率の低下を最小限に抑え、失速特性改善を目指す。

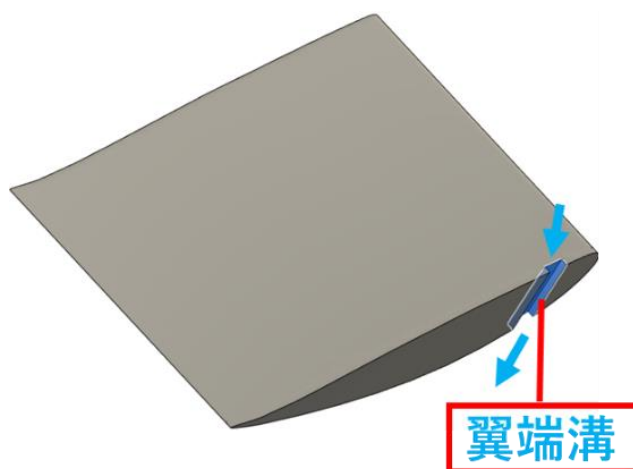


図. 1-7 翼端溝加工の例⁽⁶⁾

1.3 研究手法

本研究では軸流圧縮機の翼端に加工した溝形状が失速特性と流れ場に及ぼす影響を数値計算で調査した。

数値計算について計算技術と計算機の発展に伴い、CFD(Computational Fluid Dynamics：数値流体力学)は、風洞試験や飛行試験と共に必要不可欠な航空機空力設計ツールとなってきた⁽⁷⁾。航空機空力設計ツールとして風洞試験も挙げられるが、莫大なコストがかかってしまう。また、風洞試験では数多くの種類の空力データを取得することは困難であるため、数値計算で軸流圧縮機の翼端に加工した溝形状が失速特性と流れ場に及ぼす詳細な影響を調査する。

1.3.1 直線翼列

軸流圧縮機を流入面から見た図を図 1-8 に示す。動翼列は高速回転するため流入面から見ると環状に並んでいる。本研究では環状翼列の軸直径がスパン長と比べ十分大きいと仮定することで直線翼列に模擬している。直線翼列を対象とすることで、遠心力やコリオリ力の影響を排除することができ、状況を単純化できるので、動翼の翼端漏れ流れが流れ場に及ぼす影響を見やすくしている。

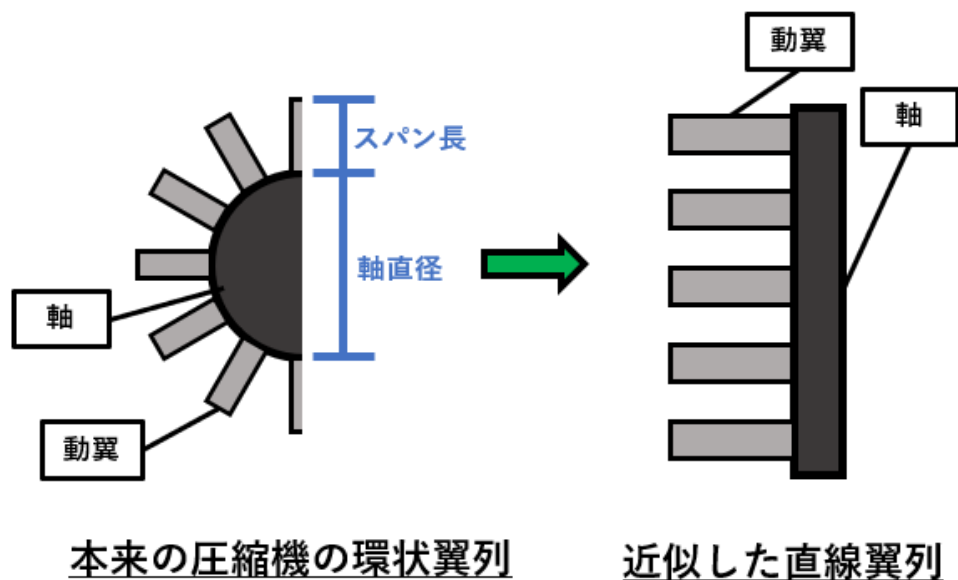


図 1-8. 環状翼列と直線翼列の関係

本来、圧縮機の環状翼列は高速回転しているため、直線翼列に模擬するにあたって動翼とケーシングの間で相対運動が必要である。つまり、図 1-9 のように動翼を固定し、ケーシングを壁面運動させることで相対運動が再現でき、環状翼列を直線翼列に模擬している。

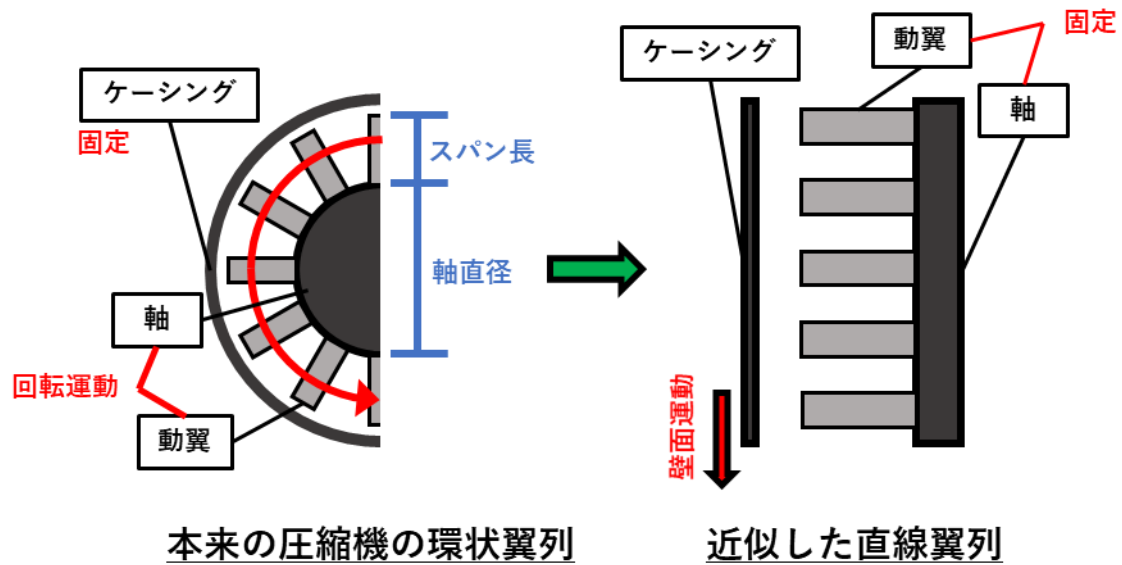


図 1-9. 翼とケーシングの相対運動

第2章 数値計算法

数値計算には JAXA が開発中の三次元圧縮性流れソルバーである UPACS⁽⁸⁾⁽⁹⁾(Unified Platform for Aerospace Computational Simulation)を使用した。UPACS は複雑形状や歪みの大きな形状への対応として計算精度や信頼性が高いマルチブロック構造格子法を採用したセル中心型有限体積法による三次元圧縮性 Navier-Stokes 方程式ソルバーで、MPI を用いて並列化されている。

UPACS では以下の物理モデルを考慮している。

- ・比熱比一定の完全気体
- ・圧縮性を考慮
- ・粘性を考慮（サザーランドの公式を利用）
- ・三次元流れを対象
- ・乱流モデルの利用
- ・重力等の外力を無視

2.1 数値計算法

2.1.1 基礎方程式

密度変動を伴う流れの基礎方程式（三次元圧縮性ナビエ・ストークス方程式）を以下に示す。

$$\frac{\partial \vec{Q}}{\partial t} + \frac{\partial \vec{F}_j}{\partial x_j} + \frac{\partial \vec{F}_{vj}}{\partial x_j} = 0 \quad (2-1)$$

$$\vec{Q} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u_i \\ E \end{pmatrix} \quad (2-2)$$

$$\vec{F}_j = \begin{pmatrix} \rho u_j \\ \rho u_j u_i + p \delta_{ij} \\ \rho u_j H \end{pmatrix} \quad (2-3)$$

$$\vec{F}_{vj} = \begin{pmatrix} 0 \\ -\tau_{ij} \\ -\tau_{ij} u_i - k \frac{\partial T}{\partial x_j} \end{pmatrix} \quad (2-4)$$

ここで $\vec{Q}$ は保存量ベクトル、 $\vec{F}_j$ は対流流束ベクトル（非粘性流束ベクトル）、 $\vec{F}_{vj}$ は粘性流束ベクトルである。また、 δ_{ij} はクロネッカーのデルタであり、

$$\delta_{ij} = \begin{cases} 1 & (i = j) \\ 0 & (i \neq j) \end{cases} \quad (2-5)$$

である。

流体の持つエネルギー E は、内部エネルギーと運動エネルギーからなり、

$$E = e + \frac{1}{2}\rho u_j^2 \quad (2-6)$$

と表される。ここで、 e は流体の持つ内部エネルギーであり、

$$e = \rho \varepsilon \quad (2-7)$$

$$\varepsilon = C_v T \quad (2-8)$$

$\frac{1}{2}\rho u_j^2$ は流体の持つ運動エネルギーである。

$$H = \frac{E + p}{\rho} = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{p}{\rho} + \frac{1}{2} u_j^2 \quad (2-9)$$

応力テンソルは、

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) \quad (2-10)$$

であり、熱伝導係数は、

$$k = \frac{\gamma R \mu}{P_r (\gamma - 1)} \quad (2-11)$$

である。ここで、 P_r はプラントル数であり、以下のように定義される。

$$P_r = \frac{\mu C_p}{k} = \frac{4\gamma}{9\gamma - 5} \quad (2-12)$$

プラントル数とは、流体の熱伝導性を代表するパラメータであり、運動粘度 $\nu = \frac{\mu}{\rho}$ と温度伝

導性 $\alpha = \frac{k}{c_p \rho}$ で表される物質定数である。気体の状態方程式は、

$$p = \rho R T \quad (2-13)$$

であり、式(2-7)より、

$$T = \frac{\varepsilon}{C_v} \quad (2-14)$$

また、

$$C_v = \frac{R}{\gamma - 1} \quad (2-15)$$

なので、式(2-14)、式(2-15)を式(2-13)に代入して圧力と内部エネルギーの関係式

$$p = (\gamma - 1) \rho \varepsilon \quad (2-16)$$

を得る。断熱過程を仮定すると、

$$\frac{p}{\rho^\gamma} = \text{const} \quad (2-17)$$

が成り立ち、式(2-17)を用いて音速を表現すると、音速を求める式は、

$$a^2 = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_s = \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\frac{p}{\rho^\gamma} \right) \rho^\gamma = \gamma p \rho^{-\gamma-1} \cdot \rho^\gamma = \frac{\gamma p}{\rho} = \gamma R T \quad (2-18)$$

