

宇宙航空研究開発機構特別資料

JAXA Special Publication

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
2020オンライン論文集

Proceedings of Fluid Dynamics Conference /
Aerospace Numerical Simulation Symposium 2020 Online

航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム運営委員会

開催日：2020年9月28日（月）～30日（水）

開催場所：Cisco Webex Meetingsによるオンライン会場

28 September ~ 30 September, 2020

Cisco Webex Meetings

2021年2月

February 2021

宇宙航空研究開発機構

Japan Aerospace Exploration Agency

まえがき

第38回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム（ANSS）は本年7月、岩手県盛岡市で開催される予定でしたが、年明けからの新型コロナウイルスの感染拡大によりやむなく中止の判断が出されました。しかしながら、当初参加予定だった皆さんにもアンケートを実施するとともに、例年合同開催している流体力学講演会（流力講演会）を担当する日本航空宇宙学会空気力学部門委員会と協議を重ねた結果、貴重な研究成果を発表する場が失われないようにすることの重要性を鑑み、ウェブ会議システムを用いたオンラインシンポジウムの形で、例年より時期を遅らせて2020年9月28日～30日の3日間、「流力講演会/ANSS2020 オンライン」として実施することとなりました。初めてのオンライン開催であり、一旦中止とした後に再度開催を告知し準備期間が短かったにもかかわらず、講演数は114件と前回の8割近い数に上りました。例年実施されていた国内外の研究者による招待講演や懇親会も取りやめとなるなど簡素なシンポジウムでしたが、参加登録人数は226名と盛会となりました。

今回は参加登録者の皆さんにできるだけ多くの講演に参加して頂けるよう、パラレルセッションは3つに減らし、3日間の会期をフルに使って講演を割り当てました。初日の9月28日には、CFDワークショップ“Sixth Aerodynamics Prediction Challenge（APC-6）”が今回初めて正式にANSS企画として実施されました。今回のAPC-6ではNASA-CRMと呼ばれる機体形状を解析対象とし、低マッハ数において迎角を変化させた定常計算並びに高迎角時の非定常計算結果を風洞試験データと比較した結果がJAXAを含む9つのグループから報告され、活発な議論が交わされました。二日目の9月29日の午後には、特別企画としてパネルディスカッション「数値シミュレーション・ビジョン2040策定を目指して」が開催されました。JAXA航空技術部門が主催する外部有識者委員会をパネルとし、日本の数値シミュレーション技術の将来的なビジョンに関して、オンラインでの参加者と各パネリストとの間で活発な議論が交わされました。

その他の企画セッションとして、流力/ANSS合同企画として「航空宇宙流体データ科学の新展開」、「低レイノルズ数流れ」、「革新回転翼機・eVTOL機の空力的課題」、「空力音の予測と低減」、流力単独企画として「先進流体計測技術」、「デトネーションおよび圧縮性反応流の応用」、また、ANSS単独企画として「航空機開発のための多分野統合シミュレーション」、「宇宙輸送を支えるシミュレーション」、「複雑形状の実用非定常シミュレーション」、「直交格子CFDワークショップ」を実施しました。いずれの企画も聴衆の関心が高く、質疑応答セッションでは活発な議論が交わされました。講演室間の物理的な移動の必要がなく、会場の収容人数にも制限のないオンライン開催の良いところがあらわれたものと感じました。

最後に、本シンポジウムの運営に当たり、日本航空宇宙学会空気力学部門委員長の鈴木宏二郎東京大学教授をはじめ同部門委員の方々、並びに日本航空宇宙学会事務局の方々等、関係者各位のご尽力にこころより謝意を表します。

2020年11月9日

航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム（ANSS）

運営委員長 西澤 敏雄

ANSS運営委員会委員

西澤 敏雄（委員長）、相曾 秀昭、青山 剛史、阿部 浩幸、池田 友明（幹事）、上野 真、齊藤 健一、佐藤 茂、清水 太郎、高橋 孝、芳賀 臣紀、橋本 敦、長谷川 進、藤田 直行、牧田 光正、牧野 好和、松山 新吾、村山 光宏、山根 敬

目次

パネルディスカッション「我が国の航空科学技術における数値シミュレーション・ビジョン 策定を目指して」	1
高橋 孝, 橋本 敦, 満尾 和徳, 中北 和之 (JAXA)	
グレージング流れを伴う吸音ライナの数值解析による吸音率の評価	11
榎本 俊治, 石井 達哉 (JAXA)	
プラズマアクチュエータの間欠的バースト駆動による駆動時間削減と空力性能改善	19
藤林 大晶, 大関 義弘 (早大院), 手塚 亜聖 (早大)	
スクラムジェット上昇飛行に向けた流線追跡法によるインテーク設計に関する数値的研究 ...	27
藤尾 秩寛, 小川 秀朗 (九州大)	
磁力支持によって運動するデルタ翼模型に働くローリングモーメントの回帰分析による同定 ..	37
深谷 英彦, 甲斐 大貴 (早大院), 杉浦 裕樹 (JAXA), 手塚 亜聖 (早大)	
極超音速におけるリブレットの摩擦抵抗低減効果に関する予備検討	43
古谷 元和 (東大院), 渡邊 保真 (東大工), 鈴木 宏二郎 (東大新領域)	
回転翼解析に対する FaSTAR-Move の機能拡張	47
布施 亮祐 (菱友システムズ), 保江 かな子, 菅原 瑛明, 田辺 安忠 (JAXA)	
直交格子上の有限差分法による非一様波動方程式解法の精度検証	53
池田 友明 (JAXA)	
Cooperative Research on Rotor Blade Optimization between JAXA-ONERA-DLR: Results of Phase I ...	59
KIMURA Keita, SUGIURA Masahiko, SUGAWARA Hideaki, TANABE Yasutada (JAXA), Gunther Wilke (DLR), Joëlle Bailly (ONERA), TAKEKAWA Kuniyuki (Ryoyu Systems)	
CFD 模擬によるスクラムジェットエンジン内の諸燃焼形態について	69
小寺 正敏, 富岡 定毅 (JAXA), 宗像 利彦 (日立ソリューションズ東日本), 三谷 徹 (元 JAXA)	
変分原理に基づく流体中の物体に働く抗力や形状に関する統一理解にむけて	79
小島 直泰 (東大院), 鈴木 宏二郎 (東大新領域)	

OK, LES. 乱流噴流の答えを教えて	83
松山 新吾 (JAXA)	
後流積分抵抗分解を用いた CFD 計算における遠方境界条件の解析	93
水上 祥, 瀬田 剛, 松島 紀佐 (富山大)	
ISSAC フラッタ解析・試験技術におけるクリーン形態剛体模型圧力分布計測とその対応解析について	103
齊藤 健一, 有菌 仁, 杉岡 洋介 (JAXA)	
Side-Wall Effects on the Global Stability of Swept and Unswept Supercritical Wings at Buffet Conditions ..	109
Andrea Sansica, HASHIMOTO Atsushi, KOIKE Shunsuke (JAXA), KOUCHI Toshinori (Okayama Univ.)	
スクラムジェットエンジン性能向上に関する試み—剥離と燃料当量比分布	119
佐藤 茂 (JAXA), 福井 正明 (スペースサービス), 宗像 利彦, 渡邊 孝宏, 高橋 正晴 (日立ソリューションズ東日本)	
Box 翼を持つマルチコプタの風洞試験	129
嶋 英志 (JAXA), 米澤 宏一 (電中研), 西田 涼馬, 佐藤 允 (工学院大), 堤 誠司, 藤本 圭一郎 (JAXA)	
流れ制御片側デバイスのフィルム冷却向上効果に関する研究	137
宍戸 昌子 (岩手大院)	
階層型直交格子と埋め込み境界法を用いた 30P30N 高揚力装置の非定常流解析	143
菅谷 圭祐, 今村 太郎 (東大院)	
NASA-CRM の抵抗予測精度の向上に向けた埋め込み境界法の改善	149
菅谷 圭祐, 今村 太郎 (東大院)	
火星ヘリコプタ用ロータブレード平面形状の空力的最適設計	157
杉浦 正彦, 田辺 安忠, 菅原 瑛明, 木村 桂大 (JAXA), 竹川 国之 (菱友システムズ), 大山 聖 (JAXA), 佐藤 允 (工学院大), 金崎 雅博, 岸 祐希 (都立大)	

単一噴射器シミュレーションによる回転デトネーションエンジンの噴射圧力損失予測手法の提案.....	165
鈴木 寛人 (慶大院), 松尾 亜紀子 (慶大), 大門 優, 川島 秀人 (JAXA), 川崎 央, 松岡 健, 笠原 次郎 (名古屋大)	
埋め込み境界法における二次元薄翼表面での解析精度の検証	173
高木 亮治 (JAXA), 河合 宗司, 久谷 雄一, 玉置 義治 (東北大)	
相互作用を受ける二次元円形渦対の運動における圧縮性の寄与に関する研究	181
谷口 伸隆 (東大院), 鈴木 宏二郎 (東大新領域)	
航空機の脚要素と脚収納部の干渉による騒音発生の基礎検討	191
山本 一臣 (JAXA), 梁 裕卓 (スカイマーク), 村山 光宏 (JAXA), 野崎 理 (高知工科大), 平井 亨 (菱友システムズ)	

パネルディスカッション

「我が国の航空科学技術における

数値シミュレーション・ビジョン策定を目指して」

高橋 孝, 橋本 敦(宇宙航空研究開発機構 航空技術部門 数値解析技術研究ユニット),
満尾 和徳, 中北 和之(宇宙航空研究開発機構 航空技術部門 空力技術研究ユニット)

1. 概要

海外では、NASAの『CFD Vision 2030』など、長期的なビジョンが策定されており、我が国においても数値解析技術に関するビジョン・方策の策定が期待されている。2019年度のJAXA航空技術部門の主務大臣評価結果において、「数値シミュレーション技術レベルを国際比較で高い水準に保つための長期的な方策を示すことを望む。」と指摘されたことも受けて、航空技術部門長の諮問委員会として「数値シミュレーション技術に関する外部有識者委員会」（以下、諮問委員会）を立ち上げ、40年後の2060年、及び20年後の2040年時点での航空科学技術における我が国の数値シミュレーション・ビジョン、並びにそれを達成するための具体的な方策の策定を行うこととなった。

本パネルディスカッションでは、これまで本委員会において議論されてきた内容を共有するとともに、パネリストである委員と参加者との間で有意義な議論を交わすことによって、より洗練されたビジョン・方策の策定に繋げる場として企画された。

2. パネルディスカッション

本パネルディスカッションでは、諮問委員会委員長である鈴木宏二郎氏（東大）、委員である今村太郎氏（東大）、上野陽亮氏（川崎重工業株式会社）、金崎雅博氏（東京都立大）、河合宗司氏（東北大）、佐藤一成氏（株式会社SUBARU）、谷直樹氏（株式会社IHI）、畑中圭太氏（三菱重工業株式会社）に加え（以上、委員は五十音順）、橋本敦（JAXA）がパネリスト、高橋孝（JAXA）がモデレータとなり議論が進められた。オンラインで顔を合わせた議論はできなかったが、WebExの挙手機能も活用して、会場からも積極的に意見を頂く形式とした。また、パネル終了後にはチャットに意見も残して頂いた。

まず、モデレータから、委員会立ち上げの背景や諮問内容、これまでの諮問委員会で議論された40年後のビジョンを見据えた20年後のビジョン、そのビジョンを達成するための方策についての概要が説明され、その中で、パネリストからそれぞれ自己紹介とともに特に主張したい点が述べられた。鈴木委員長からも本パネルディスカッションの位置づけとして、狭義ではJAXAの課題として示されているが、航空コミュニティ全体の将来に関わる皆で考えなければならない重要なことである旨の説明がなされた。

続いて、議論の観点として以下が提示された。

- ① 40年後・20年後の航空機開発とは
 - ・ 本ビジョン・方策をどのようにドライブしていくことができるか。革新概念航空機・次世代エアモビリティをどのように開発していくか。
 - ・ 上記において、数値シミュレーションツールの開発は高いニーズがあってこそ意義がある。どのような使い道が考えられるか。
 - ・ 過去にどのような技術が企業を変え、今後どのような技術がゲームチェンジになり得るのか。
- ② 実現するためのコミュニティとは
 - ・ 産学官がどのように有機的関係を構築していくべきか。
- ③ 技術の方向性について
 - ・ 我が国の勝ち筋はどのようなところにあるのか。
 - ・ 技術的な戦略はどのようなものが考えられるのか。

その後、それぞれについて議論が行われた中で、以下のような意見が出された。

①については、「安全性は必須。信頼性も大切で、ゲームチェンジになり得る。」「企業は試行錯誤の繰り返し。フィデリティが高いツールがローコストで手に入るとゲームチェンジになり得る。解析と解析を取り巻くツールの改良が、ゲームチェンジャー。」「計算で新しい飛行機の特徴がすぐに調べられるレベルに達してきているが、設計しても簡単に作れないところが残念。eVTOLは今はチャンス。」「将来型の航空機を開発しているプレイヤーにどうアプローチしていくかが課題。CFDを熟知している我々から乗り込んでいくといい。」などの意見が提示された。

また、②については、「とにかく開発すること。コミュニティの中で失敗を許容できる仕組みを作れないか。」「無人機であればCFDで目標を決め、ベンチャー的にコミュニティの体力で開発できるのではないか。」「ユーザ需要に基づいた様々な機体をパーソナルで作れるとよい。」「誰もが簡単に試せる、その結果をもって実用に繋がる社会になっていく。」「コミュニティのスタートとして、産学官で保有するデータベース(DB)を集め、誰でもアクセスできるオール・ジャパンのハイフィデリティな航空空力DB（実験・CFD・実機など）を構築・運用するのはどうか。」などの意見が提示された。

さらに、③については、「AIを使うことになると、検証で試験データをどう外挿するかという議論になる。」「過去のDBは企業にふんだんにある。内挿的に結果を出すツールがあってもよい。」「信頼性の高いDBをCFDで出す。AIもエッセンスを取り込んだモデリングが方向性。」「今のDBは、RANSレベルはあるがLESレベルはない。DBで発展させていくという考え方もある。AIは20～40年後の革新技術ではない。」「CFDだけで航空機を設計してみるという活動も考えられる。」などの意見が示された。

3. まとめ

オンラインでの本パネルの参加者は、WebExの参加者数で見た限り、パネリストも含め90名を超えており、関心の高さが示されていたと思う。会場からも常に意見を述べられるような形式で進め、活発な意見交換が行われた点で非常に有意義であった。

①に関して、航空機開発には安全性・信頼性が第一であり、その点に繋がるハイファイデリティの解析ツールがゲームチェンジャーになり得るという意見が多く示された。②に関しては、実機開発が重要であり、コミュニティの中で、無人機をはじめユーザ需要に基づいた様々な機体を作れないか（バーチャルも含め）などの意見が示された。また、コミュニティのスタートとして産学官でのDB構築というアイデアもあげられた。③については、AIの検証についての課題、信頼性の高いデータベース構築など議論され、最終的にはCFDだけで航空機を設計するという活動への期待感も示された。

今回得られた意見は、今後の諮問委員会での議論に積極的に活用し、航空の数値シミュレーション技術に関する研究開発の発展に繋がるよう、報告書としてしっかりとまとめていきたいと考えている。



流力/ANSS2020オンライン
パネルディスカッション

我が国の航空科学技術における
数値シミュレーション・ビジョン策定を
目指して

2020年9月29日(火)
14:00-15:40

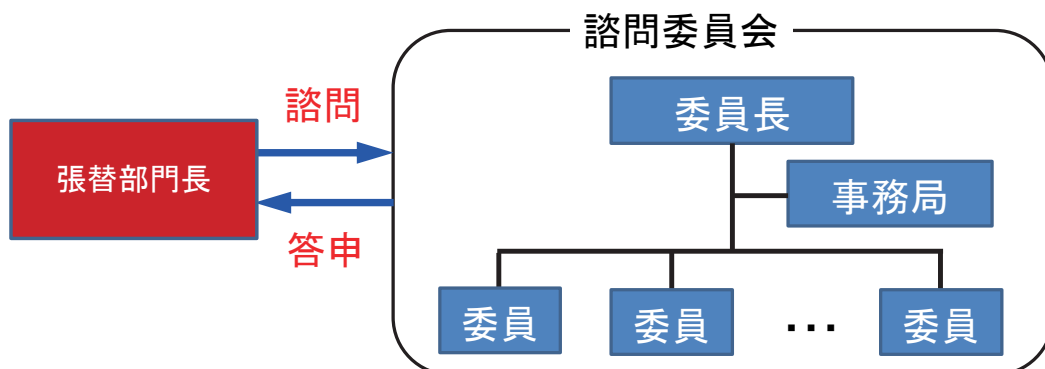
宇宙航空研究開発機構 航空技術部門
数値解析技術研究ユニット・空力技術研究ユニット
諮問委員会事務局

1

外部有識者委員会の設置



- 昨年度のJAXA航空技術部門の主務大臣評価結果において、「数値シミュレーション技術レベルを国際比較で高い水準に保つための長期的な方策を示すことを望む。」と指摘。
- これに応えるため、以下の体制で航空技術部門長からの諮問に対する答申を作成する委員会を発足(2019年12月)。
- 海外では、NASAの『CFD Vision 2030』など、長期的なビジョンが策定されており、我が国においても数値解析技術に関するビジョン・方策の策定が期待。
- 本委員会は、第一段階として、航空科学技術に関する空力解析を中心とする数値シミュレーション技術に限定した形でビジョン・方策等の議論。今後、さらにスコープを広げた議論により定期的に更新。
- 委員長及び委員は大学や産業界の有識者から構成し、事務局はJAXAの数値解析技術研究ユニット(空力技術研究ユニットも協力)が担当。



2

諮問の内容



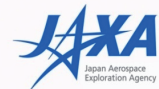
航空科学技術に関する数値シミュレーション技術のレベルを国際比較で高い水準に保つための長期的な方策を検討していただきたい

【検討項目】

1. 数値シミュレーション技術に関する現状把握
 - ・ 技術動向(国内外)の調査
 - ・ 需要動向(国内)の調査
2. 我が国の数値シミュレーション技術のレベルを国際比較で高い水準に保つため、今後目指すべきビジョン及びその実現のための方策
3. 我が国の数値シミュレーション技術のレベルを高水準に保つために不可欠となる検証データ取得技術
 - ・ 検証データ取得の試験・計測技術
 - ・ そのベースとなる試験施設・設備のあり方

3

外部有識者委員会委員



氏名	所属等	備考
鈴木 宏二郎	東京大学大学院 新領域創成科学研究科 先端エネルギー工学専攻 教授	委員長
今村 太郎	東京大学大学院 工学系研究科 航空宇宙工学専攻 准教授	
上野 陽亮	川崎重工業株式会社 航空宇宙システムカンパニー 技術本部 技術開発部 空力技術課 主事	
金崎 雅博	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 教授	
河合 宗司	東北大学大学院 工学研究科 航空宇宙工学専攻 教授	
佐藤 一成	株式会社SUBARU 航空宇宙カンパニー 技術開発センター 研究部 空力制御設計課 課長	
谷 直樹	株式会社IHI 航空・宇宙・防衛事業領域 技術開発センター 要素技術部 システム・基盤技術グループ 主査	
畑中 圭太	三菱重工業株式会社 総合研究所 流体研究部 実験統括 主席研究員	

(委員は五十音順)

4

用語の定義



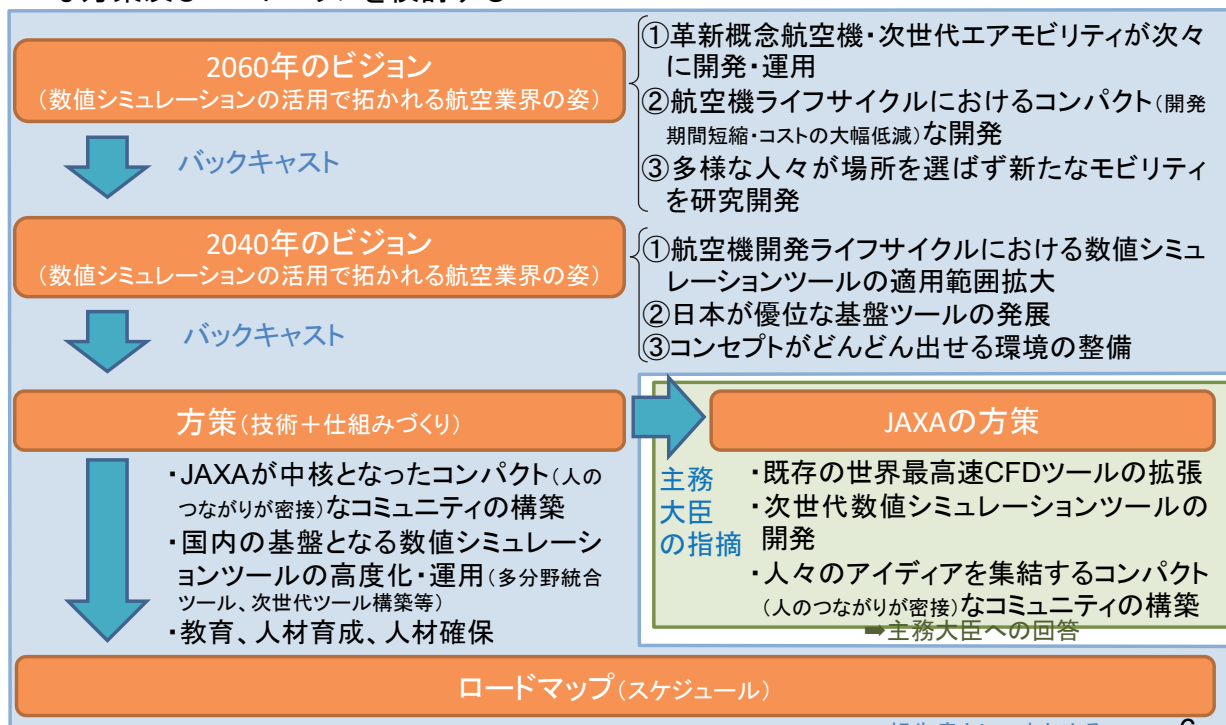
- **ビジョン**・・・数値シミュレーション技術が活用されて拓かれる航空業界の2060年の姿と2040年の姿。
- **方策**・・・ビジョンを達成するための技術及び仕組みづくりなどの手段
- **ロードマップ**・・・現在から2040年までの間に、ビジョンを達成するために実施すべき方策のスケジュール。

5

検討内容の概要



現状把握をし、2040年のビジョンを決めた上で、ビジョンからバックキャストした戦略的な方策及びロードマップを検討する



6

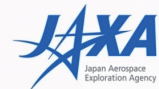
ビジョン(骨子案)



- 数値シミュレーション技術が活用されて拓かれる航空業界の2060年の姿と2040年の姿
- 機械がやるべきことは機械が・人間がやるべきことは人間が行う(Society5.0)、SDGs、DX、コロナなど予期せぬ事態にも対応した航空機設計、シミュレーションでのリスク低減などを考慮して設定。
- 2060年のビジョン
 - 環境にやさしく豊かで持続可能な社会を実現する**革新概念航空機・次世代エアモビリティが次々に開発・運用**されている。
 - 航空機開発が頻繁に行われる中で、設計開発の**全自動化**が進み、航空機ライフサイクルにおいて**コンパクトな開発**(柔軟・強靱なシステム設計・開発期間短縮・コストの大幅低減)が実現。
 - 航空分野以外の広い分野を巻き込んだ連携が進み、**多様な人々が場所を選ばず新たなモビリティの研究開発を進めている**。
- 2040年のビジョン
 - 革新概念航空機・次世代エアモビリティの利用が開始されている。
 - 解析ツールの**航空機開発ライフサイクルにおける適用範囲を拡大**し、設計段階に留まらず、さらに認証の一部を解析に置き換えるような取り組み(高精度化・検証)を実施している。
 - ベンチャーを含めた設計者が、専門家の手助けを借りずに手軽に世界を変えるような**コンセプトがどんどん出せる**(人間がデザインに集中できる)**環境が整備**されている。

7

方策(骨子案)



- JAXAが中核となったコンパクトなコミュニティの構築
 - 産学官連携を進め、我が国独自の**コンパクト**(人のつながりが密接)**なコミュニティを構築**することで、数値シミュレーションツール開発などが効率的に実施可能となる。これにより、ビジョンを達成。
 - Win-Winな関係を実現し、国際戦略にも対応できるオープン・クローズ戦略を取り入れる。
 - ユーザー間でコミュニケーションやデータ共有を円滑に行うことが可能な**サイバープラットフォームの整備・発展を進める**。
- 国内の基盤となる数値シミュレーションツールの高度化・運用
 - コミュニティは、数値シミュレーションの適用範囲を広げるため、既に優位技術になっているFaSTAR等の**基盤ツールを拡張**するとともに、**多分野統合シミュレーションツールを構築**する。
 - コミュニティは、数値シミュレーション技術や計算機技術の進歩を取り込み、**国内基盤ツール(次世代数値シミュレーションツール等)の新規開発**をAI等を活用して行う。
 - コアとなるツールの開発は、解析ツールの開発技術レベルの維持向上を目的とし、定期的(10数年を目標)に行う。
 - 数値シミュレーション技術を設計段階で活用する航空機開発のフロントローディング化でリスク低減を進めるとともに、解析による認証(CbA)やデジタルツインなど**航空機ライフサイクル全般で活用範囲拡大を図る**。
 - コミュニティを通じ、JAXAは**高精度検証データ(解析結果含む)を提供**するとともに、各企業・大学が保有する**試験データ・知見を活用・蓄積し、効率的に高度化・検証を進める**
 - 共通基盤としてのツールの保守・サポート・既存技術の維持等の運用は、コミュニティの総意として、JAXA事業、もしくはコミュニティを活用して効率的に実施する。
 - 広く活用可能な**スーパーコンピュータの整備・発展を進める**。
 - コミュニティから国際標準化WG等に代表者を参画させる。
- 教育、人材育成、人材確保
 - コミュニティを通じて、相互に人材を育成(組織の壁を壊す)し、人材の流動化を図るとともに、全体を俯瞰し想像力を発揮でき、航空科学技術をはじめとするモノづくりの分野で広く活躍できる人材を育成する(個別に、要素技術者・研究者も育成している)
 - 物理シミュレーション教育の早期化を進める

8

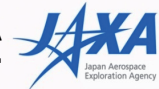
JAXAの方策案



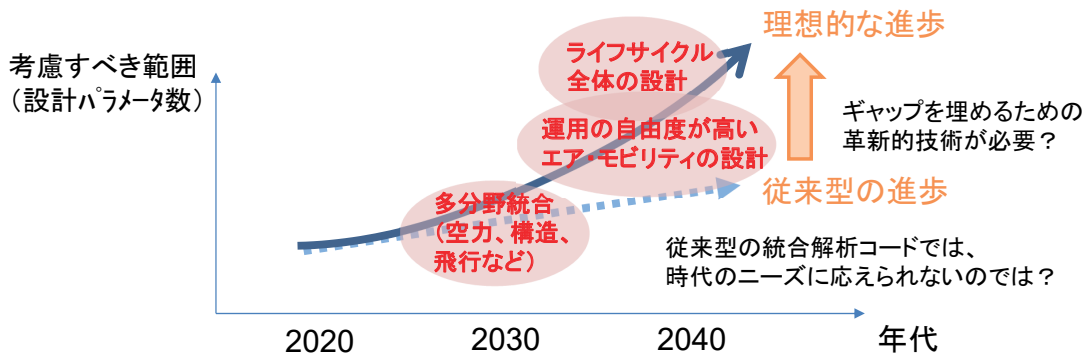
- JAXAに対し、「数値シミュレーション技術レベルを国際比較で高い水準に保つための長期的な方策を示すことを望む。」との指摘に対する方策案。
 - 既存の世界最高速のCFDツール (FaSTAR) の拡張
 - 世界トップレベルのスーパーコンピュータの整備、および、CFDツールの新規計算プラットフォーム (GPUなど) への対応
 - AIを活用し、CFDツール自体の計算スピードを各段に上昇
 - JAXAの試験データを活用した検証
 - 次世代数値シミュレーションツールの開発
 - 目的は、DX (ライフサイクル、デジタルツイン、多分野統合) のためのリアルタイム計算の実現
 - 方法は、世界最速の既存解析ツールによるビッグデータ生成と、それにもとづくAIの活用
 - 既存CFDツールを代替する新たな数値シミュレーションツールを開発
 - 人々のアイデアを集結するコンパクトなコミュニティの構築
 - 我が国独自のコンパクト (人のつながりが密接) なコミュニティをJAXAが中核となって構築し、ツール検証・利用を促進
 - 基盤ツール開発が効率的に実施可能
 - 数値シミュレーション技術レベルを国際水準で高いレベルに保てる
 - ユーザー間コミュニケーションやデータ共有を円滑に行うサイバープラットフォーム (ISSAC PLATZ) の拡張・活用

9

技術の方向性に関してご議論いただきたいこと



- 日本の強み (スパコン、FaSTAR等の基盤ツール) を活かしつつ、コンパクトな設計 (飛行機づくりを小さく、コストを大幅に削減 (自動化)、新しいコンセプトをどんどん出す) を目指し、かつライフサイクル全般でシミュレーションを活用できるようにするには、どのようなロードマップを策定すべきか。
- 従来型の大規模多分野統合解析コード (CREATE-AV、LAVA、CODAIに追随するコード) の開発では、要求に応えるのが難しいのでは？日本の強みは活かせるが、コードの開発コスト、計算コストに課題。



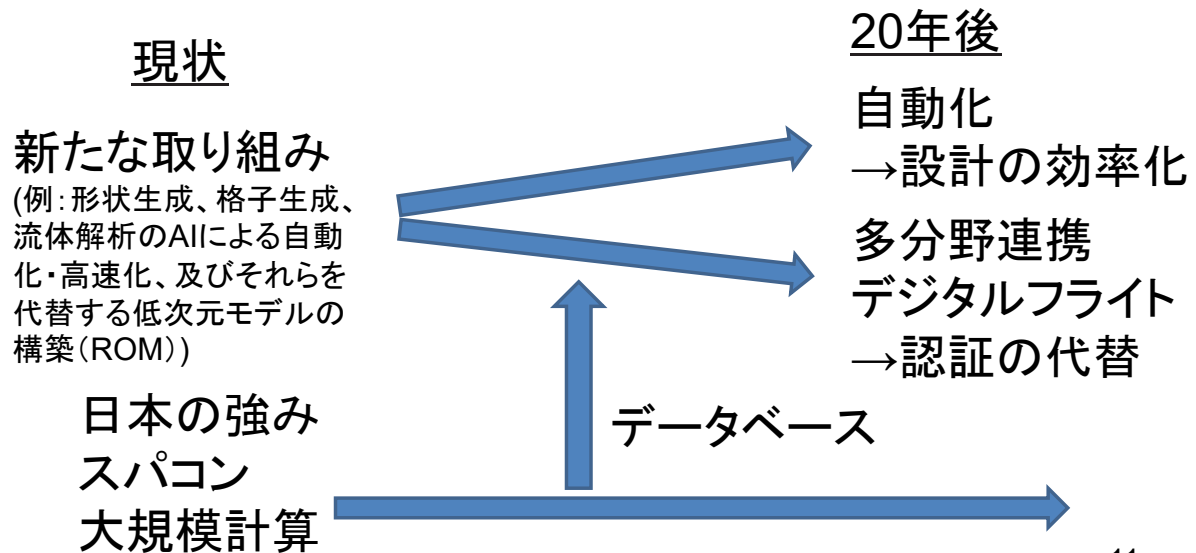
10

技術の方向性に関してご議論いただきたいこと



革新的技術のアイデア

ビジョンを実現するには、日本の強み(スパコン、大規模計算)を活かしつつ、そこで生成されるデータベースに対し、AI/機械学習等を適用して低次元モデル(ROM)を構築する研究にも取り組む。各分野のシミュレーションの迅速化・軽量化した上で、それを統合して実現する新たな(1D-CAE的な)多分野統合解析ツールの開発が考えられる。



パネルディスカッション



●プレゼンテーション

諮問委員会の設立背景・ビジョン・方策・ロードマップの概要の説明(高橋)
- パネリストの自己紹介・主張したい点

今回の議論テーマを抽出するに至った発想の説明(鈴木)

●ディスカッション

- ① 40年後・20年後の航空機開発とは
- ② 実現するためのコミュニティとは
- ③ 技術の方向性について
(できるだけ会場からご意見を頂けますように宜しくお願いいたします)

●参加者(敬称略)

パネラー:鈴木、今村、上野、金崎、河合、佐藤、谷、畑中、橋本
コーディネーター:高橋

議論の観点



① 40年後・20年後の航空機開発とは

- 本ビジョン・方策をどのようにドライブしていくか。革新概念航空機・次世代エアモビリティをどう作っていくか？
- 上記において、数値シミュレーションツールの開発は高いニーズがあつてこそ。その使い道は？（革新概念航空機・次世代エアモビリティにおいて？航空機開発だけでよいか？）
- どういう技術が企業を変えてきたのか？何がゲームチェンジになるのか？

② 実現するためのコミュニティとは

- 産学官がどのように有機的に関係していくべきか？

③ 技術の方向性について

- 我が国の勝ち筋は？
- 技術的な戦略？

13



鈴木宏二郎(東大)

●全体として:

- 狭い意味ではJAXAの課題として示されているが、これは航空全体の将来に関わる皆で考えなければならない重要なこと。

●40年後、20年後の航空機と航空機開発:

- 40年後の航空機→未来の飛行機は究極によくできた1種類に集約かそれとも超多品種？
- コンパクトな開発は好むと好まざるとにかかわらず必要(そもそも人が減る)
- ワクワク感:
新しい航空機開発の駆動力
ただし、利用者、研究者、開発者、製造者、運行者それぞれ

●コミュニティ:

- 便利な言葉だが非常にあいまい。
- とはいえ、将来の航空科学技術の発展にコミュニティは必要。
- どのようなものか？そもそも今、存在しているか？
- 規模は？広い構成か、コンパクトな構成か？

●技術の方向性について:

- 大規模超複雑コード → 今までのコードの作り方でいいか？
40年後のコード作りの形態は？
- 未知へのチャレンジの際に頼れるシミュレーション技術とは？

14

グレージング流れを伴う吸音ライナの数値解析による吸音率の評価

榎本 俊治, 石井 達哉 (宇宙航空研究開発機構 航空技術部門)

Evaluation of Sound Absorption Coefficient by Numerical Analysis of an Acoustic Liner with Glazing Flow

ENOMOTO Shunji, ISHII Tatsuya (JAXA)

ABSTRACT

In order to investigate the sound absorption phenomenon in sound-absorbing liners used to reduce the noise of aero-jet engines, we simulated the sound absorption liner with glazing flow by the numerical analysis using the sponge region method, and methods to calculate the required sound absorption coefficient was investigated. We compared the conventional method based on sound pressure, the method of calculating the difference in sound power between the upstream and downstream sections using sound intensity, and the method of directly calculating the sound power sucked into the hole. In the absence of glazing flow, all the methods gave similar results. In the case with the glazing flow, it was found that the sound pressure method and the method based on the sound power of the upstream and downstream cross-sections, i.e., the method to acquire the data at a place not affected by the vortex, were more accurate for evaluating the sound absorption coefficient.