と表される．式(2-4)の熱伝導項は式(2-11)や式(2-18)を用いて，

$$k \frac{\partial T}{\partial x_j} = \frac{\mu}{P_r(\gamma - 1)} \frac{\partial c^2}{\partial x_j} \quad (2-19)$$

と T や R が陽に表れない形に書き換えられる．

2.1.2 各パラメータの無次元化

無次元化はある基準状態を基にして行う．一般にターボ機械などの内部流では澱み点状態を基準状態とする．以下，基準状態の値を下添え字 $*$ ，無次元化量を添字 0 ，無次元化された変数をハット $\hat{}$ で表す．

2.1.2.1 基準無次元化量

基本となる無次元化量は以下の3つの変数（密度（基準状態の密度 ρ_* ），速度（基準状態の音速 c_* ），代表長 L_* ）で規定され，これらの値が基準無次元化量（代表値）となる．

密度について，

$$\rho = \rho_0 \hat{\rho}, (\rho_0 = \rho_*) \quad (2-20)$$

速度について，

$$u = c_0 \hat{u}, (c_0 = c_*) \quad (2-21)$$

代表長について，

$$x = L_0 \hat{x}, (L_0 = L_*) \quad (2-22)$$

基準状態の密度 ρ_* ，基準状態の音速 c_* の導出方法については2.4項で示す．代表長については，翼弦長を基準長とした．

これらの変数は基準状態の値と無次元化量（代表値）が等しいが，以下の無次元化量に関しては変数の無次元化量（代表値）は基準状態の値とは異なる．

$$p_0 \neq p_* \quad (2-23)$$

$$T_0 \neq T_* \quad (2-24)$$

$$\mu_0 \neq \mu_* \quad (2-25)$$

基準状態の音速 c_* の式は，

$$c_*^2 = \gamma \frac{p_*}{\rho_*} = \gamma R T_* \quad (2-26)$$

である．

2.1.2.2 各変数の無次元化

基準無次元化量を用いると、各変数の無次元化は以下のようになる。
時間(t)について,

$$t = t_0 \hat{t} = \frac{L_0}{c_0} \hat{t}, \quad \left(t_0 = \frac{L_0}{c_0} \right) \quad (2-27)$$

圧力(p)について,

$$p = p_0 \hat{p} = \rho_0 c_0^2 \hat{p}, \quad (p_0 = \rho_0 c_0^2) \quad (2-28)$$

ここで圧力の無次元化量 p_0 は,

$$p_0 = \rho_0 c_0^2 = \rho_* c_*^2 = \rho_* \cdot \gamma \frac{p_*}{\rho_*} = \gamma p_*, \quad (\neq p_*) \quad (2-29)$$

となり、基準状態の圧力 p_* とは異なる。音速を求める式

$$c^2 = \gamma \frac{p}{\rho} \quad (2-30)$$

を考えると,

$$(\hat{c} c_0)^2 = \gamma \frac{(\hat{p}(\rho_0 c_0^2))}{(\hat{\rho} \rho_0)} \quad (2-31)$$

$$\hat{c}^2 c_0^2 = \gamma \frac{\hat{p}(\rho_0 c_0^2)}{\hat{\rho} \rho_0} \quad (2-32)$$

$$\hat{c}^2 = \gamma \frac{\hat{p}}{\hat{\rho}} \quad (2-33)$$

となり、有次元と無次元で表式が同じになる。粘性係数(μ)について,

$$\mu = \mu_0 \hat{\mu} = \rho_0 c_0 L_0 \hat{\mu}, \quad (\mu_0 = \rho_0 c_0 L_0) \quad (2-34)$$

温度(T)について,

$$T = T_0 \hat{T} = \frac{c_0^2}{R} \hat{T}, \quad \left(T_0 = \frac{c_0^2}{R} \right) \quad (2-35)$$

ここで温度の無次元化量 T_0 は式(2-26)より,

$$T_0 = \frac{c_0^2}{R} = \frac{c_*^2}{R} = \frac{\gamma R T_*}{R} = \gamma T_* \quad (2-36)$$

となり基準状態の温度 T_* とは異なる。音速を求める式

$$c^2 = \gamma R T \quad (2-37)$$

を考えると,

$$(\hat{c} c_0)^2 = \gamma R \cdot \hat{T} \left(\frac{c_0^2}{R} \right) \quad (2-38)$$

$$\hat{c}^2 = \gamma \hat{T} \quad (2-39)$$

となる。気体の状態方程式は,

$$p = \rho R T \quad (2-40)$$

$$\hat{p}(\rho_0 c_0^2) = \hat{p} \rho_0 R \hat{T} \left(\frac{c_0^2}{R} \right) \quad (2-41)$$

$$\hat{p} = \hat{p} \hat{T} \quad (2-42)$$

となる．式(2-16)の内部エネルギーと圧力の関係式

$$p = (\gamma - 1) \rho \varepsilon = (\gamma - 1) \rho C_v T \quad (2-43)$$

の無次元化を考えると，

$$\hat{p}(\rho_0 c_0^2) = (\gamma - 1) \hat{p} \rho_0 C_v \hat{T} \left(\frac{c_0^2}{R} \right) \quad (2-44)$$

$$C_v = \frac{R}{\gamma - 1} \text{より,}$$

$$\hat{p}(\rho_0 c_0^2) = (\gamma - 1) \hat{p} \rho_0 \frac{R}{\gamma - 1} \hat{T} \left(\frac{c_0^2}{R} \right) \quad (2-45)$$

$$\hat{p} = \hat{p} \hat{T} \quad (2-46)$$

となる．

2.1.2.3 粘性係数

粘性係数を求めるのにサザーランドの式⁽¹⁰⁾を用いている．サザーランドの式は粘性係数 μ を，ある温度 T_s での粘性係数 μ_s を用いて以下のように書ける．

$$\frac{\mu}{\mu_s} = \left(\frac{T}{T_s} \right)^{1.5} \left(\frac{T_s + S}{T + S} \right) \quad (2-47)$$

式(2-47)の温度 T_s を基準状態の温度 T_* にすると，

$$\frac{\mu}{\mu_*} = \left(\frac{T}{T_*} \right)^{1.5} \left(\frac{T_* + S}{T + S} \right) = \left(\frac{T}{T_*} \right)^{1.5} \left(\frac{1 + \frac{S}{T_*}}{\frac{T}{T_*} + \frac{S}{T_*}} \right) \quad (2-48)$$

となる．ここで， $\theta = \frac{T}{T_*}$ とおくと，

$$\frac{\mu}{\mu_*} = \theta^{1.5} \left(\frac{1 + \frac{S}{T_*}}{\theta + \frac{S}{T_*}} \right) \quad (2-49)$$

$$\mu = \mu_* \theta^{1.5} \left(\frac{1 + \frac{S}{T_*}}{\theta + \frac{S}{T_*}} \right) \quad (2-50)$$

$$\theta = \frac{T}{T_*} = \frac{\gamma T}{\gamma T_*}, \quad T_0 = \gamma T_* \text{より,}$$

$$\theta = \frac{\gamma T}{\gamma T_*} = \frac{\gamma T}{T_0} \quad (2-51)$$

また, $\hat{c}^2 = \gamma \hat{T}$ より,

$$\theta = \frac{\gamma T}{T_0} = \gamma \hat{T} = \hat{c}^2 \quad (2-52)$$

これらをまとめると,

$$\mu = \mu_* \theta^{1.5} \left(\frac{1 + \frac{S}{T_*}}{\theta + \frac{S}{T_*}} \right) \quad (2-53)$$

$$\theta = \hat{c}^2 \quad (2-54)$$

となる. さらに無次元化は式(2-34)で行われるので,

$$\mu = \mu_* \theta^{1.5} \left(\frac{1 + \frac{S}{T_*}}{\theta + \frac{S}{T_*}} \right) \quad (2-55)$$

$$(\rho_0 c_0 L_0) \hat{\mu} = \mu_* \theta^{1.5} \left(\frac{1 + \frac{S}{T_*}}{\theta + \frac{S}{T_*}} \right) \quad (2-56)$$

$$\hat{\mu} = \frac{\mu_*}{(\rho_0 c_0 L_0)} \theta^{1.5} \left(\frac{1 + \frac{S}{T_*}}{\theta + \frac{S}{T_*}} \right) \quad (2-57)$$

$$\hat{\mu} = \frac{1}{R'_e} \theta^{1.5} \left(\frac{1 + \frac{S}{T_*}}{\theta + \frac{S}{T_*}} \right) \quad (2-58)$$

となる. ここで,

$$R'_e = \frac{\rho_0 c_0 L_0}{\mu_*} = \frac{\rho_* c_* L_*}{\mu_*} \quad (2-59)$$

となり, R'_e は基準状態のレイノルズ数である.

2.1.3 基礎方程式の無次元化

以下に無次元化された基礎方程式を示す.