1. はじめに

航空用ジェットエンジン騒音の低減を目的として用いられる吸音ライナは、微小な孔が開いた表面板と背後の空気層から構成され、ヘルムホルツ共鳴によって特定の周波数近傍の音が吸音される。ジェットエンジン用の吸音ライナでは吸音ライナの外部の空気に流れ(グレージング流れ)が存在し、グレージング流れが無い場合と比べて吸音特性が変化することが知られている。グレージング流れの有る吸音ライナの性能を測定するフローダクト試験装置[1]は、ダクト内に空気の流れを作り、ダクト壁面に吸音ライナを装着し、ダクト内に音波を入射し、多数のマイクロフォンで計測することによって吸音率を測定する。フローダクト試験装置を用いて、或る吸音ライナの吸音率を計測した例を図1に示す。ここでは、流れが無い状態で音波のみを入射した場合を"静止"、流れが有る状態で上流から下流に向かって音波を入射した場合を"順方向"、下流から上流に向かって音波を入射した場合を"逆方向"と呼んでいる。流れの速さはマッハ数0.3である。グレージング流れがある場合、音圧が同じでも、ダクト内を伝播する音響パワーは順方向では大きく逆方向では小さくなるため、吸音率は順方向では下がり逆方向では上がる傾向はある。一方で、"静止"では共鳴周波数に吸音率のピークが有るのに対し、グレージング流れが有る場合は、"順方向"、"逆方向"ともに吸音率のピークがなくなるかになり、周波数が共鳴周波数から離れても有る

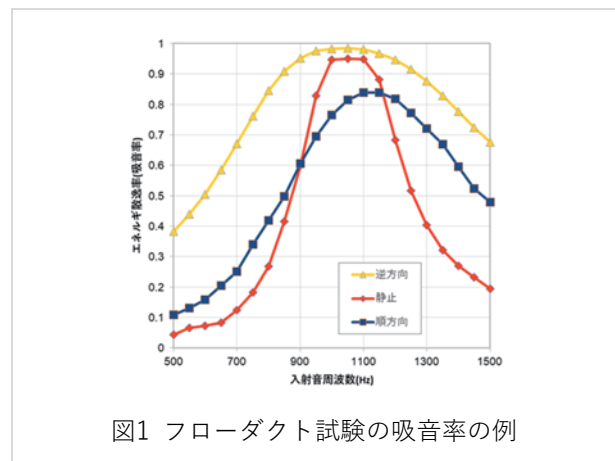


図1 フローダクト試験の吸音率の例

程度の吸音率が保たれている。このように、グレージング流れが有る場合、吸音現象には何らかの質的違いが有るものと考えられる。そこで我々は、現象を簡略化し二次元層流の仮定の下にフローダクト試験装置の流れ場・音場を模擬する数値解析[2]を行って、グレージング流れのある吸音ライナで起きている現象を明らかにすることを試みた。

計算結果からの吸音率の算出は、本質的にはフローダクト試験で用いられている方法に準じることができる。しかし実験では数点から数十点の計測点数で長時間の計測を行う方法が用いられるが、数値解析では計算領域全体のデータを用いることが出来る代わりに時間方向には短いデータになってしまうという性質の違いが存在する。このため数値計算データの処理では、実験で用いる方法をそのまま用いるよりも、数値計算の特性に合わせた方法を用いた方が効率的である。本

報では数値計算結果から吸音率を算出する方法について報告する。

2. 流れ場の計算

2.1. 数値計算コード

本研究ではこれまでの研究[3], [4]と同様に、コンパクトスキームを用いた3次元圧縮性NS方程式ソルバーであるUPACS-LESを用いた。対流項の空間差分は最大で6次精度であり、音波がほとんど減衰しない計算を行うことが出来る。時間進行はルンゲ・クッタ陽解法を用いている。

2.2. 計算格子

計算領域全体を図2に示す。

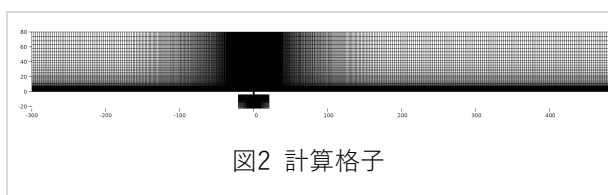


図2 計算格子

この計算格子はフローダクト装置の流路を模擬しており、計算領域の流路高さを80mm、上側をスリップ壁、下側を付着壁とした。X=0mmに吸音ライナを一つだけ設置し、上流側に300mm、下流側に480mmの長さのダクトとしている。グレージング流れは左から右に流れる。

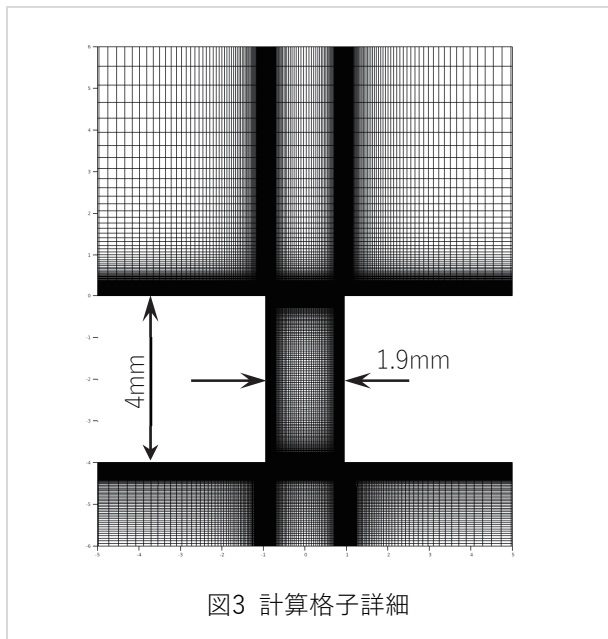


図3 計算格子詳細

図3は吸音ライナの孔部の計算格子を拡大した図である。吸音ライナの孔の幅は1.9mm、孔の長さは4mmである。共鳴周波数が1kHz近傍になるようにセルの体積を設定した。流路壁面や孔の内壁に隣接する計算格

子の幅は、垂直入射管の解析[2]において得られた、吸音率を精度よく計算できる条件である0.005mmとした。

2.3. 速度分布

グレージング流れの流速分布には、ブラジウス解の速度分布を用いた。X=0の位置で壁面のマッハ数勾配M/Y[1/mm]が1になるように設定した。本来のブラジウス解は圧力勾配の無い平板境界層の速度分布でありY方向の速度成分が僅かに存在するが、ここではブラジウス解のX方向速度のみを使用してY方向速度は0とし、壁面摩擦剪断応力に釣り合う圧力勾配を与えて流れ場を作成し、この流れ場から計算を進めて十分に定常になったところを、音を入力する計算の初期値とした。

2.4. 音波が入射するスポンジ領域

ここで目的としている計算では、流入側に境界層の速度分布が有り、流入境界あるいは流出境界から音波を入射させることが出来るとともに、計算領域の中から境界に向かって進む音波を反射することなく吸収する必要が有る。これらを実現する容易な方法としてスポンジ領域[5]を用いた。この方法は計算領域の端に設定したスポンジ領域において、数値計算で得られた保存量 q を別途用意した規定値 q_{ref} に徐々に近づけて行く方法である。計算で得られた値を規定した値に変更すれば何らかの反射が起きるが、それを幅を持った領域で徐々に行うことで反射を目立たなくする方法である考えることが出来る。上流境界も下流境界も全ての値を規定するので、境界条件としては「与え過ぎ」であり、計算領域内の諸量の値が時間とともにドリフトして行った場合は計算領域とスポンジ領域の境目で段差が生じる。そうならないために、十分に定常に達した流れ場を計算の初期値とスポンジ領域で規定する値として用いることが望ましい。 q の初期値および規定値 q_{ref} を得る方法は明確ではなく、今回の計算では広い計算領域で通常の境界条件を用いた計算を行って十分に定常に達したと思われる解を得て、その結果を切り取って用いるなどの工夫を行った。

スポンジ領域では、計算のステップごとに計算で得られた値 q に、

$$-\phi(x)(q - q_{ref})$$

を加える。 ϕ は0から1の値で、0は通常の計算領域、1は規定された値に固定することを意味する。

図4は今回用いた ϕ の分布である。計算領域の左右両端から100mmの領域をスポンジ領域とした。図は $\log \phi$

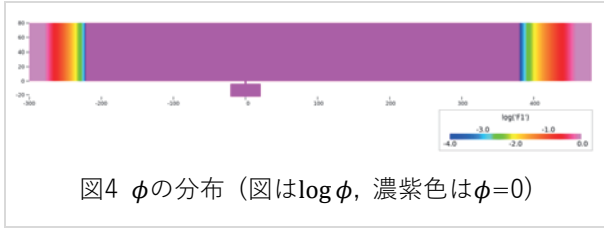


図4 ϕ の分布 (図は $\log \phi$, 濃紫色は $\phi=0$)

を示しており、計算領域の端で $\phi=1$ 、端から離れると距離に応じて指数関数的に減衰し、一定の距離離れたところで0となる分布としている。

2.5. 音波の入射

スポンジ領域では、定常の流れ場の値に音波の変動を時間毎に加えることで音波の入射を模擬する。音波を与える方法は、音を圧力の微小変動とし等エントロピ変化であると仮定すれば後はほぼ自明であるが、念のため確認しておく。

p, ρ, u を瞬間の圧力、密度、流速、 p_0, ρ_0, u_0 を定常流の圧力、密度、流速、 p', ρ', u' を音による変動成分とする。

$$\begin{aligned} p &= p_0 + p' \\ \rho &= \rho_0 + \rho' \\ u &= u_0 + u' \end{aligned}$$

また a_0 を定常流の音速とする。

まず p' を、定数 A を振幅、時間 t と空間座標 x として例えば以下のように決める。

$$p' = A \sin(\omega t - kx)$$

ρ' や u' は等エントロピ変化を仮定すると、

$$\begin{aligned} \rho' &= \frac{1}{a_0^2} p' \\ u' &= \frac{1}{a_0 \rho_0} p' \end{aligned}$$

数値計算で用いる保存量の音による変動成分は、

$$\rho u = \rho_0 u_0 + (\rho u)' = (\rho_0 + \rho') (u_0 + u')$$

から二次の微量を無視すれば

$$(\rho u)' = \frac{1 + M_0}{a_0} p'$$

同様に

$$\rho E = \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{1}{2} \rho u^2$$

の音による変動成分は

$$(\rho E)' = \left(\frac{1}{\gamma - 1} + \frac{1}{2} \{ (1 + M_0)^2 - 1 \} \right) p'$$

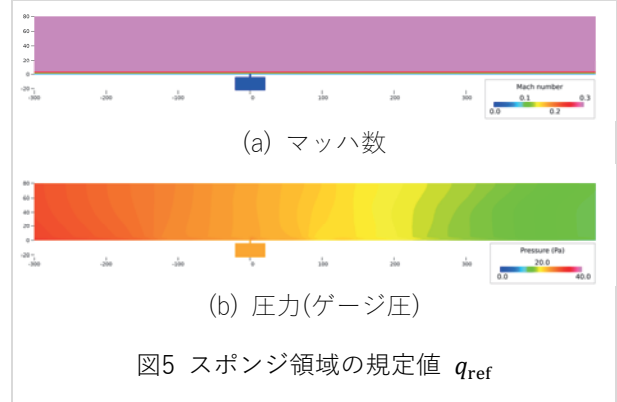


図5 スポンジ領域の規定値 q_{ref}

となる。ここで $M_0 = u_0/a_0$ で、音波の進行方向が定常流と逆向きの場合は M_0 は負とする。

2.6. スポンジ領域を用いた計算結果の例

図5は今回の計算で用いた q の初期値およびスポンジ領域の規定値 q_{ref} である。境界層の摩擦損失に対応して圧力は下流に向かって降下している。圧力がY方向に完全に一定となる解を得るためには大きな計算時間が必要であったため、Y方向に多少分布が有る解を初期値及びスポンジ領域の規定値として用いることとした。

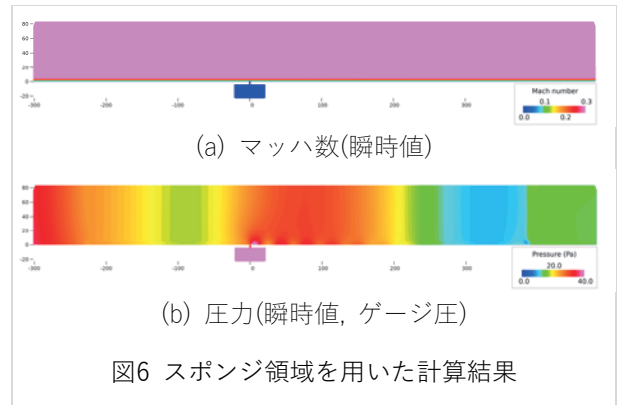


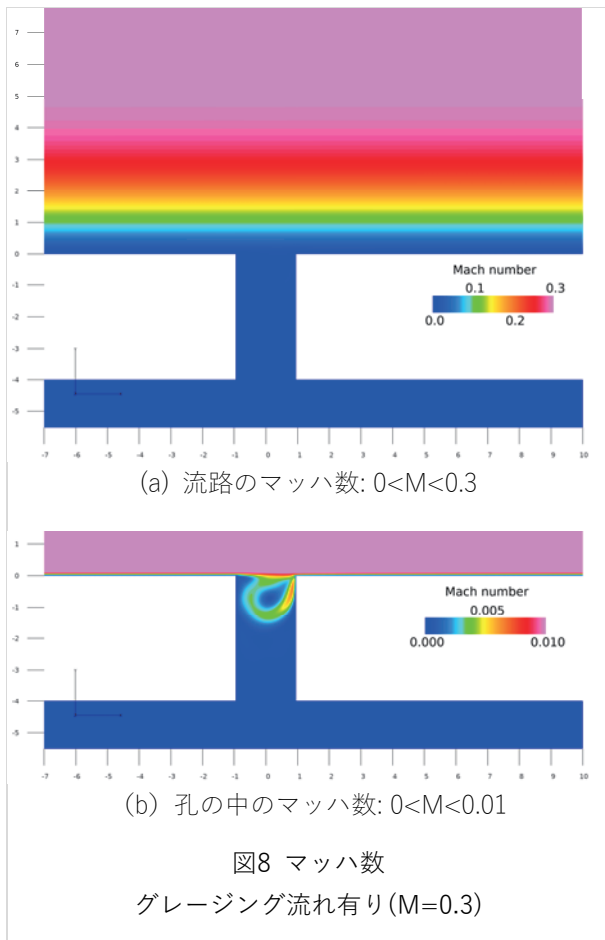
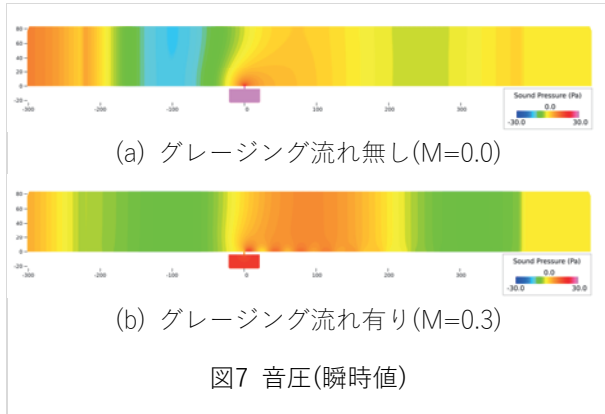
図6 スポンジ領域を用いた計算結果

図6に左側のスポンジ領域に110dBの音波を与えて計算を行った結果の例を示す。マッハ数分布は全く変化が見られないが、圧力分布には与えられた音波が表れている。右側のスポンジ領域では音波が反射することなく吸収され、規定値の圧力分布と同じになっている。

2.7. 計算結果の概要

このようにして得られた計算結果の音圧の瞬時値を図7に示す。吸音ライナのセル内の音圧が最大になった瞬間である。グレーディング流れが有る場合、吸音ライナの孔から渦が発生し下流に流れている様子が見える。渦は下流に行くに従い次第に減衰している。

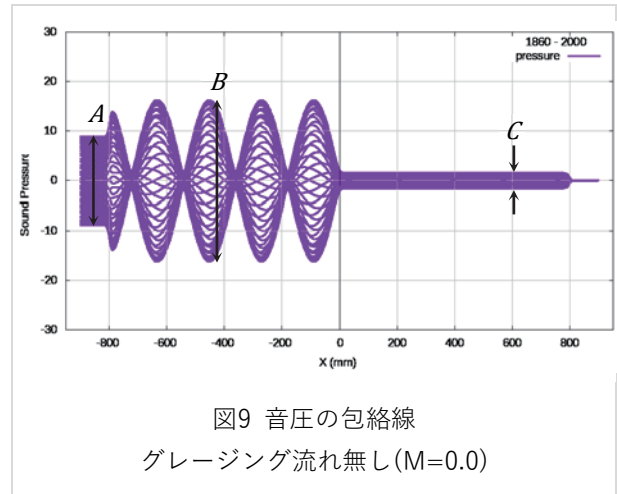
図8はグレーディングが有る場合のマッハ数である。(a)では流路内の境界層に特に目立った変化は見られず、前述した渦は極めて微少なものであることが分かる。



また、(b)はコンターのレンジをM=0.01に設定し、孔の中の渦が見えるようにした図である。渦の最大流速は約1m/sであり主流の流速に比べると極めて遅いが、孔幅が1.9mmであることを考慮すると相対的にはかなりの速さであるとも考えることも出来る。

3. 吸音率の計算

吸音率は、吸音ライナが吸収した音響パワーの入射した音響パワーに対する比である。実験では、マイクロフォンで計測された時系列データを用いて、吸音ライナの上を透過した音響パワーと吸音ライナによって



反射した音響パワーを、入射音響パワーから引くことによって求める[1]。数値計算では、圧力以外にも様々な値を使ってデータ処理を行うことが出来るので、いくつかの方法を使って吸音率の評価を試みた。

3.1. 音圧による吸音率

音圧から吸音率を計算する方法は、本質的には実験で用いる方法[1]と同じである。先ず、図9に示すようにフローダクトの上側壁面に沿った瞬間の音圧のグラフを音の一周分重ね書きして音圧の包絡線を得る[2]。X<0mmの範囲は入射音と反射音が重なり合っているため位置によって振幅が異なる。0mm<Xの範囲は透過音のみなので位置に依らず振幅は一定である。

ここで、A=入射音振幅、B=入射音振幅+反射音振幅、C=透過音振幅とすると、音圧反射率、音圧透過率は

$$\text{音圧反射率 } r = \frac{B-A}{A}$$

$$\text{音圧透過率 } t = \frac{C}{A}$$

となり、ここから、エネルギー散逸率(吸音率)は次のように求めることが出来る。Mはグレージング流れのマッハ数である。

$$\text{順方向 エネルギー散逸率} = 1 - \left(\frac{(1-M)^2}{(1+M)^2} r^2 + t^2 \right)$$

$$\text{逆方向 エネルギー散逸率} = 1 - \left(\frac{(1+M)^2}{(1-M)^2} r^2 + t^2 \right)$$

実験ではマイクの位置が固定されていて振幅が最大となる位置で計測できるわけでは無いので、音圧の位相から入射音と反射音を分離する計算が必要となるが、数値解析の場合は入射音と反射音が重なる領域の最大値を探索することで容易に計算することが出来る。一方で、吸音ライナよりも上流側の計算領域内に音圧が

最大となる位置が含まれなければならないため、上流側の計算領域を入射音波の波長の2, 3倍程度以上に広めに設定する必要がある。

3.2. 音響インテンシティ

次に、数値計算では実験計測とは異なり容易に音響インテンシティを計算することができるので、これを使って吸音率を求めることを試みた。

定常流の中を音波が伝播している状態の音響インテンシティは次のように求めることが出来る[6]。 p , ρ , \vec{u} を瞬間の圧力、密度、流速ベクトル、 p_0 , ρ_0 , \vec{u}_0 を定常流の圧力、密度、流速ベクトル、 p' , ρ' , \vec{u}' を音による変動成分とする。

$$\begin{aligned} p &= p_0 + p' \\ \rho &= \rho_0 + \rho' \\ \vec{u} &= \vec{u}_0 + \vec{u}' \end{aligned}$$

また a_0 を定常流の音速とする。

単位質量あたりの全エンタルピ H (J/kg)は

$$H = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{p}{\rho} + \frac{1}{2} (\vec{u} \cdot \vec{u})$$

を、定常流成分と変動量成分に分け、微小変動の2次の項を省略し、

$$\begin{aligned} \frac{1}{\rho_0 + \rho'} &\cong \frac{1}{\rho_0} \left(1 - \frac{\rho'}{\rho_0} \right) \\ \frac{\rho'}{\rho_0} &= \frac{1}{\gamma} \frac{p'}{p_0} \end{aligned}$$

の関係を用いると、全エンタルピ H から定常流の全エンタルピ H_0 を差し引いた、全エンタルピの時間変動分 H' は、

$$H' = \frac{p'}{\rho_0} + \vec{u}_0 \cdot \vec{u}'$$

となる。

次に、流れの質量流量ベクトル $\vec{m} = \rho \vec{u}$ (kg/m² s) の時間変動分 \vec{m}' は微小変動の2次の項を省略すると

$$\vec{m}' = \rho_0 \vec{u}' + \rho' \vec{u}_0$$

となる。

単位質量あたりの全エンタルピ H と質量流量ベクトル \vec{m} の積 $H \vec{m}$ (J/m² s)は全エンタルピの流束(W/m²)となり、その定常流分と時間平均すると0になる部分を除いた時間変動分 $H' \vec{m}'$ は、

$$H' \vec{m}' = \left(\frac{p'}{\rho_0} + \vec{u}_0 \cdot \vec{u}' \right) (\rho_0 \vec{u}' + \rho' \vec{u}_0)$$

となる。さらに

$$\rho' = \frac{p'}{a_0^2}$$

を用いると、全エンタルピ流束の時間変動分(W/m²)は

$$H' \vec{m}' = \left(\frac{p'}{\rho_0} + \vec{u}' \cdot \vec{u}_0 \right) \left(\rho_0 \vec{u}' + \frac{p'}{a_0^2} \vec{u}_0 \right)$$

となる。この値は時間変動 p' と \vec{u}' が音だけに起因する場合は、音響インテンシティベクトル \vec{j} (W/m²)と呼ぶことが出来る。定常流成分 \vec{u}_0 が無い場合は

$$\vec{j} = p' \vec{u}'$$

となり、音圧と粒子速度による仕事であることが分かる。

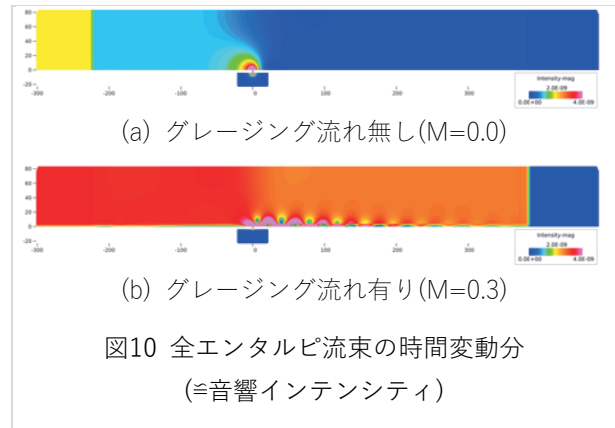


図10は音響インテンシティ(ベクトルの絶対値)の時間平均値である。左側のスポンジ領域で付加された音が吸音ライナを通過することで音響インテンシティが減少している。吸音ライナの直近を除けばY方向に一樣となっている。グレージング流れが有る場合、吸音ライナの孔を出入りする粒子速度がグレージング流れの境界層に影響し、わずかでは有るが渦が発生する。このため(b)では孔の下流に渦状の構造が見える。このように、渦による変動が p' や \vec{u}' に含まれる場合は、全エンタルピ流束の時間変動分は純粋な音響インテンシティではないと考えられる。さらに、この渦は音と同じ周波数で変動するので、データ処理によって渦成分と音成分を分離することは難しい。このため、ここでは全エンタルピ流束の時間変動分を便宜的に音響インテンシティと呼ぶが、実は渦変動成分の寄与が含まれている可能性があることに留意する必要がある。

3.3. 上流・下流断面の音響パワーの差による吸音率

音響インテンシティ(W/m^2)をある面で積分すると、その面を通過する音響パワー P (W)を求めることが出来る。

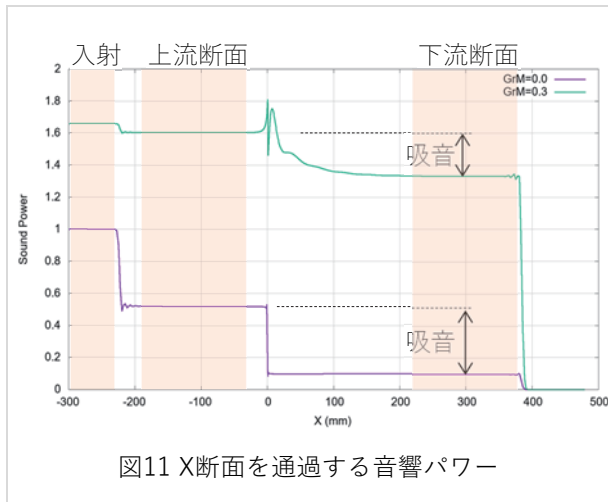


図11 X断面を通過する音響パワー

図11にX断面を通過する音響パワーを示す。図の左側、スポンジ領域に入射音を付加した場所は入射音の音響パワーの値を示している。この図ではグレージングが無い場合($GrM=0.0$)の入射音響パワーで無次元化しており、グレージングが有る場合($GrM=0.3$)の入射音響パワーは約1.7になっている。これはグレージング流れのマッハ数 M_0 によって音響パワーが $(1 + M_0)^2$ 倍になるためである。

上流断面では入射波と反射波が重なっており、この部分の音響パワーは入射音の音響パワーと反射音の音響パワーの差となっている。この領域では音圧の振幅は場所によって大きく異なる(図9参照)が、音響パワーは一定であるため、どの断面でデータを抽出しても良い。

吸音ライナより下流側は透過音の音響パワーであり、グレージング流れが無い場合は、吸音ライナより下流で直ぐに一定値となる。一方、グレージング流れが有る場合は、吸音ライナの前後で音響パワーの値が振動しており、渦による変動が p' や \vec{u}' に含まれることが原因と考えられる。吸音ライナから離れて $X > 200$ mmになると渦が減衰して音響パワーの値が一定値に収束し、恐らくこの値が透過波の音響パワーを示しているものと考えられる。この領域を下流断面と呼ぶこととすると、上流・下流断面の音響パワーの差から、吸音率は

吸音率 = (上流断面 - 下流断面) / 入射音響パワー
として求めることが出来る。

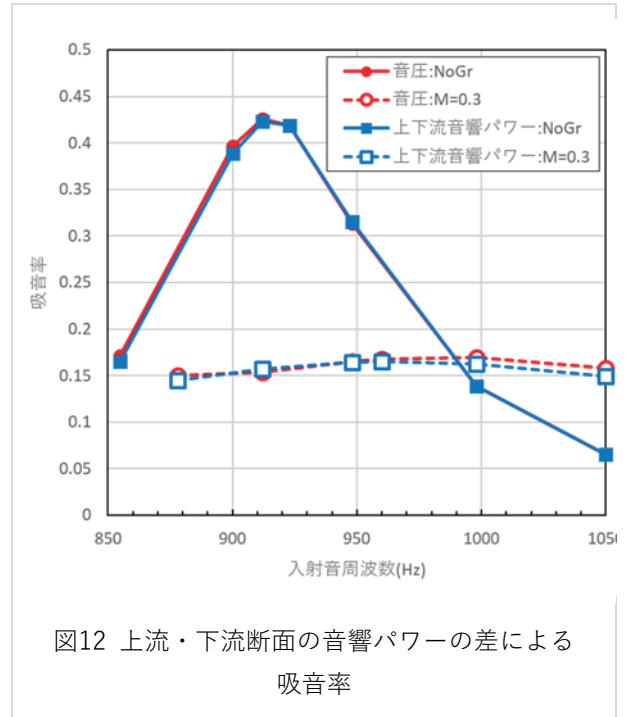


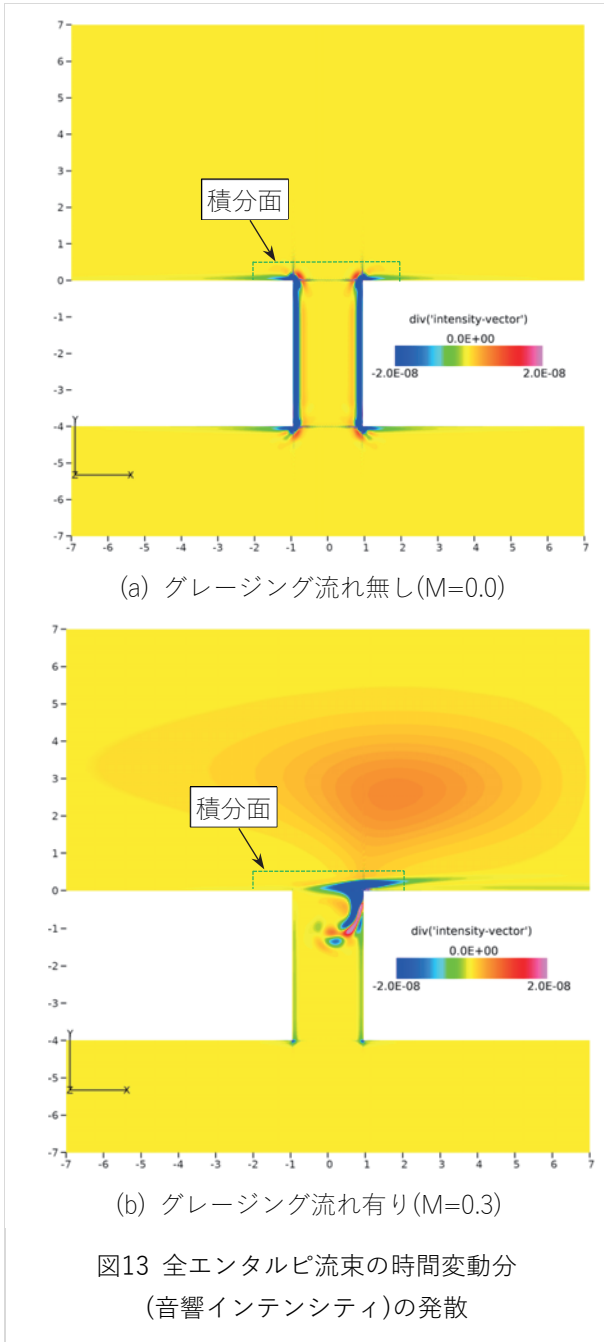
図12 上流・下流断面の音響パワーの差による吸音率

図12は、上流・下流断面の音響パワーの差による吸音率を音圧による吸音率と比較した図である。グレージング流れが無い場合($NoGr$)もグレージング流れが有る場合($M=0.3$)も、両者はほぼ同じ値を示しており、これらの吸音率評価方法は同等であることが確認できた。

さて、グレージング流れが有る場合、渦が減衰する位置まで離れた場所で音響パワーを計算する必要がある。一方で、吸音デバイスの性能向上のためには、吸音が起きる場所を特定することが出来ると望ましい。このため、より狭い領域で吸音率を評価することが出来ないか検討してみた。

3.4. 音響インテンシティの発散

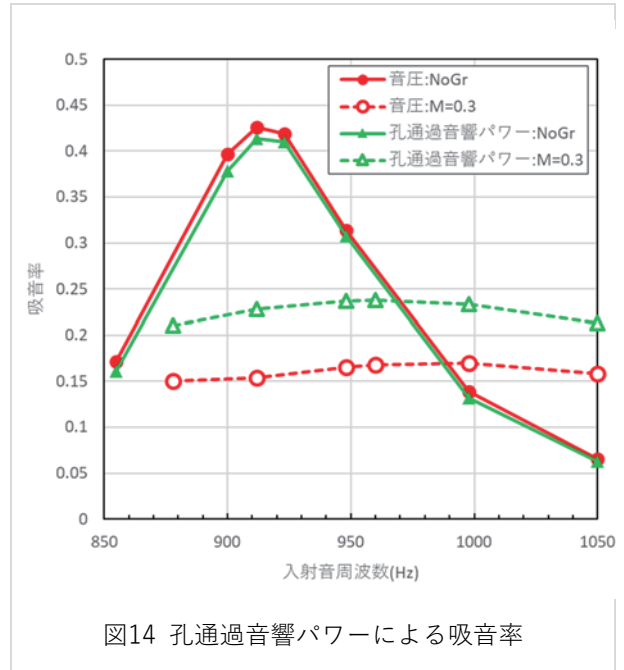
音響インテンシティは保存するベクトル場なので、その発散(divergence)は音の生成や消滅を意味するはずである。そこで音響インテンシティの発散を図13に示す。(a)のグレージングの無い場合、吸音ライナの孔の角と側壁で音響インテンシティの発散が負になる部分が見られ、吸音が起きている場所と考えられる。この場所ではエントロピが生成されており[2]、音響エネルギーが熱に変換されたのだろうという推測することができる。一方、(b)のグレージング流れが有る場合、孔の下流の角近傍に狭くて深い負の領域が見られる。また主流の $Y=3$ mm辺りを中心に正の領域が見られ、さらに孔の中の渦に沿って正と負の領域が混在している。このうち、どこが吸音個所で、どれが渦による全エン



タルピ流束の時間変動分かを区別することは困難だが、少なくとも、吸音が起きている場所は発散が負の領域に含まれていると推定することは出来る。

3.5. 孔通過音響パワーによる吸音率

さて、このように吸音ライナの孔の周辺で見られる音響インテンシティの発散の総和を計算すると吸音率を求めることが出来るであろうと考えられる。吸音ライナの孔の周辺の音響インテンシティの発散の総和は、ガウスの発散定理より、孔の入り口を囲む面を通過する音響インテンシティの面積分に置き換えることが出来る。そこで図13に示すように、孔の入り口付近で発



散が大きな負の値を示す部分を避けて、壁面から少し離れたY=0.5mmの位置に積分面を設定した。図示した積分面以外は吸音ライナの壁面に沿って積分面を設定したと考えれば閉曲面が構成され、壁面上では \vec{u} と \vec{u}_0 が0なので積分値に影響を与えない。これを孔通過音響パワーによる吸音率と呼ぶことにすると、以下のよう

$$\text{吸音率} = \text{孔通過音響パワー} / \text{入射音響パワー}$$

こうして計算した吸音率を図14に示す。グレージング流れが無い場合(NoGr)、孔通過音響パワーによる吸音率は音圧による吸音率とほぼ同じ値を示している。一方、グレージング流れが有る場合(M=0.3)は、音圧による吸音率よりも大きな値を示している。グレージング流れが有る場合、孔の周辺で渦が発生し、全エンタルピ流束の時間変動分に音響インテンシティ以外の成分が含まれてしまうのであろうと考えられる。つまり吸音孔の近傍のような狭い領域で吸音量を評価することは難しく、吸音ライナから離れた渦の影響を受けない場所でデータを取得する方法が吸音率を精度よく評価できる方法であることが分かった。

4. おわりに

航空用ジェットエンジン騒音の低減を目的として用いられる吸音ライナにおける吸音現象を解明することを目的として、スポンジ領域を用いた数値解析手法でグレージング流れの有る吸音ライナのシミュレーショ

ンを行い、そこで必要となる吸音率を算出する方法を検討した。

音圧による従来の方法、音響インテンシティを用いて、上流・下流断面の音響パワーの差を算出する方法、孔を通過する音響パワーを直接算出する方法を比較した。グレージング流れが無い場合は、どの方法も同等の結果を示した。グレージング流れが有る場合は、音圧による方法と、上流・下流断面の音響パワーによる方法、即ち、渦の影響を受けない場所でデータを取得する方法が、吸音率を精度良く評価できることが分かった。

謝辞

本研究には、宇宙航空研究開発機構スーパーコンピュータシステム『JSS2』のPP, TPPシステムを利用しました。

参考文献

- [1] Takuya Harada, Kenichiro Nagai, Hideshi Oinuma, Hirofumi Daiguji, Tatsuya Ishii, Validation of Impedance Eduction Method for Acoustic Liner Panel in Grazing Flow, AJCPP2018-001, Proceedings of AJCPP 2018, Asian Joint Conference on Propulsion and Power, March 14-17, 2018
- [2] 榎本俊治, 石井達哉, 神田拓磨, 赤見坂祐輔, 稲垣諒, 佐々木大輔, 藤秀実, 「垂直入射管試験における吸音ライナ性能の数値解析」 JSASS-2017-2027-F/A, 第49回流体力学講演会/第35回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム
- [3] 榎本俊治, 石井達哉, 赤見坂祐輔, 藤秀実, 「グレージング流れを伴う吸音ライナの数値解析」宇宙航空研究開発機構特別資料 JAXA-SP-18-005
- [4] Enomoto S, Ishii T, Nishizawa T, Toh H. Numerical Analysis of Acoustic Liner Performance in grazing flow. In 25th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference 2019, AIAA 2019-2613
- [5] Bodony DJ. Analysis of sponge zones for computational fluid mechanics. Journal of Computational Physics. 2006 Mar 1;212(2):681-702.
- [6] F. J. Fahy, サウンド インテンシティ, 1998, オーム社

プラズマアクチュエータの間欠的バースト駆動による 駆動時間削減と空力性能改善

藤林 大晶, 大関 義弘 (早稲田大学大学院), 手塚 亜聖 (早稲田大学)

Intermittent burst driving of Plasma actuator for reduction of drive time and improvement of aerodynamic performance

FUJIBAYASHI Hiroaki, OZEKI Yoshihiro, TEZUKA Asei (Waseda University)

ABSTRACT

Transient response from attached to separated boundary layer on a NACA0012 airfoil at the angle of attack of 1.5° with vortices induced by a dielectric barrier discharge plasma actuator (PA) was investigated experimentally. The PA was attached on the surface of the airfoil at 65% of the chord length from the leading edge, and the Reynolds number based on the airfoil chord was 5×10^4 . The height of separated flow from the airfoil was estimated using visualized flow images. When the PA was operated at the burst frequency of 100 Hz, the height became quasi-steady for 50-60 ms after the beginning of the PA driven, and the height became quasi-steady for 150 ms after the PA stopped. Considering these transient responses of the separated boundary layer, the PA was driven with the way which alternatively repeats continuous N times burst actuation and T ms stop. We compared the lift coefficient when the PA driven with the way and the lift coefficient when the PA driven with the burst actuation.