質量保存式は,

$$\frac{\partial \hat{\rho}}{\partial \hat{t}} + \frac{\partial \hat{\rho} \hat{u}_j}{\partial \hat{x}_j} = 0 \quad (2-60)$$

運動量保存式は,

$$\frac{\partial \hat{\rho} \hat{u}_j}{\partial \hat{t}} + \frac{\partial}{\partial \hat{x}_j} (\hat{\rho} \hat{u}_i \hat{u}_j + \hat{p} \delta_{ij}) + \frac{\partial \hat{\tau}_{ij}}{\partial \hat{x}_j} = 0 \quad (2-61)$$

運動量保存式に関して, 通常粘性項の前に表れるレイノルズ数は粘性係数を求めるサザラ
ンドの式に含まれている. エネルギー保存式は,

$$\frac{\partial \hat{E}}{\partial \hat{t}} + \frac{\partial \hat{\rho} \hat{u}_j \hat{H}}{\partial \hat{x}_j} + \frac{\partial}{\partial \hat{x}_j} \left(\hat{\tau}_{ij} \hat{u}_i + \frac{\hat{\mu}}{Pr(\gamma - 1)} \frac{\partial \hat{c}^2}{\partial \hat{x}_j} \right) = 0 \quad (2-62)$$

である。

2.1.4 マッハ数とレイノルズ数の与え方

UPACS では基準状態と境界条件の計算などで用いる澁み点状態との関係を規定するため基準状態のマッハ数を与え、粘性係数の無次元化のために基準状態のレイノルズ数、基準状態の温度を与えることになっている。一般に実験で用いるレイノルズ数では、一様流の流速や上流の流速が用いられるため、この「基準状態のレイノルズ数」とは一致しないので注意が必要である。一様流速 V_* で与えられる実験のレイノルズ数を Re とすると、基準状態のレイノルズ数は式(2-63)で表される。

$$R'_e = \frac{\rho_* c_* L_*}{\mu_*} = \frac{\rho_* V_* L_*}{\mu_*} \frac{c_*}{V_*} = Re \times \frac{c_*}{V_*} = Re \times \frac{1}{M_*} \quad (2-63)$$

また、計算格子は代表長さ L_* を用いて無次元化されていると仮定されている。本研究では翼弦長を基準長としたため、翼弦長が1となるように計算格子を作成した。

2.2 計算手法

支配方程式であるレイノルズ平均ナビエ・ストークス方程式⁽¹¹⁾の慣性項の離散化にMUSCL法を用いて3次精度で高精度化したRoeスキーム、粘性項の離散化には2次精度中心差分を用いた。本研究では低マッハ数流れを対象としているので、空間精度を維持するために制限関数はない。時間積分法にはMFGS(Matrix-Free-Gauss-Seidel)法⁽¹²⁾による陰解法を用い、クーラン数が3となるように物理時間刻み幅を決定し、時間刻み幅を一定として計算を行った。

2.3 乱流モデル

乱流モデルには、乱流粘性率の輸送方程式を直接扱う1方程式モデルであるSpalart-Allmaras (S-A)⁽¹³⁾⁽¹⁴⁾モデルを使用した。圧縮機内部は逆圧力勾配の流れとなっており、Spalart-Allmarasモデルは逆圧力勾配を伴う境界層を有する流れ計算に適している⁽¹⁵⁾。

以下に乱流粘性率の輸送表現の基本表現を示す。

乱流粘性率 ν_T を、

$$\nu_T = \hat{\nu} f_V \quad (2-64)$$

と書き、 f_V を

$$f_V = \frac{\chi^3}{\chi^3 + C_V^3} \quad (2-65)$$

$$\chi = \frac{\hat{\nu}}{\nu} \quad (2-66)$$

で定義する．分子粘性効果の弱い領域では $\tilde{\nu} \gg \nu$ より $f_V \cong 1$ となるため， $\tilde{\nu}$ は ν_T の高レイノルズ部分（分子粘性の影響を直接受けない部分）と言える．高レイノルズ数部分 $\tilde{\nu}$ は，以下の輸送方程式

$$\frac{D\tilde{\nu}}{Dt} = C_P \tilde{\nu} \tilde{S} - C_{\varepsilon 1} f_\varepsilon \left(\frac{\tilde{\nu}}{d} \right)^2 + \frac{1}{\sigma} \left(\nabla \cdot ((\nu + \tilde{\nu}) \nabla \tilde{\nu}) + C_D (\nabla \tilde{\nu})^2 \right) \quad (2-67)$$

で記述される．上式で， d は計算点から壁面までの距離であり， $\tilde{S}$ と f_ε は，

$$\tilde{S} = \frac{1}{\sqrt{2}} |\bar{\omega}| + \frac{\nu}{(kd)^2} f_P \quad (2-68)$$

$$f_\varepsilon = g \left(\frac{1 + C_{\varepsilon 2}^6}{g^6 + C_{\varepsilon 2}^6} \right)^{1/6} \quad (2-69)$$

で与えられる．式(2-68)，式(2-69)で， f_P と g は，

$$f_P = 1 - \frac{\chi}{1 + f_V \chi} = \frac{\chi^3 - C_V^3 \chi + C_V^3}{\chi^4 + \chi^3 + C_V^3} \quad (2-70)$$

$$g = r + C_{\varepsilon 3} (r^6 - r), \quad r = \frac{\tilde{\nu}}{\tilde{S} (kd)^2} \quad (2-71)$$

で定義される．モデル定数は，

$$\sigma = \frac{2}{3}, \quad C_V = 7.1, \quad k = 0.41, \quad C_P = 0.13, \quad C_D = 0.62, \quad C_{\varepsilon 1} = \frac{C_P}{k^2} + \frac{1 + C_D}{\sigma}, \quad C_{\varepsilon 2} = 2, \quad C_{\varepsilon 3} = 0.3 \quad (2-72)$$

である．

UPACS で Spalart-Allmaras モデルを使用する際に，「一様流での NU_tilda」，「NU_tilda の初期値」という入力変数を与える必要がある．これらの変数については CFD online^{(16)~(18)}を参考に以下の式(2-73)により求めた．平均流速 U [m/s]は流入速度とし，乱流強度 I ⁽¹⁷⁾は「低速流れ（低レイノルズ数）の場合，一般的に乱流強度は 1[%]から 5[%]と推定される⁽¹⁷⁾」とあったので，本研究では 3[%]とした．乱流の長さスケール l ⁽¹⁸⁾は，直線翼列のピッチの長さ（基準長さ）を無次元化した値である「1」の 5[%]の値「0.05」とした．

$$\tilde{\nu} = \sqrt{\frac{3}{2}} (U l I) \quad (2-73)$$

U ：平均流速[m/s]， I ：乱流強度， l ：乱流の長さスケール

2.4 入力変数の決定方法

UPACS で内部流れを計算する際に必要な入力変数の決定方法を以下に示す。澱み点状態を基準状態とし基準状態のレイノルズ数とマッハ数，また境界条件として流入角，流出境界での静圧（流出境界での静圧/基準状態での全圧），流入境界での全圧係数（全圧@流入境界/全圧@基準状態），流入境界での全温係数（全温@流入境界/全温@基準状態）を与え，初期条件として流入速度を与える必要がある。

本研究では数値計算により失速特性改善に効果のあった翼端溝形状について，失速特性や全圧損失に着目して有用性を評価する。「高島⁽¹⁹⁾の実験」の直線翼列風洞は流出側が大気開放されており流出側の静圧が大気圧となっているため，数値計算においても流出側の静圧を大気圧とし，流出側の静圧と流入速度，流入角と流出角の差である転向角から，速度三角形やベルヌーイの定理を用いて幾何学的に入力変数を求めた。

空気の比熱比 $r = 1.4[-]$ ，一般気体定数 $R = 8.3145[\text{J}/(\text{mol} \cdot \text{K})]$ とした。

空気の分子量は $M = 28.966[\text{g}/\text{mol}]$ なので，空気の気体定数 $R_{air}[\text{J}/(\text{kg} \cdot \text{K})]$ は，

$$R_{air} = 8.3145 / (28.966 \times 10^{-3}) = 287.043[\text{J}/\text{kg} \cdot \text{K}] \quad (2-74)$$

とした。

転向角 $\theta[\text{deg}]$ は，流入角 $\alpha_{in}[\text{deg}]$ と流出角 $\alpha_{out}[\text{deg}]$ を用いて，

$$\theta = \alpha_{in} - \alpha_{out} \quad (2-75)$$

と表されるので，転向角 $\theta[\text{deg}]$ と流入角 $\alpha_{in}[\text{deg}]$ を用いて流出角 $\alpha_{out}[\text{deg}]$ を求めた。

$$\alpha_{out} = \alpha_{in} - \theta \quad (2-76)$$

流入側で速度三角形（三角関数）を用いて，流入速度 $v_{in}[\text{m}/\text{s}]$ と流入角 $\alpha_{in}[\text{deg}]$ から軸方向速度 $v_{axis}[\text{m}/\text{s}]$ を求めた。

$$v_{axis} = v_{in} \cos \alpha_{in} \quad (2-77)$$

流量保存の法則より，流入側と流出側で軸方向速度成分 $v_{axis}[\text{m}/\text{s}]$ は保存されるので，軸方向速度 $v_{axis}[\text{m}/\text{s}]$ と流出角 $\alpha_{out}[\text{deg}]$ を用いて速度三角形（三角関数）より流出速度 $v_{out}[\text{m}/\text{s}]$ を求めた。

$$v_{out} = v_{axis} / \cos \alpha_{out} \quad (2-78)$$

・ 流出境界について

空気の温度 $T_{out}[\text{K}]$ は $288.15[\text{K}]$ （ $15[^\circ\text{C}]$ ）とした。静圧 $P_{out}[\text{Pa}]$ は大気圧なので，

$$P_{out} = 101325 \times \left(\frac{288.15}{T_{out} + 273.15} \right)^{-5.256} \quad (2-79)$$

密度 $\rho_{out}[\text{kg}/\text{m}^3]$ は，気体の状態方程式 $P = \rho R_{air} T$ より，

$$\rho_{out} = \frac{P_{out}}{R_{air} T_{out}} \quad (2-80)$$

とし，音速 $c_{out}[\text{m}/\text{s}]$ は，音速の式 $c = \sqrt{\gamma R_{air} T}$ より，

$$c_{out} = \sqrt{\gamma R_{air} T_{out}} \quad (2-81)$$

とした。マッハ数 $M_{out}[-]$ は、

$$M_{out} = \frac{v_{out}}{c_{out}} \quad (2-82)$$

より求めた。

粘性係数 $\mu[\text{Pa} \cdot \text{s}]$ は温度によって変化することがわかっており、サザーランドの式(2-47)を用いて粘性係数 $\mu_{out}[\text{Pa} \cdot \text{s}]$ を、

$$\mu_{out} = \mu_s \left(\frac{T_{out}}{T_s} \right)^{1.5} \left(\frac{T_s + S}{T_{out} + S} \right) \quad (2-83)$$

とした。

・流入境界について

空気の温度は $288.15[\text{K}]$ ($15[^\circ\text{C}]$) とした。

静圧 $P_{in}[\text{Pa}]$ は、流出境界の静圧 (大気圧) $P_{out}[\text{Pa}]$ と流入境界の速度 $v_{in}[\text{m/s}]$ 、流出境界の速度 $v_{out}[\text{m/s}]$ からベルヌーイの定理を用いて仮定した。