1. はじめに

近年の科学技術の進歩により電子部品の小型化が実現され、超小型無人航空機(MAV)の飛行が可能となった。MAVは、災害発生時の物資輸送や観測・監視システムとしての利用が期待されている。機体が小さく、飛行速度が低速というMAVの特性を考えると、レイノルズ数(Re 数)が小さい領域での飛行が想定される。

$Re < 10^5$ の低 Re 数領域では、境界層が乱流遷移する前に層流剥離、剥離剪断層が乱流遷移し翼面に再付着することによる層流剥離泡ができることがある¹⁾。厚翼の場合、翼型後縁において流れが層流状態のまま剥離する層流剥離が起きることが知られている²⁾。低 Re 数領域において、NACA0012翼型は低迎角時に翼型後縁近傍にて層流剥離し、揚力係数 C_L が迎角変化に対し非線形となることが大竹ら³⁾によって報告されている。

翼性能改善のため、能動的な流体制御法の一つとして誘電体バリア放電プラズマアクチュエータ(Dielectric Barrier Discharge Plasma Actuator : DBD-PA, 以後PA)の研究が進められている。翼型前縁にPAを設置し駆動することで高迎角での層流剥離を抑制し、失速を遅らせることができると報告されている³⁻⁹⁾。PAの駆動方法は常時電圧を入力する連続駆動に比べ、入力電圧のオン・オフを周期的に切り替えるバースト駆動の方が高い剥離抑制効果を示し、揚力係数を向上させるという多くの報告がある^{8,9)}。Fujii¹⁰⁾は、PAがバースト駆動することにより、二次元的な渦構造が形成され、その渦構造が翼表面に沿って流れることで流れの剥離が抑制されるためと考察している。PAのバースト駆動による剥離抑制の効果は翼型後縁剥離に対しても報告されている。久保ら¹¹⁾は、低 Re 、低迎角において

後縁で層流剥離するNACA0012翼型に対し、前縁から65%位置にPAを設置した実験を行い、バースト周波数 $60 \text{ Hz} \leq f_b \leq 200 \text{ Hz}$ で揚力係数が増加する結果を得ている。

バースト駆動に関する研究の多くは、流れの時間的な変化のない定常流れを対象として行われてきた。PAの時間応答性の高さを生かし、非定常流れへの適用を目指した研究もなされている。流れ場の変化に応じてPAの駆動条件を変化させるフィードバック駆動は様々な方法で行われてきた¹³⁻¹⁶⁾。翼面に取り付けた圧力センサを指標とした方法は実験、計算の両面から行われ¹³⁻¹⁶⁾、間欠的な駆動によって揚力係数が向上することが示唆されている¹⁵⁾。また、フィードバック駆動を設計する際に流れ場の過渡的な現象の理解が必要であるため¹⁶⁾、PAの駆動と流れ場の時間応答の関係性についても調べられている¹⁷⁾。

本研究では、PAを駆動開始・停止させた直後から準定常状態に至るまでの流れ場の過渡現象を調べるため可視化実験を行った。低レイノルズ数、低迎角の条件下で後縁から層流剥離するNACA0012翼型を用い、迎角 $\alpha = 1.5^\circ$ で実験を行った。翼型後縁流れの可視化画像を用いて剥離領域の翼面からの高さの時間変化を評価し、この時間変化をもとに翼後縁での剥離を可能な限り抑制する停止時間を検討する。その停止時間を踏まえて、PA駆動時間の削減と空力性能改善を目指した周期的な停止時間を設けた間欠的バースト駆動を行い、バースト駆動と揚力係数の比較をすることを目的とする。

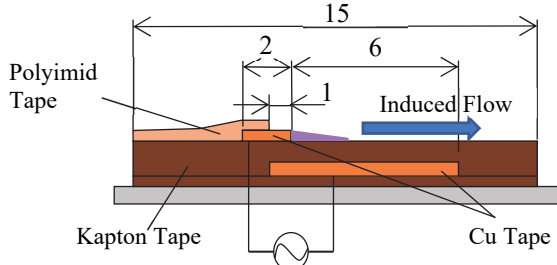
2. 実験装置

2.1. 小型吸い込み式風洞

本研究では、吹き出し口寸法が250 mm×150 mmの長方形、縮流比10の小型吸い込み式風洞を使用した。最大風速は20 m/sで、主流の残留乱れは一様流速度 $U = 5$ m/sにおいて約0.5%以下である。測定胴内の一様流速度は、縮流胴の前後にそれぞれ設けた壁面静圧孔の圧力差より設定した。使用した翼型は翼弦長 $c = 150$ mm、翼幅 $b = 150$ mmのNACA0012翼型である。翼弦長を代表長さとする Re 数が $Re = 5.0 \times 10^4$ となるように一様流速を設定した。

2.2. DBD プラズマアクチュエータ

本研究で使用したPAの概略図を第1図に示す。電極には厚さ80 μm の銅テープ(住友スリーエム)を使用した。被覆電極の幅は7 mm、露出電極の幅は2 mmである。二枚の電極の間に幅15 mm、厚さ80 μm のポリイミドテープ(寺岡製作所)を使用し、露出電極は幅5 mm、厚さ75 μm のポリイミドテープ(住友スリーエム)で1 mm覆っている。ファンクションジェネレータ(SG-4321, 岩崎通信機)の出力を高圧電源(HOEPT-5 B20, 松定プレシジョン)で増幅した電圧を露出電極に印加し、被覆電極はアースに接続する。

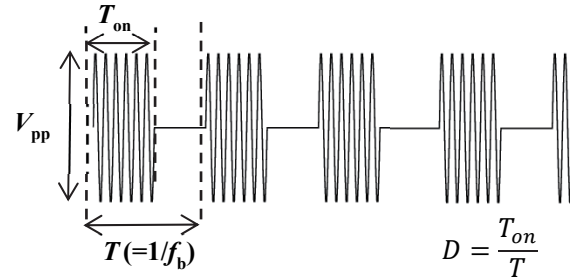


第1図 DBD-PA 概略図(単位: mm)

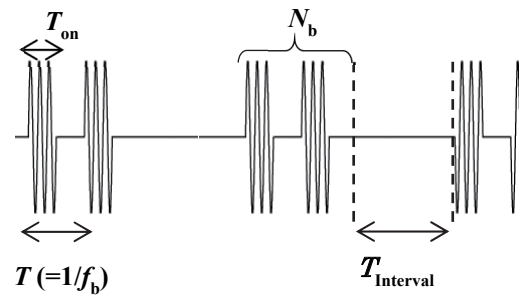
PAには電圧 $V = 5$ kVpp, 周波数 $f = 10$ kHzの正弦波交流電圧を基にする波形を入力する。本研究ではPAの駆動方法として、バースト駆動および、周期的な停止時間を設けたバースト駆動を扱う。PAへ入力する電圧波形の概略を第2図で示す。第2図(a)で示す通り、バースト駆動はバースト周期 T で周期的に電圧のオン・オフを繰り返す駆動である。実験ではバースト周波数 $f_b = 40, 100, 200$ Hz, Duty比 $D = (T_{on}/T) = 10 \sim 50$ %に設定した。 T_{on} は一周期中の電圧入力時間である。第2図(b)は、周期的な停止時間を設けた間欠的バースト駆動を示す。①周期的に電圧を N_b 回オン・オフするバースト駆動をし、②停止時間 $T_{Interval}$ 間PAの駆動停止を繰り返す駆動である。本稿では表記の簡略化のため、第2図(b)で示す駆動をバースト N -停止時間 T 駆動とする。実験では、 $f_b = 40, 100, 200$ Hz, $D = 10 \sim 50$ %をバースト

してバースト N -停止時間 T 駆動を行う。

PAの設置位置は、PA未使用時の剥離位置前方に設置すると剥離制御効果が期待できるという報告¹²⁾を参考に、翼前縁から翼弦長に対し65%($x/c = 0.65$)の位置に設置した。



(a) バースト駆動



(b) バースト N -停止時間 T 駆動

第2図 PAへの入力電圧波形模式図

3. 実験方法

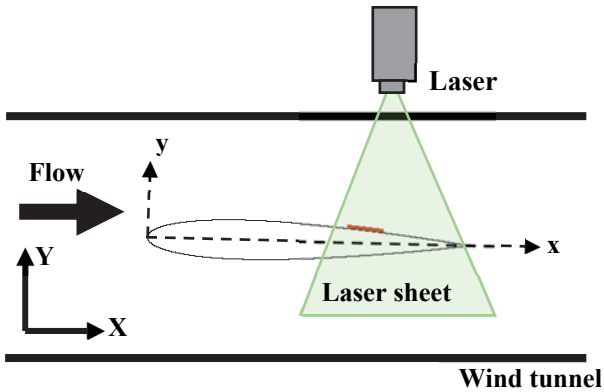
3.1. 翼周りの流れの可視化

実験に使用したNACA0012翼型はアクリル製模型で、アリ式ゴニオステージに固定し翼弦長25%位置を中心に回転する。PAの駆動による翼後縁流れの可視化実験を行った。煙発生装置(Model 8304, 日本カノマックス)で発生したグリコールのトレーサ粒子を風洞内に流し、翼模型の中心スパン位置にレーザーシートを照射した。出力3 W, 波長532 nmのCWレーザー(SSL-532-3000-10TM-10L, Sanctity Laser)を光源として測定胴上部に設置し、解像度1280×1024のCMOSカメラ(VCC-10P1MHS, CIS)を用いて撮影をした。第3図に可視化実験の概略を示す。なお実験装置配置の都合上、装置概略図奥側から手前側へカメラで撮影しており、流れ方向が左から右となるように可視化画像は左右を判定して表示している。翼型後縁に設置したPAの駆動による流れ場の変化を調べるため、 $0.65 \leq x/c \leq 1.0$ を含む71×13mmの領域を解像度1280×240pixelで撮影した。撮影条件はサンプリング周波数2439 Hz, 露光時間0.04 msである。

3.2. 翼型表面圧力分布・揚力係数の算出

実験に使用したNACA0012翼型はアルミ製模型で、アリ式ゴニオステージに固定し翼弦長30%位置を中心に回転する。PAの駆動による翼型特性の変化を評価するため、翼面上の圧力係数(C_p)を算出した。アルミ製NACA0012翼型模型の上下面に設置してある計40点の

静圧孔は、各々チューブを經由し微差圧トランスミッタ(KL17, 長野計器)に接続されている。縮流後の測定部入り口に設けた壁面静圧孔の圧力を基準と各翼面静圧孔の差圧を微差圧トランスミッタで出力し、データロガー(GL820, GRAPHTEC)で記録した。データの取得は、サンプリング周期5 Hz, サンプリング数51点の計10 s間行い、10 s間の平均値を用いて C_p を算出する。静圧孔間において線形補間を行い積分することで、揚力係数 C_l を得る。



第3図 可視化実験概略図

4. PA 駆動開始・停止後からの流れ場の過渡現象

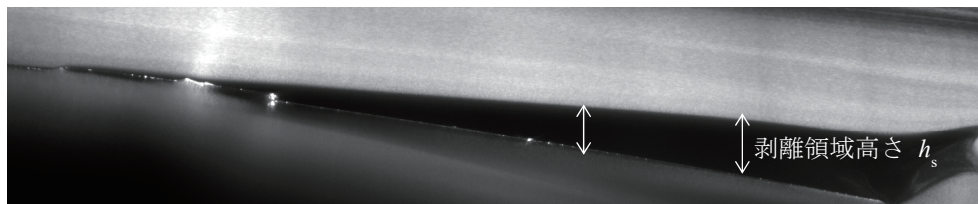
4.1. 煙境界抽出方法

翼型後縁流れの可視化画像を定量的に評価するため画像処理を行う。可視化画像では翼型上流から流れてきたトレーサ粒子が多く存在する領域ほど輝度が高くなり、剥離領域のような前縁からの流れが少ない領域では輝度が低くなる。田中ら¹⁸⁾は輝度が256階調の可視化画像に対し輝度の閾値を設定することで輝度の低い領域から翼面までの鉛直方向距離の算出を行い、剥離領域の時間変化を定量的に評価している。神谷ら¹⁹⁾は前縁からの煙が流れる領域と煙が届いていない領域の境界を輝度値の偏差値を用いて判定することで、流れ場の時間変化の評価をしている。

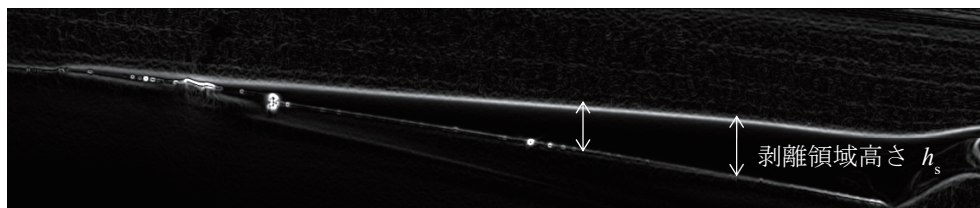
本研究ではこれらの手法を参考に、可視化画像を用いて前縁からの煙が流れる領域と煙が届かない領域の境界から翼面までの距離を算出した。剥離流れ(煙が流れる領域)と剥離領域(煙が届かない領域)との境界を抽出するため画像内の輝度の勾配に着目した。トレーサが多く輝度の高い剥離流れとトレーサ粒子が少なく輝度の低い剥離領域との境界で輝度の変化が大きいため輝度の勾配は大きくなる。5×5 ガウシアンフィルタにより平滑化した画像に対し、一次微分フィルタである3×3 Sobelフィルタを用いることで輝度の勾配を算出した。撮影画像とフィルタ処理後の画像を第4図に示す。第4図(b)は、第4図(a)における輝度の勾配が大きいのところほど白く(輝度が大きく)なるため、煙の量が大きく変わる境界では輝度が大きい。そこで、第4図(b)において輝度が最大となる位置から翼面までの鉛直方向の距離(剥離領域高さ h_s と呼ぶこととする)を算出することで、剥離領域の変化を定量的に評価することができると考えられる。次節では、この剥離領域高さを用いて流れ場の時間変化について議論することとする。なお、各位置での剥離領域高さは第4図の矢印で示す通りとなる。

4.2. PA 駆動開始後の流れ場の過渡現象

PAの駆動を停止状態からバースト駆動に切り替えた際の流れ場の過渡現象について議論する。PAを $f_b=40,100,200$ Hz, Duty比50%で駆動開始した際の剥離領域高さの時間変化を第5図～第7図に示す。図番が小さいほうから順に、 $x/c=0.75, 0.85, 0.95$ における剥離領域高さを示している。また、上側の横軸は時間をバースト周期で割った無次元時間である。いずれの位置においても、十分時間が経過すると $f_b=100$ Hzの場合が最も剥離領域高さが小さくなる。また、PAのバースト駆動により誘起される振動により、剥離領域高さが駆動周波数に対応した周期で振動することが確認できる。第5図(a), 第6図(a), 第7図(a)より、 $f_b=40$ Hzでバースト駆動させた場合駆動開始後振動が始まってからおよそ150 ms以降は準定常的な振動となっていることが確認できる。



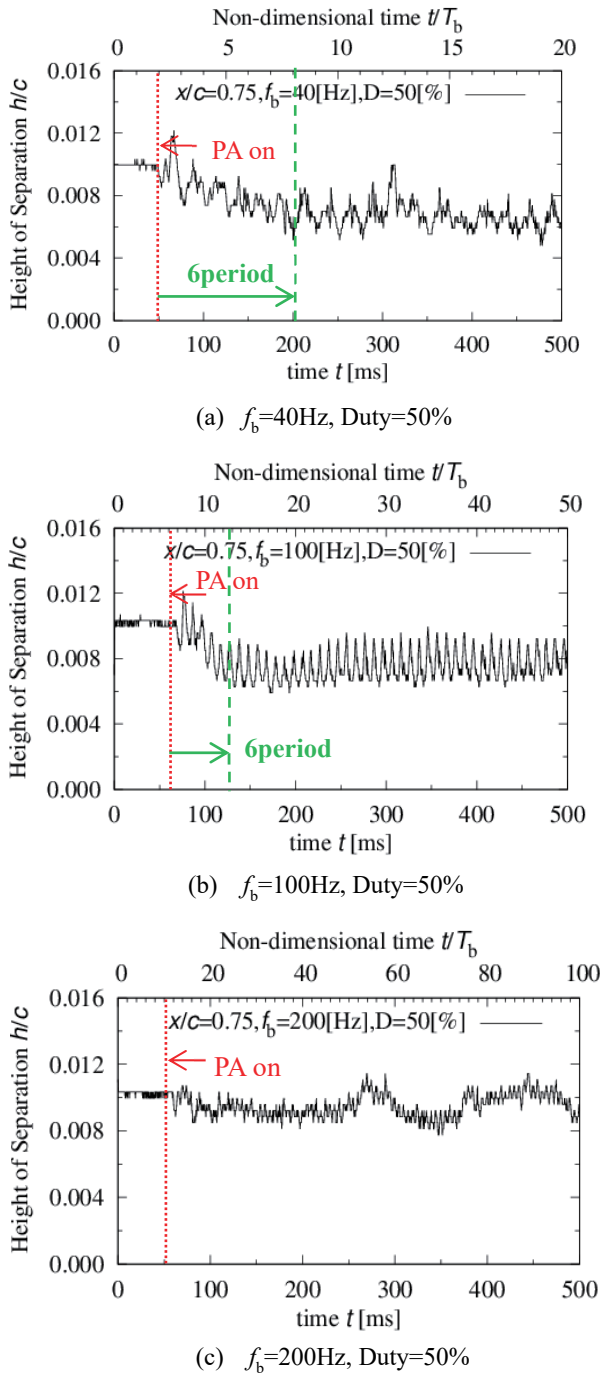
(a) 可視化画像



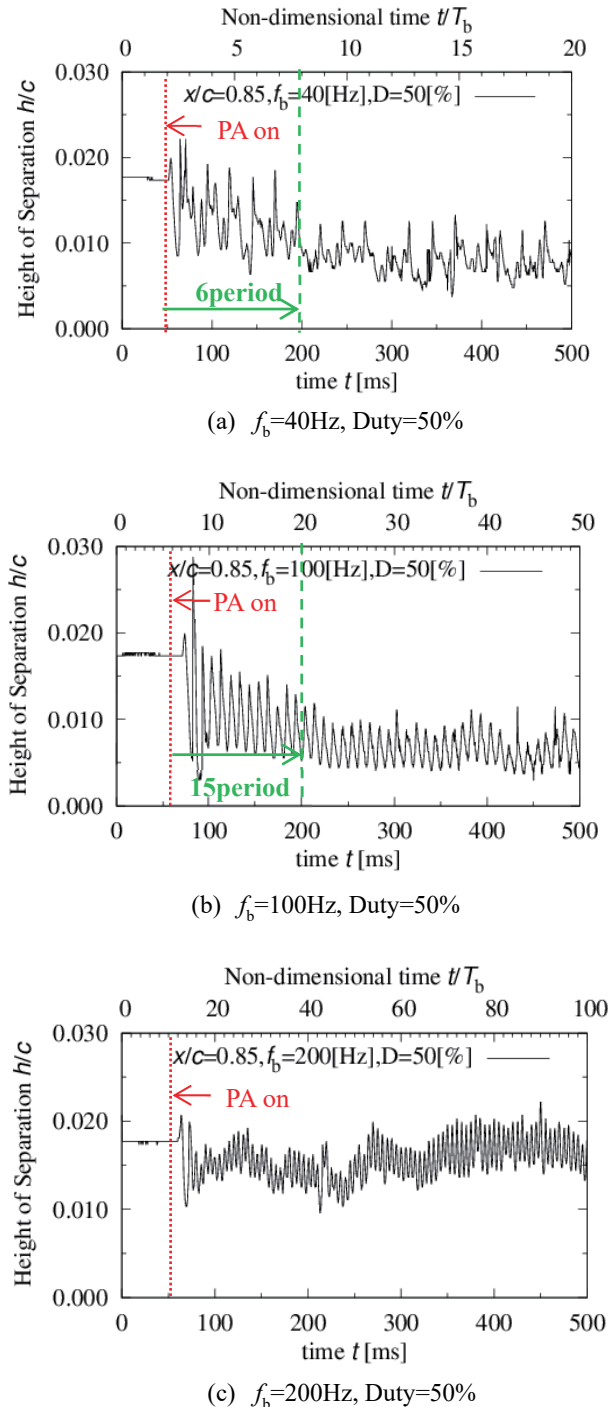
(b) Sobel フィルタ処理後画像

第4図 剥離領域高さ算出用フィルタ画像処理

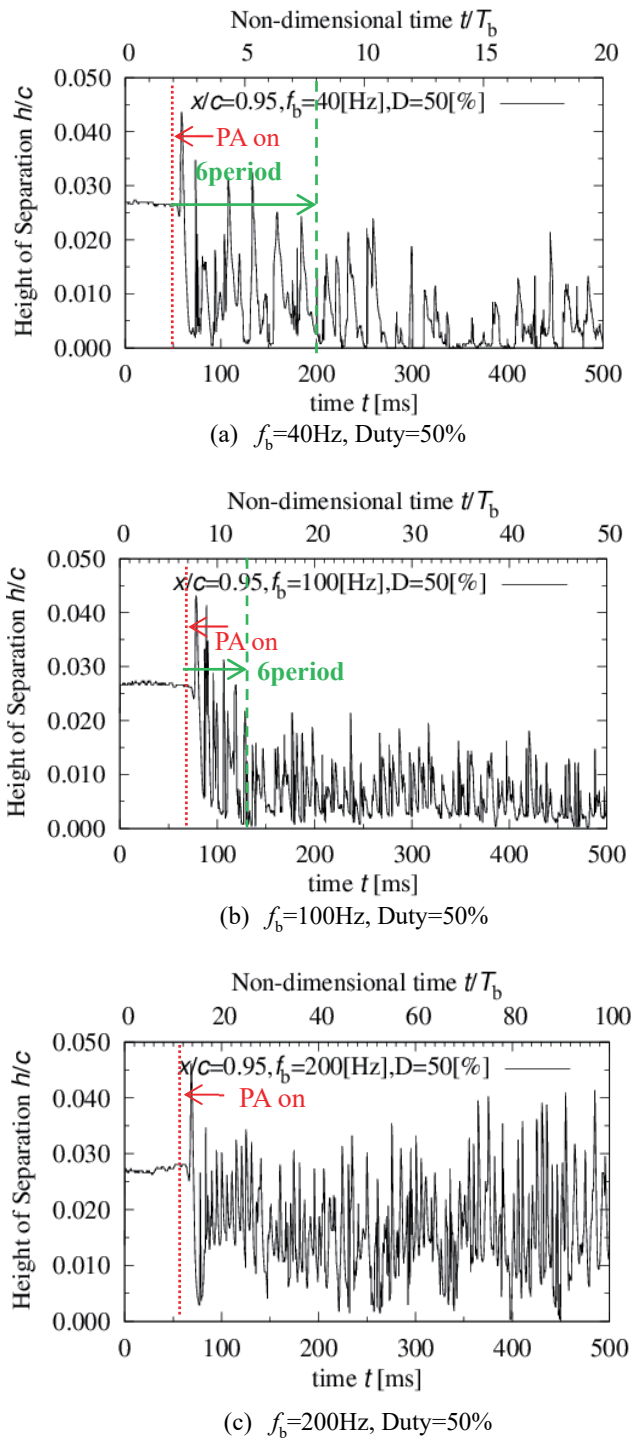
150 msは40 Hzの振動6周期分の時間であるから、 $f_b=40$ Hz, Duty比50%でバースト駆動を開始した場合、印加電圧のオン・オフを連続して6回以上繰り返すと剥離領域高さの時間変化は準定常的になると考えられる。 $f_b=100$ Hzでは、 $x/c=0.75, 0.95$ (第5図(b), 第7図(b)の場合)では、50~60 ms (100 Hzの振動5,6周期分), $x/c=0.85$ では150 ms (100 Hzの振動15周期分)で剥離領域高さは準定常的な振動を示す。 $f_b=200$ Hzでは、いずれの位置においても剥離領域高さが準定常的な振動を示すまでにほとんど時間を要していない。 $f_b=200$ Hzは他の2つの場合と比較して、準定常状態における剥離領域高さが大きいことが要因と考えられる。



第5図 PA 駆動開始後剥離領域高さ時間変化 ($x/c=0.75$)



第6図 PA 駆動開始後剥離領域高さ時間変化 ($x/c=0.85$)

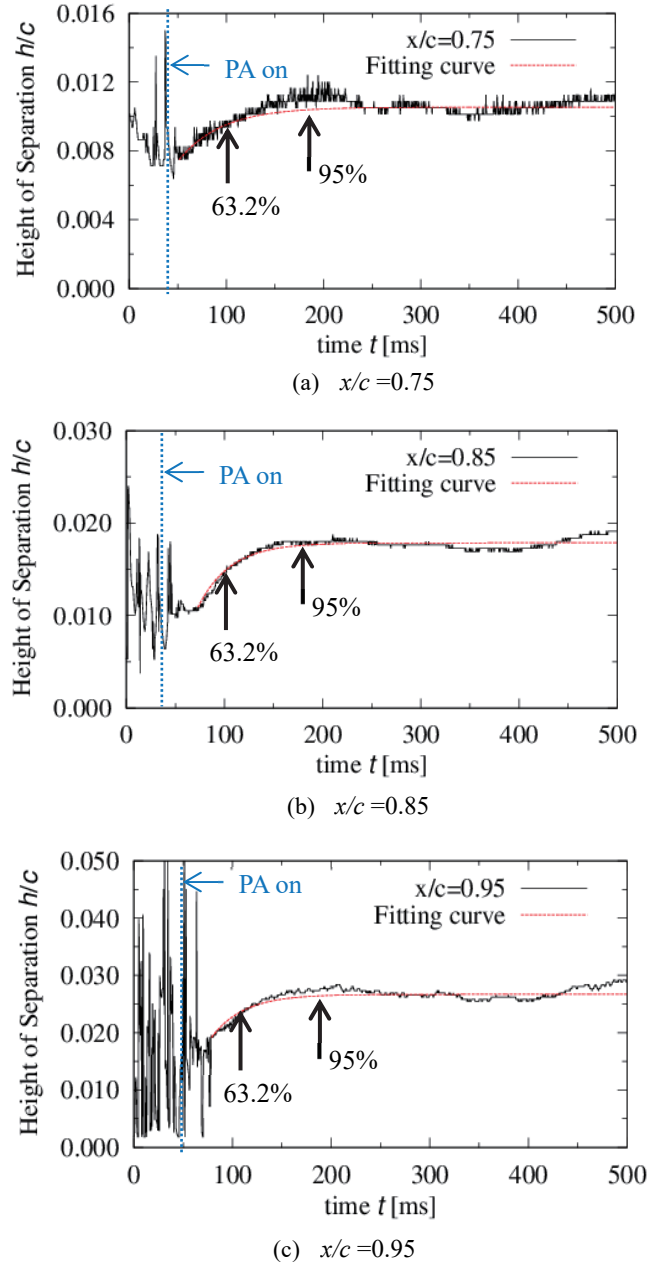


第7図 PA 駆動開始後剥離領域高さ時間変化 ($x/c=0.95$)

4.3. PA 駆動終了後の流れ場の過渡現象

PAを $f_b=100\text{Hz}$, Duty比50%で十分な時間バースト駆動した後、駆動を停止する際の剥離領域高さの時間変化を調べる。PAをバースト駆動する時間は1.5sで、前節の結果を考慮すると剥離領域高さが準定常的になるのに十分な時間である。本稿では、剥離領域高さの時間変化を定量化する目的で、一次遅れ系による近似曲線を用い時定数、ゲイン及び整定時間の算出を行った。

一次遅れ系による曲線はPA駆動終了後、剥離領域高さが時間変化し収束するまでの過程を定量的に理解するために用いている。PA駆動終了後十分時間が経過後の剥離領域の高さに対し63.2%となる時間より時定数を、95%となる時間より整定時間を算出した。可視化画像から算出した剥離領域高さの時間変化及び一次遅れ系の曲線を第8図に示す。



第8図 PA 駆動停止後剥離領域高さ時間変化 ($f_b=100\text{Hz}$, Duty=50%)

一次遅れ系の曲線により得られた時定数、整定時間をもとにPA駆動停止後、剥離領域高さが十分時間経過後 (PA非駆動時) の高さの50%, 63.2%, 95%となるまでに要する時間 $\Delta T_{50\%}$, $\Delta T_{63.2\%}$, $\Delta T_{95\%}$ は第1表に示す通りである。

第1表 PA駆動停止後剥離高さ収束までの時間

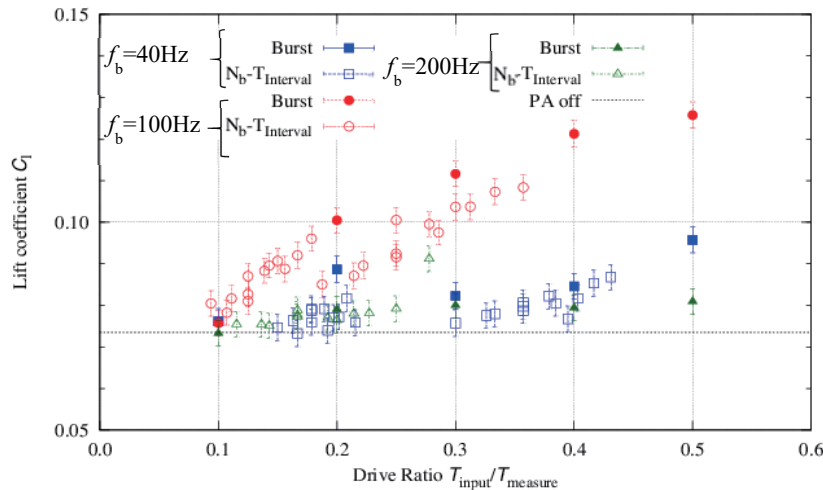
計測位置 x/c	0.75	0.85	0.95
PA非駆動時の50%高さ $\Delta T_{50\%}$ [ms]	49.5	63.4	68.3
PA非駆動時の63.2%高さ $\Delta T_{63.2\%}$ [ms]	63.0	73.3	78.6
PA非駆動時の95%高さ $\Delta T_{95\%}$ [ms]	151.2	139.7	143.8

第1表より、PAの駆動を停止してから、再び駆動を開始するまでの間隔を49.5 ms とすれば、剥離領域の高さをPA非駆動時に対して50%以下に抑えることができると考えられる。

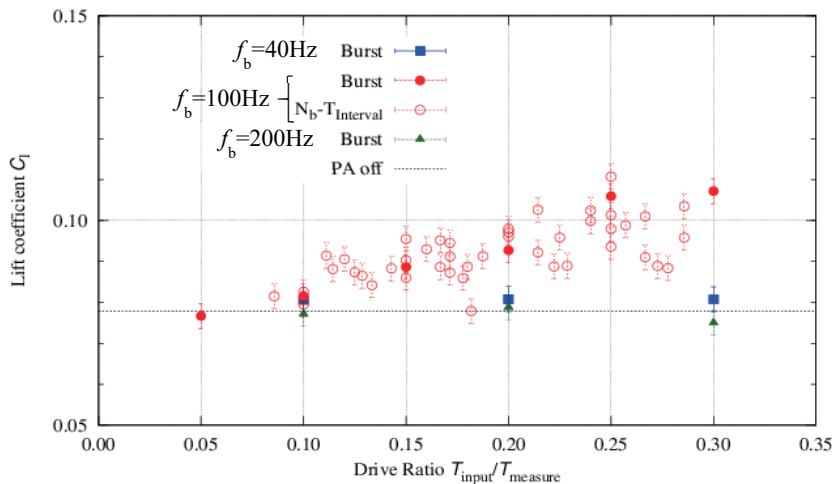
5. 周期的な停止時間を設けたバースト駆動

第5図～第8図で見られる剥離領域高さの振動は可視化画像から、PAのバースト駆動が誘起する剥離流れの振動及び渦構造の形成に起因する。PAがバースト駆動することにより形成される二次元的な渦構造は、翼面近くを通過することで流れの剥離を抑制する効果があるという報告がある¹⁰⁾。

したがって、周期的にPAのバースト駆動を停止したとしても、停止後剥離領域の高さが大きくなる以前にPAの駆動を開始するという駆動を行えば、可能な限り翼面近くを渦構造が通過できるようにしながらPAの駆動時間も削減できると思われる。そこで、本研究では第2.2節で説明した、PAのバースト駆動間に周期的な停止時間を設けるバーストN-停止時間T駆動を行う。停止時間の中に連続的に駆動するバーストの回数 (N_b)、および停止時間 ($T_{Interval}$) は前章の結果を踏まえて設定する。可能な限り剥離領域を小さくする必要があると考え、本研究では第1表より剥離領域高さがPA非駆動時の50%以下となるように停止時間の設定を行うこととした。はじめに、バーストN-停止時間T駆動は、ベースとなるバースト駆動を $f_b = 40, 100, 200$ Hz、 $D = 25, 50\%$ ($f_b = 200$ Hzは50%のみ)とし、 $N_b = 3, 4, 5$ 、 $T_{Interval} = 10, 20, 30, 40, 50$ ms に設定(パラメータ設定①)し、ベースとなるバースト駆動による揚力係数の違いについて調べた。



(a) f_b の異なるバーストN-停止時間T駆動とバースト駆動



(b) $f_b = 100$ HzのバーストN-停止時間T駆動とバースト駆動

第9図 駆動時間割合と揚力係数の関係

続いて、バースト N-停止時間 T 駆動は、(1)式により定義する PA の駆動時間の割合が 0.3 未満となるように設定(パラメータ設定②)した。具体的には、 $f_b=100$ Hz、 $D=20,30,40,50\%$ のバースト駆動をベースとし、 $N_b=3,4,5$ 、 $T_{Interval}=5,10,20,30,40$ ms($D=40,50\%$ は、20,30,40 ms)に設定した。なお、PA の駆動時間の割合は、揚力係数算出に用いる圧力分布計測時間における PA の駆動を行う時間の割合を示して、バースト駆動の場合は、Duty 比と等しくなる。

$$\frac{T_{input}}{T_{measure}} = \left(\frac{1}{f_b} \cdot \frac{D}{100} \cdot N_b \right) / \left(\frac{1}{f_b} \cdot N_b + \frac{T_{Interval}}{1000} \right) \quad (1)$$

第 9 図にバースト N-停止時間 T 駆動、バースト駆動を行った際の揚力係数を示す。第 9 図においてエラーバーは、標準偏差 σ の 2 倍を上下に表している。第 9 図(a)はバースト N-停止時間 T 駆動を前述のパラメータ設定①に設定した場合の結果、第 9 図(b)はバースト N-停止時間 T 駆動を前述のパラメータ設定②に設定した場合の結果である。バースト N-停止時間 T 駆動と比較のために第 9 図(a)では $f_b=40,100,200$ Hz、 $D=10\sim 50\%$ のバースト駆動、第 9 図(b)では $f_b=40,100,200$ Hz、 $D=10\sim 30\%$ のバースト駆動の結果を示す。第 9 図(a)より、駆動時間の割合、駆動方法によらず $f_b=100$ Hz で駆動した場合が最も揚力係数が大きくなっている。これより、バースト N-停止時間 T 駆動の揚力係数を大きくするには、揚力係数が大きいバースト駆動をベースとする必要があると考えられる。また、駆動効率が 0.3 以上の場合、 $f_b=100$ Hz をベースとするバースト N-停止時間 T 駆動は、 $f_b=40, 200$ Hz のバースト駆動の揚力係数を上回る一方、同じ駆動時間割合の $f_b=100$ Hz のバースト駆動に対しては揚力係数が小さい。第 9 図(b)で示すように、駆動時間の割合が 0.15~0.25 では、 $f_b=100$ Hz をベースとするバースト N-停止時間 T 駆動のほうがバースト駆動に比べわずかではあるが揚力係数が大きくなる場合も見られた。

6. まとめ

本研究では、PAの駆動開始・停止後における流れ場の過渡現象に着目し、駆動時間の削減と空力性能改善の両立を目指し、連続する N_b 個のバースト駆動間に停止時間 $T_{Interval}$ を設けた駆動を行った。

PA駆動による流れ場の過渡変化について調べるため可視化画像の輝度値に着目し、翼面からの剥離領域までの鉛直方向の距離を算出する方法の検討を行った。PAのバースト駆動開始後の剥離領域高さの過渡現象を調べた結果、剥離抑制効果が高いバースト周波数では、準定常状態に至るまでの時間を要した。また、PAの駆動停止後の過渡現象については、可視化画像から算出した剥離領域高さの時間変化を一次遅れ系の曲線を用いて定量的に調べ、PA駆動停止後、剥離領域高さがPA非駆動時の50,63,2,95%に至るまでの時間をそれぞれ算出した。

PA駆動開始・停止による過渡現象を調べた結果をもとに、連続する N_b 個のバースト駆動間に停止時間 $T_{Interval}$ を設けた駆動を行い、バースト駆動と揚力係数の比較を行った。バーストN-停止時間T駆動は計測時間に対

するPA駆動時間の割合が0.3以上の場合、駆動時間の割合が等しい $f_b=100$ Hzのバースト駆動を下回った。一方、駆動時間の割合が0.15~0.25では、 $f_b=100$ HzをベースとするバーストN-停止時間T駆動のほうがバースト駆動に比べわずかではあるが揚力係数が大きくなる場合も見られた。

参考文献

- (1) Tani, I.: Low-Speed Flows Involving Bubble Separation, Progress in Aeronautical Sciences, 5 (Pergamon Press, 1964), pp.70-103.
- (2) Thomas J. Mueller et al.: Experimental Studies of Separation on a Two-Dimensional Airfoil at Low Reynolds Numbers, AIAA J., 20 (1982), pp.457-463.
- (3) 大竹智久, 中江雄亮, 本橋龍郎: 低 Re 数領域での NACA0012 翼の非線形空力特性, 日本航空宇宙学会論文集, 55 (2007), pp.439-445.
- (4) Post, M. L. and Corke, T. C. : Separation Control on High Angle of Attack Airfoil Using Plasma Actuator, AIAA J., 42 (2004), pp.2177-2184.
- (5) Sora, R., Artana, G. and Moreau E. : Stall control at high angle of attack with plasma sheet actuators, Fluids E., 42 (2007), pp.143-167.
- (6) Andrey, A. S., et al. : Pulsed Discharge Actuators for Rectangular Wing Separation Control, 45th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 2007, AIAA2007-941.
- (7) Göksel, B. et al. : Steady and Unsteady Plasma Wall Jets for Separation and Circulation Control, 3rd AIAA Flow Control Conference, AIAA 2006-3686, 2006.
- (8) 二宮由光, 藤井孝蔵: プラズマアクチュエータを用いた失速制御における周波数の影響, 第 45 回飛行機シンポジウム講演集, 2007, pp.478-481.
- (9) 浅田健吾, 藤井孝蔵: DBD プラズマアクチュエータを用いた翼剥離制御におけるバースト発振周波数効果, 第 24 回数値流体力学シンポジウム講演集, 2010.
- (10) Fujii K. : Three Flow Features behind the Flow Control Authority of DBD Plasma Actuator: Result of High-Fidelity Simulations and the Related Experiments, Applied Science 2018.
- (11) 久保俊介, 手塚亜聖, 原野純一, 川邊将史, 山田宗平: 翼型後縁付近に設置した PA のバースト周波数による低レイノルズ数領域空力特性の改善, 第 44 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 2012 講演集, 2012.
- (12) 小林俊策, 佐藤匠, 平田篤史, 大竹智久, 村松旦典, 本橋龍郎: DBD プラズマアクチュエータの翼面上設置位置が NACA0012 翼型まわりの流れ場に与える影響, 日本航空宇宙学会第 43 期年会講演集, 2012.
- (13) Andrew J. Lombardi, Patrick O. Bowles, and Thomas C. Corke: Closed-Loop Dynamic Stall Control Using a Plasma Actuator, AIAA J., 51 (2013), pp.1130-1141.
- (14) Satoshi Shimomura et al. : Experimental analysis of closed-loop low control around airfoil using DBD plasma actuator, ASME 2017 Fluids Engineering Division Summer Meeting, 2017.
- (15) 藤井孝蔵, 小川拓人, 浅田健吾 : DBD プラズマ

クチュエータを用いたフィードバック翼周り流れ剥離制御モデルの検討—スーパーコンピュータを利用した高解像度シミュレーションに基づいて—, SENAC: 東北大学大型計算機センター広報 51(4), 2018, pp.14-22.

- (16) N. Benard, et al. : On the benefits of hysteresis effects for closed-loop separation control using plasma actuation, *Physics of Fluids*, 23(2011), art. no. 083601.
- (17) Yarusevych, S. and Kotsonis, M. : Steady and transient response of a laminar separation bubble to controlled disturbances, *J. Fluid Mech.*, 813 (2017), pp.955-990.
- (18) 田中啓之, 李家賢一, 砂田保人 : 失速付近の迎角において準周期的挙動を示す層流剥離泡の可視化実験, *日本航空宇宙学会論文集*, 52 (2004), pp.456-463.
- (19) 神谷拓, 藤林大晶, 手塚亜聖 : NACA0012 翼型後縁付近の流速変動に注目した プラズマアクチュエータの駆動効率化, 第 57 回 飛行機シンポジウム, 2019.

スクラムジェット上昇飛行に向けた 流線追跡法によるインテーク設計に関する数値的研究

藤尾 秩寛 (九州大学), 小川 秀朗 (九州大学)

Parametric Characterization of Streamline Traced Intake Design for Scramjet-Powered Ascent Flight

FUJIO Chihiro (Kyushu University), OGAWA Hideaki (Kyushu University)

ABSTRACT

Streamline tracing is an effective technique to design efficient and robust three-dimensional intakes for scramjet engines, a hypersonic airbreathing propulsion technology that offers promise for economical and flexible access-to-space. A parametric study has been conducted to classify possible geometries and characterize the relations between design variables and resultant geometries. Computational investigation has been performed for some representative geometries of each class to evaluate the performance and geometries, and to identify key design parameters. The physical insight gained in this study provides a guideline for the usage of the streamline tracing technique for high-performance scramjet intake design.

1. はじめに

宇宙輸送の需要増加に伴い、ロケットに代わる新たな輸送技術の開発が急務となっている。空気吸込式エンジンの1つであるスクラムジェット(超音速燃焼ラムジェット)エンジンは酸化剤を必要としないため高効率で、経済性、安全性、環境性に優れ、宇宙輸送システムの将来型推進機関として期待されている¹⁾。近年、各国で研究開発が行われており、クイーンズランド大学(UQ)やNASAなどが飛行試験を含む著しい成果を上げている^{2,3)}。

スクラムジェットを使用した宇宙輸送はUQのSCRAMSPACEプログラムにおいて研究されている⁴⁾。使用されている軸対称形態のスクラムジェットエンジンは空力効率や燃焼効率はもちろん、熱的・構造的観点からも優れている。更に、製造が容易という工業的側面の利点もあり、宇宙輸送に適したエンジン形態の一つであると考えられている。

軸対称形態のスクラムジェットは優れた特長を持つ一方で、インテークの高い収縮比のために流れが不始動状態に陥りやすいという問題がある。不始動状態ではインテークにおいて流れがチョークすることで内部が亜音速になり、インテーク前方に強い弓状衝撃波が形成される。その結果、質量流量が大幅に低下し、大きな抵抗が発生する。また弓状衝撃波下流では非常に高温になり、機体全体に悪影響を及ぼし得るため、不始動状態を回避することは重要である。インテークの始動性能はKantrowitzら⁵⁾によって、マッハ数と収縮比に関し解析的に示されている。不始動を回避するために様々な手法が検討されており、形状を加工し質量流出を生み出す方法⁶⁾や、隔膜破裂による非定常効果を利用

する方法⁷⁾が研究されている。しかしながら、これらの手法は製造や再使用が困難という問題点がある。

流線追跡法は圧縮流れ場内の流線からインテークの形状を生成する手法であり、軸対称インテークに近い性能を保ちながら自発的始動性をもつインテークを設計する手法として注目されている。この手法はBilligら^{8,9)}やSmart¹⁰⁾によってスクラムジェットインテークの設計に導入された。非粘性流れ場に対して適用されるため、実際の設計においては境界層補正などと組み合わせて利用される。流線追跡法を用いて設計されたRESTインテークは設計点のみならず非設計点においても高い性能を示し¹¹⁾、HiFIREプログラム(UQ)で採用されている¹²⁾。

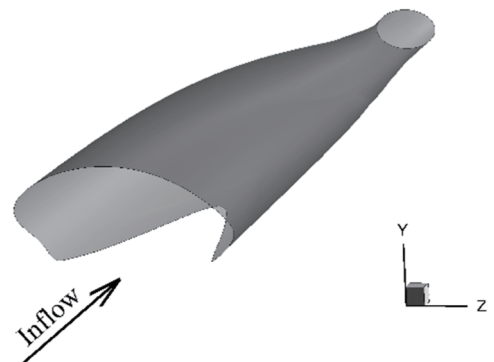


図 1 流線形インテークの例

図 1 は流線形インテークの一例であり、前縁部が複

雑な形状であることが分かる。これらのインテークは“Sugar Scoop”に似た形状であるためScoopインテークとも呼ばれる。流線形インテークは高い性能を示す一方で、流線追跡法によって生成されるインテーク形状は設計に用いる流線の選択によって大きく変化することが知られており、形状も複雑である場合が多い。このような流線追跡法の特徴は、複雑形状の場合、前縁部に熱的・構造的負荷を増加させるだけでなく、インテークを機体に取り付ける際に問題を生じさせることが予想される。そこで、流線の配置と得られる流線形インテーク形状の関係を明らかにすることは流線追跡法を効果的に利用するために必要不可欠である。また、流線形インテークは元の流線を含む軸対称インテークに近い性能を示すことが期待されているが、流線追跡法によって生成されるあらゆるインテークに対し、その流れ場および性能が網羅的に数値計算によって示された例は公知文献にはない。

本研究では、流線追跡法に関して流線の配置と得られる流線形インテーク形状の間に定性的な関係性を見出し、さらに、流線形インテークの形状と空力性能および流れ場の関連性を明らかにすることを目的とする。ラテン超方格法から得られた設計変数の組み合わせに対して流線追跡法を適用、インテークを生成し、それらを形状的特徴に基づいて分類する。分類は前縁部の形状に基づいて行われる。さらに各分類内の代表的な形状に対し数値計算を行い流れ場およびインテーク性能を評価する。インテーク設計への効果的な流線追跡法の適用を可能にし、今後のスクラムジェットインテークの設計への重要な指針とすべく得られた洞察をまとめる。

2. 方法

2.1. 気流条件

スクラムジェット上昇飛行において一般的に用いられる動圧一定軌道 (49.7 kPa) を仮定し、高度30 km、迎角0度での条件を想定する。この時一様流は、 $M_\infty = 7.7$, $p_\infty = 1197$ Pa, $T_\infty = 226.5$ Kある。流線追跡法の特徴から、非粘性の熱量的完全気体を仮定する。比熱比 γ は1.4とした。

2.2. 流線追跡法

本研究では流線追跡法により生成されるインテークを対象とする。流線追跡法の手順をまとめる。

1) 圧縮比 \bar{p}_2/\bar{p}_1 、インテーク出口温度 \bar{T}_2 など(添字1, 2はそれぞれインテーク入口, 出口を表す。また上棒は平均値を表す。) インテークとしての性能が望ましい値となる非粘性インテークを選択する。この流れ場に対して流線が計算され、生成される流線形インテークの性能はこのインテークの性能に大きく依存する。本研究ではBusemannインテーク¹³⁾を採用する。インテーク出口半径は0.1 mとした。

2) 図2に示すように、燃焼器の入口形状からインテーク出口の形状を決定する。また圧縮流れ場の出口平面

($x = 0$)内での配置を決定する。決定した形状の縁が流線追跡の開始点となる。開始点は必ず圧縮流れ場出口平面内でなければならない。本研究ではインテーク出口形状を楕円とし次の式で定義した。

$$\left(\frac{y - y_c}{a}\right)^2 + \left(\frac{z}{b}\right)^2 = 1 \quad (1)$$

a を y 方向の長径(短径)、 b を z 方向の短径(長径)とし、 $(y, z) = (y_c, 0)$ は楕円の中心を表す。形状の対称性を保つため楕円の中心は y 軸上とした。これらに加え後述の圧力比は設計変数であり、上限値、下限値を設定した(表1)。また R_c はBusemannインテークの中心軸から流線追跡開始点までの距離を表している。

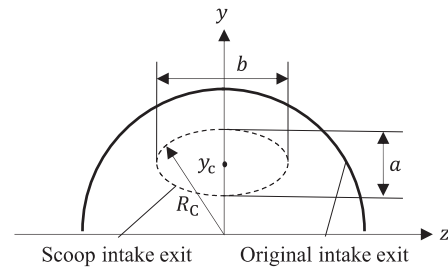


図 2 流線追跡の開始点(流線形インテーク出口形状)

表 1 設計変数の上限・下限値

Design variables	Lower limit	Upper limit
y_c [m]	0	0.075
b [m]	0.005	0.075
a [m]	0.005	0.075
π_{1e}	1	2

また、適当なインテーク出口形状を得るために楕円の縦横比 AR は $1/3 < AR < 3$ とした。

3) 2)で決定した開始点から流線を計算する。このときインテーク出口の形状を決定しているために下流から上流に向かって流線が計算される。流線を抽出した例を図3に示す。

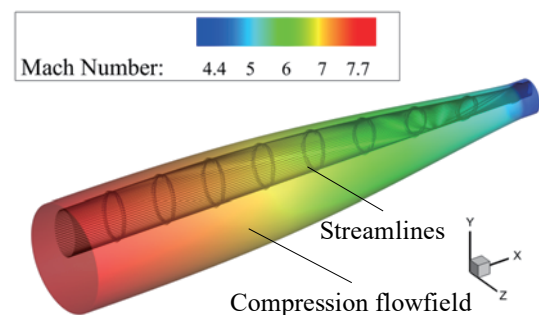


図 3 流線追跡法の計算例

得られた流線に対し、圧力上昇など流れの諸量に基づいて切り落としを行う。これにより、図1にあるような前縁部が形成される。最後に、補間により流線同士をつなぐ曲面を形成するとインテーク形状が生成できる。本研究では圧力比 $\pi_{1e} = p_{1e}/p_\infty$ を切り落としの基準とし、表1に示す上限と下限を設けた。

2.3. サンプリング

ラテン超方格法(LHS)は実験計画法の一種であり、指定した数のサンプル点を設計空間内に可能な限り均一に分布させ、効率よく様々な設計変数の組を得られる手法である¹⁴⁾。本研究では点数を500とし、3.2.に示す方法で数値計算を行う対象を決定した。図4には本研究で用いたサンプル点の分布を示す。

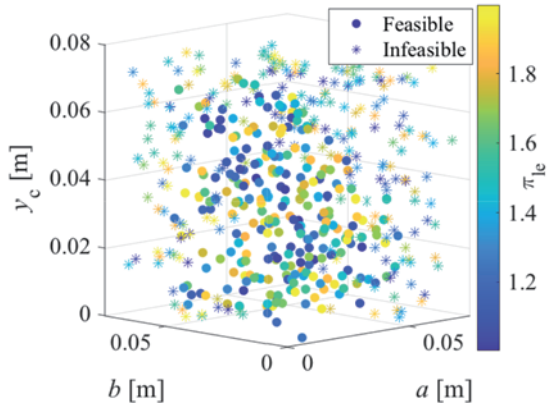


図 4 LHSサンプル点分布

サンプル点のうち、開始点が圧縮流れ場の出口平面外の場合と縦横比に関する基準を満たさない場合には不適切な出口形状とし、流線追跡法を適用していない。得られた各サンプル点数を表 2 にまとめる。

表 2 LHSサンプル点数

Number of samples	Feasible	Infeasible
500	264	246

2.4. 形状分類

流線追跡法は多様なインテーク形状を生成するため、その設計変数であるインテーク出口形状（または燃焼器の形状）によってどのような形状が生成されるかを理解することは、実際のエンジン設計に適用する際に不可欠である。とりわけ前縁部は、元の軸対称流れ場の圧力分布に大きく依存し特徴的な複雑形状となる。そこで本研究では前縁部の形状に注目し流線形インテークを分類する。

インテーク前縁の流れ方向座標であるx座標とy座標に基づいて、LHSによって得られた264個のインテーク形状を分類する。図5に前縁部の模式図を示す。

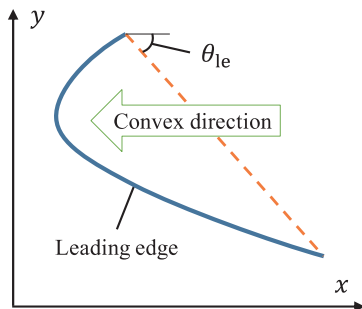


図 5 インテーク前縁部模式図

まず初めに前縁部の切り落とし角 θ_{1e} によって分類を行う。 θ_{1e} が大きい場合、流線形インテークは軸対称形に近い形状となり、 θ_{1e} が小さい場合切り落としが広範囲にわたり前縁部の断面積が大きくなると考えられる。また流線形インテーク形状の特徴でもある前縁部の凹凸の向き、数によっても分類される。分類の手順を図6にまとめる。

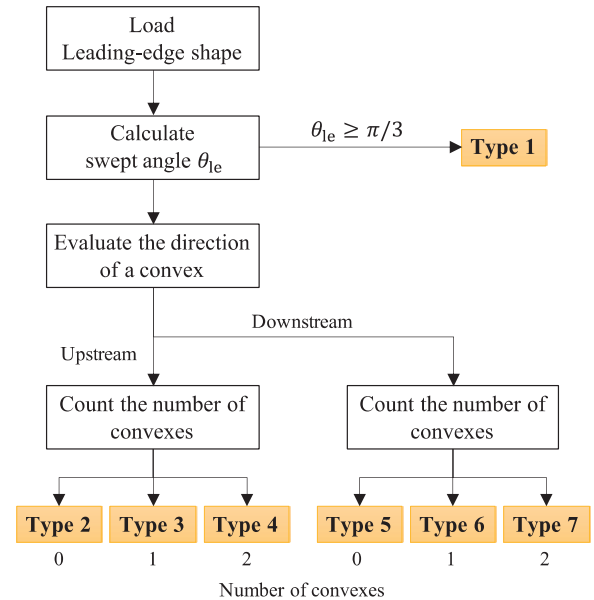


図 6 形状分類の手順

2.5. 数値流体力学 (CFD)

圧縮性数値解析コードANSYS Fluentを用いてインテーク内部の定常流れ場を計算した¹⁵⁾。インテーク形状を精確に表現するために計算格子には非構造格子を用い、空間二次精度AUSMスキームで計算した。エネルギー残差 10^{-5} 以下により収束判定を行った。図7にはインテーク前縁部の計算格子を示す。

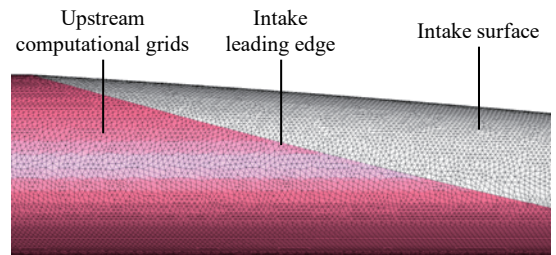


図 7 インテーク前縁部計算格子の例

格子の解像度を決定するために格子感度解析を実施した。格子点数を変化させた3種類の格子を用いて計算し、リチャードソンの方法¹⁶⁾により圧縮効率 η_B の外挿値を求め、比較・評価した。結果を図8と表3に示す。表中のNormalized grid spacing r は次式(2)のように計算できる。

$$r = \left(\frac{N_{ref}}{N} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (2)$$

N_{ref} は格子解像度が最も高い場合の格子点数で、 N は対象となる格子の格子点数である。

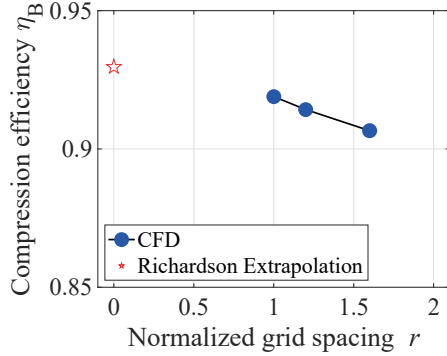


図 8 格子感度解析における圧縮効率の分布

表 3 格子感度解析の結果

	N	r	η_B
Coarse	4389313	1.599	0.9066
Nominal	10409476	1.199	0.9142
Fine	17956563	1.000	0.9189
Richardson Extrapolation	∞	0	0.9296

図 8 では格子点数の増加に応じて単調な収束性が見られる。リチャードソンの外挿と Nominal, Fine の間では、圧縮効率に関してそれぞれ 1.7%, 1.2% の差が見られた。2 つの場合の誤差は十分に小さいと考えられるため、本研究では Nominal の格子を用いて計算を行うこととした。流線追跡法によって得られるインテークは、形状、サイズともに多様であるため、インテーク出口面積に応じて格子の最大・最小サイズを変化させることで解像度を一定に保つ。

3. 結果

3.1. インテーク形状の分類

前述の方法で分類を行ったところ、表 4 に示す結果となった。Type 7 に分類される形状は得られなかった。各個体の設計空間内の分布を図 9 に示す。

表 4 各形状タイプの個体数

Type	1	2	3	4	5	6	7
個体数	9	101	81	2	22	49	0

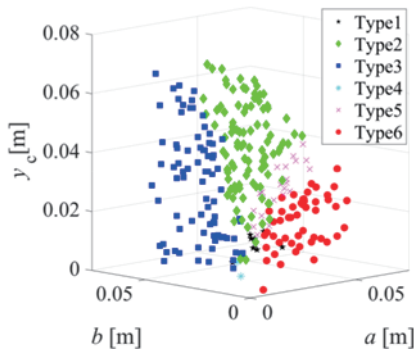


図 9 各形状タイプの分布

各形状の代表的な個体を図 10 に示す。これらの形状に対し CFD 計算を行い、流れ場と性能を評価した。

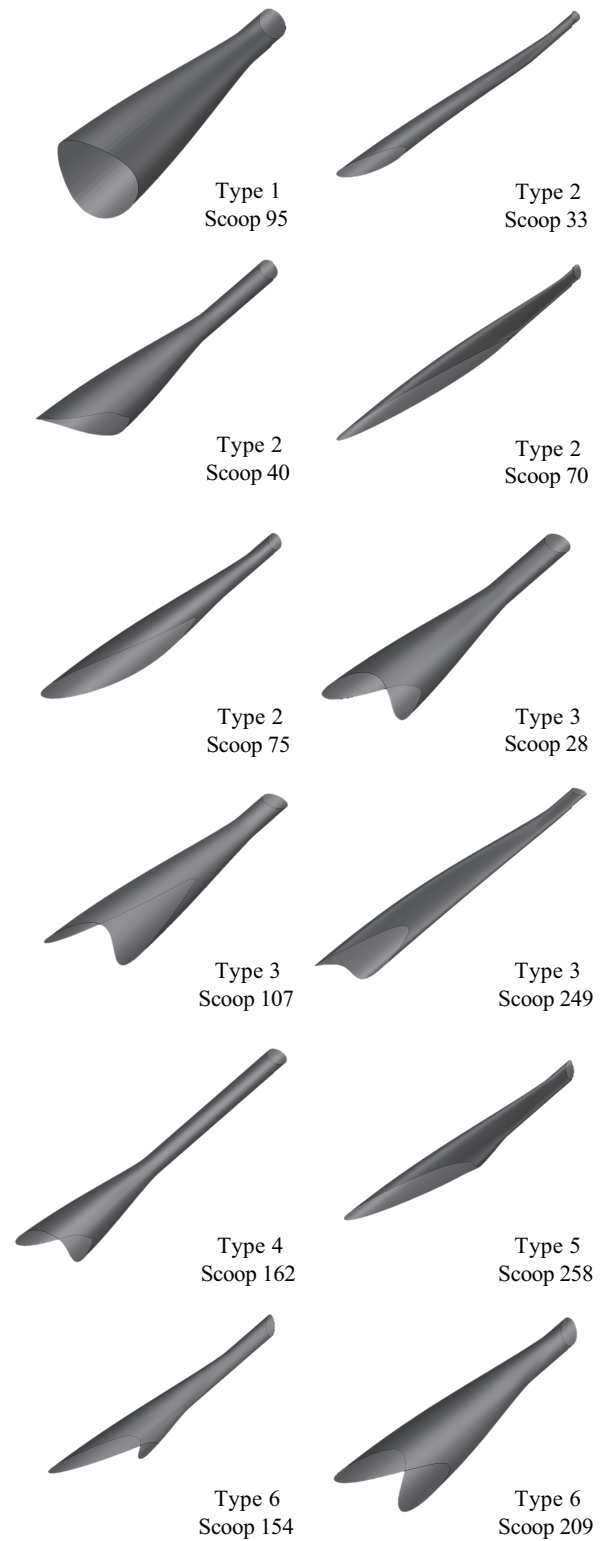


図 10 代表的な流線形インテークの形状と分類

また、表 5 にはそれぞれの設計変数の値を示す。

表 5 CFD対象形状の設計変数値

ID	Type	y_c [m]	a [m]	b [m]	π_{le}
95	1	0.0046	0.0750	0.0688	1.836
33	2	0.0692	0.0198	0.0178	1.979
40	2	0.0154	0.0339	0.0351	1.529
70	2	0.0472	0.0441	0.0196	1.139
75	2	0.0437	0.0417	0.0336	1.437
28	3	0.0114	0.0323	0.0477	1.873
107	3	0.0307	0.0329	0.0648	1.645
249	3	0.0631	0.0154	0.0420	1.157
162	4	0.0073	0.0171	0.0231	1.999
258	5	0.0380	0.0483	0.0219	1.599
209	6	0.0186	0.0714	0.0405	1.504
154	6	0.0245	0.0415	0.0168	1.965

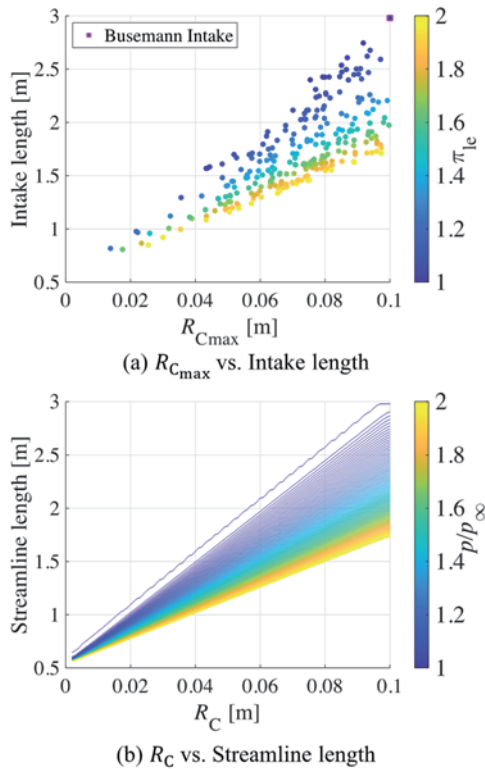


図 11 (a)インテーク全長及び(b)流線の長さとの圧力比及び流線追跡開始点と中心軸との距離の関係

図 10 中の Type 1 は前縁部の切り落とし角が大きい形状で軸対称に近い形状である。予想されたように Type 1 に分類される設計変数の組はいずれも y_c が小さく、最大で 0.0046 m であった。図 9 から読み取れるように、Type 2 と Type 5, Type 3 と Type 6 は $a = b$ に対し対称的に分布している。また、燃焼器入口形状内に対称軸を含まず、 $a \geq b$ である場合には Type 2 のように直線的前縁形状が得られることが分かった。インテーク前縁形状は燃焼器入口形状と強く関連する一方で、インテーク全長は圧力比 π_{le} と燃焼器入口内で最も対称軸から遠い点までの距離 $R_{C_{max}}$ のみによって決まることが分かった。これは図 11 に示すように圧力比に基づいて切り落とされたのちの流線の長さがインテーク出

口平面内の中心からの距離 R_C と圧力比によってのみ決定されることから説明できる。

本研究で採用した軸対称インテークである Busemann インテークは図 12 に示すように等エントロピーの圧縮波が 1 点に集中するという特性がある。圧力比等高線が直線的な分布であるために、流線長さは R_C に対応して変化する。軸対称圧縮場として他の流れ場を適用した場合にも圧力比の等高線に対応して流線形インテークの全長及び形状が決定される。流れ場の圧力比等高線の複雑さが増すほど流線形インテーク前縁形状も複雑になりうると考えられる。

円錐衝撃波下流で流線形インテークの壁面が主流に平行となっているが、これは Busemann インテークの特長の 1 つである流れの一様性によるものである。本研究ではインテーク出口の x 座標を軸対称インテークと同じ $x = 0$ m とした。

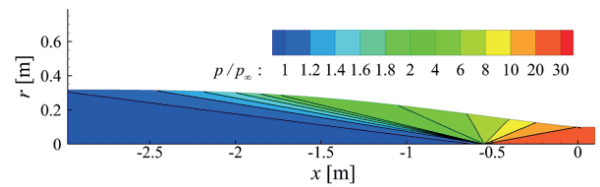


図 12 Busemannインテーク内の圧力比等高線

3.2. インテーク内部流れ場

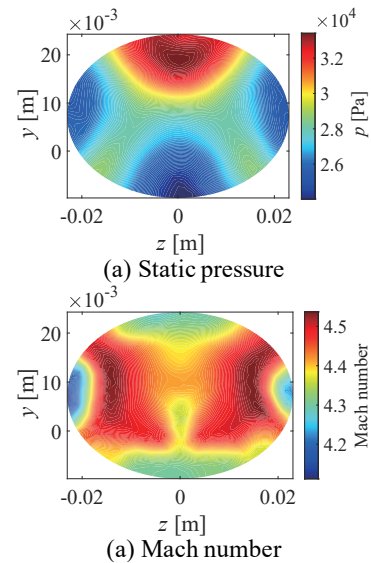


図 13 出口平面内(a)圧力, (b)マッハ数分布図 (Scoop 162)

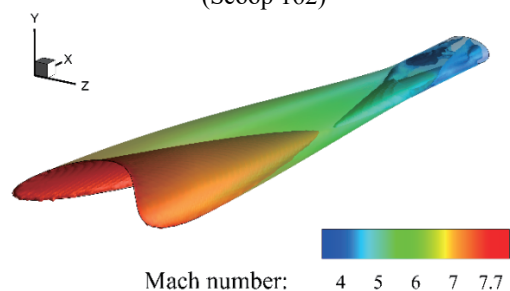
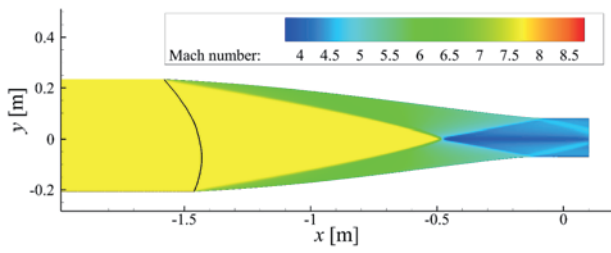
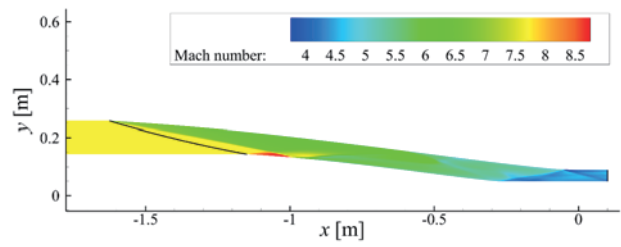


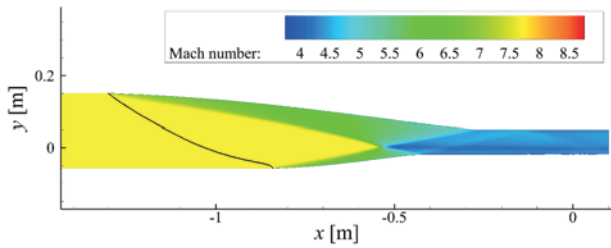
図 14 インテーク内部等マッハ数面(Scoop 107)



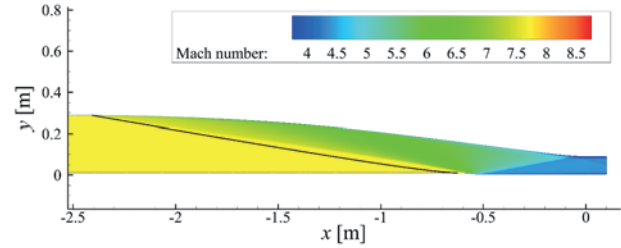
(a) Type 1 – Scoop 95



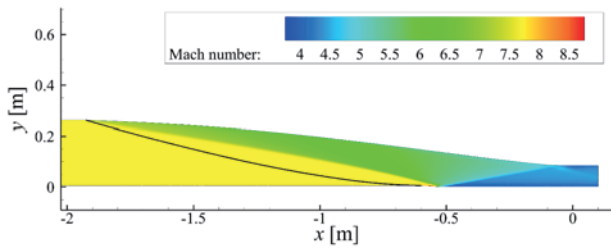
(b) Type 2 – Scoop 33



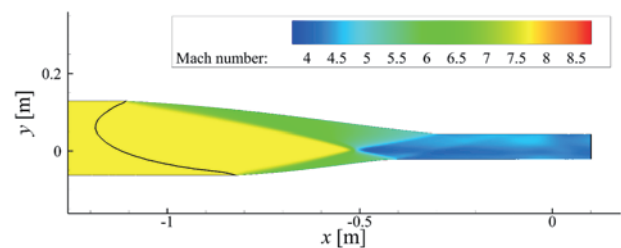
(c) Type 2 – Scoop 40



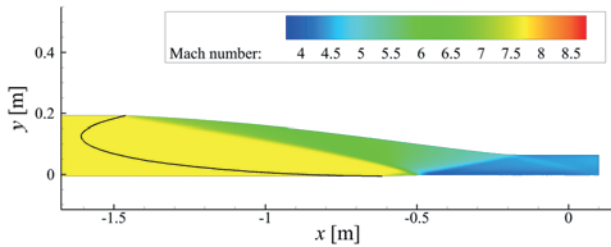
(d) Type 2 – Scoop 70



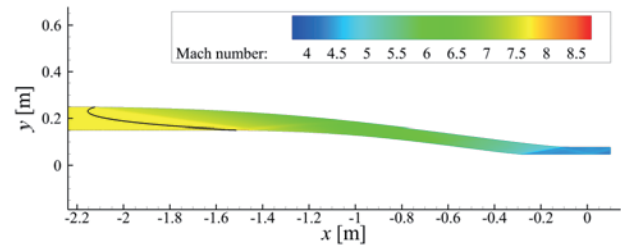
(e) Type 2 – Scoop 75



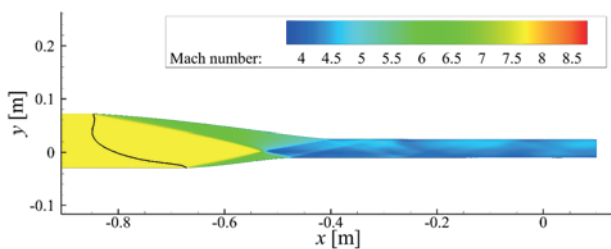
(f) Type 3 – Scoop 28



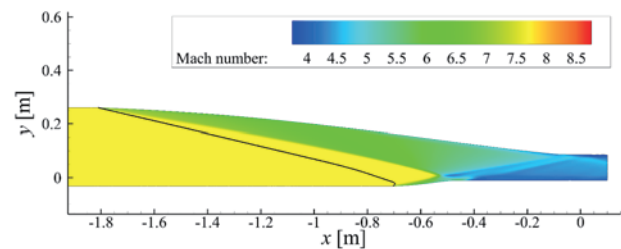
(g) Type 3 – Scoop 107



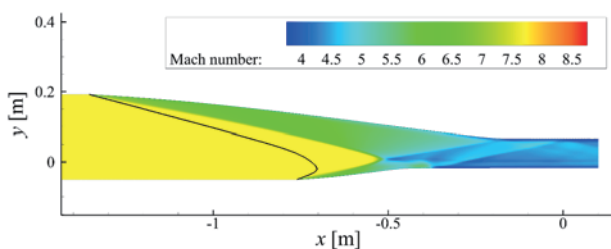
(h) Type 3 – Scoop 249



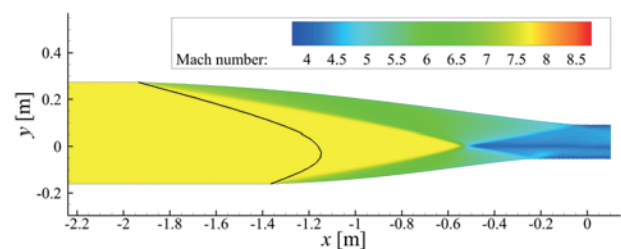
(i) Type 4 – Scoop 162



(j) Type 5 – Scoop 258



(k) Type 6 – Scoop 154



(l) Type 6 – Scoop 209

図 15 流線形インテーク流れ場 $z = 0$ 平面のマッハ数分布(黒線はインテーク前縁を表す)

図 10 に示す形状に対し CFD による数値計算を行った。これらの形状は、各分類の個体数とインテーク全長に応じて k -medoids 法¹⁷⁾に基づき選定された。図 13 にはインテーク出口平面($x = 0$)の圧力、マッハ数分布を示す。幾何学的な対称面である x - y 平面に関する対称性は見られるが圧力、マッハ数ともに不均一に分布している。図 14 には三次元形状のインテーク内部の等マッハ数面を、図 15 には x - y 平面($z = 0$)におけるインテーク内部流れ場を示す。図中の曲線はインテーク前縁を表している。全形状で Busemann インテークの特徴である圧縮波の集中により発生する円錐衝撃波が再現されている。Busemann インテークにおけるこの円錐衝撃波はインテーク出口で壁面に衝突し、燃焼器に流入する流れを一様にする。流線形インテークにおいても衝撃波の衝突に関して同様の傾向が見られるが、円錐衝撃波の壁面からの反射の影響のため流れの一様性は再現されていない。Type 2, Scoop 33 においてはインテーク前縁下部に局所的な膨張が見られる。この膨張波と入射衝撃波の干渉により元の流れ場とは異なった流れ場となり、衝撃波の壁面への衝突も見られるものの円錐衝撃波の特徴は再現されている。局所的な膨張波は Type 2, Scoop 75 にも見られる。

3.3. インテーク性能

スクラムジェットインテークの性能は、主に圧縮効率、抵抗、出口温度などによって評価される。これらの値は Stream-thrust 平均値を用いて計算される^{18,19)}。圧縮効率は式(3)(4)によって定義される。

$$\eta_B = \frac{h(\bar{T}_{2,isen}) - h(\bar{T}_1)}{h(\bar{T}_2) - h(\bar{T}_1)} \quad (3)$$

$$\bar{T}_{2,isen} = \left(\frac{\bar{p}_2}{\bar{p}_1}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \bar{T}_1 \quad (4)$$

ここで h はエンタルピーである。非粘性流を仮定しているため、抵抗は圧力のみ起因し、式(5)により計算される。

$$Drag = \int_S p \sin \theta dS \quad (5)$$

ただし θ はインテーク壁面の主流に対する角度で S はインテーク表面である。ここではインテーク内部流による抵抗のみを評価し、外部流による抵抗は考慮しない。本研究ではインテークに流入する質量流量が形状により異なるため、公平のために質量流量 \dot{m} [kg/s] で正規化した抵抗値を比較に用いる。表 6 に各形状および Busemann インテークの圧縮効率 η_B 、抵抗値 $Drag/\dot{m}$

[N/(kg/s)], インテーク出口温度 \bar{T}_2 [K] をまとめる。前縁部の切り落としにより、Busemann インテークでは存在しなかった入射衝撃波が前縁部から生じるため圧縮効率が最大 8.9% (Scoop 162) 低下している。また、図 16 にはタイプ別のインテーク性能を示す。インテークの性能パラメータと形状のタイプの間には関連がないことが明らかになった。形状のタイプは燃焼器入口形状、すなわち a , b , y_c によって決定される。一方でインテークの性能を決定する支配的な設計変数は前縁の切り落とし基準である圧力比 π_{1e} であると考えられる。