ベルヌーイの定理は、

$$P + \frac{1}{2} \rho v^2 + \rho g z = \text{const} \quad (2-84)$$

であり、upacs では重力等の外力を無視しているので、

$$P_{in} + \frac{1}{2} \rho v_{in}^2 = P_{out} + \frac{1}{2} \rho v_{out}^2 \quad (2-85)$$

となる。式(2-85)より流入境界での静圧 $P_{in}[\text{Pa}]$ を

$$P_{in} = P_{out} + \frac{1}{2} \rho (v_{out}^2 - v_{in}^2) \quad (2-86)$$

と決定した。密度 $\rho_{in}[\text{kg/m}^3]$ 、音速 $c_{in}[\text{m/s}]$ 、マッハ数 $M_{in}[-]$ 、粘性係数 $\mu_{in}[\text{Pa} \cdot \text{s}]$ については、以下の式により求めた。

$$\rho_{in} = \frac{P_{in}}{R_{air} T_{in}} \quad (2-87)$$

$$c_{in} = \sqrt{\gamma R_{air} T_{in}} \quad (2-88)$$

$$M_{in} = \frac{v_{in}}{c_{in}} \quad (2-89)$$

$$\mu_{in} = \mu_* \left(\frac{T_{in}}{T_s} \right)^{1.5} \left(\frac{T_s + S}{T_{in} + S} \right) \quad (2-90)$$

・基準状態（澱み点状態）について

式(2-91)～式(2-93)に示す圧縮性流体の一樣流状態と澱み点状態の関係式を用いて、基準状態（澱み点状態）の値を求めた。

$$\frac{T_*}{T} = 1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2 \quad (2-91)$$

$$\frac{p_*}{p} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2\right)^{\frac{k}{k-1}} \quad (2-92)$$

$$\frac{\rho_*}{\rho} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2\right)^{\frac{1}{k-1}} \quad (2-93)$$

一樣流状態を流入境界の状態として、基準状態の温度 T_* [K]、圧力 P_* [Pa]、密度 ρ_* [kg/m³]、粘性係数 μ_* [Pa・s]、音速 c_* [m/s]を以下の式より求めた。

$$T_* = T_{in} \times \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_{in}^2\right) \quad (2-94)$$

$$P_* = P_{in} \times \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_{in}^2\right)^{\frac{k}{k-1}} \quad (2-95)$$

$$\rho_* = \rho_{in} \times \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_{in}^2\right)^{\frac{1}{k-1}} \quad (2-96)$$

$$\mu_* = \mu_s \left(\frac{T_*}{T_s}\right)^{1.5} \left(\frac{T_s + S}{T_* + S}\right) \quad (2-97)$$

$$c_* = \sqrt{\gamma R_{air} T_*} \quad (2-98)$$

基準状態のマッハ数 M_* [-]は、澱み点状態の速度は0であるため、

$$M_* = 0 \quad (2-99)$$

とした。基準状態の長さ（代表長） L_* [m]は、翼弦長とした。

これらの基準状態の値を用いて基準状態のレイノルズ数 Re_* を、

$$Re_* = \frac{\rho_* c_* L_*}{\mu_*} \quad (2-100)$$

と決定した。

・全圧係数と全温係数について

全圧係数（全圧@流入境界/全圧@基準状態）は、流入境界の全圧 $P_{全in}$ [Pa]、基準状態の全

圧 $P_{全基準}$ [Pa]を

$$P_{全in} = P_{in} + \frac{1}{2} \rho_{in} v_{in}^2 \quad (2-101)$$

$$P_{全基準} = P_* \quad (2-102)$$

より求め,

$$全圧係数 = P_{全in} / P_{全基準} \quad (2-103)$$

とした.

全温係数 (全温@流入境界/全温@基準状態) は, 流入境界の全温 $T_{全in}$ [K], 基準状態の全温

$T_{全基準}$ [K] を

$$T_{全in} = T_{in} \quad (2-104)$$

$$T_{全基準} = T_* \quad (2-105)$$

より求め,

$$全温係数 = T_{全in} / T_{全基準} \quad (2-106)$$

とした.

2.5 翼列性能の評価方法

圧縮機の性能は圧力比と効率で評価される. 圧縮機の性能曲線の圧力比は直線翼列における揚力に相当し, 効率は全圧損失に相当する. 本研究では直線翼列の揚力と全圧損失によって翼列性能を評価した. 揚力係数⁽²⁰⁾ CI は, 式(2-107)によって翼面の圧力係数 C_p を求め, 圧力係数 C_p を翼弦に対して垂直方向成分 C_{ph} と水平方向成分 C_{pf} に分解し, 式(2-108), 式(2-109)により翼弦に垂直な力の成分 C_n と水平な力の成分 C_c を求め, 式(2-110)により導出した. 翼全体の揚力係数 C_L は, 翼スパンにおける揚力係数 CI を翼スパン方向に足し合わせ, 翼スパン長で割ることで求めた. 全圧損失 ξ は式(2-111)によって求めた.

$$C_p = \frac{P - p_l}{q} \quad (2-107)$$

P : 流入全圧, p_l : 翼面圧力, q : 流入動圧

$$C_n = \int \frac{\Delta C_{ph} dx}{c} \quad (2-108)$$

$$C_c = \int \frac{\Delta C_{pf} dy}{c} \quad (2-109)$$

dx : x 方向格子間隔, dy : y 方向格子間隔, c : 翼弦長

$$Cl = C_n \cos \alpha - C_c \sin \alpha \quad (2-110)$$

α : 食違い角

$$\xi = \frac{P_{total.in} - P_{total.out}}{q} \quad (2-111)$$

$P_{total.in}$: 流入側全圧, $P_{total.out}$: 流出側全圧

3章 結果

佐藤⁽⁶⁾によると翼端溝加工が前縁側に溝を施したモデルで失速特性の改善傾向が見られた。これを参考に前縁側に翼端溝加工を施し，Model 1 で翼列性能と流れ場に及ぼす影響を調査した。その結果を基に Model2 を調査し，溝無しモデルである Without Tiptreatment，佐藤⁽⁶⁾が用いた周方向溝モデル，溝による流れの乱れを抑制した溝モデルの両者の比較を行った。

3.1 計算対象，計算条件

計算対象は図 3-1 に示すように直線翼列の 1 流路をモデル化したもので，1 流路の上下面を周期境界条件とすることで直線翼列を再現した。境界層の格子については粘性低層 ($0 < y^+ < 4 \sim 5$) に 5 点格子を配置した。翼の諸元については「佐藤⁽⁶⁾の研究」を参考にし，翼端溝加工の形状が流れ場に及ぼす影響を調査することで翼端溝形状の有用性を評価する。翼のパラメータは，翼型 NACA65-810，翼弦長 80[mm]，翼のスパン方向長さ 180[mm]，主流速度は 40[m/s]とした。翼の取り付け角である食違い角 ξ を 26.3[deg]に固定し，流入角を変化させることで翼の迎角を変化させ，失速特性を調査した。図 3-2 に示すように翼端とケーシングの間である翼端隙間は 3.5[mm]，翼面及び壁面は滑りなし条件とした。実際のジェットエンジンの回転翼列を直線翼列で再現するために，壁面を翼列方向に翼の正圧面側から負圧面側に向かって運動する条件とした。壁面運動の速度 U [m/s]は図 3-2 の動翼列への流れを参考に式(3-1)によって求めた。