表 6 流線形インテークの性能

ID	η_B	$Drag/\dot{m}$	\bar{T}_2
95	0.9357	110.2	584.2
33	0.9142	112.6	588.9
40	0.9444	113.1	596.7
70	0.9564	117.8	609.6
75	0.9498	114.7	598.8
28	0.9232	111.7	588.9
107	0.9377	113.4	594.0
249	0.9605	118.4	606.6
162	0.9058	112.3	592.0
258	0.9408	114.2	593.3
154	0.9091	112.6	590.7
209	0.9449	113.8	597.7
Busemann	0.9949	114.2	593.3

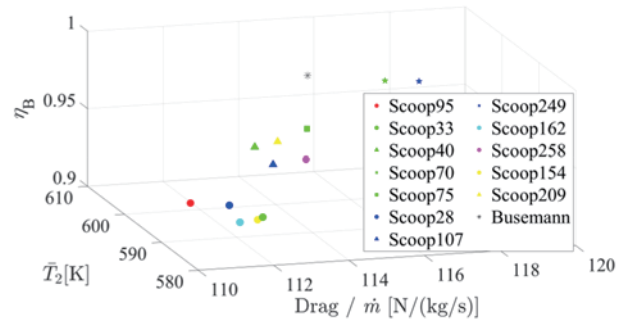


図 16 タイプ別のインテーク性能

収縮比と圧力比 π_{1e} の関係を図 17 に示す。ここで A_1 はインテーク入口面積の主流垂直方向成分であり、インテーク入口面積 A_1 は流線から得られた前縁部の座標を用いて台形則により計算した。 A_2 はインテーク出口面積である。圧力比 π_{1e} が増加するにつれて収縮比の減少がみられる。これは図 11 からわかるように、 π_{1e} が小さいほど流線長さが大きくなり、それに伴い前縁部の中心軸からの距離が大きくなることに対応する。収縮比はインテークの性能を決める重要なパラメータであり、圧力比 π_{1e} がインテーク性能の決定に支配的であることが説明できる。

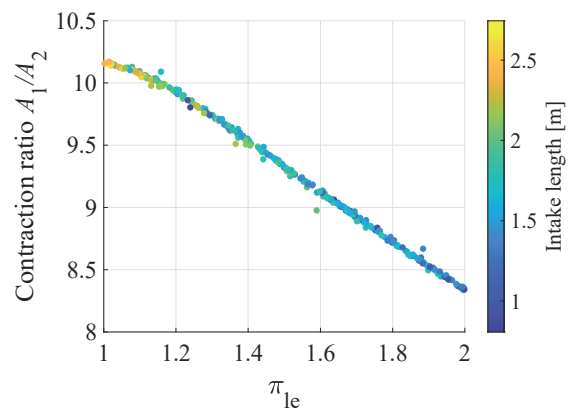


図 17 収縮比と圧力比 π_{1e} の関係

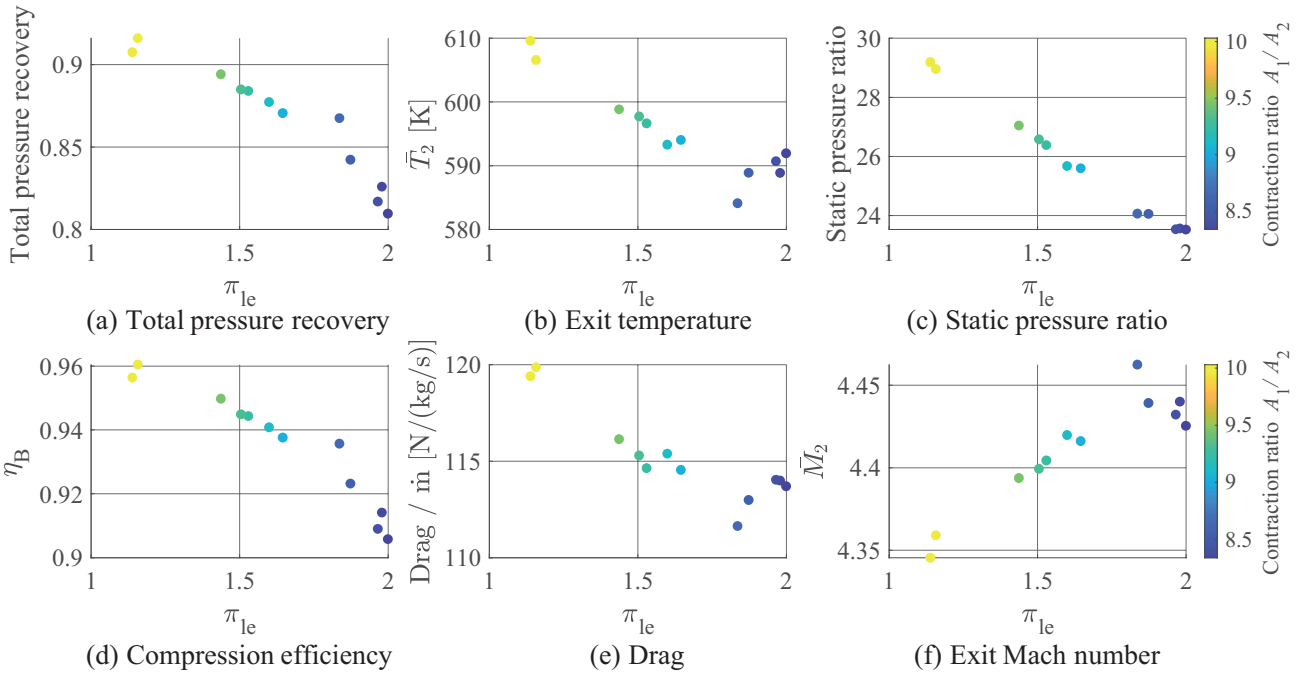


図 18 インテーク性能パラメータと圧力比 π_{1e} の関係

図18に圧力比 π_{1e} と収縮比 A_1/A_2 に関して性能パラメータを示す。圧縮効率，抵抗，出口温度のすべてにおいて圧力比 π_{1e} の変化に伴いおおよそ単調に変化している。Busemannインテークから派生した流線形インテークの収縮比に関して前縁基準 π_{1e} が決定に支配的なパラメータであることが明らかになった。また収縮比と圧縮比，全圧回復に関して質量流量保存則から次の式が得られる²⁰⁾。

$$\frac{\eta}{\pi} = \left\{ \frac{1}{2\beta_1} + \sqrt{\left(\frac{1}{2\beta_1}\right)^2 + \frac{\gamma-1}{2\beta_1} \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^2 M_1^2} \right\}^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (6)$$

ただし， η は全圧回復 ($\equiv \bar{p}_{02}/\bar{p}_{01}$)， π は静圧比 ($\equiv \bar{p}_2/\bar{p}_1$)， α は収縮比， $\beta_1 = 1 + \frac{\gamma-1}{2} M_1^2$ である。主流が軸に平行であれば質量流量の流出はなく，流線形インテークに対しても成り立つことが確かめられた。図19からCFDによって得られた値と式(6)によって計算された値がほぼ完全に一致していることが分かる。

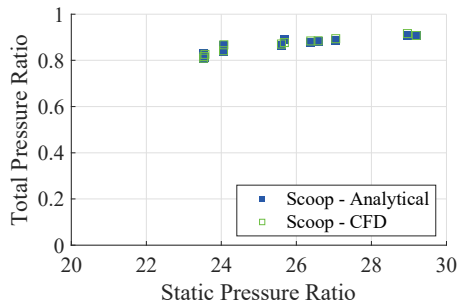


図 19 全圧回復と圧縮比の関係

図18(b)の出口温度と(e)の抵抗に注目すると，類似した分布を示すことが分かる。これはインテークの抵抗が出口温度のみによって決まることを示している²¹⁾。ま

た，(a)全圧損失と(e)の圧縮効率も同様の分布を示すが，これは圧縮効率がエントロピー変化に基づき算出され，全圧損失と等価の特性を持つためである。

3.4. 軸対称インテークとの比較

流線形インテークの三次元効果を調査する目的で，流線追跡法により生成された軸対称インテークとの比較を行った。Busemann インテークは軸周辺の局所的な領域を除けば圧縮波の集中点に関して相似性がある。このため $\gamma_c = 0$ かつ $a = b$ であれば a, b によらず同じ形状が生成される。ここでは $a = b = 0.1$ mとし，切り落とし基準 π_{1e} を 0.1 ずつ変化させた。 $\pi_{1e} = 1.0$ の場合の流線形インテークは Busemann インテークに一致する。図 20 には $\pi_{1e} = 1, 1.5, 2$ の流れ場を示す。

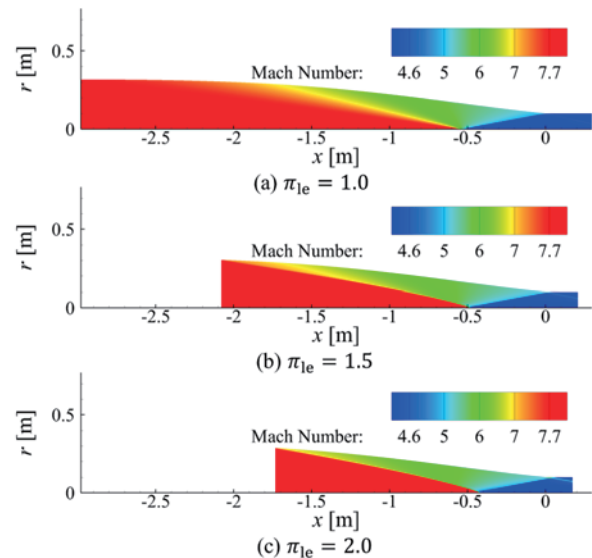


図 20 軸対称流線形インテーク流れ場

π_{le} が大きくなるにつれて入射衝撃波による圧縮は大きくなる一方で、収縮比が小さくなるために静圧比は小さくなる。図21では収縮比に関して、図22では式(6)によって計算される全圧損失と圧縮比の関係を三次元流線形インテークと比較して表す。

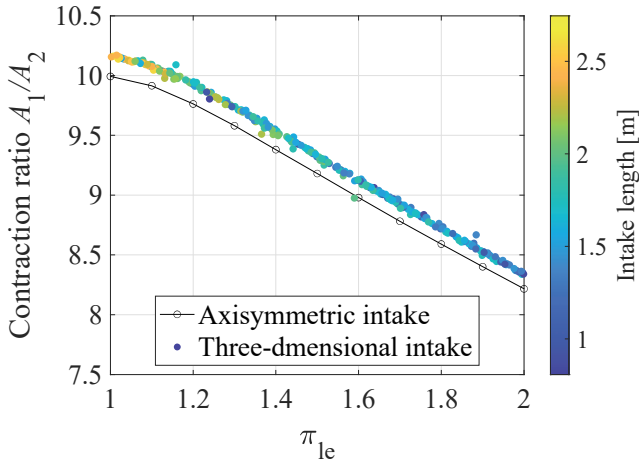


図 21 収縮比と前縁基準の関係の比較

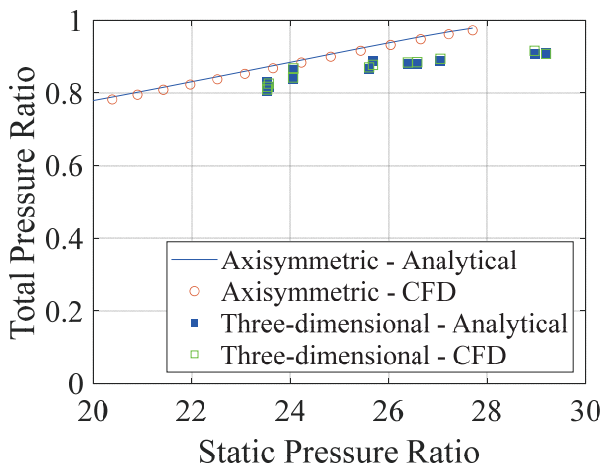


図 22 全圧回復と圧縮比の関係の比較

収縮比と前縁基準の関係について、同様の傾向を示した一方で、同じ π_{le} の値に対して、三次元インテークがより高い収縮比を示した。また、全圧回復と圧縮比については、三次元インテークがより高い全圧損失および圧縮比を示した。これには2つの要因が考えられる。1つ目は軸対称インテークに比べ高い収縮比をもつためである。上流の条件が同じであれば、収縮比が高いほど大きい圧力上昇が得られる。2つ目の要因として、軸対称インテークにおいては圧縮波により生じる円錐衝撃波がインテーク出口において衝突により消失しているのに対し、三次元形状においては同様の衝撃波構造は見られるものの x - y 平面以外の非対称性のために壁面で反射していることが挙げられる。これにより、より大きい全圧損失を生み出すことが考えられる。図20に示すような軸対称インテークに比べ図14や図15の三次元インテークでは下流に複雑な衝撃波構造をもつことから確かめられる。

3.5. 流線追跡開始点(インテーク出口)位置の選定

本研究においては流線追跡開始点を $x = 0$ とした。しかし図14や図15から分かるように、円錐衝撃波は $x = 0$ より上流側で壁面に衝突しており、Busemann インテークと同程度の圧縮が達成されている。このことは図23からも確認できる。

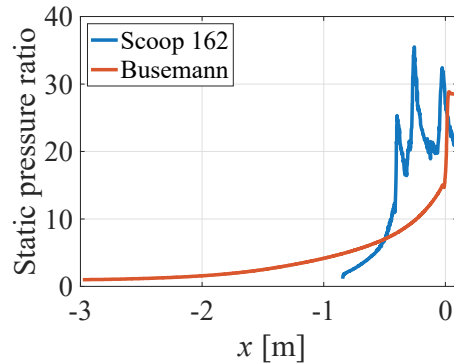


図 23 Scoop 162($x=0, y>0$)とBusemannインテークの壁面静圧比の比較

壁面での反射衝撃波により全圧損失が増加していると考えられ、このことから壁面に円錐衝撃波が入射した位置をインテーク出口とした場合、圧縮効率が増加すると考えられる。衝撃波の壁面での反射が最も上流で起こる Scoop 162 ではインテーク出口を $x = -0.4056$ mとした場合、 $\eta_B = 0.9183$ であり、1.3%増加した。このことから、インテーク出口を元の軸対称流れ場の円錐衝撃波に対応して上流側に設定することでより圧縮効率が高いインテーク形状が得られると考えられる。

4. 結論

流線追跡法の効果的な適用法を与え、流線追跡法から得られる多様な流線形インテークの空力性能に対し包括的な洞察を獲得するため、数値流体力学を用いたパラメトリックな研究を行った。ラテン超方格法を用いた効果的なサンプリングのもと、264個の流線形インテークを生成し、その幾何的特徴、とりわけインテーク前縁形状に基づいて、7タイプに分類した。更に、各タイプにおいて k -medoids法を用い選択された計12形状に対してCFDによる数値計算を行い、流れ場および性能を比較、考察した。

形状の分類の結果、Busemannインテークを用いた場合には流線形インテークの前縁形状は燃焼器入口形状によってのみ決まり、インテーク全長は、流線追跡開始点のうち最も中心軸から遠い点と軸の距離 $R_{C,max}$ と流線の切り落とし基準である圧力比 π_{le} によってのみ決まることが明らかとなった。また、性能を決定する重要なパラメータの一つである収縮比は π_{le} によって支配的に決定されることが分かった。このことから、流線形インテークの性能は同一の軸対称流れ場内においては π_{le} に大きく依存して決まると言える。これは流線追跡法に関する非常に重要な知見であり、流線追跡法のみならず、今後のインテーク設計において重要な指針となることを見込まれる。また、 π_{le} が増加すると

圧縮効率が高まる一方で抵抗が大きくなるといった明確なトレードオフ（相反関係）が確認された。このことは流線追跡法の適用において、何らかの最適化を適用することが効果的であることを示唆している。

本研究ではインテーク出口を $x = 0$ に固定したが、元の軸対称流れ場で起こる圧縮と同等の圧縮は $x = 0$ より上流側で完了していることがわかった。このことから、元の軸対称インテークに近い性能の流線型インテークを形成するためには流線型インテークの出口を円錐衝撃波下流でより上流側に設定する必要があると考えられる。

また、流線追跡法により生成された軸対称インテークとの比較により流線型インテークの三次元的流れ場の影響を調査した。流線型インテークでは軸対称インテークと比べ、衝撃波構造の違いからより高い圧縮比が得られることが定性的に示された。詳細な三次元効果についてはさらなる研究が必要である。本研究においては、解析的設計手法に関する知見の獲得を目的としたため、粘性や流線型インテークの特性である自発的始動性能・ロバスト性に関しては考慮していない。これらは実際の設計開発の観点からは考慮すべき要因であり、今後の研究において調査すべき課題であると考えている。

謝辞

本研究は科研費（17K20144）の助成を受け実施し、ここに謝意を表します。

参考文献

- (1) Preller, D., and Smart, M. K. “Reusable Launch of Small Satellites Using Scramjets.” *Journal of Spacecraft and Rockets*, Vol. 54, No. 6, 2017, pp. 1317-1329.
- (2) McClinton, C. R. “X-43 - Scramjet Power Breaks the Hypersonic Barrier Dryden Lectureship in Research for 2006.” 44th AIAA Aerospace Science Meeting and Exhibit, 2006.
- (3) Smart, M. K., Hass, N. E., and Paull, A. “Flight Data Analysis of the HyShot 2 Scramjet Flight Experiment.” *AIAA Journal*, Vol. 44, No. 10, 2006, pp. 2366-2375.
- (4) Boyce, R. R. “SCRAMSPACE: Scramjet-Based Access-to-Space Systems.” 14th Australian International Aerospace Congress, 2011.
- (5) Kantrowitz, A., and Donaldson, C., “Preliminary Investigation of Supersonic Diffusers.” NACA ACR-L5D20, May 1945.
- (6) Mölder, S., Timofeev, E., and Tahir, R. “Flow Starting in High Compression Hypersonic Air Inlets by Mass Spillage.” 40th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit, 2004.
- (7) Ogawa, H., Grainger, A. L., and Boyce, R. R. “Inlet Starting of High-Contraction Axisymmetric Scramjets.” *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 26, No. 6, 2010, pp. 1247-1258.
- (8) Billig, F. S., and Kothari, A. P. “Streamline Tracing: Technique for Designing Hypersonic Vehicles.” *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 16, No. 3, 2000, pp. 465-471.
- (9) Billig, F. S., Tam, C., and Wornom, S. F. “Design and Analysis of Streamline Traced Hypersonic Inlets.” 9th International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference and 3rd Weakly Ionized Gases Workshop, 1999.
- (10) Smart, M. K. “Design of Three-Dimensional Hypersonic Inlets with Rectangular-to-Elliptical Shape Transition.” *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 15, No. 3, 1999, pp. 408-416.
- (11) Smart, M. K., and Trexler, C. A. “Mach 4 Performance of Hypersonic Inlet with Rectangular-to-Elliptical Shape Transition.” *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 20, No. 2, 2004, pp. 288-293.
- (12) Chan, W. Y. K., Razzaqi, S. A., Turner, J. C., Suraweera, M. V., and Smart, M. K. “Freejet Testing of the HiFIRE 7 Scramjet Flowpath at Mach 7.5.” *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 34, No. 4, 2018, pp. 844-853.
- (13) Mölder, S., and Szpiro, E. J. “Busemann Inlet for Hypersonic Speeds.” *Journal of Spacecraft and Rockets*, Vol. 3, No. 8, 1966, pp. 1303-1304.
- (14) Stein, M. “Large Sample Properties of Simulations Using Latin Hypercube Sampling.” *Technometrics*, Vol. 29, No. 2, 1987, pp. 143-151.
- (15) ANSYS Inc., *Release Notes: ANSYS 19.1*. Canonsburg, PA, 2018.
- (16) Celik, I., and Karatekin, O. “Numerical Experiments on Application of Richardson Extrapolation with Nonuniform Grids.” *Journal of Fluids Engineering, Transactions of the ASME*, Vol. 119, No. 3, 1997, pp. 584-590.
- (17) Park, H. S., and Jun, C. H. “A Simple and Fast Algorithm for K-Medoids Clustering.” *Expert Systems with Applications*, Vol. 36, No. 2 PART 2, 2009, pp. 3336-3341.
- (18) Riggins, D. W. “Thrust Losses in Hypersonic Engines Part 1: Methodology.” *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 13, No. 2, 1997, pp. 281-287.
- (19) Riggins, D. W., and McClinton, C. R. “Analysis of Losses in Supersonic Mixing and Reacting Flows.” 27th Joint Propulsion Conference, 1991.
- (20) Ogawa, H., Mölder, S., and Boyce, R. “Effects of Leading-Edge Truncation and Stunting on Drag and Efficiency of Busemann Intakes for Axisymmetric Scramjet Engines.” *Journal of Fluid Science and Technology*, Vol. 8, No. 2, 2013, pp. 186-199.
- (21) Ogawa, H., and Boyce, R. R. “Physical Insight into Scramjet Inlet Behavior via Multi-Objective Design Optimization.” *AIAA Journal*, Vol. 50, No. 8, 2012, pp. 1773-1783.

磁力支持によって運動するデルタ翼模型に働く ローリングモーメントの回帰分析による同定

深谷 英彦, 甲斐 大貴 (早大院), 杉浦 裕樹 (JAXA), 手塚 亜聖 (早大)

Identification by Regression Analysis of Rolling Moment of a Delta Wing Model Moving by Magnetic Suspension and Balance System

FUKAYA Hidehiko, KAI Daiki (Waseda University), SUGIURA Hiroki (JAXA),
TEZUKA Asei (Waseda University)

ABSTRACT

A 60° delta wing model was subjected to forced sinusoidal oscillation test with an amplitude of 1.6° using JAXA 60 cm magnetic suspension and balance system (MSBS) wind tunnel at a wind speed of 20 m/s and an AOA of 0-10° and aerodynamic force were measured. The literal stability coefficients were identified from the regression analysis of the time history of the literal aerodynamic forces with the roll angle, roll angular velocity, and lateral force as parameters. The time history of the literal aerodynamic forces of the regression analysis were compared with that of experiment and showed good agreement at AOA of 10 degree. The delta wing model is statically and dynamically stable in the roll axis at all AOA.

1. はじめに

デルタ翼は安定した前縁剥離渦, 空力弾性的に強い剛性, 超音速での造波抵抗の低減等, 特に超音速での飛行に適するため, ダブルデルタ翼やオージー翼のような種々の派生を経て近年においてもしばしば超音速機の主翼として採用される。しかしながら, 揚力傾斜が小さく離着陸時の低速時は迎角を大きくする必要があり, この条件下ではwing rockを例とするロールを含む複合振動を伴う不安定現象を生じる場合がある。Wing rockはデルタ翼機の大迎角時におけるロール方向自励振動現象であり, wing rockの振動機構について実験的, 数値的な解析が行われている¹⁾²⁾。また, 高迎角時に前胴部より生じる剥離流から誘起されるwing rockや³⁾, ダブルデルタ翼におけるカオスの非線形運動など⁴⁾, 特定の航空機の形態で生じる不安定現象も存在する。

空力特性の調査でしばしば用いられる風洞試験では支持装置の影響により高迎角, 振動時に支持干渉が複雑になる傾向にある⁵⁾。磁力支持天秤装置(MSBS)は模型内の磁石をコイルが発生する磁場によって模型を支持, 制御するため, 物理的な支持が存在しないことに加え, コイルに流す電流値を変化させることで位置, 姿勢角を任意に変更可能, さらに電流値から空気力を算出することが可能である⁶⁾⁷⁾。よって, 支持干渉の無い多自由度の振動試験が可能である。以上より, ロールとヨーの複合運動を対象として, MSBSを用いた風洞試験

によりデルタ翼機模型の静動安定性の検証及びモデル化を目標に研究を行っている。

本研究では, 高翼のデルタ翼機模型についてMSBSによる振幅1.6度の小振幅ロール振動した際の静動安定性の検証, そして高翼の特性を踏まえたモデル化を行うことを目的とする。

2. 実験装置

2.1. 風洞

研究に用いた低速循環式風洞の概略図を図1に示す。風洞の測定部は60×60 cm, 最大風速は45 m/s, 一様乱れ強さは0.1%未満である。

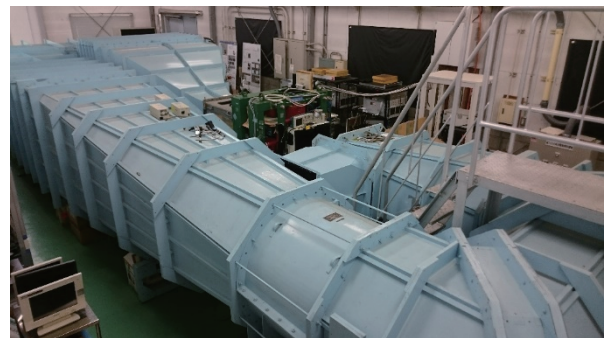


図1 低速循環式風洞

2.2. 磁力支持天秤装置

研究に用いた60 cm MSBS概略図を図2に示す。コイル#0が風洞の風上にあたる。風洞直上、側面に設置された2台の二次元CMOSカメラで模型の位置、姿勢角を検出し、10個のコイルの電流値を制御することにより磁場をフィードバック制御することで、模型を空中に安定して支持する⁸⁾。

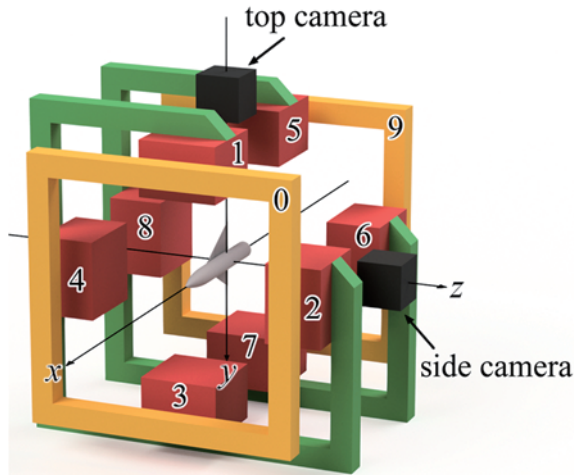


図2 MSBS概略図

2.3. デルタ翼機模型

デルタ翼機模型の寸法を図3に示す。翼平面形は一辺が200 mmの正三角形であり、翼断面形は高さが2 mmの矩形である。胴体はAGARD-B模型と同様のもので、翼の取り付けは高翼である。

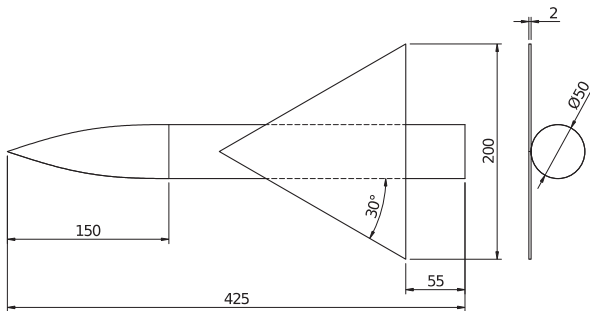


図3 デルタ翼機模型

3. 実験方法

3.1. 実験方法および条件

デルタ翼機模型をMSBSによって支持し、ロール方向の強制振動試験を行った。強制振動におけるロール角 ϕ 、迎角 α は次式に示す。

$$\phi(t) = A \sin(2\pi f(t - t_0)) + \phi_0 \quad (1)$$

$$\alpha(t) = \alpha_0 \quad (2)$$

ここで A は振幅、 f は周波数、 t は時間、 t_0 は初期時間である。ピッチ角 α_0 は 0.0° 、 5.0° 、 10.0° 、振幅 A は 1.6° 、周波数 f は 1.0 Hzとした。

表1 試験条件

ロール角, 度	0.0
振幅, 度	1.6
周波数, Hz	1.0
迎角, 度	0.0, 5.0, 10.0
風速, m/s	20.0

3.2. データ解析手法

模型に働く力はコイルを流れる電流値から算出する。生の電流値データを5 Hzのローパスフィルタに通した上、通風時と無風時のデータの差分から較正係数を乗じることで模型に働く空気力を得る。静的試験では動的試験では模型振動時の位置姿勢角、空気力を40周期以上のアンサンブル平均により1周期分のデータとして算出する。

微小振幅の振動の場合、運動方程式を線形化することでローリングモーメント係数 C_l は次式となる。

$$C_l = C_{l_0} + C_{l_\phi} \cdot \phi + C_{l_p} \cdot \dot{p} \quad (3)$$

ここで \dot{p} は無次元ロール角速度、静微係数 $C_{l_\phi} = \partial C_l / \partial \phi$ 、動微係数 $C_{l_p} = \partial C_l / \partial \dot{p}$ 、 C_{l_0} は定数項である。

実験では胴体の上下中心周りの空気力を計測するが、本実験で用いる模型は高翼であり、胴体の上下中心と空気力の作用点である圧力中心との間には距離があるため、空気力が胴体の上下中心周りにローリングモーメントを生じると考えられる。特に微小ロール角においては横力がローリングモーメントを代表すると考えられるので、横力によるローリングモーメントの変化を次式に考慮した。

$$C_l = C_{l_0} + C_{l_\phi} \cdot \phi + C_{l_p} \cdot \dot{p} + C_{l_{CY}} \cdot C_Y \quad (4)$$

ここで $C_{l_{CY}}$ は横力 C_Y によって生じるローリングモーメント係数の変化を表す項の比例定数である。

強制振動試験により測定した位置姿勢角及びローリングモーメントから、式(3)及び式(4)による線形回帰分析により各安定微係数を推定し、実測値に対する推定値の残差の二乗を計算することで式(4)における $C_{l_{CY}} \cdot C_Y$ の効果を確かめる。

4. 結果および考察

表2に静的試験結果を示す。表2によると C_{l_ϕ} は各迎角において負であり、静的に安定である。また迎角の上昇とともに C_{l_ϕ} は減少し、静安定性が増している。風洞

試験による、ロール角変化におけるローリングモーメント係数 C_l の軌跡を図4に示す。以後、縦のエラーバーは40周期のアンサンブル平均における標準偏差 $\pm\sigma$ を表す。図4について、各迎角において C_l は反時計回りの軌跡であり、静的試験に沿うように分布している。迎角が増すごとに曲線で囲まれる領域は大きくなり、迎角が高いほど模型が気流に対してより大きな仕事をしているといえる。ロール角変化における横力係数 C_Y の軌跡を図5に示す。こちらも各迎角において C_l は左回りの曲線であり、標準偏差が大きく C_Y が振動中にとりうる値にばらつきがある。図4、図5より、 C_Y の軌跡は、 C_l の軌跡と類似性が確認できる。これにより C_l と C_Y の間には密接な関係があると推察される。

表2 静的試験結果による安定静微係数

迎角, 度	0.0	5.0	10.0
C_{l0}	-0.002457	-0.00244	0.001858
$C_{l\phi}$	-1.26 $\times 10^{-4}$	-4.09 $\times 10^{-4}$	-0.00114

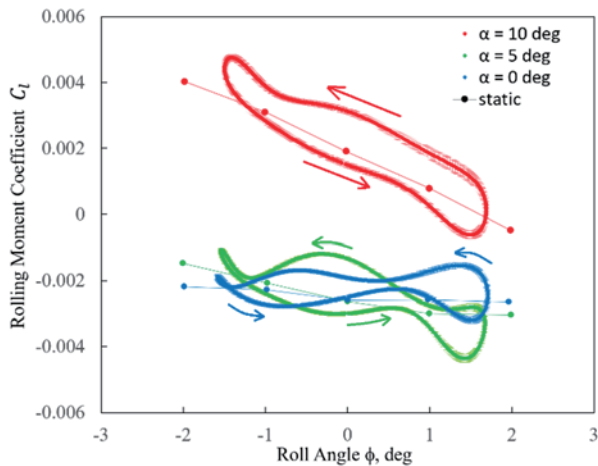


図4 ローリングモーメント係数-ロール角曲線

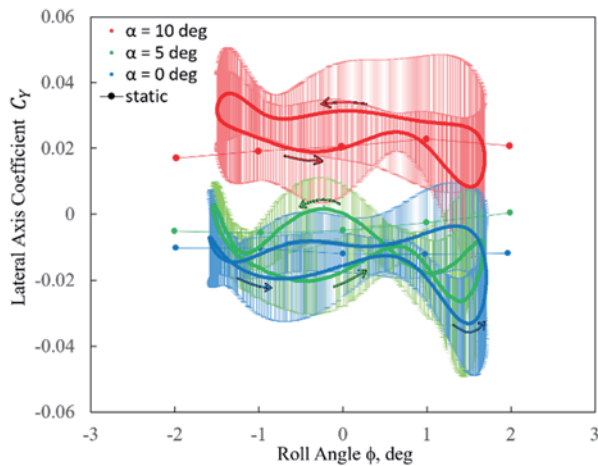


図5 横力係数-ロール角曲線

図6に式(3)より算出された C_l の軌跡と実測値との比較を示す。図6によると、迎角10度においては算出した軌跡の傾きは実測値に沿うものになっており、最大最小ロール角付近では差異が確認できる。迎角5度、0度においては迎角10度のものより実測値との差異が顕著である。実測値との差異が生じるのは、 ϕ が正弦波であるのに対し p は余弦波であるため、式(3)から算出される軌跡が楕円形にならざるを得ないためだと考えられる。

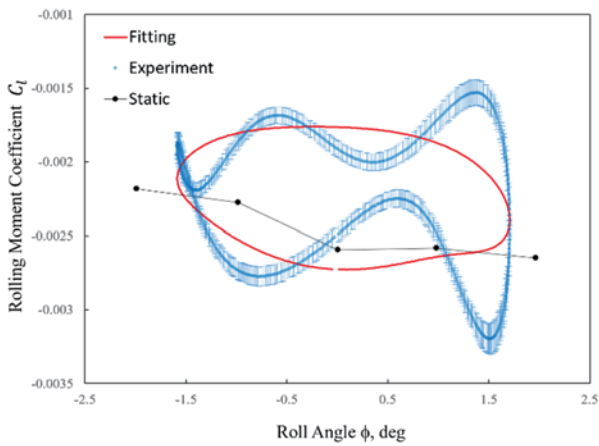
表3に式(4)の回帰分析により推定した、各迎角における C_l の各係数を示す。また図7に式(4)より算出された C_l の軌跡と実測値との比較を示す。図7では迎角10度、5度において C_Y の項を含まないモデルよりも実測値の特徴をよくとらえていることが分かる。図8に各迎角における振動1周期分の推定値 C_l と実測値 \hat{C}_l の残差の二乗を示す。図8により C_Y の項を含むモデルでは含まないモデルよりも各迎角で残差の二乗が低い値を示しており、特に迎角0度では C_Y の項を含むモデルで残差の二乗が概ね 10^{-8} 以下であり、 C_Y の項を含まないモデルから近似が改善しているといえる。さらに表4に各実験における $C_{l\phi}$ を示す。 C_Y の項を含むモデルで推定した $C_{l\phi}$ の方が静的試験結果に近い値となっている。これにより C_Y の項を含むモデルがより機体の静的な特性をよく表しているといえる。以上から C_Y の項を含むモデルが実測値への当てはまりがより良好である。

表3 回帰分析により推定したロール安定微係数 (C_Y の項有り)

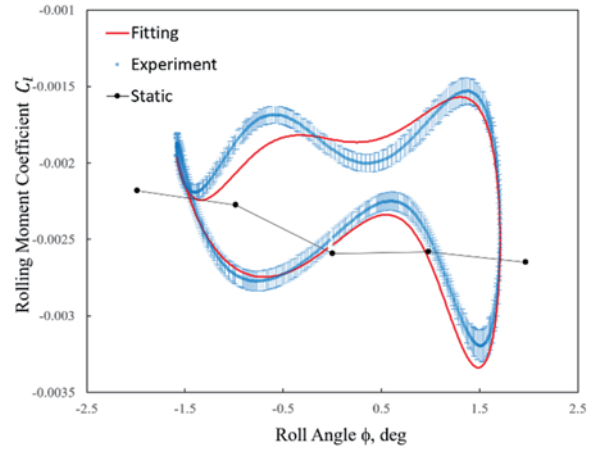
迎角, 度	0.0	5.0	10.0
C_{l0}	-0.001542	-0.001833	9.175 $\times 10^{-4}$
$C_{l\phi}$	2.233 $\times 10^{-5}$	-4.538 $\times 10^{-4}$	-0.001123
C_{lp}	-0.005704	-0.01206	-0.02019
C_{lC_Y}	0.02842	0.03178	0.03062

表4 各実験における静安定微係数, 10^{-4}

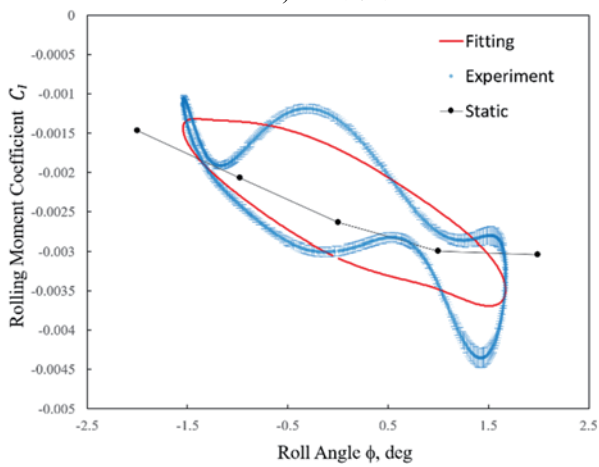
迎角, 度	静的試験	C_Y の項有り	C_Y の項無し
0	-1.26	0.223	0.868
5	-4.09	-4.64	-6.41
10	-11.4	-11.23	-13.33