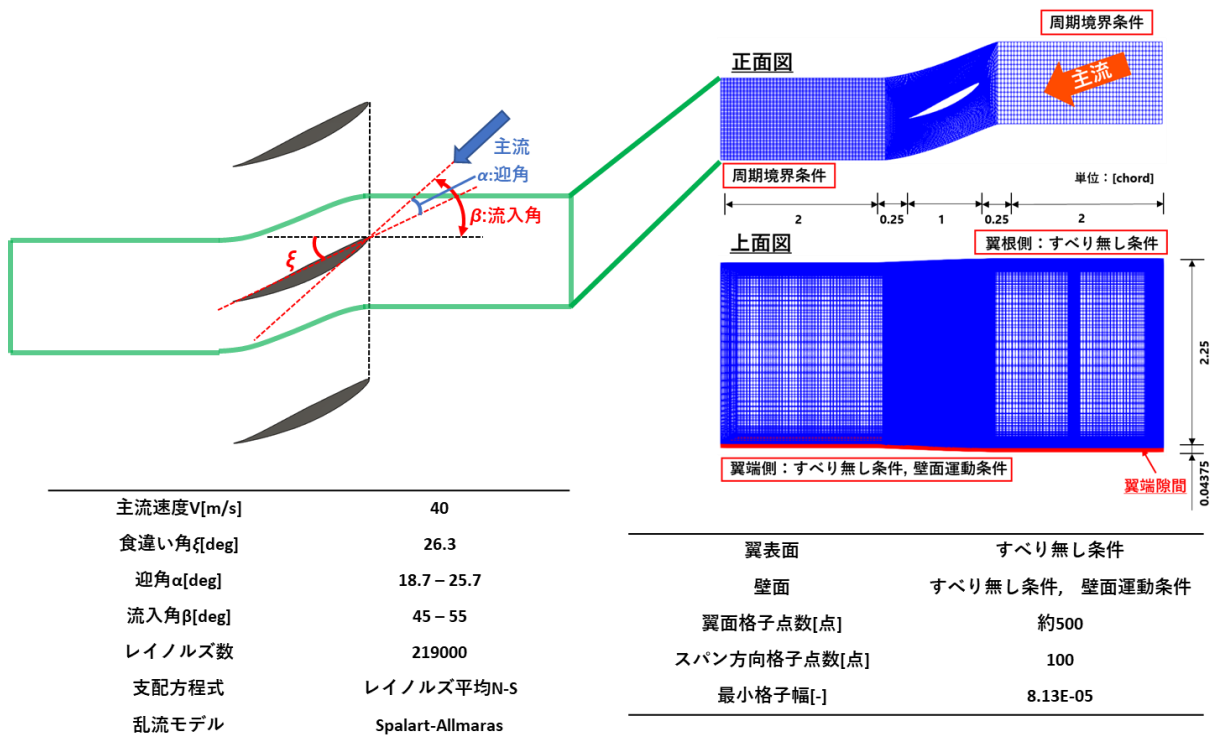


図 3-1. 計算対象と翼列諸元

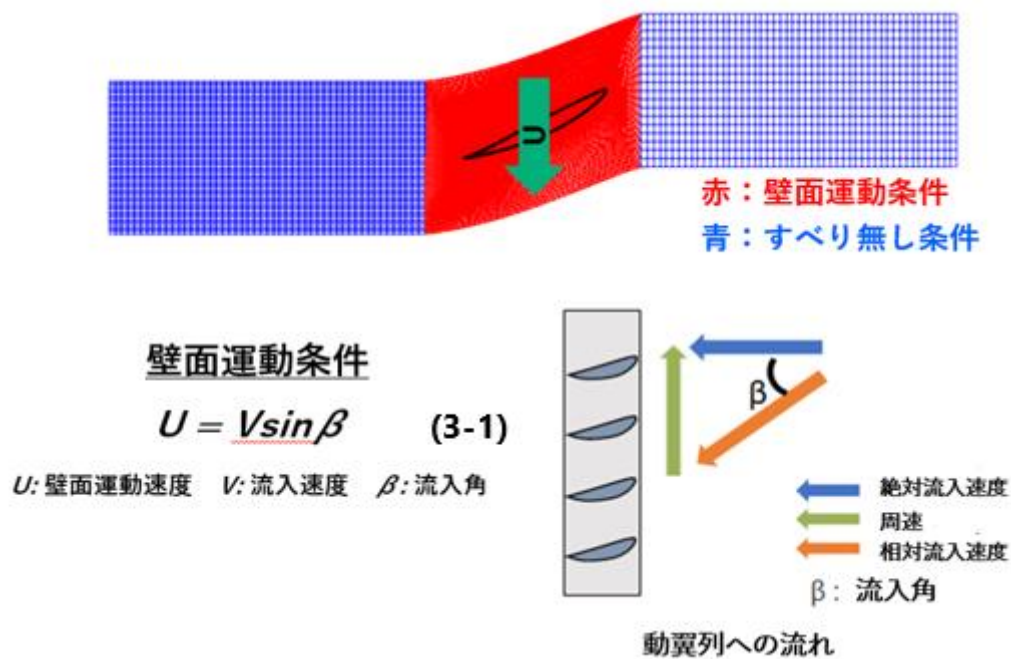


図 3-2. 数値計算での壁面相対運動の模擬方法

3.2 翼背面の溝幅を絞り前縁に配置した溝形状が翼列性能と流れ場に及ぼす影響

図 3-3 に示した翼背面の溝幅を絞り前縁に配置した溝形状を Model 1 とする．翼の諸元は表 3-1 に示すように翼腹面側は前縁から 10%位置，幅は 2.75%コード，翼背面側は前縁から 30%位置，幅は 1.3%，溝の深さ 12%スパンに溝を施し，翼列性能と流れ場に及ぼす影響を調査した．



図 3-3. 翼背面の溝幅を絞り前縁に配置した溝形状モデル(Model 1)

表 3-1. 翼背面の溝幅を絞り前縁に配置した溝形状モデル(Model 1)の諸元

溝モデル	溝入口位置幅	溝出口位置幅	深さ	溝入口位置 (腹面)	溝出口位置(背 面)
Model 1	2.75%Chord	1.3%Chord	12%Span	10%Chord	30%Chord

3.2.1 計算結果

3.2.1.1 失速特性の変化

図 3-4 に Model 1，溝無しモデルである Without Tiptreatment，佐藤⁽⁶⁾が用いた周方向溝モデル，溝による流れの乱れを抑制した溝モデルをそれぞれ Model A，Model B とし，その迎角と揚力係数の関係を示す．佐藤⁽⁶⁾が用いた溝加工無しモデルと揚力係数を比較すると揚力係数は溝加工したこともあり減少したが，失速を遅らせることが出来た．迎角 53 度から迎角 54 度にかけて揚力係数は少しではあるが減少している．

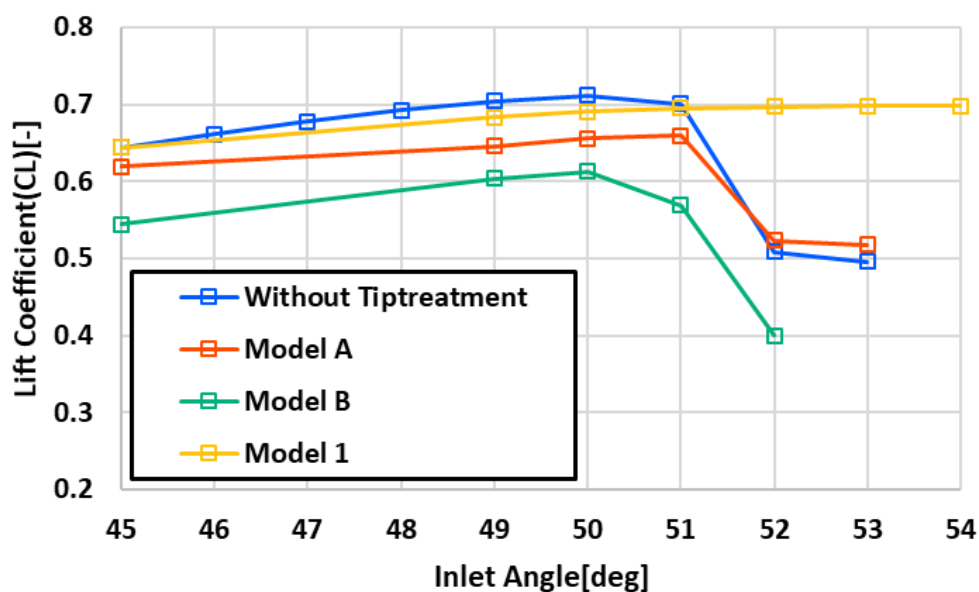


図 3-4. Model 1 による揚力係数の比較

図 3-5 に翼端からの距離と失速特性の関係を示す．Model 1 の溝加工の深さが 12%で，溝加工から 3%スパンである 15%スパン位置での揚力係数は流入角 54 度の場合でも揚力係数は増加していることがわかる．その他のスパン位置での揚力係数は流入角 54 度の場合で減少していることがわかる．翼根付近では流入角に関わらず全体的に揚力係数は小さい値となっている．

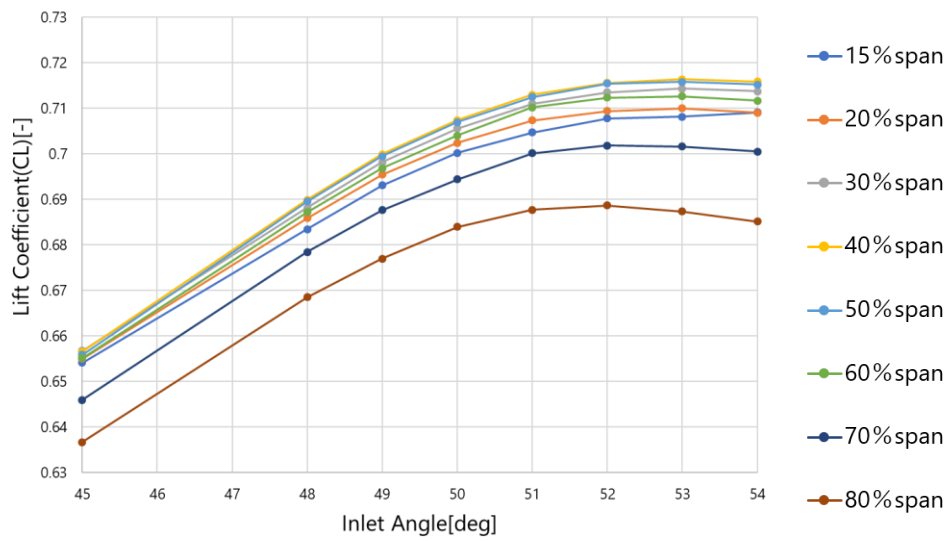
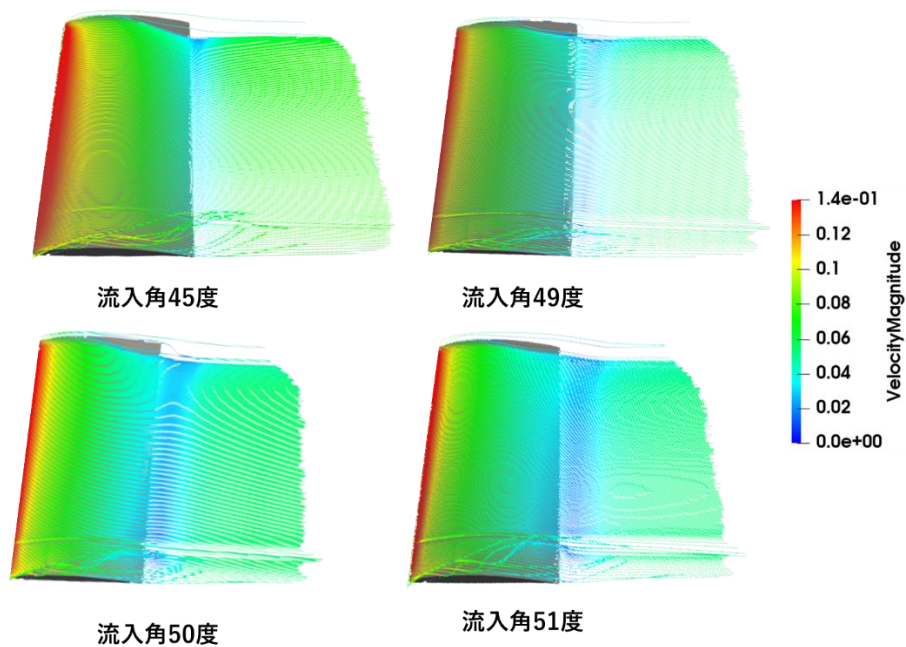


図 3-5. 翼端からの距離と失速特性の関係(Model 1)

3.2.1.2 翼周りの流れ場の変化

図 3-6 に Model 1 による翼負圧面の流線の変化を示す. 流入角 53 度の翼根付近で流れが剥がれ, 流入角 54 度では翼端付近も流れが剥がれていることが確認できる.