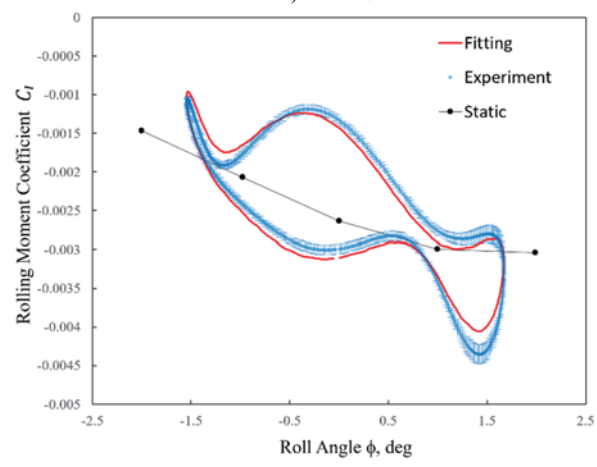
a) 迎角0度



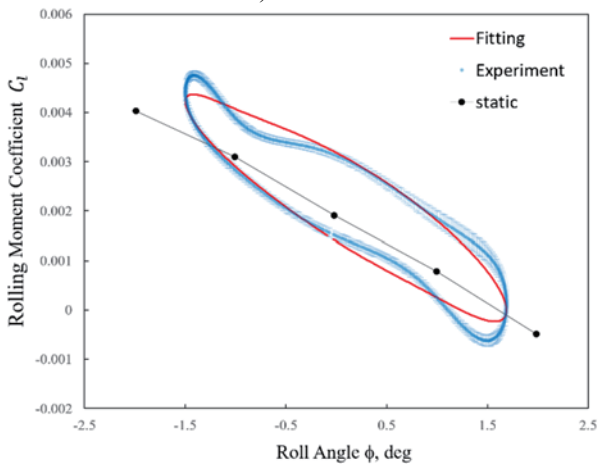
a) 迎角0度



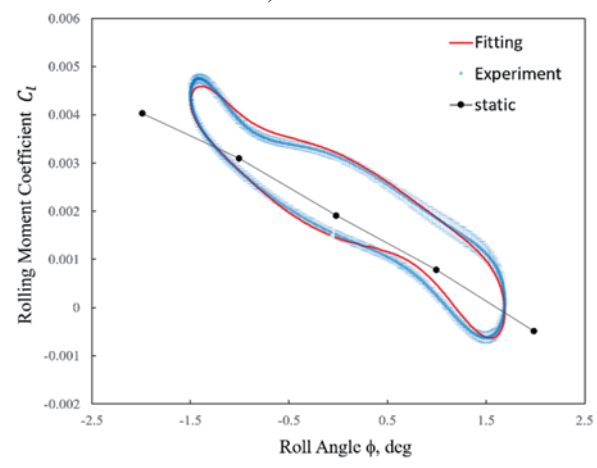
b) 迎角5度



b) 迎角5度



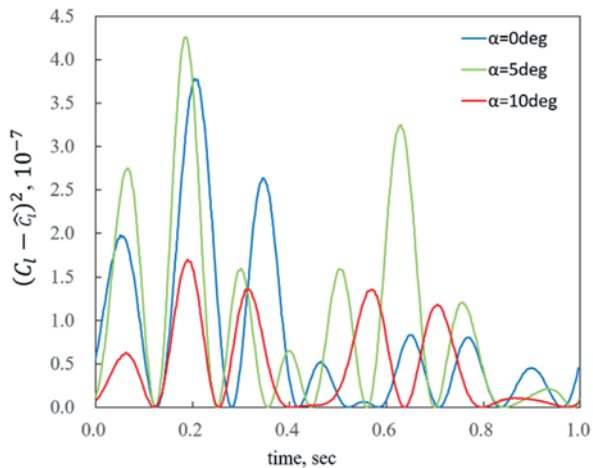
c) 迎角10度



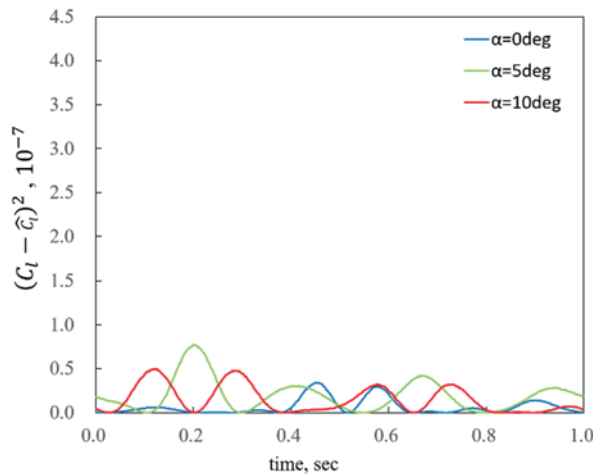
c) 迎角10度

図6 回帰分析により算出されたローリングモーメント係数(C_l の項無し)

図7 回帰分析により算出されたローリングモーメント係数(C_l の項有り)



(a) C_Y の項無し



(b) C_Y の項有り

図8 推定値の実測値に対する残差の二乗

表3により C_{lp} は各迎角において負の値を示し動的に安定である。また迎角の上昇により C_{lp} が減少し安定性が増している。動的に安定であるのは角速度によって翼が下がる方では迎角が上昇し、翼が上がる方では迎角が減少するため、揚力に差が生じ、運動と逆方向のローリングモーメントが発生するからである⁹⁾。

また、 C_{lcy} はいずれの迎角においても正であった。式(4)において翼面の圧力中心で生じる空気力が胴体の上下中心周りにローリングモーメントを発生させることを仮定したが、例えば横力が右翼方向に発生した場合、ローリングモーメントは右回りに生じているといえる。圧力中心が翼平面形の対称線上にある場合、 C_{lcy} は以下で表される。

$$C_{lcy} = \frac{d}{b} = \frac{0.027}{0.2} = 0.135 \quad (6)$$

ここで d は胴体の上下中心と圧力中心の距離の z 方向成分、 b は翼弦である(単位は m)。一方で、回帰分析により

推定された各迎角における C_{lcy} は式(6)の値の約1/4程度である。これは、圧力中心が翼弦方向に移動することや、揚力対横力が大きくなることが要因で、揚力によるローリングモーメントが横力によるローリングモーメントを打ち消す働きをしているからだと考えられる。

5. まとめ

JAXA 60cm MSBSを用いて、ロール角-2 - 2 degの静的試験、およびロール方向への振幅1.6度の正弦波強制振動試験を実施し、位置姿勢角、および6分力を測定した。迎角は0, 5, 10 deg, 周波数は1 Hz, 風速は20 m/sである。位置姿勢角、および6分力から回帰分析によりローリングモーメント C_l の安定微係数を推定し、 C_l 曲線を計算した。また計算された C_l の実測値 \hat{C}_l からの偏差を計算した。

静安定微係数 $C_{l\phi}$ は各迎角において負であり、静的に安定を示した。また迎角の上昇とともに $C_{l\phi}$ も減少し、静安定性が増している。動安定微係数 C_{lp} においても各迎角について負であり動的に安定であった。迎角の上昇とともに C_{lp} も減少し、動安定性が増した。

圧力中心にかかる横力が胴体の上下中心周りに生じるローリングモーメントを考慮したモデルと、考慮していないモデルの両方について線形回帰分析によって安定微係数を推定し、 C_l 曲線を計算した。静安定微係数 $C_{l\phi}$ について横力を考慮したモデルの方がより実測値に近い値を示した。また計算された C_l の実測値 \hat{C}_l からの偏差は、各迎角において横力を考慮したモデルのほうが小さい値を示した。

参考文献

- 1) T. G. Gainer, "A Discrete-Vortex Method for Studying the Wing Rock of Delta Wings," NASA/TP-2002-211965, December 2002.
- 2) 松野隆, 横内滋, 中村佳朗, "45°デルタ翼の失速域におけるウィングロックの振動機構," 日本航空宇宙学会論文集, Vol. 52, No.601, pp. 80-86, 2004.
- 3) G. X. Wu, X. Y. Deng, Y. K. Wang, W. Tian, "Wing Rock Induced by Forebody Asymmetric Vortex in Coning Motion and its Control Method," 7th APCATS 2013.
- 4) C. Nettelbeck, "Wing Rock Control Stability on a Double Delta Wing Using Recessed Angled Spanwise Blowing," Initial Thesis Report, UNSW@ADFA, 2008.
- 5) M. E. Beyers, "Unsteady Wind-Tunnel Interference in Aircraft Dynamic Experiments," J. of Aircraft, Vol. 29, no. 6, Nov-Dec 1992.
- 6) 澤田秀夫, 国益徹也, "低速風洞用60cm磁力支持装置の開発," 日本航空宇宙学会論文集, Vol. 50, No. 580, pp. 188-195, 2002.
- 7) 澤田秀夫, "JAXA 60cm磁力支持天秤装置における有翼模型の空気力評価法," 日本航空宇宙学会論文

集, Vol. 57, No. 668, pp. 363-371, 2009.

- 8) 甲斐大貴, 杉浦裕樹, 手塚亜聖, “運動を伴う航空機模型の高迎角磁力支持,” 第56回飛行機シンポジウム講演集(CD-ROM), 2018.
- 9) 牧野光雄, “航空力学の基礎,” 第3版, 産業図書株式会社, 2017.

極超音速におけるリブレットの摩擦抵抗低減効果に関する予備検討

○古谷 元和 (東大院), 渡邊 保真 (東大工), 鈴木 宏二郎 (東大新領域)

Preliminary Study on Reduction in Skin-Friction Drag by Riblets in Hypersonic Flow Regime

FURUYA Motokazu, WATANABE Yasumasa and SUZUKI Kojiro (Univ. of Tokyo)

ABSTRACT

The riblet is the surface configuration that has tiny grooves aligned regularly in a flow direction. In a low-speed flow regime, it is known that the riblet can reduce the skin friction drag by up to 10% by manipulating the vortices over the surface. Thanks to the recent rapid advancement in micro-machining technology, putting the riblet over the surface of an aircraft will become practical in the near future. Reduction in the skin-friction drag by the riblet is also expected in the hypersonic flow regime, because the flow speed is essentially low near the bottom of the boundary layer over the surface even in such high-speed flight. However, little amount of studies on the hypersonic riblet have been made so far. In the present study, the flow over the flat plate model with the riblet was experimentally investigated at the Mach 7 hypersonic wind tunnel in the Kashiwa campus, the University of Tokyo. The preliminary results were presented in this paper.

1. 緒言

主流速度がマッハ数5を超えるような極超音速で飛行する極超音速旅客機の開発がJAXA, ボーイング社等で進められている。ボーイング社は20年から30年後の飛行¹⁾を目指しており、今後、活発に研究開発が進むと予想される。

極超音速機に加わる抵抗力のうち、摩擦抵抗が占める割合は小さくない。例えば、Waveriderのような扁平な機体では、全抵抗係数の半分近くを摩擦抵抗係数が占める²⁾。機体に加わる抵抗を減らすことで、飛行時に消費する燃料の削減が望めることから、将来的な実用を見据えた摩擦抵抗低減手法の検討を行う事は重要であると考えられる。本研究では、リブレットに注目する。図1に概念図を示す。

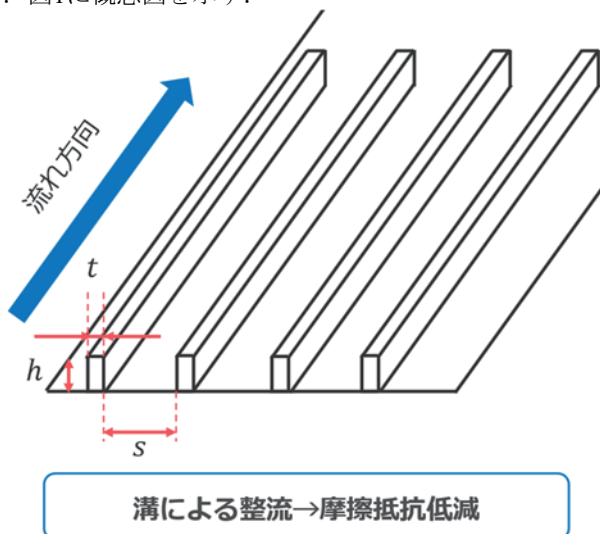


図 1 リブレットの概念図

リブレットは亜音速域で広く研究が行われてきた、壁面に設置された微小な溝構造の集合であり、溝による整流効果によって乱流摩擦抵抗を低減可能である³⁾が、極超音速での先行研究が少なく、基礎的な特性が不明瞭である。リブレットは物体表面に設置される受動的な抵抗低減デバイスであるため、リブレットが実際に体験する、複雑な流れ場において、抵抗低減効果をどの程度得ることができるか、検討を行う事が重要となる。亜音速流れにおいては、実験的・数値的な検討が行われているものの、極超音速流れにおいては、筆者が知る限り実験的な検討は行われておらず、数値解析による検討についても充分とは言い難い。特に、層流境界層時の影響、リブレット溝高さや設置範囲などに応じた摩擦抵抗低減、壁面加熱量やリブレット後流に対する影響の調査に加え、亜音速では見られない状況について、検討を行う必要がある。極超音速流における境界層内では、マッハ数が大きくなることによる境界層厚みの増加、粘性散逸による温度分布の急激な変化など、亜音速では見られない現象が起こることが知られており⁴⁾、リブレットの性能に影響を与える可能性も考えられる。また、極超音速機への応用を見据えると、複雑な機体形状に応じてリブレットを設置する必要があり、その設置場所の流体物理に応じたリブレットの大きさや種類などについても検討を行っていくことが必要と思われる。リブレットと衝撃波との干渉による影響や、厳しい空力加熱にさらされた際の、リブレットによる流れ場への影響などについて知見を得ることも重要となる。

近年の材料技術や微細加工技術の発展により、微細な構造による流体制御技術が今後、発展することが予想されることから、極超音速流れ中におけるリブレットの基礎的な特性を調査することには意義があるとい

える。また、その溝の深さや構造から、cavityや粗面と比較しての議論も可能である構造とも考えられ、極超音速における境界層の流体物理としても興味深い対象であると考えられる。

本稿では、リブレット状構造が迎え角 0° の層流境界層に設置された場合の特性を把握するために行った極超音速風洞試験による予備検討について報告する。

2. 実験装置・手法

東京大学柏極超音速風洞⁵⁾を用いて、シュリーレン法による流れ場の可視化及び熱画像カメラによる壁面温度分布の可視化、模型表面における圧力計測を行った。

図2~4に測定室および模型の概要を示す。図3に示すようにベークライトで作製した凹部を持つ模型に、A6061で作製した図4に示すリブレット状構造が段差のないように、隙間なくはめ込まれている。ここで、リブレット状構造の突起の上端は、ベークライトで作製した模型の平板部分と高さとなるように設置されている。リブレット形状には、長方形断面を持つblade typeを採用した。亜音速においてその効果がよく研究されており、広い形状パラメータに対して摩擦抵抗低減効果が得られることがわかっている⁶⁾。また、迎え角 0° の平板に対して生じる衝撃波は弱く⁷⁾、リブレット状構造と干渉しないという条件の下、文献^{8,9)}を参考に、気流条件、模型作製条件を考慮して、本研究で実験を行うリブレット状構造のパラメータを表1に示すように設定した。ここで溝間隔s、溝高さh、厚みtについては図1に示すように定義している。

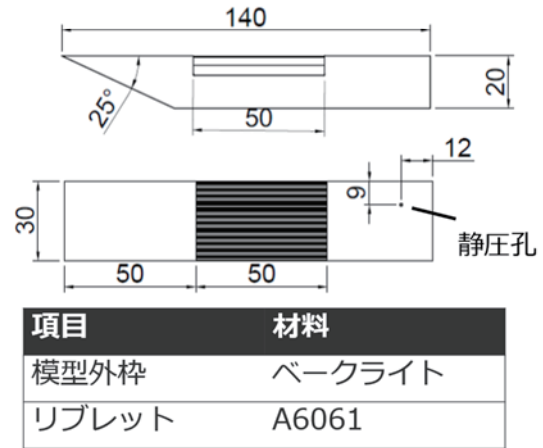
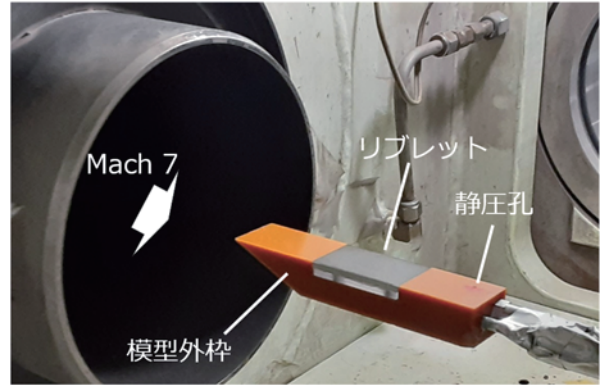


図3 模型サイズおよびセットアップ (単位:mm)

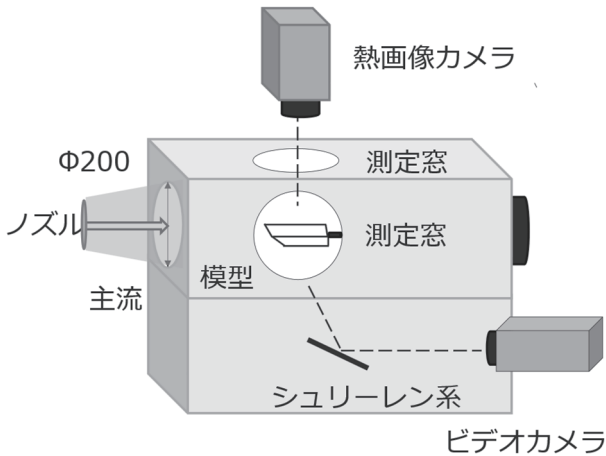


図2 測定室・測定系の概要

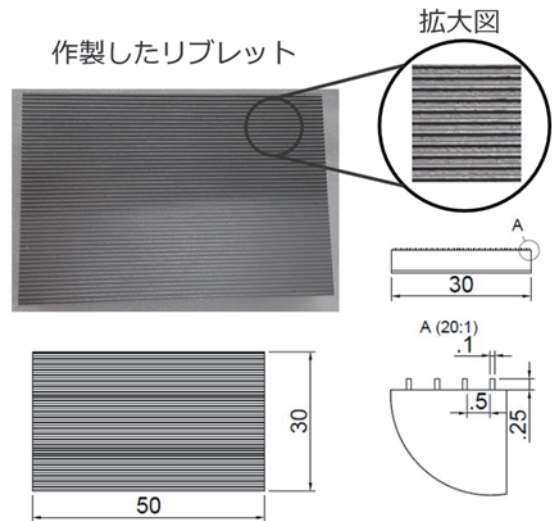


図4 本実験で使したリブレット状構造 (単位:mm)

表1 リブレット状構造パラメータ

溝間隔 s	0.5 mm
溝高さ h	0.25 mm
厚み t	0.1 mm

このときリブレット状構造の溝の数は51個であり、実験条件は表2に示すとおりである。また、図5に実験時赤丸で囲った模型投入・退避間での計測時間は20秒である。

表 2 実験条件

マッハ数	7
迎え角	0°
ノズル出口	φ 200 mm
よどみ点圧力	約 950 (943~955) kPa
主流静圧	約 230 Pa
よどみ点温度	約 450 (440~462) K
主流温度	約 56 K
レイノルズ数(模型全長)	約 2.3×10^5

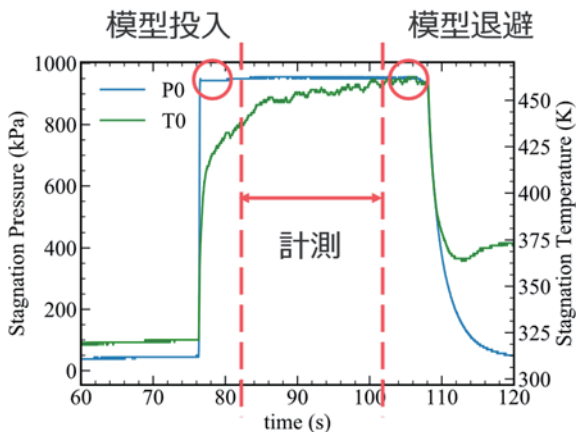


図 5 実験時よどみ点圧及び温度概略

3. 実験結果

シュリーレン法による圧力波の可視化と模型表面の熱分布について図6と図7に示す. 使用した熱画像カメラはAspite社製FSV-2000であり, 3 frame/secで撮影を行った. また, リブレット状構造後方で圧力計測を行った. 静圧孔位置は図3に示すとおりである. 図8に気流への模型投入後5 秒~計測終了時の20 秒についての圧力変動と, パワースペクトル密度解析を行った結果を示す. 使用した圧力センサは, Kulite社製アンプ内蔵型絶対圧センサETL-76M-190-15aであり, 本実験において, 圧力については0~15 psi, 周波数は0~2500 Hz の範囲で計測可能である.

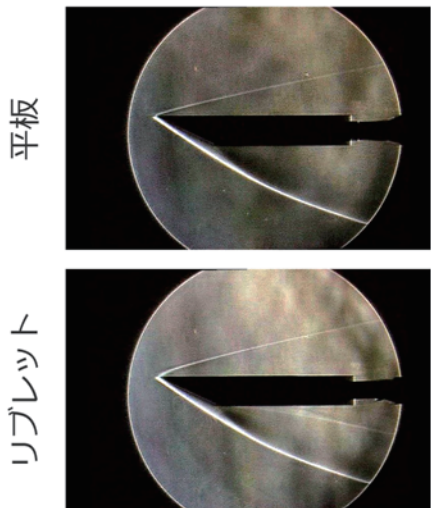


図 6 模型側面から撮影した圧力波の様子

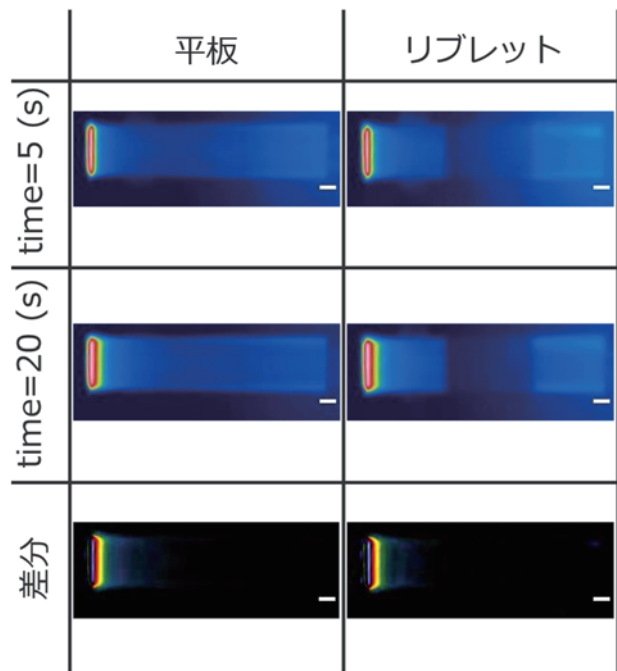


図 7 模型上側表面の定性的な熱分布 (スケールバー : 10 mm)

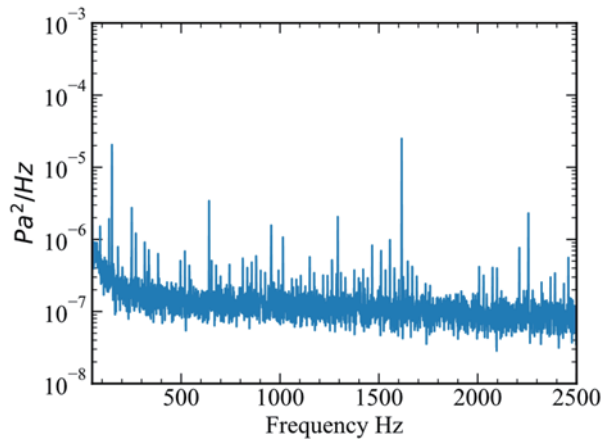
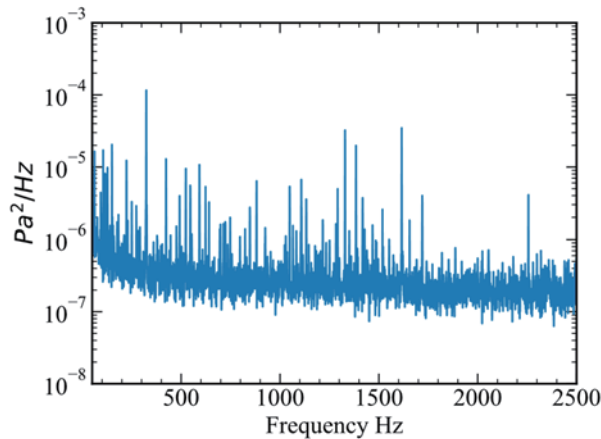


図 8 圧力計測のパワースペクトル密度解析結果 (上: 平板, 下: リブレット状構造)

ここでシュリーレン画像はImageJ⁹⁾を用いたラプラシアンフィルタによる処理が為されており、エッジが強調されている。平板の場合とシュリーレン法による場合とでリブレット状構造によると思われる違いは観察されなかった。リブレット状構造による流れ場への影響はあると思われるものの、その影響は平板上の境界層内部にとどまり、境界層外部に衝撃波や膨張波を形成するほどではないと考えられる。

図7に示される熱画像は気流中への模型投入後、およそ5秒および20秒のときの結果を提示している。気流中に置かれたリブレット状構造により渦が誘起された場合、その背後では加熱率が上昇すると予想されたため、ImageJを用いて画像の差分を取ることで、加熱率について平板の場合とリブレット状構造の場合で、差がみられるか定性的に検証した。模型先端部ではベークライトがよどみ点で加熱されることによる加熱率増大の様子が、平板とリブレット状構造の場合との両方で確認できるが、それより下流側では、平板の場合とリブレット状構造の場合での差は確認されなかった。リブレット状構造はアルミニウム(A6061)でできており、ベークライトの部分と熱特性が異なるため、その影響の評価には注意が必要である。

図8に圧力計測についてのパワースペクトル密度解析結果を示す。図上側が平板における結果、図下側がリブレット状構造を持つ場合における結果である。150 Hz, 650 Hz, 1000 Hz, 1600 Hz, 2300Hz付近において、平板およびリブレット状構造の両方でピークが確認できる。今回の実験で行った圧力計測位置では、リブレット状構造に起因する特徴的な圧力振動は観察されなかったと考えられる。また、2300 Hz付近のピークは静圧孔におけるヘルムホルツ共鳴によるものと考えられた。今後は各ピークについて特定を進め、実験手法の改良を行う。また、静圧孔位置がリブレット状構造から遠く、微細なリブレット状構造による乱れが減衰している可能性も考えられるため、感圧塗料を用いるなどして、リブレット後流における影響について、広範囲での定量的な評価を行い、平板の場合とリブレット状構造の場合の結果を比較する必要がある。また、数値解析を行い、リブレット状構造後流での圧力変化について実験結果と比較、評価していく。

4. 結言

本稿では、極超音速におけるリブレットの摩擦抵抗低減効果に関する予備検討を目的として、迎え角 0° の平板模型を用いて極超音速風洞実験を行った。実験結果からは層流条件下において、リブレット状構造があることによる大きな差は確認できず、少なくとも本実験で行ったパラメータでは、リブレット状構造による影響は非常に小さいものと思われた。今後は境界層内の速度分布計測やプレストン管による総圧計測などを行い、数値解析との比較検討を行う事で、詳細な議論を行っていく。また、層流境界層における検討の後に、抵抗低減が期待される乱流境界層において、実験的、数値的にリブレット状構造による効果を調べていく。並行して、亜音速におけるリブレットの効果についての数値計算を行い、いくつかの問題設定に対して、抵

抗低減率や壁面加熱量の減衰率の違いについて比較を行うことで、極超音速におけるリブレットの特性を評価する予定である。

参考文献

- (1) Boeing, “Early Look: This aircraft concept shows a hypersonic vehicle for passengers”, 2018, <https://www.boeing.com/features/2018/06/hypersonic-concept-vehicle.page> (参照日:2020/10/10)
- (2) S. CORDA and J. ANDERSON, JR., “Viscous optimized hypersonic waveriders designed from axisymmetric flow fields”, AIAA Aerosp. Sci. Meet. 1988, January 1988
- (3) K. S. Choi, “Smart flow control with riblets,” Adv. Mater. Res., vol. 745, August 2013, pp. 27–40
- (4) J. D. Anderson, “Hypersonic and High Temperature Gas Dynamics 2nd edition”, AIAA, 2006, pp.261-298
- (5) 東京大学柏極超音速風洞, <https://daedalus.k.u-tokyo.ac.jp/wt/> (参照日:2020/10/10)
- (6) D. W. Bechert, M. Bruse, W. Hage, J. G. T. Van Der Hoeven, and G. Hoppe, “Experiments on drag-reducing surfaces and their optimization with an adjustable geometry,” J. Fluid Mech., vol. 338, May 1997, pp. 59–87
- (7) 久保田弘敏, 鈴木宏二郎, 綿貫忠晴, “宇宙飛行体の熱気体力学”, 東京大学出版会, 2002, pp.85-87
- (8) H. Zhou, X. Li, and C. Yu, “Study on turbulence drag reduction of riblet plate in hypersonic turbulent flows,” Int. J. Mod. Phys. C, vol. 31, January 2020, pp. 1–11
- (9) R. García-Mayoral and J. Jiménez, “Hydrodynamic stability and breakdown of the viscous regime over riblets,” J. Fluid Mech., vol. 678, 2011, pp. 317–347
- (10) M. D. Abràmoff, P. J. Magalhães, and S. J. Ram, “Image processing with imageJ,” Biophotonics Int., vol. 11, 2004, pp. 36–41

回転翼解析に対する FaSTAR-Move の機能拡張

布施 亮祐 ((株) 菱友システムズ), 保江 かな子 (JAXA), 菅原 瑛明 (JAXA), 田辺 安忠 (JAXA)

Extension of FaSTAR-Move for Rotorcraft Analysis

FUSE Ryosuke (Ryoyu Systems Co., Ltd.), YASUE Kanako (JAXA),
SUGAWARA Hideaki (JAXA), TANABE Yasutada (JAXA)

ABSTRACT

Currently, JAXA has been developing a rotorcraft analysis module, for a CFD solver “FaSTAR-Move” that enables analysis of moving and deforming objects, in order to meet industrial demands. In this paper, the rotor blade control function is added to the module, which is validated by analyses of the rotor/fuselage interactions based on JMRTS (JAXA Multi-purpose Rotor Test System) experiments. The analyses were performed for a wide range of advance ratios. Compared with experiments and analysis results by rFlow3D, it is shown that reasonable results are obtained.

1. はじめに

eVTOL (electric Vertical Take-Off and Landing aircraft) の開発の活発化等による昨今の回転翼に対する需要の高まりから、現在JAXAでは、移動・変形する物体周りの流れ場の解析を可能とした圧縮性流体解析ソルバ FaSTAR-Move の回転翼解析モジュールの開発を進めている¹⁾。

これまでに、FaSTAR-Move の回転翼解析モジュールでは、いくつかの検証計算を行ってきた。Caradonna によるロータホバリング試験に基づく検証²⁾では、ロータのみを対象とした Euler 解析を実施し、ブレード上の圧力分布と翼端渦位置が実験値とよく一致することを確認した。その後、ロータのブレード運動を考慮する機能を追加し、JAXA で行われた風洞試験 (JAXA Multi-purpose Rotor Test System, JMRTS)³⁾ に基づいてホバリング条件で検証⁴⁾を行った。解析対象はロータとヘリコプタ胴体であり、方位角に応じたブレードのピッチ角の変化を考慮した。この検証では、ロータ推力が実験値とよく一致していることが確認された。しかし、ロータ推力の比較だけでは十分な検証とは言えず、より詳細な検証が必要である。

そこで、本稿では更なる検証として、前進飛行条件における、ロータの空力と、ブレードと胴体上の圧力変動の予測精度検証を行った。解析対象は JAXA で行われた風洞試験 (JMRTS) に基づいている。FaSTAR-Move での解析結果を、実験結果および JAXA で開発された回転翼向け構造格子流体解析ソルバ rFlow3D の解析結果⁵⁾と比較したので、その結果について報告する。

2. 計算手法

2.1. FaSTAR-Move 概要

FaSTAR-Move は有限体積法に基づく非構造格子圧縮性流体解析ソルバである。FaSTAR-Move の機能の 1 つである移動・変形解析モジュールとして、強制振動

解析、強制運動解析、運動連成解析、回転翼解析が組み込まれており、これらを実現するため、重合格子法を採用している。

図 1 に FaSTAR-Move の計算フローを示す。重合格子法では複数の格子を用いて解析を行うため、格子の重なり判定や、物体に対する内外判定を行い、計算点・非計算点の設定を行うホールカット処理が必要である。また、格子間で物理量をやりとりするため、補間処理が必要となる。

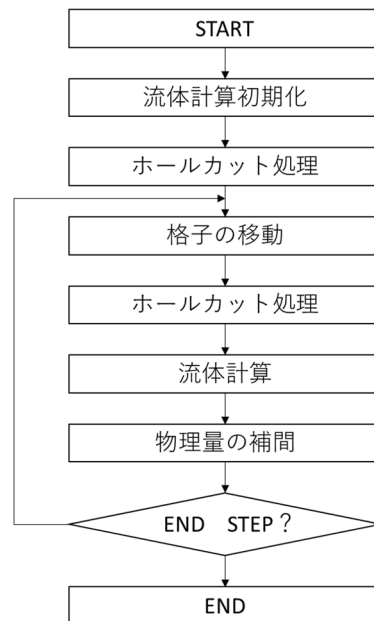


図 1 FaSTAR-Move のフローチャート

支配方程式は Navier-Stokes (NS) 方程式であり、乱流モデルには SA-noft2-R^{4),5)}を用いる。数値流束関数は、ブレードの翼端と翼根、さらに、前進側と後退側で速

度域が異なることから、全速度型スキームである SLAU⁶⁾を用いる。また、勾配計算には weighted-Green-Gauss (WGG) 法を用いる。空間精度は 2 次精度である。時間積分法は LU-SGS 法を用いており、Dual time stepping による非定常計算を行っている。内部反復には CFL 固定の局所時間刻みを使用し、CFL=50、反復回数は 10 回である。外部反復には統一時間刻みを使用し、1 ステップで、ブレードの方位角が 0.1deg 変化するように時間刻みを設定している。ホールカット処理は Octree + Alternating Digital Tree (ADT) を、物理量の補間は Tri-linear による補間を用いている。ホールカットおよび補間についての詳細は参考文献⁷⁾を参照されたい。

2.2. ヘリコプタのブレード運動

ヘリコプタが移動しながら飛行している時、例えば前進飛行時には、ロータの回転が前進方向の領域と後退方向の領域で、主流に対するブレードの速度が異なる。そのため、ヘリコプタのロータには、方位角 ψ によってブレードの運動を制御する機構があり、これにより力のバランスを取り、安定して飛行できる。ブレードの運動にはピッチ角 θ が変化するフェザリング運動、フラッピング角 β が変化するフラッピング運動、リード・ラグ角 ζ が変化するリード・ラグ運動があり (図 2)、それぞれの運動は以下のフーリエ級数で表される

$$\theta(\psi) = \theta_0 + \sum_{n=1}^5 (\theta_{nc} \cos n\psi + \theta_{ns} \sin n\psi) \quad (1)$$

$$\beta(\psi) = \beta_0 + \sum_{n=1}^5 (\beta_{nc} \cos n\psi + \beta_{ns} \sin n\psi) \quad (2)$$

$$\zeta(\psi) = \zeta_0 + \sum_{n=1}^5 (\zeta_{nc} \cos n\psi + \zeta_{ns} \sin n\psi) \quad (3)$$

ここで、ピッチ角はブレード前縁が上に傾く方向、フラッピング角はブレードがロータ上面に傾く方向、リード・ラグ角は回転方向に進む方向を正としている。FaSTAR-Move ではフーリエ級数の 5 次の項まで与えることで、ロータのブレード制御を定義している。これは、ブレードのピッチ角を高周波で制御することで騒音を低減させる高調波制御 (Higher Harmonic Control, HHC) 等の解析に対応させるためである。

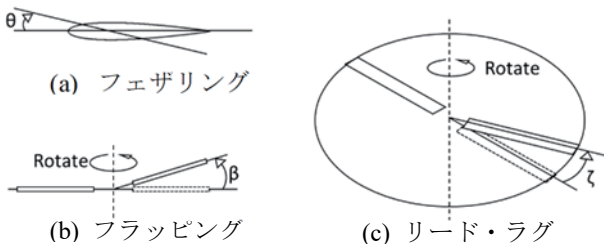


図 2 ブレードの運動

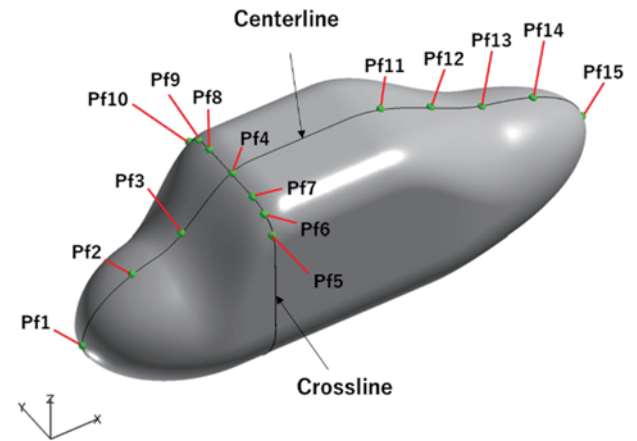
3. 検証解析

3.1. JMRTS 概要

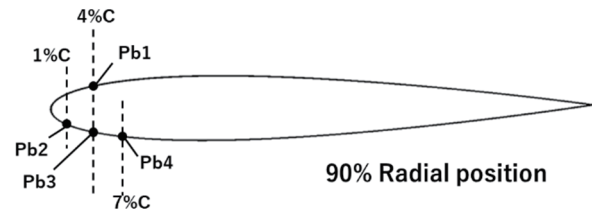
本検証解析は JAXA で行われた風洞試験²⁾に基づいている。この試験は CFD 解析の検証用データベースを構築することを目的として行われ、ホバリングから前進飛行まで、様々な飛行条件下でのロータ空力データ、ブレードと胴体の平均圧力分布および圧力変動、ブレードの運動データが取得されている。平均圧力分布と圧力変動はブレードに 4 点、胴体に 15 点の計 19 点に取付けられた圧力センサで測定されている。圧力センサの取り付け位置を図 3 に示す。ブレードの圧力センサはロータ半径の 90% 断面に取り付けられている。

JMRTS では胴体模型とロータが一体となって動くため、前進飛行時のシャフトアングルと機体姿勢角が同じ角度をとる。また、風洞試験では、模型のピッチングモーメントとローリングモーメントがほぼゼロになるように、ロータが制御されている。

JMRTS のロータ半径は 1.021m で、ブレードは翼型が NACA0012、コード長が 0.065m、翼端位置で -8deg となるような線形振り下げが付いた矩形翼である。また、ルートカットは 0.206m で、ブレード枚数は 4 枚である。



(a) 胴体の圧力センサ位置



(b) ブレード圧力センサ位置

図 3 圧力センサ取り付け位置

3.2. 解析条件

本検証で実施する解析は、試験条件の中から、推力係数 $C_T = 0.0048$ 、 $\mu = 0.00 \sim 0.29$ の 4 ケースで行った。表 1 に本検証で実施した 4 ケースの解析条件を示す。ここで、迎角 α は機体が後傾する方向が正である。また、ブ

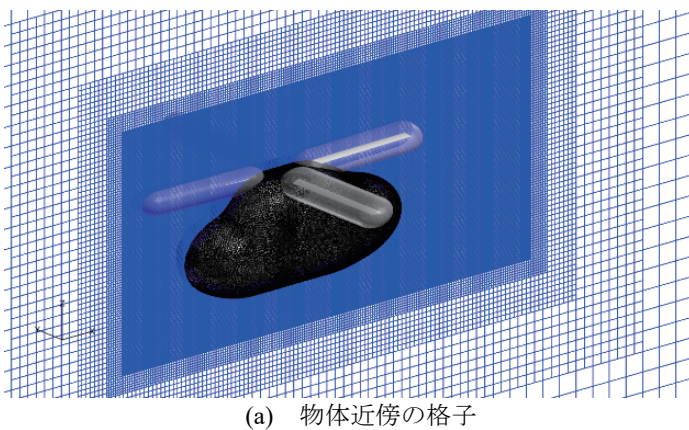
レードの舵角は、JMRTSによる試験において測定されたピッチ角、フラッピング角、リード・ラグ角を用いている。

表1 解析条件

case	1	2	3	4
Thrust coefficient, C_T	0.0048			
Flight condition	Hover	Forward flirgt		
Advance ratio, μ	0.00	0.05	0.16	0.29
Tip Mach number, M_{tip}	0.562	0.561	0.561	0.559
Freestream Mach number, M_∞	0.000	0.029	0.088	0.161
AoA, α [deg]	0.0	-2.0	-2.0	-2.0
θ_o [deg]	13.79	12.66	11.01	10.85
θ_{IC} [deg]	0.04	3.01	2.72	2.76
θ_{IS} [deg]	-0.14	-0.78	-2.08	-3.50
β_o [deg]	0.98	1.13	1.29	0.90
β_{IC} [deg]	0.21	0.14	0.05	0.23
β_{IS} [deg]	-0.14	-0.03	-0.14	0.04
ζ_o [deg]	-1.97	-1.47	-1.06	-1.53
ζ_{IC} [deg]	0.24	0.19	0.05	0.20
ζ_{IS} [deg]	-0.17	-0.06	-0.17	0.06

3.3. 格子

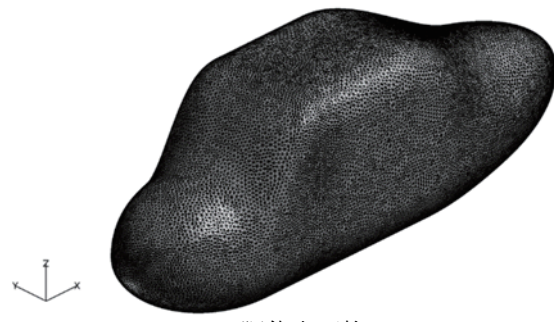
解析で用いた格子は背景格子、胴体格子、4枚のブレード格子で構成されている(図4)。ブレード格子と胴体格子の生成にはPointwise、背景格子の生成にはBOXFUN[®]を用いた。格子数は背景格子が約2400万、胴体格子が約200万、ブレード格子が1枚あたり約200万、合計で約3400万である。ブレード格子と胴体格子の最小格子幅は $y^+=1$ となるように設定している。背景格子の物体近傍の格子幅は翼弦長の13%とし、翼端渦を捉えられるように細くなっている。背景格子は一辺がロータ半径の270倍の立方体であり、ロータの回転中心が背景格子の中心に配置されている。



(a) 物体近傍の格子



(b) ブレード表面格子



(c) 胴体表面格子

図4 解析格子

4. 解析結果および考察

図5に各ケースでのQ値の等値面を示す。翼端渦がよく捉えられており、前進率の増加に伴ってロータ後流の傾き角が大きくなっているのがわかる。

図6にはFaSTAR-Move、rFlow3D、風洞試験でのロータ空力を示す。なお、rFlow3DはEuler解析の結果である。推力係数(図6(a))を見ると、風洞試験では、 $C_T=0.0048$ となるようにトリムを取っているため、前進率 μ によらず一定である。FaSTAR-MoveおよびrFlow3Dの結果は、 $\mu=0.00$ では実験値と一致しているが、前進率が大きくなるにつれて、推力係数が小さくなっている。前進飛行時に推力係数で実験値との差が見られるのは、FaSTAR-MoveとrFlow3Dの解析では、マストやグリップ等をモデル化しておらず、それらが後流に与える影響が考慮されていないことが原因として考えられる。しかし、FaSTAR-MoveとrFlow3Dの結果は概ね一致しており、ソルバの動作検証という点では、FaSTAR-Moveの結果は妥当であるといえる。トルク係数(図6(b))では、FaSTAR-Moveの結果は実験値およびrFlow3Dの結果と比べ大きな値になっているが、前進率の増加に従ってトルク係数が小さくなる傾向は一致している。FaSTAR-Moveのトルク係数がrFlow3Dと比べて大きな値になるのは、FaSTAR-Moveの解析では全面乱流を仮定しているため、実際よりもブレード上の摩擦抵抗が過大に評価されていることが原因として考えられる。

次に、胴体とブレードの圧力変動を比較する。図7に各圧力センサ位置での圧力変動の結果を示す。圧力変動値 ΔC_{pa} は以下の式で表される。

$$\Delta C_{pa} = C_{pa} - \overline{C_{pa}} \quad (4)$$

ここで、 $\overline{C_{pa}}$ は各位置での一周あたりの C_{pa} の平均値であり、FaSTAR-Moveの結果は最後の一周のデータを平均している。また、 C_{pa} は以下の式で無次元化された圧力係数である。

$$C_{pa} = \frac{P - P_\infty}{\frac{1}{2} \rho a_\infty^2} \quad (5)$$

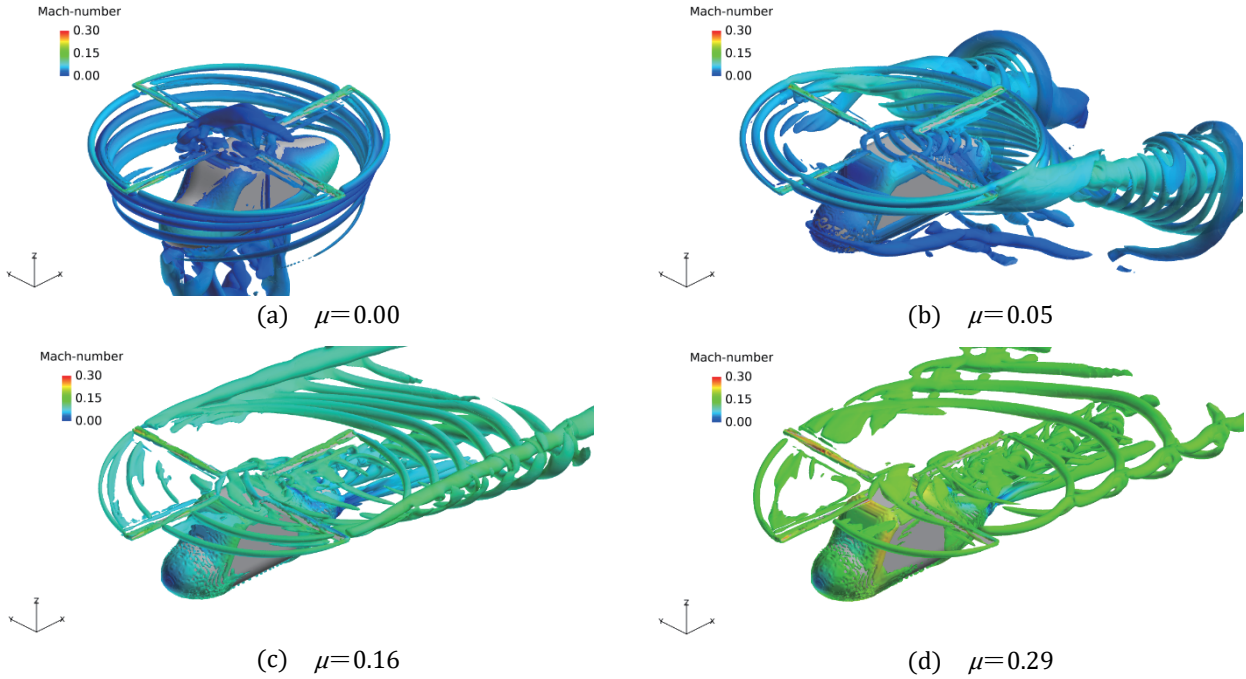


図5 流れ場の様子

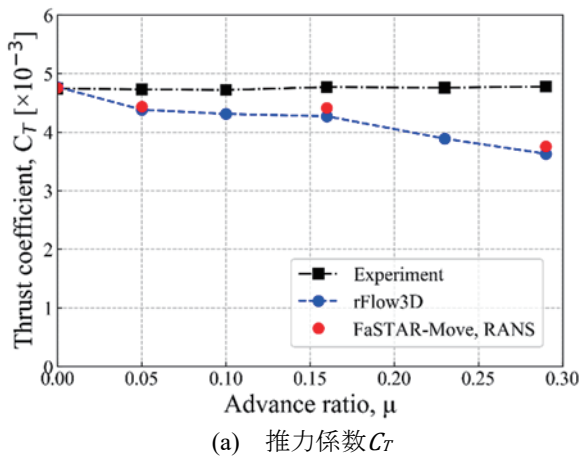
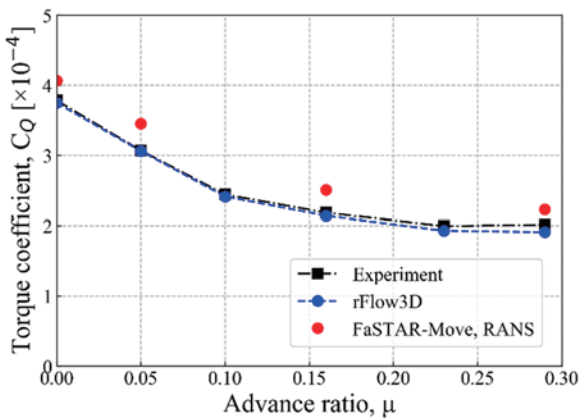
(a) 推力係数 C_T (b) トルク係数 C_Q

図6 ロータの空力

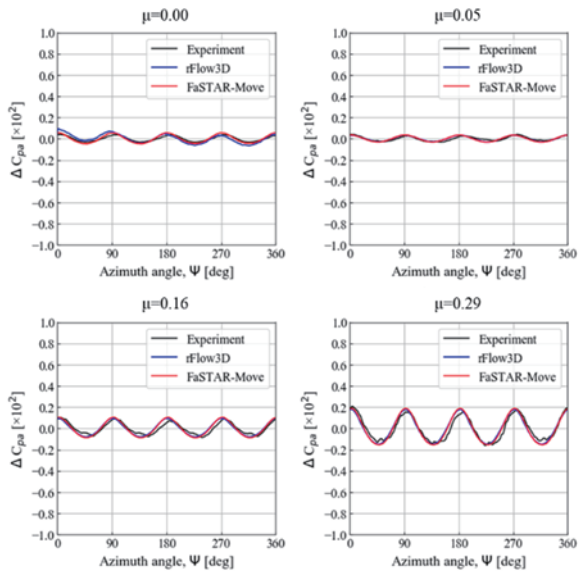
胴体前方の圧力変動（図7(a)）は実験値およびrFlow3Dの結果とよく一致している。 $\mu=0.16, 0.29$ のケースにおける、胴体後方の圧力変動（図7(b)）を見ると、実験値ではブレード通過に伴う圧力変動（90度周期で見られる大きな圧力変動）の後に、小さな圧力変動が見られるが、FaSTAR-MoveとrFlow3Dの結果には見られない。菅原らによって行われた検証計算⁹⁾によれば、この小さな圧力変動を捉えるには、マストやグリップをモデル化する必要があることがわかっている。このように、実験条件を再現できていないことによる細かな差異は見られるものの、FaSTAR-Moveの胴体の圧力変動は実験値と概ね一致している。また、ブレードの圧力変動（図7(c)）も、実施した4ケースにおいて、FaSTAR-Moveの圧力変動は実験値およびrFlow3Dの結果と概ね一致しており、FaSTAR-Moveの解析により妥当な結果が得られることがわかる。

5. まとめ

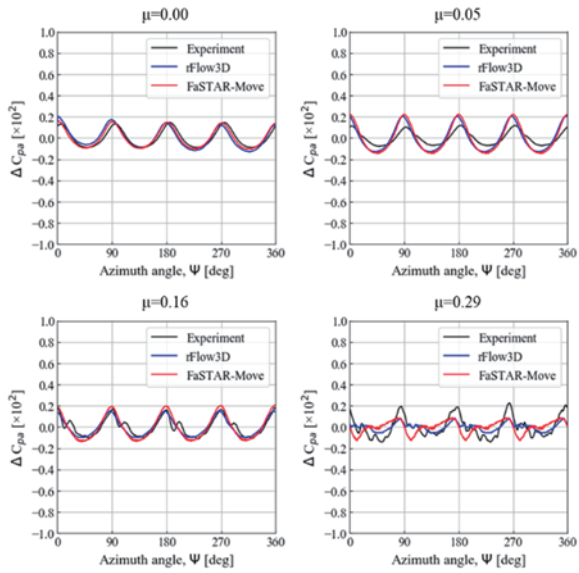
本稿ではFaSTAR-Moveのロータのブレード運動を考慮する機能の検証のため、JMRTSによるロータ試験に基づいた解析を実施し、実験値およびrFlow3Dによる解析結果との比較を行った。検証の結果を以下にまとめる。

- FaSTAR-Moveの推力係数は、前進率が大きくなるにつれて、実験値との差が開いていくが、rFlow3Dの結果とは概ね一致している。
- FaSTAR-Moveのトルク係数は、実験値およびrFlow3Dの結果と比べ、大きな値になっているが、定性的には一致している。
- FaSTAR-Moveの圧力変動は、実験値およびrFlow3Dの結果と概ね一致している。

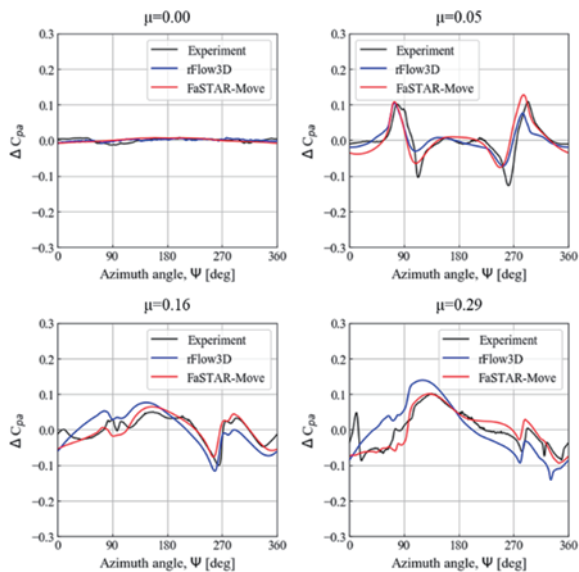
以上より、FaSTAR-Moveの解析結果は、概ね妥当な結果になることが確認できた。



(a) Pf3



(b) Pf12



(c) Pb1

図7 圧力変動

謝辞

本稿で紹介した数値シミュレーションは、JAXA Supercomputer System Generation 2 (JSS2) を利用して実施された。ここに感謝の意を表す。

参考文献

- (1) 布施亮祐, 上島啓司, 菅原瑛明, 保江かな子, 石田崇, 口石茂, 青山剛史, 田辺安忠, 非構造重合格子解析プログラム (FaSTAR-Move) の回転翼解析への拡張, 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論文集, 2019.
- (2) 田辺安忠, 齊藤茂, 小曳昇, 室田勝一, 林恭平, 平岡克己, 菅原瑛明, ロータと胴体の干渉流れ場に関する実験的研究, JAXA-RR-10-003, 2010.
- (3) Y. Tanabe, S. Saito, O. Takayama, D. Sasaki, and K. Nakahashi, A New Hybrid Method of Overlapping Structured Grids Combined with Unstructured Fuselage Grids for Rotorcraft Analysis, 36th European Rotorcraft Forum, Paris, France, September 9-11, 2010.
- (4) J. Dacles-Mariani, G. G. Zilliac, J. S. Chow, and P. Bradshaw, Numerical/experimental study of a wingtip vortex in the near field, AIAA Journal, Vol. 33, No. 9, pp. 1561-1568, 1995.
- (5) Z. Lei, Effect of RANS Turbulence Models on Computation of VORTICAL Flow over Wing-Body Configuration, Trans. Japan Soc. Aero. Space Sci., Vol. 48, No. 161, pp. 152-160, 2005.
- (6) E. Shima, K. Kitamura, Parameter-Free Simple Low-Dissipation AUSM-Family Scheme for All Speeds, AIAA Journal, Vol. 49, No. 8, pp.1693-1709, 2011.
- (7) 上島啓司, 菅原瑛明, 石田崇, 橋本敦, 青山剛史, FaSTAR-Moveの実用化に向けた機能向上, 第55回飛行機シンポジウム講演集, JSASS-2017-5041, 2017.
- (8) 石田崇, 最新動向紹介:BOXFUN, 第49回流体力学講演会/第35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, 2017.
- (9) 菅原瑛明, 田辺安忠, 齊藤茂, ロータ試験データベースとの検証計算におけるモデル忠実度の影響, 第44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2012論文集, 2012.

直交格子上的の有限差分法による非一様波動方程式解法の精度検証

池田 友明 (JAXA 航空技術部門)

Accuracy Verification for the Inhomogeneous Wave Equation Discretized by a Finite Difference Scheme on Homogeneous Cartesian Grid

IKEDA Tomoaki (JAXA ATD)

ABSTRACT

The inhomogeneous wave equation (IWE) solver has been developed in JAXA in the framework of discretization on homogeneous Cartesian grid, to solve acoustic propagation with local convection effects, as well as acoustic interference with solid wall, such as reflection, diffraction, and scattering. In this study, the order of accuracy of the present IWE solver is investigated. First, the practical accuracy in the acoustic scattering on an isolated vortex is numerically evaluated as a verification study for the acoustic propagation in inhomogeneous flow. The resultant order of accuracy is close to 6, which coincides with the discretization error of convection terms. In addition, the accuracy of the immersed boundary method implemented in the present solver is assessed by using a one-dimensional wall reflection problem. The supposed accuracy of immersed boundary is second order at most, as second-order accurate schemes are used for the Neumann boundary condition, and linear interpolation is utilized to identify the wall location. However, the attained accuracy in the one-dimensional problem is third order. Moreover, in some specific cases, fifth-order accuracy is obtained. The third-order accuracy is also achieved in a two-dimensional problem with wall reflection.

1. 研究目的

近年の計算機能力の進化に伴い、航空機の騒音予測にはより高精度な Computational Aeroacoustics (CAA) 手法が提案されている。特に、流れと音の伝播を分離しそれぞれを評価する分離解法においては、空間を三次元的に離散化し、流れ場の局所的な移流速度分布、回折・反射・散乱等を考慮しつつ音の伝播を時間発展的に高次精度で解く Linearized Euler Equations (LEE) 法に代表される手法が注目されている^(1,2,3)。しかしながら、時間積分に Runge-Kutta 法などの陽的スキームがしばしば使われるため、時間刻み幅の制限が大きく計算コストが増大する主因となっている。

一方、同様に局所的な移流効果を考慮できる形で導出された非一様波動方程式解法は、LEE などと比べて低い計算コストで三次元場の騒音伝播を高解像度で解析可能な手法である。筆者は既報で、非一様波動方程式の直交格子上的の高次精度解法について提案し、任意物体形状表面での音の反射・遮蔽効果を解析するために埋込境界法を導入した^(4,5)。高次精度解法として高次のコンパクト差分法を採用し^(6,7)、埋込境界条件には、最低限 2 次精度を実現する離散化手法を採用する。

本稿では、高次コンパクト差分を用いた離散化手法及び 2 次精度埋込境界法の精度検証を行う。非一様な場での音響散乱解析などを通して、想定された次数での精度が得られていることを確認する。

2. 基礎方程式

本節では音響変動の伝播を解く非一様波動方程式を示す。流れ場は CFD 等により求められた時間平均場もしくは定常場が与えられるものとし、流れを伴う空間中を微小音響変動

が伝播する。音響変動に基づく速度ポテンシャルを ϕ とすると、非一様波動方程式は以下のように書ける⁽⁸⁾：

$$\left[\frac{1}{\rho} \nabla \cdot (\rho \nabla) - \frac{D}{Dt} \left(\frac{1}{c^2} \frac{D}{Dt} \right) \right] \phi = S \quad (1)$$

ここで ρ は流れ場の密度、 c は局所音速、 $D/Dt = \partial/\partial t + \vec{u} \cdot \nabla$ は流線に沿った時間微分、 \vec{u} は流速、 S には音源を与える。ポテンシャル ϕ により、速度変動 \vec{u}' と圧力変動 p' は以下のように表される：

$$\vec{u}' = \nabla \phi, \quad p' = -\rho \frac{D\phi}{Dt} \quad (2)$$

Eq. (1) は流れ場が非回転且つ等エントロピーである時に与えられる波動方程式と同じ形であるが、それらの仮定を満たさない場合にも、流れ場の変動スケールが音波の波長並びに変動スケールより十分大きければ Eq. (1) は近似的に有効である。

波動方程式 Eq. (1) は、有限差分法により時間発展的に解かれる場合もあるが、ここでは周波数領域で解く事を考える。速度ポテンシャル ϕ と音源 S を時間に関してフーリエモードに分解する時、周波数 ω の寄与について

$$\phi(\vec{x}, t) = e^{-i\omega t} \hat{\phi}(\vec{x}), \quad S(\vec{x}, t) = e^{-i\omega t} \hat{S}(\vec{x})$$

と置くと

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = -i\omega e^{-i\omega t} \hat{\phi}$$

より、以下の周波数領域波動方程式が求まる：

$$\left[\frac{1}{\rho} \nabla \cdot (\rho \nabla) - \vec{u} \cdot \nabla \left(\frac{1}{c^2} \vec{u} \cdot \nabla \right) + \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 + i\omega \left(\vec{u} \cdot \nabla \frac{1}{c^2} + \frac{1}{c^2} \vec{u} \cdot \nabla \right) \right] \hat{\phi} = \hat{S} \quad (3)$$

Eq. (3) は Helmholtz 方程式に、左辺第二項と第四項の移流効果が加わった楕円型方程式である。等間隔直交格子上で高次コンパクト差分法^(6,7)により離散化された Eq. (3) は、Erlangga らにより提案されている Shifted Laplace 法⁽⁹⁾により陰的に解く。以下では Eq. (3) を基礎方程式として解の精度について検討する。また表記の簡易化のために、フーリエモードを表す $\hat{\cdot}$ を省略する。

3. 非一様場中の計算精度

本節では、非一様場で高次精度を実現する方法について検討する。Eq. (3) は、非一様場において座標に依存する非定数係数を含むため、高次精度を保つためには特に二階微分項を離散化する際に注意を要する。 α, β を非定数係数として、一般に二階微分項は

$$\alpha \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\beta \frac{\partial}{\partial x_j} \right] \phi = \frac{\partial^2 (\alpha \beta \phi)}{\partial x_i \partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_i} [(\alpha \beta_{x_j} + \beta \alpha_{x_j}) \phi] - \frac{\partial}{\partial x_j} (\beta \alpha_{x_i} \phi) + (\beta \alpha_{x_i})_{x_j} \phi \quad (4)$$

と二階と一階の微分項に関して、微分演算子の中に従属変数を含めた非定数項を入れる形に変形できる。このように非定数係数も含めて微分演算子の中に入れることで、非一様場でも微分演算子の離散化精度を保つことができる。本研究では、二階微分項の離散化に 8 次精度コンパクト差分を、一階微分項には 6 次精度コンパクト差分を用いる⁽⁴⁾。このため、移流が存在する非均一場では、全体で 6 次精度となることが期待される。以下、その精度検証例を示す。

3.1. 検証例：静止渦による音響散乱

二次元場で原点を渦中心とする以下の孤立等エントロピー渦を背景流れ場として与える：

$$u_\theta = VR \exp\left(\frac{1-R^2}{2}\right) \\ p = p_\infty \left[1 - \frac{1}{2}(\gamma-1)(VR)^2 \exp(1-R^2)\right]^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (5)$$

ここで $R = \sqrt{x^2 + y^2}/r_v$ 、 r_v は渦の大きさを決めるパラメータ、 V は渦の周方向速度最大値であり、今 $r_v = 10, V = 0.3$ を与える。

渦上を伝播する音源には、 $(x, y) = (0, 20)$ を音源中心として以下の単極子音源を与える：

$$S = A \exp\left(-\ln(2) \frac{r^2}{\sigma^2}\right) \cdot \cos(\omega t) \quad (6)$$

ここで r は音源中心からの距離であり、本検証例では $A = 10^{-4}, \sigma = 3.0, \omega = 0.5$ を用いる。周波数 $\omega = 0.5$ は、静止場での音波長が 12.6 に相当する。

計算領域は $[-500, +500] \times [-500, +500]$ の範囲で取る。この領域を $15,000 \times 15,000 = 2.3 \times 10^8$ の格子点数で解像した“最も細かい格子”上での解と比較して、より粗い格子の解との誤差を離散化誤差として見積もる。なお、最も細かい格子での 1 波長当りの格子点数 (PPW) は静止場でおおよそ 190 である。

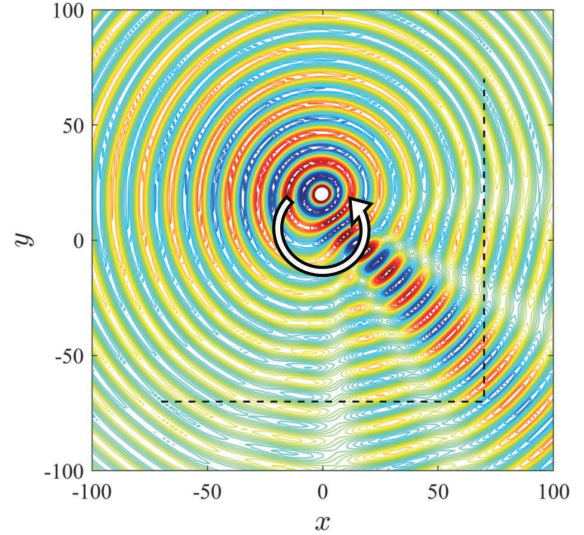


Fig. 1 Instantaneous view of acoustic scattering by an isolated vortex. Dashed lines at $x = 70$ and $y = -70$ denote monitoring locations for discretization error.

Fig. 1 に、格子解像度 9PPW での瞬時の圧力分布を示す。渦中心より上方にずれた位置からの音の放射に関して、特に右斜め下方向に移流による音圧の不均一が強く表れる。この瞬時の音圧を、 $x = +70$ ($-70 \leq y \leq +70$) 及び $y = -70$ ($-70 \leq x \leq +70$) に沿って最も細かい格子の解と比較する。

Fig. 2 に 3.7PPW から 13PPW の範囲での誤差比較を示す。PPW はいずれも解析空間中の最大値と最小値の平均である。Standard として標準的なコンパクト差分スキームを、さらに比較のために Tam らによって提案された最適化手法⁽¹⁰⁾による修正スキームを Optimized として示している。Standard の離散化誤差は対数グラフ上でほぼ直線的な傾向を示しており、傾きの平均値はおおよそ 5.6 である。格子の特に粗い箇所では傾きがやや減少する傾向が見られるが、ほぼ 6 次精度を実現出来ていると考えて良い。これに対して、Tam らによる Optimized スキームでは、格子の粗い範囲では Standard スキームよりも誤差が小さいものの、7.5PPW 辺りで Standard スキームとほぼ同等の誤差となり、さらに格子が細くなると Optimized スキームの優位性はなくなる。Optimized スキームの精度の次数は 4 であるが、今回検証した範囲の PPW においては誤差は非線形的な振る舞いを見せる。

4. 埋込境界条件

埋込境界で非透過固体壁を考慮する場合には、速度ポテンシャル ϕ に関して境界面上で以下の Neumann 条件

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = \vec{n} \cdot \nabla \phi = 0 \quad (7)$$

を満たすように解く。非透過壁が Fig. 3 のように与えられるとすると、壁面を挟んで物体内部に ghost 点が存在する。この時 ghost 点 O とそれに隣り合う field 点 A とを繋ぐ格子エッジ \overline{OA} が壁面と交差する点 P 上で、境界条件 Eq. (7) を考慮する。

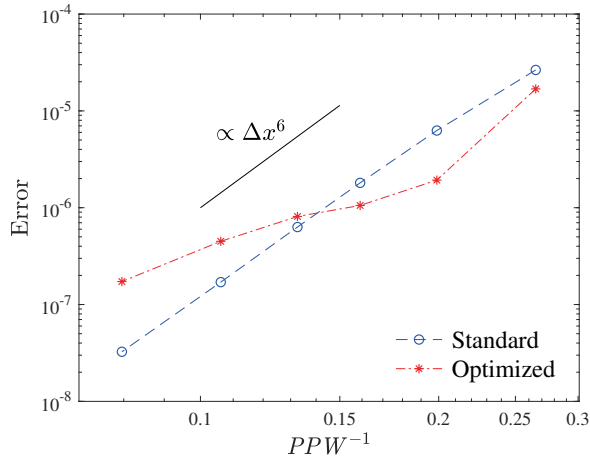


Fig. 2 Discretization error dependence on grid resolution in acoustic scattering by an isolated vortex. Standard and optimized compact schemes are compared.

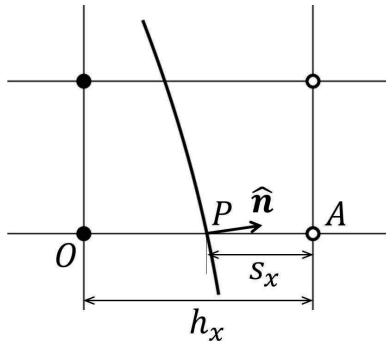


Fig. 3 A schematic view of immersed boundary on Cartesian grid. Filled circles are ghost nodes, while blank circles indicate the acoustic field to be solved.

$\partial/\partial n$ を離散化した差分演算子を δ_n と表すと、点 O, A それぞれで評価された $\delta_n \phi$ の線形補間により点 P 上での離散化された Neumann 条件式を以下のように与える:

$$\delta_n \phi_P = \frac{s_x}{h_x} \delta_n \phi_O + \left(1 - \frac{s_x}{h_x}\right) \delta_n \phi_A = 0 \quad (8)$$

この時エッジ方向の差分 δ_x には、点 O では点 A 側にステンシルが延びる片側前進差分を、点 A では点 O 側に 1 点バイアスをかけた前進差分を用いる。

4.1. 検証例：一次元壁面反射

検証例として $0 \leq x \leq 1$ で定義された以下の一次元 Helmholtz 方程式を解く:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + k^2\right) \phi = 0 \quad (9)$$

境界条件:

$$\phi_x = 0 \text{ at } x = 0, \quad \phi = \cos(k) \text{ at } x = 1 \quad (10)$$

この問題の解析解は $\phi = \cos(kx)$ であるため、数値解と解析解の差を離散化誤差と定義できる。 $0 \leq x \leq 1$ を N 分割する時、 $k = 2\pi n$ として、一次元 Helmholtz 方程式は

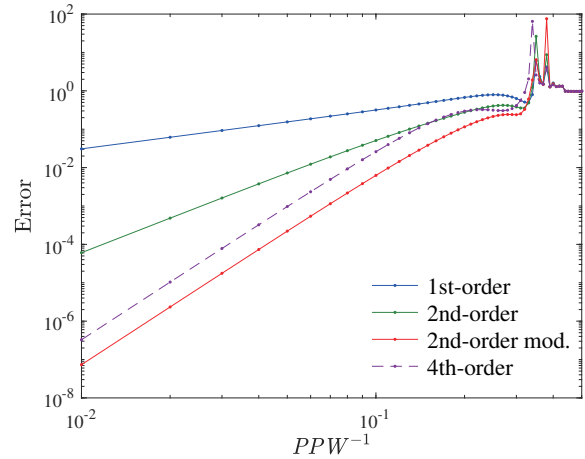


Fig. 4 Discretization error dependence on grid resolution in a one-dimensional wall reflection problem for $x_w = 0$.

$n = 1, 2, \dots, N/2$ の範囲で解を持つ。離散化誤差の PPW 依存性を調べるために、ここでは n を取り得る範囲で変化させ、誤差を評価する。

$x = 0$ での離散化された Neumann 条件について、まずは ghost 点と壁面が一致するケースについて検討する。壁面位置を表すパラメータ $x_w = 1 - s_x/h_x$ を定義すると、Fig. 3 及び Eq. (8) において $s_x/h_x = 1$, 即ち $x_w = 0$ のケースである。この時、壁面での ϕ の勾配は片側差分により評価される。Fig. 4 では、各種片側差分スキームを用いた結果を比較している。1 次精度スキームを使う時、誤差は Δx に比例し、誤差と PPW^{-1} の対数グラフにおいても低波数の範囲で傾き 1 を示す。しかしながら、3 点 2 次精度スキームを用いると、傾きは 3 となり実質 3 次精度を示す。また、3 点 2 次精度スキームと 4 点 3 次精度スキームとの算術平均である修正 2 次精度スキームを適用すると、傾きは 5 となり 5 次精度を示す。これは Vatsa らの提案する⁽¹¹⁾ 4 点で最適化された 2 次精度片側差分である。参考のために 5 点 4 次精度スキームを適用しても同様に 5 次精度が得られるが、誤差の絶対値は修正 2 次精度スキームよりも大きい。

このように、想定される精度よりも実質高い次数の精度が得られる理由は、周波数領域で解かれる勾配ゼロの Neumann 条件にある。Neumann 条件を適用すると、得られる解は壁面に関して対称な偶関数となり、壁面で評価される ϕ_x は奇関数となる。離散化時に現れる偶数次の誤差は消えるため、誤差は全て奇数次となる。さらに、Vatsa らが提案する 4 点修正 2 次精度スキーム⁽¹¹⁾ は、3 次の誤差項の係数が 0 であるため、5 点 4 次精度スキームと同様に 5 次精度が実現する。

次に、壁面位置を $x_w = 0$ から 1 まで 0.25 きざみで変化させた場合の離散化誤差を調べる。Eq. (8) の $\delta_n \phi_O$ に上述の Vatsa が提案する 4 点修正 2 次精度スキームを、 $\delta_n \phi_A$ に同じくステンシル 4 点の 3 次精度スキームを用いる。本実装法だと一般には 3 次精度が実現されるが、 $x_w = 0$ と同様に $x_w = 0.5$ でも局所的に 5 次精度が実現されるのがわかる。こ

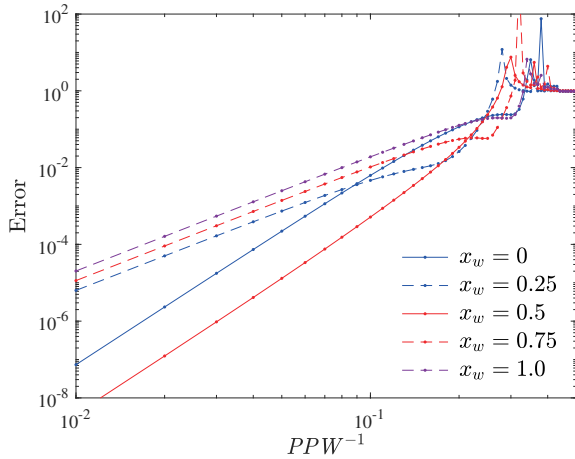


Fig. 5 Discretization error dependence on grid resolution in a one-dimensional wall reflection problem for $x_w = 0, 0.25, 0.5, 0.75,$ and 1.0 .