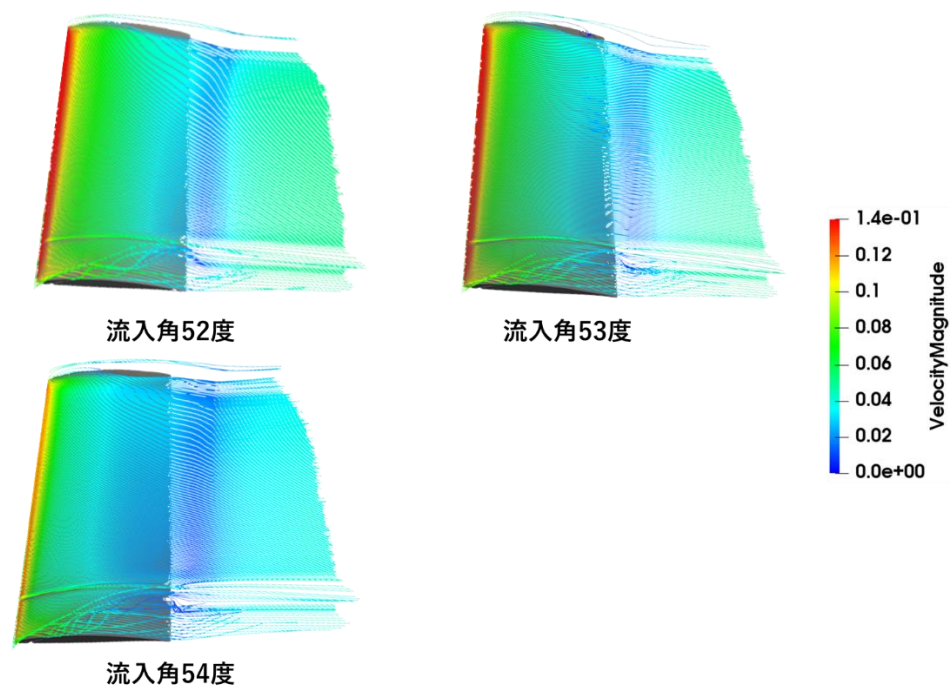


図 3-6. Model 1 による翼負圧面側の流線の変化

3.2.1.3 溝内部を流れる流体が翼根方向に及ぼす影響

図 3-7 に翼端から 8%スパン位置の翼根方向(z 方向)速度成分を示す。VerocityZ 翼根方向(z 方向)速度成分である。溝内部を通った流体が翼に沿いながら翼根方向に流れを導いているように見える。

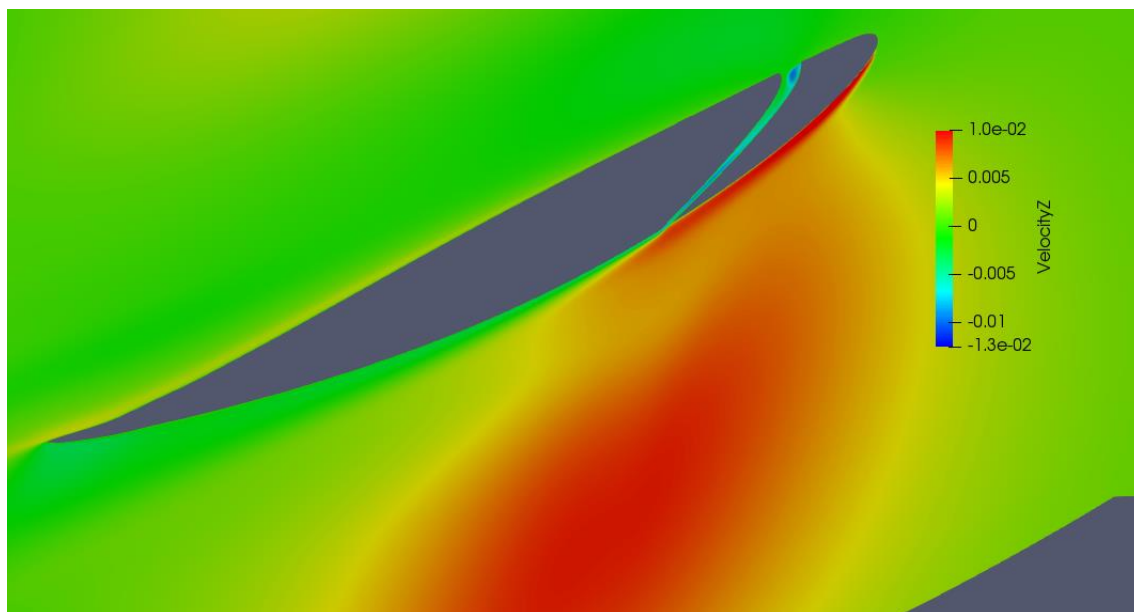


図 3-7. 翼端から 8%スパン位置の翼根方向流れ成分

3.2.1.4 全圧損失の変化

図 3-8 に Model 1，溝無しモデルである Without Tiptreatment，佐藤⁽⁶⁾が用いた周方向溝モデル，溝による流れの乱れを抑制した溝モデルをそれぞれ Model A，Model B とし，その迎角と全圧損失の関係を示す。佐藤⁽⁶⁾が用いた溝加工無モデルと比較すると流入角 52 度まで全圧損失の値は大きいが入角 52 度では全圧損失の値は小さくなっていることが確認できる。

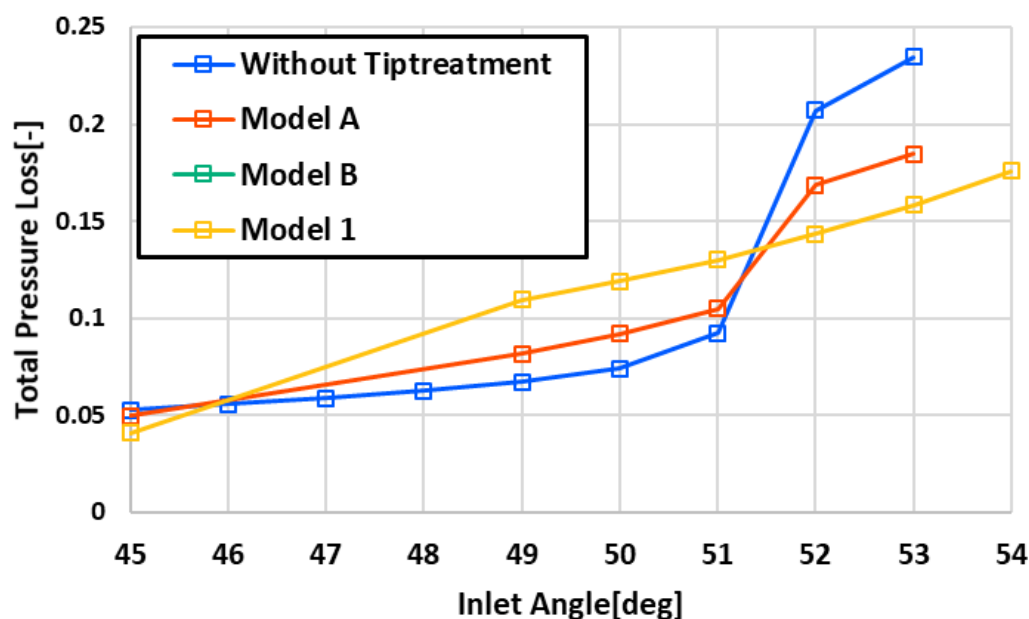


図 3-8. Model 1 による全圧損失の比較

3.2.2 考察

Model 1 と佐藤⁽⁶⁾が用いた溝モデル溝加工モデルの揚力係数を比較し，失速特性に改善傾向が見られた要因について考察する。溝を施すことで翼根方向に翼に沿いながら流れを導いていたことが確認でき，それにより剥離箇所を覆うように流れを導けたのではないかと考える。また，前縁 10% から 30% に溝を施すことで佐藤⁽⁶⁾が用いた溝加工モデルより前縁側から翼根方向に流れを導け，失速特性改善傾向が見られたと考える。

翼端からの距離と失速特性の関係を考察する。15% スパン位置では溝加工の影響が大きいため，溝内部を通った流体が剥離箇所に覆うように流れることで揚力係数の低減を抑制できたのではないかと考える。また，50% スパン位置までは全体的に揚力係数の低下を抑制できていたが 60% スパン位置以降は全体的に揚力係数が低下した要因として溝内部を通った流体が 60% スパン位置以降に影響を与えられていないと考えられる。つまり，翼根方向に流れを導くためには溝幅を大きくしスパン方向に角度を付けた形状にすることで，翼根まで流れを導けるのではないかと考える。

Model 1 について佐藤⁽⁶⁾ が用いた溝加工モデルより失速前の全圧損失が悪化した要因に

ついて考察する。より前縁側に溝加工を行ったため、翼の前縁側から溝加工の影響を受け、その影響が抵抗となったことで全圧損失の悪化につながったと考える。

3.3 翼根方向に角度のある溝形状モデルが翼列性能と流れ場に及ぼす影響

図 3-9 に示した翼根方向に角度のある溝形状を Model 2 とする。Model 2 は佐藤⁽⁶⁾が用いた周方向溝を参考に翼根方向に角度を付けた。翼の諸元は表 3-2 に示すように前縁側から 20%コード位置、幅は 13.6%コード、翼腹面側の深さ 8.4%スパン、翼背面側の深さ 12%スパン、翼背面側の 12%スパン位置に 1.6[mm]の高さを持たせ、先端が鋭利にならないように溝を施し、翼列性能と流れ場に及ぼす影響を調査した。

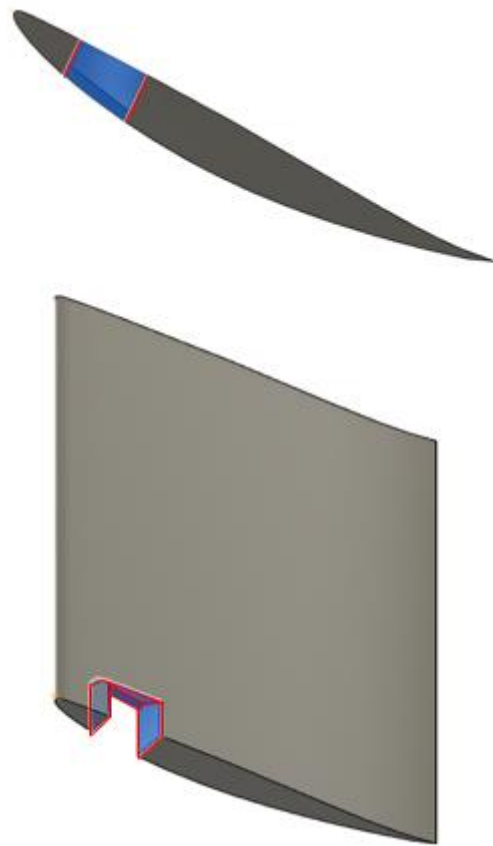


図 3-9. 翼端方向に角度のある溝形状モデル(Model 2)

表 3-2. 翼端方向に角度のある溝形状モデル(Model 2)

溝モデル	翼の周方向の溝幅	スパン方向の溝入口幅	スパン方向の溝出口幅	溝位置
Model 2	13.5%Chord	8.4%Chord	12%Chord	20%Chord

3.3.1 計算結果

3.3.1.1 失速特性の変化

図 3-10 に Model 2, Model 1, 溝無しモデルである Without Tiptreatment, 佐藤⁽⁶⁾が用いた周方向溝モデル, 溝による流れの乱れを抑制した溝モデルをそれぞれ Model A, Model B とし, その迎角と揚力係数の関係を示す. 佐藤⁽⁶⁾が用いた周方向溝モデルと揚力係数を比較すると流入角 49 度から流入角 53 度までは揚力係数は増加していることが確認できる. また, 53 度から流入角 54 度までは揚力係数は減少していることが確認できる.

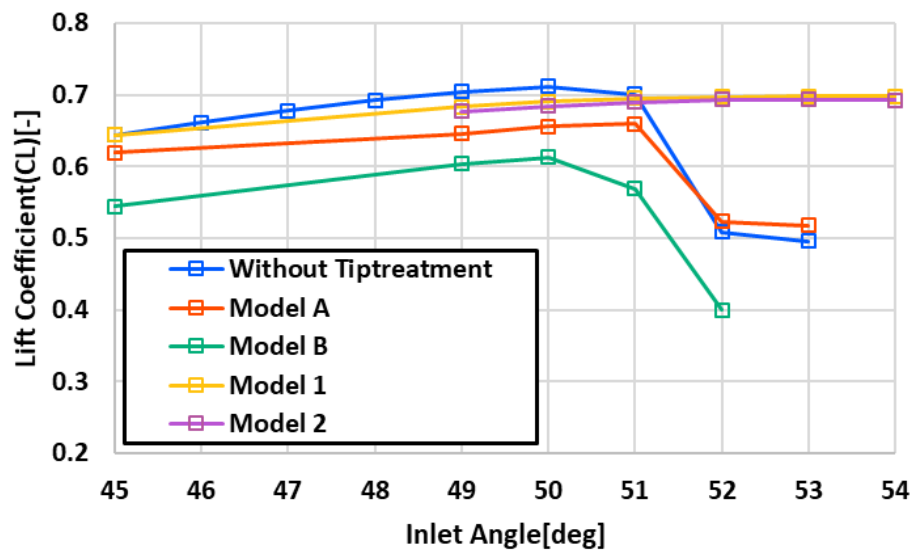


図 3-10. Model 2 による揚力係数の比較

図 3-11 に翼端からの距離と失速特性の関係を示す. Model2 の溝加工の深さが 12%で, 溝加工から 3%スパンである 15%スパン位置での揚力係数は他のスパン位置と比較すると減少していることがわかる. 30%スパン位置から 70%スパン位置での揚力係数は増加していることがわかる. また, Model 1 と比較すると 30%スパン位置から 70%スパン位置では揚力係数は減少しているが, 80%スパン位置では揚力係数は増加していることがわかる.

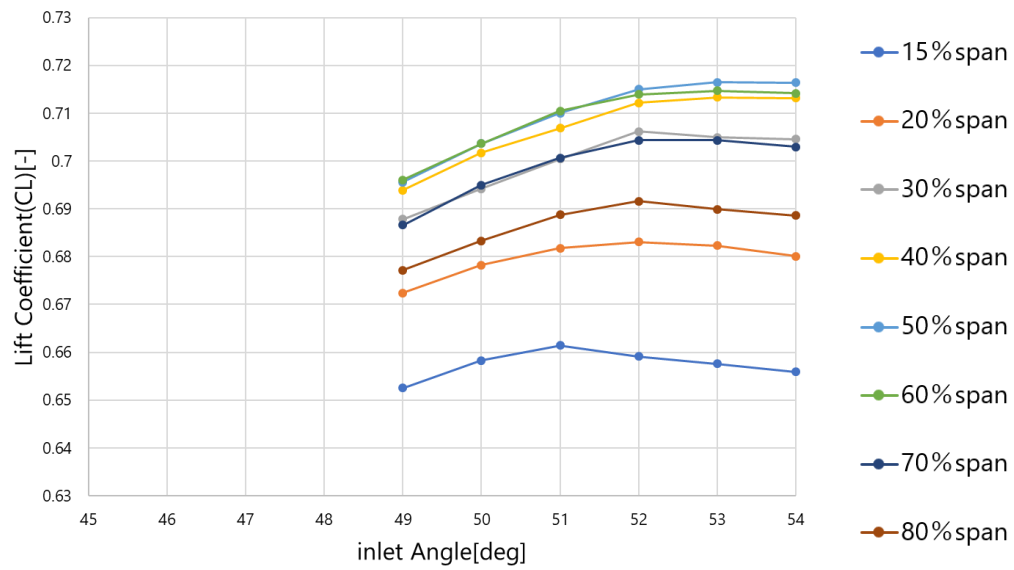


図 3-11. 翼端からの距離と失速特性の関係(Model2)

3.3.1.2 翼周りの流れ場の変化

図 3-12 に Model2 による翼負圧面の流線の変化を示す。Model 1 と比較すると、翼根方向に流れを導けていることが確認できた。しかし、Model 1 より溝内を通った流体が乱れていることがわかる。

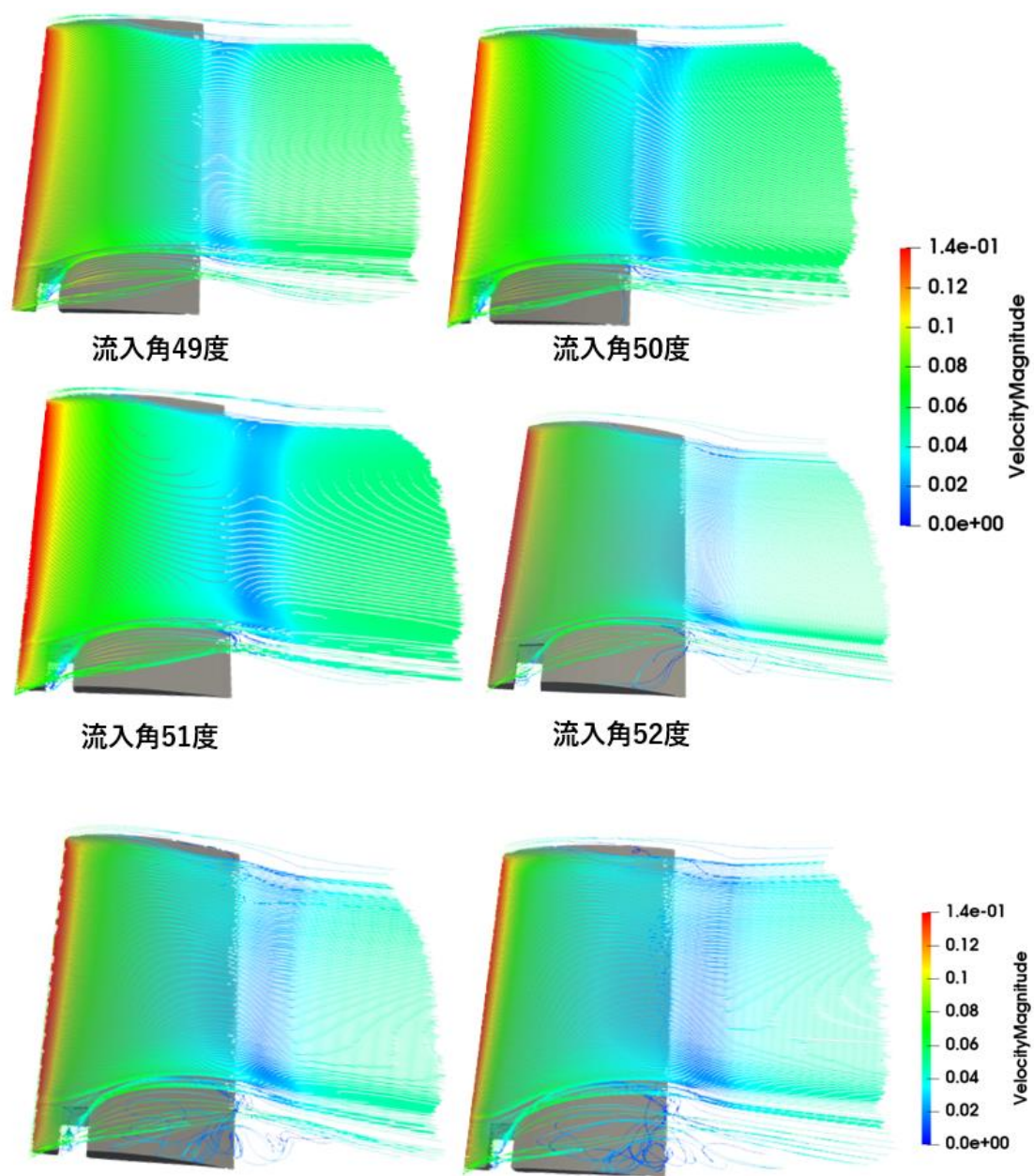


図 3-12. Model2 による翼負圧面側の流線の変化

3.2.1.3 全圧損失の変化

図 3-8 に Model 2, Model 1, 溝無しモデルである Without Tiptreatment, 佐藤⁽⁶⁾が用いた周方向溝モデル, 溝による流れの乱れを抑制した溝モデルをそれぞれ Model A, Model B とし, その迎角と全圧損失の関係を示す. 佐藤⁽⁶⁾が用いた周方向溝モデルと比較すると全圧損失の値は大きい値となっていることが確認できた.

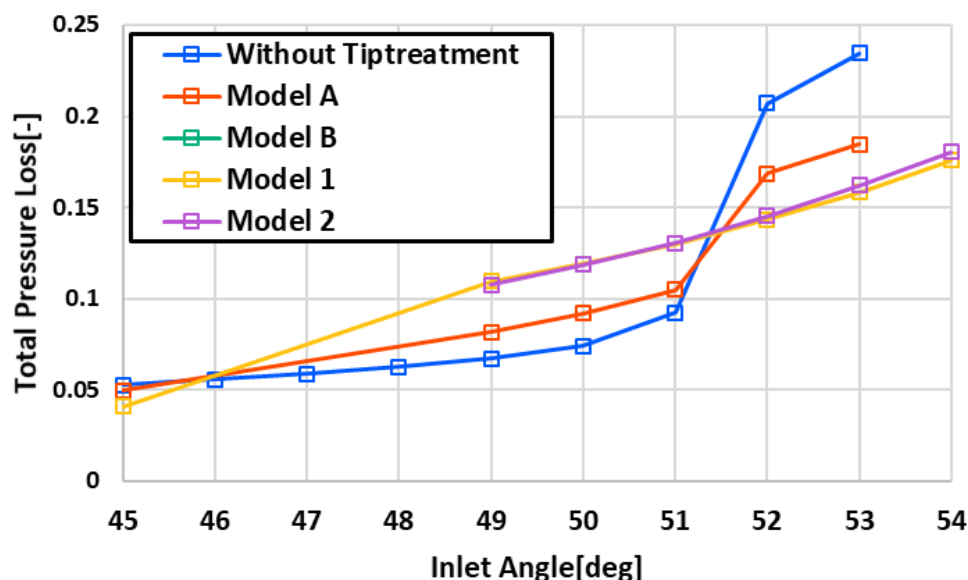


図 3-14. Model2 による全圧損失の比較

3.2.2 考察

Model2 と Model 1 の揚力係数を比較し, 揚力係数が減少した要因について考察する. スパン方向に角度のある溝を施すことでより翼根方向に流れを導けていることは確認できたが, 溝内を通る流体の乱れにより翼表面の流れが乱れ, 揚力係数が減少したのではないかと考える.

Model2 と佐藤⁽⁶⁾が用いた周方向溝モデルの揚力係数を比較し, 揚力係数が増加した要因について考察する. スパン方向に角度のある溝を施すことでより翼根方向に流れを導き, 翼根の剥離箇所を抑制できたのではないかと考える.

翼端からの距離と失速特性の関係を考察する. Model 2 と Model 1 を比較し, 60%スパン位置まで揚力係数が低下し, 80%スパン位置では揚力係数が増加した要因として Model 2 の方が翼根方向に流れを導けていたため 80%スパン位置では揚力係数が増加したが溝内を通る流体の乱れにより揚力係数が低下したのではないかと考える.

Model2 が周方向溝モデルより失速前の全圧損失が悪化した要因について考察する. 周方向溝内の流れの乱れがスパン方向に角度を付けた溝にすることで, より翼根方向に流れを導けたがその流れに乱れが生じているため, 抵抗が大きくなり, 全圧損失の悪化につながったと考える.

第4章 結言

本研究では圧力比、圧縮機効率の低下を最小限に抑え、安全性を向上させる手法を提案することを目的に、直線翼列を対象とした数値計算により、翼端溝加工形状が翼列性能と流れ場に及ぼす影響を調査した。

始めに翼端溝加工について佐藤⁽⁶⁾が前縁側に溝を施したモデルで失速特性の改善傾向が見られたという報告を参考にして翼背面の溝幅を絞り前縁に配置した溝形状モデルにし、翼列性能と流れ場に及ぼす影響を調査した。その結果、失速特性の改善傾向が見られたが、失速前の全圧損失の悪化傾向が見られた。翼背面の溝幅を絞り前縁に配置した溝により、翼根方向に翼に沿いながら流れを導いていたことが確認でき、それにより剥離箇所を覆うように流れを導けたが、佐藤⁽⁶⁾が用いた周方向モデルより溝を前縁側に配置したため、より前縁側から溝加工の影響を受け、その影響が抵抗となったことで全圧損失の悪化につながったのではないかと考察した。

次に翼根方向に角度のある溝形状モデルでは、佐藤⁽⁶⁾が用いた周方向溝を参考に翼根方向に角度を付け、翼列性能と流れ場に及ぼす影響を調査した。その結果、翼背面の溝幅を絞り前縁に配置した溝形状モデルと比較すると、失速特性の悪化傾向が見られたが、佐藤⁽⁶⁾が用いた周方向溝モデルと比較すると、失速特性の改善傾向が見られた。スパン方向に角度のある溝を施すことでより翼根方向に流れを導いたが溝内を通る流体の乱れが見られたためこのような結果に至ったと考察した。また、「佐藤⁽⁶⁾の研究」の周方向溝モデルより失速前の全圧損失が悪化した事については溝内の流れの乱れがスパン方向に角度を付けた溝にすることで、より翼根方向に流れを導けたがその流れに乱れが生じているため、抵抗が大きくなり、全圧損失の悪化につながったと考察した。

以上のことにより、直線翼列において翼端溝により失速特性改善を実現するためには、翼根方向に角度を付けた溝形状にし、翼に沿うような溝形状で溝内を通る流体の乱れを抑制する必要があると考える。また本研究は環状翼列を直線翼列に模擬し、翼端漏れ流れに着目し研究を行ったが、実際の軸流圧縮機は環状翼列であり、周速度は翼端方向に向かうにつれ大きくなり、翼根側よりも翼端側の方で流入角が大きくなることを考慮出来ていない。したがって、環状翼列にすることで生じる失速特性や流れ場の違いを調査する必要がある。

参考文献

- (1) “旅客機用エンジンの技術革新～経済性・環境適合性・安全性の向上への取り組み～”，（公財）航空機国際共同開発促進基金，2015.
- (2) 山本誠，他，“ガスタービン工学”，日本ガスタービン学会，2013.
- (3) 山口信行，“ケーシングトリートメント”，ターボ機械，
Vol.12, No.9, 1984, pp.558-567.
- (4) H. Takata, Y. Tsukuda, “Stall Margin Improvement by Casing Treatment –Its Mechanism and Effectiveness(1977)”
- (5) R.B.a.E.Benini, “State-of-Art of Transonic Axial Compressors,”University of Padova, Italy, 2011.
- (6) 佐藤拓，“翼端に加工した溝が圧縮機直線翼列の失速特性と流れ場に及ぼす影響”，高知工科大学，修士学位論文，2022.
- (7) “航空機機体数値流体解析技術(CFD)に関する研究動向 ～空力性能予測、空力騒音予測、EFD/CFD 融合について～”，（公財）航空機国際共同開発促進基金
- (8) 山本一臣他，“CFD 共通基盤プログラム UPACS の開発”，
第 14 回数値流体力学シンポジウム，D02-1, 2000.
- (9) UPACS プロジェクトチーム，“UPACS の NS ソルバーについて”，宇宙航空研究開発機構 総合技術研究本部，2004.
- (10) 鳩ぽっぽ，“粘性係数と動粘性係数”，<https://pigeon-poppo.com/dynamic-and-kinematic-viscosity/>, 2018-04-07. (参照 2022-07-04)
- (11) HEXAGON, “もっと知りたい！熱流体解析の基礎 71 第 7 章乱流計算”，
<https://www.cradle.co.jp/media/column/a430>, 2019-12-17.(参照 2022-06-17)
- (12) 嶋英志，“構造/非構造格子 CFD のための簡単な陰解法”，
第 29 回流体力学講演会論文集，1997, pp.325-328.
- (13) 吉澤徹，松尾裕一，“航空工学におけるレイノルズ平均乱流モデルの概観と時間スケールによる物理的意味の考察”，宇宙工学研究開発機構開発報告，2015.
- (14) P. R. Spalart, and S. R. Allmaras., “A one-equation turbulence model for aerodynamic flows”, La Recherche Aerospatiale, 1994.
- (15) Versteeg, H.K, and Malalasekera, W, “An Introduction to Computational Fluid Dynamics”, pp.94-95.
- (16) CFD Online, “Turbulence free-stream boundary condition”, https://www.cfd-online.com/Wiki/Turbulence_free-stream_boundary_conditions, 2014-01-15.
(参照 2022-07-25)
- (17) CFD Online, “Turbulence intensity”,
https://www.cfdonline.com/Wiki/Turbulence_intensity,
2022-07-23. (参照 2022-07-25)

- (18)CFD Online, “Turbulence length scale”, https://www.cfd-online.com/Wiki/Turbulent_length_scale, 2012-06-15. (参照 2022-07-25)
- (19) 高島涼太郎, “軸流圧縮機の失速特性改善に向けた翼端溝加工の評価”, 高知工科大学, 修士学位論文, 2022.
- (20) 谷一郎他, “流体力学実験法”, 岩波書店, 1980, pp.223-224.

謝辞

本研究を行うにあたり、高知工科大学の野崎理名誉教授には日頃から大変手厚いご指導とご支援を賜りました。M2になってからは毎月のミーティングをしていただき、研究についてたくさんのことを学びました。また、就職活動においても毎週の面接練習など今後のためになるようなたくさんを身に付けることが出来ました。心より感謝申し上げます。

高知工科大学の荻野要介講師には数値計算において大変多くのご指導をいただきました。研究するにあたり、お忙しい中にも関わらず快く研究の相談を親身になってご指導していただきました。そのご指導のおかげで研究を逃げることなく最後まで突き進めました。心より感謝申し上げます。

航空エンジン超音速流研究室最後の内部流班のメンバーである横山貴大君には普段から親しく接していただき、とても楽しく過ごせました。そして、新人生歓迎会では一緒に海に入ったことは良い思い出になりました。ありがとうございました。

同期の橋爪さんには研究の休憩中など研究以外の面でも親しく接していただき、精神的にも助けになりました。ありがとうございました。

超音速流班のメンバーの皆様には親しく接していただき、大変感謝しております。特に竹森君には研究はもちろんのことプライベートの面でも大変親しく接していただきました。ありがとうございました。そして、散歩仲間の鈴木君、窪内君には、研究の気分転換に付き合っただき、大変感謝しております。研究の糧となりました。ありがとうございました。

最後に JAXA で開発中の UPACS を使用させていただき、JAXA 賀澤順一氏と山本一臣氏には貴重なご助言をいただきました。ここに深く感謝の意を表します。