これは O 点で評価される 4 点修正 2 次精度スキームと、 A 点で評価される 4 点 3 次精度スキームの算術平均に関して、同様に 3 次の誤差項の係数が 0 となるためである。

一次元問題であれば壁面位置によって Neumann 条件を評価する 2 次精度スキームの係数を変化させ、常に 5 次精度を実現することも可能である。しかしながら多次元問題では OA 二点を繋ぐエッジ方向の微分に加えて、その垂直方向の微分も線形補間により評価する必要があり、総合的にさらに高精度を得るのは難しい。以下、上述の 4 点 2 次精度差分と 3 次精度差分による線形補間法を多次元問題に適用する場合について検討する。

4.2. 検証例：円柱による音響散乱

埋込境界法の多次元での適用例として二次元円柱による単極子音の散乱問題を解く^(1,4,5)。直径 D の円柱を原点周りに配置し、 $(x, y) = (4D, 0)$ の近傍に Eq. (6) の単極子音源を与える。ここで $A = 1, \sigma = 0.2D, \omega = 8\pi$ とする。直径 D が音波 4 波長分に相当する。本検証例題には解析解が存在するため、数値解との誤差を離散化誤差として評価できる。誤差は原点からの距離 $r = 10D$ の位置での音圧 rms 値で評価する。数値計算の解析空間は $[-10D, 10D] \times [-10D, 10D]$ とし、外側にバッファ層と無反射境界条件を設定する。Fig. 6 に $r = 10D$ での音圧 rms 値の解析解と数値解の比較を示す。本結果では格子解像度として一辺 $20D$ の解析空間に 400 点を与えている。これは、5PPW に相当する。解析解と数値解は非常に良く一致していると言える。

前節で用いた ghost 点を利用する埋込境界法に加えて、ghost 点を用いない埋込境界法⁽⁵⁾ および境界面を階段状に評価する方法に関して、離散化誤差の PPW 依存性を Fig. 7 に示す。ghost 点を用いる埋込境界条件では、今調べている範囲において、対数グラフ上で傾き 3.0 が得られている。ghost 点を用いない場合にも、誤差の絶対値は前者よりも数倍程度大きいものの、傾きは 2.7 程度で、どちらもほぼ 3 次精度が実

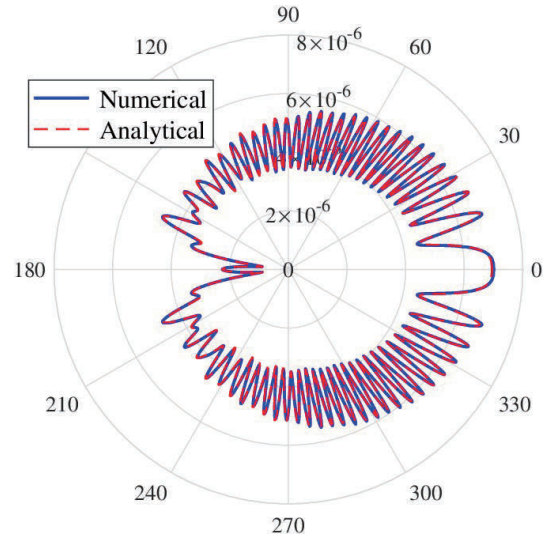


Fig. 6 The polar diagram of rms acoustic pressure of two-dimensional acoustic scattering on the circular cylinder, sampled at $r = 10D$. Numerical and analytical results are compared.

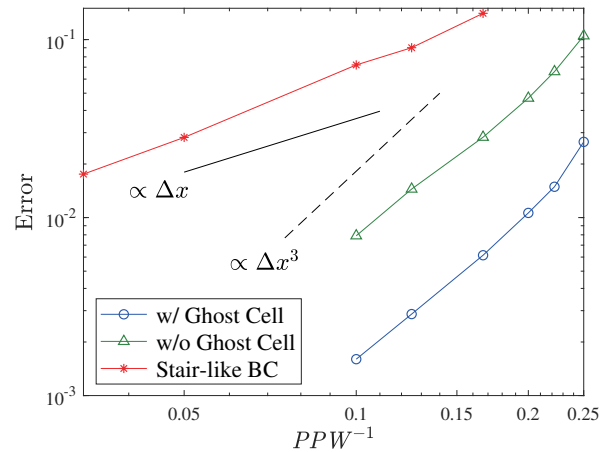


Fig. 7 Grid resolution dependence of discretization error for acoustic scattering on the circular cylinder.

現できている。それらと比較して、格子エッジに沿った階段状の境界表現では、傾き 1.3 となりほぼ 1 次精度であることがわかる。以上より、本研究での埋込境界法に関して、定式化は 2 次精度であるが実質 3 次精度を示す実装方法が実現できていると言える。

5. まとめ

本研究では、局所的な移流効果を考慮でき、高精度な騒音伝播解析を可能とする非一樣波動方程式の直交格子解法の計算精度について検討を行った。非一樣場での音の伝播は、非定数係数を持つ二階偏微分方程式を解く必要がある。まず高精度差分法を適用するにあたって、非一樣場でも精度を低下させない定式化を提案した。実際に孤立渦中によって音波が散乱される例を用いて、離散化誤差の格子解像度依存性を見積もったところ、移流項の離散化精度である 6 次精度が達成されていることが確認できた。また、最適化スキームを導

入すると、粗い格子においてはより誤差を小さくできるが、実用的な格子解像度の範囲では標準スキームと比べて必ずしも精度が向上しないことがわかった。さらに、埋込境界法定式化に関しても精度検証を行った。一次元壁面反射問題に形式的に2次精度となる離散化手法を適用したところ、一般に3次精度、場合によって5次精度が得られた。これは傾きゼロのNeumann条件から ϕ_x に奇関数であることが要求されるため、2次や4次の偶関数の振舞いを受け持つ誤差項が消えるためである。二次元円柱による音響散乱問題においても同様に3次精度が達成されることが確認できた。このように、本直交格子非一様波動方程式において、埋込境界法による非透過壁の音響散乱再現精度は3次であることがわかった。

参考文献

- (1) C. K. Tam and J. C. Hardin. *Second Computational Aeroacoustics (CAA) Workshop on Benchmark Problems*. NASA Conference Publication 3352, 1997.
- (2) 雨宮和久, 他 3 名. 線形オイラー方程式による高揚力装置周りの放射音解析. 第 18 回 数値流体力学シンポジウム, B1-4, 2004.
- (3) Y. Fukushima, T. Misaka, S. Obayashi, S. Jeong, D. Sasaki, and K. Nakahashi. CFD-CAA coupled computation of fan noise propagation from engine nacelle based on Cartesian mesh method. *AIAA Paper 2013-2020*, 2013.
- (4) 池田友明. 非一様波動方程式の直交格子解法. 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, 3D07, 2018.
- (5) 池田友明. 非一様音響波動方程式による騒音伝播解析. 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, 2D09, 2019.
- (6) S. K. Lele. Compact finite difference schemes with spectral-like resolution. *J. Comput. Phys.*, Vol. 103, No. 1, pp. 16–42, 1992.
- (7) I. Harari and E. Turkel. Accurate finite difference methods for time-harmonic wave propagation. *J. Comput. Phys.*, Vol. 119, pp. 252–270, 1995.
- (8) A. D. Pierce. Wave equation for sound in fluids with unsteady inhomogeneous flow. *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol. 87, No. 6, pp. 2292–2299, 1990.
- (9) Y. A. Erlangga, C. Vuik, and C. W. Oosterlee. On a class of preconditioners for solving the Helmholtz equation. *Appl. Numer. Math.*, Vol. 50, pp. 409–425, 2004.
- (10) C. K. W. Tam and J. C. Webb. Dispersion-relation-preserving finite difference schemes for computational acoustics. *J. Comput. Phys.*, Vol. 107, No. 2, pp. 262–281, 1993.
- (11) V. N. Vatsa, M. H. Carpenter, and D. P. Lockard. Re-evaluation of an optimized second order backward difference (BDF2OPT) scheme for unsteady flow applications. *AIAA Paper 2010-122*, 2010.

Cooperative Research on Rotor Blade Optimization between JAXA-ONERA-DLR: Results of Phase I

KIMURA Keita, SUGIURA Masahiko, SUGAWARA Hideaki, TANABE Yasutada
(Japan Aerospace Exploration Agency)
Gunther Wilke (DLR: German Aerospace Center)
Joëlle Bailly (ONERA: The French Aerospace Lab)
TAKEKAWA Kuniyuki (Ryoyu Systems)

ABSTRACT

A collaborative research on optimization of a main rotor blade for helicopters by JAXA, ONERA and DLR is underway. As a first step, blade optimization method with five design variables is explored by dealing with hovering conditions. Optimizations and simulations are carried out by each agency with their own analysis codes and these results are cross-validated. This paper presents an overview of the project and an interim report on the results obtained so far.

1. Introduction

Helicopter blade design has advanced dramatically over the past decade with the rise of optimization tools. The three organizations, JAXA, ONERA and DLR, have been engaging in the research and development of the blade optimization methodologies based on multi-fidelity analytical tools for multi-objectives. A collaborative study is currently underway to share knowledge and recommendations for best practice guidelines on single- and multi-objective optimization methods for aerodynamic and acoustic design as applied to rotor design. As the phase I of this trilateral study, we compared and verified the multi-fidelity analytical tools and the optimizers in each agency.

In the field of high-fidelity aerodynamic rotor blade optimization, there are currently two major routes observed: The first approach relies on gradient based optimizations, where the computational fluid dynamics (CFD) solution is adjoint to cost-effectively retrieve the flow gradients. Recent examples are given by Fabiano and Mavriplis¹⁾ and Wang et al.²⁾ Both of these examples optimize the HARTII rotor using 95 and 79 design variables. As opposed to the gradient based approach, which may be difficult for multi-objective optimization, the surrogate based approach allows handling multiple functions independently of each other. The idea of the surrogate model is to approximate the simulation code through simple mathematical relations. This allows us to quickly search the optimal location in the surrogate model to find the optimum. Often, this approach is applied iteratively, where the surrogate model is successively improved by adding more samples to it. This is the fundamental idea of the EGO algorithm³⁾. All three partners have applied their versions of this approach in the past and thus these are briefly reviewed for the second optimization approach.

In JAXA, optimization studies of blade shape have been conducted basically based on high-fidelity CFD last few years^{4) 5) 6)}. Thanks to the Kriging surrogate model, optimizations have been successful with a small number of simulations necessary. Most recently, JAXA has improved blade designs in forward flight with high advance ratios using numerical optimization.⁷⁾

Since the last decade, ONERA has developed

aerodynamic optimization procedures including low fidelity and high fidelity, thanks to the development of surrogate models based on Kriging and Co-Kriging methodologies. ONERA and JAXA set up their own optimization procedures based on Kriging methodology conducting CFD calculations for a hover configuration⁴⁾. More recently, for an advancing flight configuration, Bailly⁸⁾ has shown the importance of taking into account three-dimensional unsteady effects to correctly design a complex geometry blade planform (with sweep evolutions), thanks to Co-Kriging method used in the optimization procedure. This methodology appeared very efficient to design a realistic blade, with a limited number of CFD computations (based on CDS/CFD coupling).

On the DLR side, aerodynamic rotor optimization using high-fidelity CFD dates back to the works by Imiela⁹⁾. He was among the first to perform fluid-structural coupled simulations during the optimization and proved that a different rotor may be obtained if not considered. This approach has been successfully applied Imiela and Wilke¹⁰⁾. As the overall computational cost of the optimization is still high despite the acceleration using surrogate models, Wilke¹¹⁾ adopted a methodology to incorporate data from simulations of different fidelities to accelerate the approach, which could reduce the cost of the optimization by up to 69%. He enhanced the optimization process to cope with multiple objectives to retrieve a Pareto front.

In this paper, the results of phase I of the cooperative research to date are summarized. That includes the cross-validation of the performance prediction accuracy of the low/high-fidelity analysis tools and optimization algorithms owned by each agency.

2. Optimization methodologies

2.1. JAXA

JAXA uses a Genetic Algorithm (GA) optimization within the Kriging surrogate model. The Kriging model can model not only the distribution of the function values themselves but also the uncertainties that may be included in the estimated function values using algebraic expressions.

An index called Expected Improvement (EI) is employed to evaluate the location of the next sample point. The EI balances the actual prediction value and surrogate model error to exploration and exploitation. In the EGO³⁾ method, the response surface is reconstructed by adding new sample points that are likely to be better than the current value. More detailed settings of the GA and Kriging model are noted in the references^{12),13)}.

2.2. ONERA

ONERA has developed the KORRIGAN in-house code which can build Kriging and Co-Kriging surrogate models⁸⁾. The Kriging methodology is based on the statistical interpolation method suggested by Krige¹⁴⁾, and mathematically studied by Matheron¹⁵⁾. Within the framework of this study, the Gaussian kernel is chosen as the correlation function. The internal parameters of this function are determined by a genetic algorithm implemented in the code. This GA is also used to search for the minimum of the model, and for the maximum of the Expected Improvement (EI)¹⁶⁾, thanks to an Efficient Global Optimization (EGO) algorithm. The sampling is enriched by the real evaluation of these points, to improve the accuracy of the model.

The idea of the Co-Kriging is to use all available information to estimate unknown high-fidelity simulation. The basic Kriging formulation has been extended by many authors to combine multiple levels of simulation to create a more accurate or less expensive high fidelity model. ONERA used the Kennedy and O'Hagan approach¹⁷⁾, based on an auto-regressive model which consists in approximating the high fidelity model by multiplying the low fidelity model by a scaling factor, and by adding a Gaussian process representing the difference between the low and high fidelity data. As for the Kriging procedure, the sampling data are updated with real high-fidelity estimations of the goal function successively for the minimum point of the model, and the maximum of the Expected Improvement point.

2.3. DLR

The method applied here is also based on the EGO approach by Jones et al.³⁾ and has been implemented into the in-house Powerful Optimization Toolkit with Surrogate Models (POT with SuMo)¹¹⁾. A hybrid optimization to find the maximum Expected Improvement is used. First the Differential Evolutionary algorithm by Storn and Price is started¹⁸⁾, which locates the global optimum. It is then further refined with the Simplex algorithm by Nelder and Mead¹⁹⁾. Failing rotor designs are handled through the 'crashmap' approach. Instead of using a penalty function in the goal function surrogate model, a separate surrogate model is used which simply records whether the design has been successful or not. When searching for the Expected Improvement, it is then multiplied with the probability that the simulation will be successful. In this scenario, untrimmable rotor configurations have been considered as failed designs. By using the crashmap approach, a failed simulation is only inserted into the constraint surrogate model, but not into the goal function surrogated model, where only successful designs are recorded, keeping it untainted.

3. Simulation Methodologies

In the process of optimization, a method to evaluate its aerodynamic performance is necessary, and simulations of various fidelity levels will be used. In this study, two levels of simulation, low-fidelity and high-fidelity, are used to evaluate and optimize the aerodynamic performance. In this section, details about the simulation tools of each agency are provided.

3.1. Low-fidelity method

3.1.1. JAXA

JAXA has developed a simple analysis method for rotor performance based on blade element momentum (BEM) theory. The aerodynamic forces are calculated by finding the angle of attack based on the twist angles at each blade span position and the inflow direction, and by referring to the airfoil look-up table for the corresponding drag and lift coefficients. From the calculated aerodynamic forces, the induced velocities on the rotational plane are calculated using the momentum relation and feedback is iterated until converged. The blade lead-lag motion is set to zero and the elastic deformation of the blade is not considered.

3.1.2. ONERA&DLR

Both ONERA and DLR performed low-fidelity simulations with the HOST comprehensive code developed by Airbus Helicopter²⁰⁾. The elastic model uses the assumptions of a long and slender beam, discretized along the pitch axis as an assembly of rigid segments with the elastic properties contained in the joints connecting them. The induced velocities are modeled with the finite state inflow model, called FiSuW²¹⁾, developed at ONERA.

During the optimization procedure, the blade planform is modified, leading to a change of the structural data (mass, inertia, stiffness per unit of length). ONERA developed an updating procedure of these structural data²²⁾, based on analytical polynomial laws that describe the evolutions of the stiffnesses, the mass and the inertia per unit length with respect to the chord and the thickness distributions of the profiles of the blade. Some analytical corrections are also performed to adjust the elastic axis and the gravity center axis with respect to the pitch axis.

3.2. High-fidelity simulations (CFD)

The high-fidelity simulations are carried out by using CFD solvers developed by each agency. From the point of view of computational cost and sufficient accuracy, (U-)RANS (Unsteady Reynolds averaged Navier-Stokes) was chosen to carry out the simulations. Table 1 shows a summary of the CFD conditions adopted by each agency in this study.

Each agency has a different CFD solver. So it is necessary to prepare a computational grid of comparable quality to obtain consistent results. Certain mesh standards have been agreed upon, while the final implementations of them are given in Table 2.

Table 1 : Main difference of CFD methods between each agency

	JAXA (rFlow3D)	ONERA (elsA)	DLR (FLOWer)
Spatial order	4 th order FCMT+SL AU	2 nd order cell- center Jameson	4 th order FMCT (vA) + SLAU2
Time integration	LU-SGS 4 stage RK	Implicit Euler scheme + Gear sub- iterations	5 stage RK + implicit residual smoothing SA-R +
Turbulence model	SA-R	Kok-SST	Empirical Transition
Rotor deformation	Rigid	Elastic	Elastic
Grid setting	Chimera (blade+back ground)	Chimera (blade+backgr ound) Periodic	Monocoque (single blade periodic)

Table 2 : Grid settings used by each partner

	JAXA	ONERA	DLR
Grid points in chordwise direction	161	218	161
Grid points in spanwise direction	121	194	161
Grid points in boundary layer Y+ of the first cell in the boundary layer	~50	~35	~ 35-60
Farfield distance above the rotor	< 1	≤1	~ 1
Farfield distance below the rotor	100R	6R	6R
Farfield distance in radial direction	100R	6R	2.5R
Grid resolution far wake region in chord length	20% in all directions	9~100% circumferential 11% vertical 8% radial	100% circumferential 13 % vertical 9 % radial
Total # of cells	16 M	10.3 M	4.4 M

3.2.1. JAXA : rFlow3D

The CFD Solver for rotorcraft (rFlow3D) has been developed in JAXA. The governing equations are the compressible Navier-Stokes equations, which are discretized using a finite volume method. By adopting the moving overlapped grid, rotational movement of blades can be solved directly. By coupling an all-speed scheme mSLAU²³⁾ and 4th order spatial scheme FCMT²⁴⁾, low dissipation calculations are achieved over a wide Mach number range. The total forces and moments in each spatial direction are

trimmed. Basically, a Chimera grid setup with a background grid and a moving blade grid is used for calculations. For time integration, a 4 stage Runge-Kutta is adopted for the background grid and a dual-stepping LU-SGS implicit method is used for the blade grids. The Spalart-Allmaras turbulence model with rotational correction (SA-R)²⁵⁾ is used as the turbulence model for the RANS closure.

3.2.2. ONERA : elsA

The High fidelity computations are performed using a loose coupling procedure between the HOST comprehensive analysis code²⁰⁾ and the CFD solver developed at ONERA, called elsA²⁶⁾. The HOST calculations provide the trim and the elastic deformations to the elsA code, which feeds back a three-dimensional correction on the airloads to HOST. The three dimensional unsteady Navier-Stokes equations are solved by the cell-centered second-order Jameson's scheme. The time integration is performed by an implicit Euler scheme with Gear sub-iterations. The time step is equivalent to 1 deg of blade rotation. The turbulence model is Kok's k- Ω ²⁷⁾ with Mentor's shear-stress transport (SST) corrections²⁸⁾. The flow is assumed to be fully turbulent. The grids are generated using the Chimera technique. A multiblock deformable mesh of O-H type is generated around an isolated blade, containing almost 3 million points. This mesh is immersed in a background quarter cylinder grid, containing 7.3 million points. The total mesh contains 10.3 million points (considering an isolated blade). The following boundary conditions are applied on the different surfaces of the quarter cylinder : inviscid wall conditions on the internal surface, Froude conditions on the external, lower and upper surfaces to limit the recirculation areas in the computational domain, and periodic conditions on the lateral surfaces.

3.2.3. DLR : FLOWer

The legacy CFD solver FLOWer²⁹⁾ is applied here. A first order dual time stepping approach is utilized with a 5 stage Runge-Kutta scheme using implicit residual smoothing. The spatial discretization of the inviscid fluxes is similar to JAXA's approach: The SLAU2 scheme by Kitamura et al.²³⁾ is applied with the 4th order FMCT reconstruction by Yamamoto et al.²⁴⁾. To further reduce numerical dissipation, the minmod limiters have been exchanged with van Albada type limiters. The chosen turbulence model is SA-R by Dacles-Mariani et al.²⁵⁾. Empirical transition criteria employed as suggested by Heister³⁰⁾.

The CFD simulations are fluid structurally coupled and the whole process is depicted in Figure 1. The in-house grid generation G3 generates a monocoque periodic rotor mesh using transfinite interpolation. Then, HOST is called to compute an initial trim state and deformations, which are then coupled with FLOWer airloads using the delta airloads approach³¹⁾.

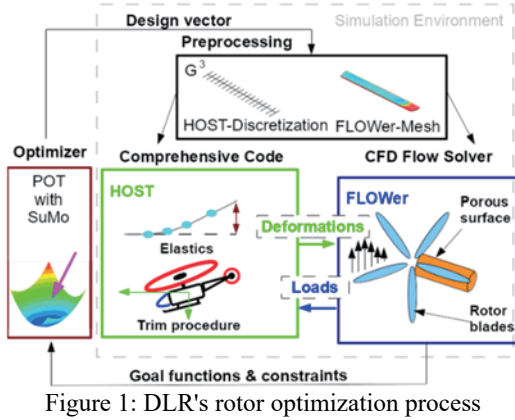
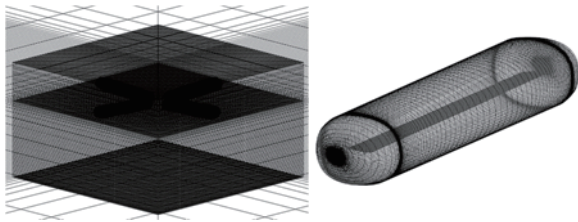
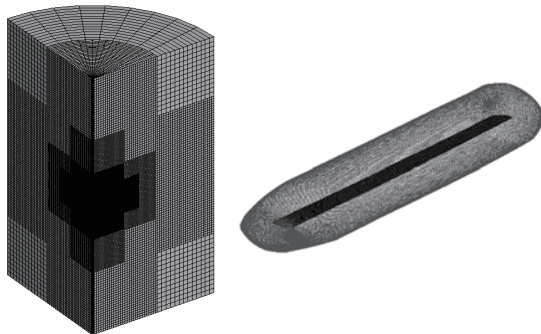


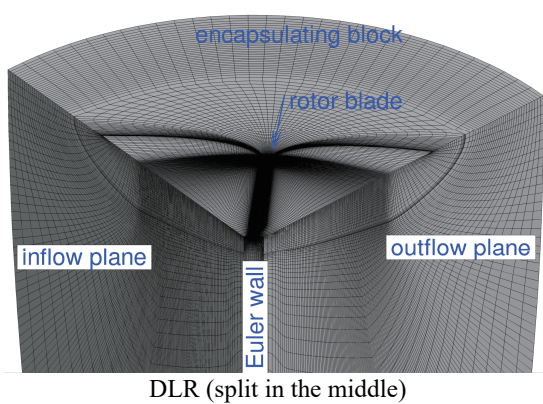
Figure 1: DLR's rotor optimization process



JAXA (chimera, 2 backgrounds + blade)



ONERA (chimera, 1/4 periodic BK + blade)



DLR (split in the middle)

Figure 2 : CFD grid around blade

3.3. Reference rotor test

The blade of the HART II test³²⁾ was used for the baseline simulation and optimization. The experimental setup of

HART II is described in Table 3. In this test, 40% down-scaled model of the Bo105 main rotor was investigated in the open jet test section of DNW (German-Dutch Wind Tunnels).

Table 3 : Specifications of HART II rotor³²⁾

Number of blades	4
Airfoil section	Modified NACA23012
Radius R [m]	2.0
Solidity σ	0.077
RPM	1042
Tip Mach number M_{tip}	0.641
Root cutout [m]	0.44
Chord length c_{ref} [m]	0.121

4. Baseline simulations

The accuracy of the BEM and CFD simulations were cross-validated through the analysis of the HARTII rotor described in chapter 3. In this study, the hovering condition were analyzed and compared with the figure of merit.

4.1. Low-Fidelity Methods

The changes in thrust T and torque Q of the HARTII rotor through the collective pitch angle sweep are organized in Figure of merit (FoM), which is the hovering efficiency. The formulation is shown in Eq. 1 and Eq. 2. Where, a_∞ is the speed of sonic, C_T and C_Q are thrust and torque coefficients.

$$C_T = \frac{T}{\rho \pi R^2 a_\infty^2 M_{tip}^2}, \quad C_Q = \frac{Q}{\rho \pi R^3 a_\infty^2 M_{tip}^2} \quad \text{Eq. 1}$$

$$\text{FoM} = \frac{C_T^{1.5}}{\sqrt{2} C_Q} \quad \text{Eq. 2}$$

The thrust-FoM curve is summarized in Figure 3. The thrust is expressed as thrust per blade area using solidity. The design thrust ($C_T/\sigma = 0.1$) to be optimized in this study is illustrated as an auxiliary line. The overall trends in the analyses are similar, and the design thrust values of FoM are 66.9% for JAXA, 65.4% for DLR and 67.6% for ONERA, respectively. Compared with the experimental data³³⁾, the tendency of overestimation was observed in each case with small thrust conditions. This is especially noticeable in JAXA's case and it is partly due to the fact that an ideal flow tube is assumed in BEM that does not take the presence of blades into account.

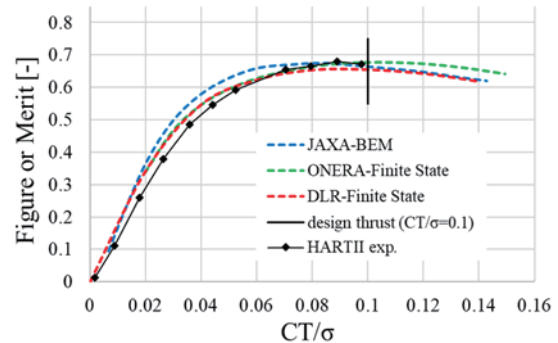


Figure 3 : Figure of Merit by Low-Fidelity methods (Experimental data are from³³⁾)

The distribution of the thrust in the spanwise direction is

compared using the blade loading coefficient $C_n M^2$, which is defined in Eq. 3, where N is the normal force acting on the blade element, c represents chord length and dr is width at each radial location.

$$C_n M^2 = \frac{N}{\frac{1}{2} \rho a_\infty^2 c dr} \quad \text{Eq. 3}$$

Figure 4 shows a comparison of $C_n M^2$ distributions under the design thrust condition ($C_T/\sigma = 0.1$). Almost identical solutions are obtained for the region from root cut ($r/R=0.22$) to $r/R=0.9$, indicating that the difference in FoM shown earlier is caused by the treatment near the blade tip. The JAXA BEM code assumes a rigid rotor, while the HOST code used in DLR and ONERA takes into account the elastic deformation of the beam model. This shows that for the present rotor, the elastic deformation has small influence on the performance.

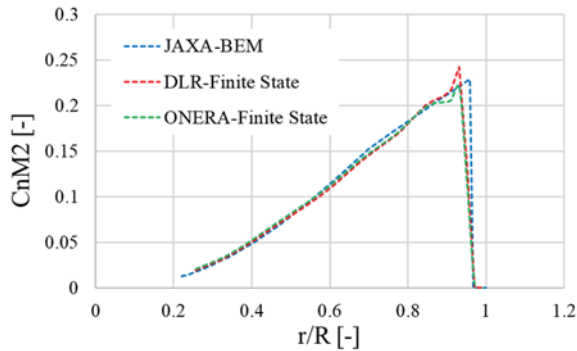


Figure 4 : Blade loading coefficient $C_n M^2$ (by BEM)

4.2. CFD

As with the low-fidelity methods, the Figure of Merit of the hovering condition was calculated by CFD and is shown in Figure 5. In addition to the design thrust of $C_T/\sigma=0.1$, the target thrust was set in increments of 0.02, and calculations were carried out at each agency. Figure 5 shows good agreement over a wide range from $C_T/\sigma=0.02$ to 0.1 of the design thrust. On the other hand, in the range $C_T/\sigma>0.1$, the collective pitch of the blade is large, it reaches detached flow condition and quantitative differences can be seen. Despite the same turbulence model applied between JAXA and DLR, a clear difference is seen in the thrust range. However, the result of ONERA shows a trend similar to that of JAXA, regardless of the different turbulence closure. As will be discussed later, the difference between DLR and JAXA for the high thrust ranges may arise from the different vortex preservation. The stronger vortex preservation of DLR leads to a strong separation at the blade tip past the design point, which is less severely captured by JAXA. Normally, the grid resolution is relatively coarse for CFD based evaluation for optimization to avoid increased computational cost, and the results in such detached points are likely to have many uncertainties. This should be kept in mind when setting the target operating conditions for the optimization. The design thrust values of FoM are 67.9% for JAXA, 68.9% for DLR and 65.0% for ONERA, respectively.

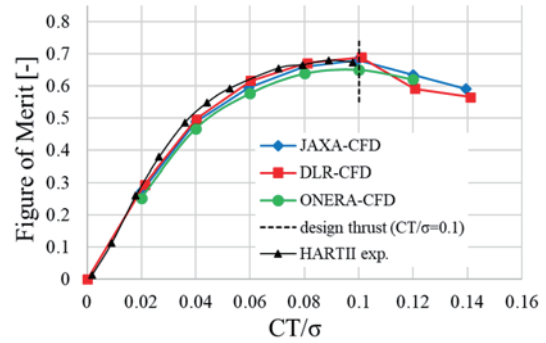


Figure 5 : Figure of Merit by CFD (Experimental data are from³³⁾)

The blade loading distributions were then checked to further discuss the differences in CFDs for each agency under the target thrust condition of $C_T/\sigma = 0.1$ (Figure 6). The peaks are found at 95% of the span in all CFD cases, with the DLR and ONERA cases being in good agreement and the JAXA case having slightly smaller value. In the 80~90% of the span, the JAXA and ONERA cases gain more thrust than the DLR. In addition, the ONERA case has smaller values than the other two agencies in the low speed region near the root of the DLR.

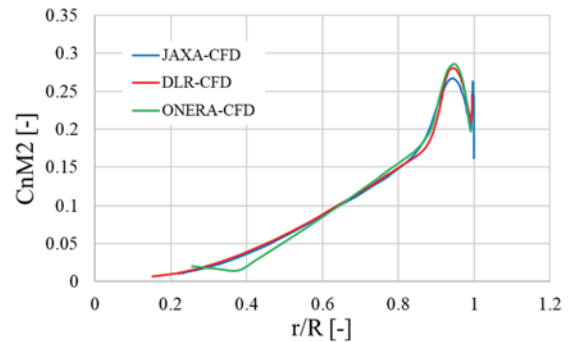


Figure 6 : $C_n M^2$ spanwise distribution (in design point $C_T/\sigma = 0.1$)

One of the uncertainties included about the aerodynamic performance near the blade tip should be the effect of tip vortex interference. Figure 7 shows a visualization of the tip vortices generated from the blade (In $C_T/\sigma=0.1$) in terms of vorticity. The tip vortices generated from the previous blade passed around $r/R=0.9$. The smaller peak of $C_n M^2$ in JAXA's case in Figure 6 may be due to the relatively small resolved vorticity. JAXA used coarse resolution of the background grid of the vortices, where resolution was 0.2 times of the blade chord. Furthermore, the adoption of the chimeric grid system reduced the vorticity due to data interpolation between the coarse background grid and the blade grid.

On the other hand, ONERA uses a higher background grid resolution and DLR adopts a single quarter-periodic grid, which results in a higher resolution. Assuming comparable computational cost per grid point, the monocoque periodic meshing approach has advantages of preventing the decay of vorticity because there is no interpolation of data between grids and a higher resolution is attained for the same number of grid points.

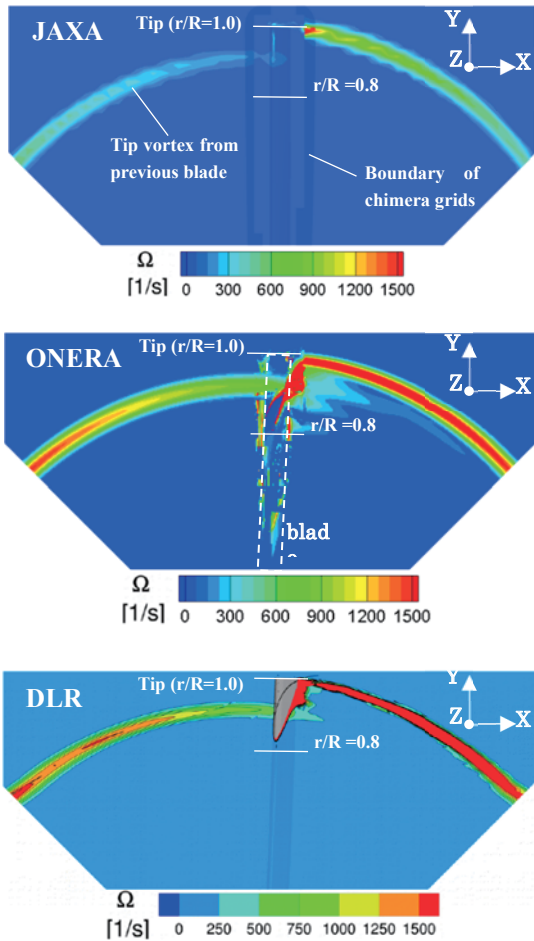


Figure 7 : Vorticity contour in 1/4 rotational plane at $Z = 0.1\text{m}$ under design thrust condition ($C_T/\sigma = 0.1$)

Furthermore, the distribution of the blade loading is investigated from the distributions of pressure coefficient C_p and skin frictional coefficient C_f on the blade surface at $r/R=0.87$ as the representative span position (Figure 8). The horizontal axis takes the chord direction coordinates from the leading edge and is normalized by chord length. The definition of each is shown in Eq. 4. They are normalized by dynamic pressure at each span position,

$$C_p = \frac{P}{\frac{1}{2}\rho a_\infty^2 M_{sec}^2} \quad C_f = \frac{\tau}{\frac{1}{2}\rho a_\infty^2 M_{sec}^2} \quad \text{Eq. 4}$$

where M_{sec} is the local Mach number at the section. These distributions show a significant difference in the use of the turbulence model between JAXA and ONERA, which are calculated under fully turbulent conditions, and DLR, which used an empirical transition model.

Especially in the region of $x/c < 0.2$, the skin friction in the DLR case is noticeably smaller than the other two, and the same trend is observed as the trailing edge is approached, which indicates that the application of laminar flow calculation through the use of the transition model reduces the overall predicted torque. That is the main reason for higher FoM than JAXA and ONERA's case.

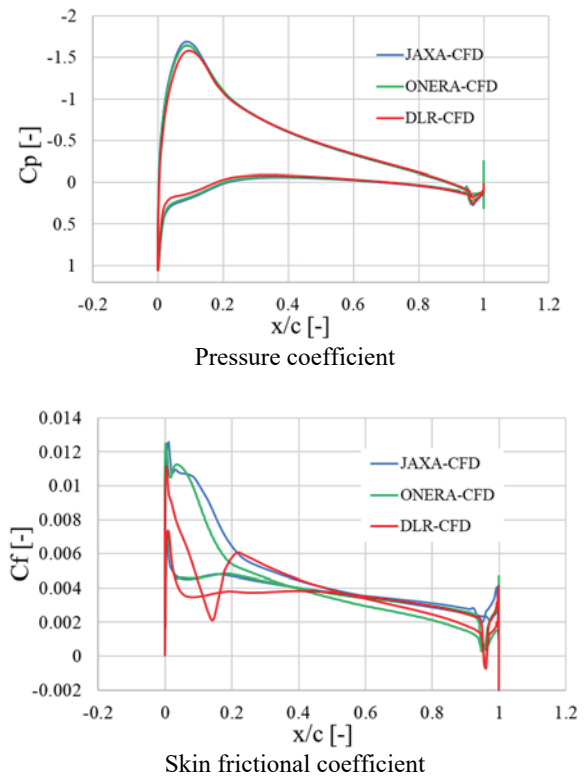


Figure 8 : Chord wise aerodynamic distribution at $r/R=0.87$ under design thrust condition ($C_T/\sigma = 0.1$)

5. Rotor optimization

5.1. Optimization parameters

When considering the design of the blade shape, there is a wide variety of design variables which include chord length, twist, dihedral/anedral and forward/backward sweep angles. In addition, these variables are usually distributed with respect to the blade span, so there is an almost infinite number of conditions.

Therefore, it is important to set up search conditions that allow the objective function to vary significantly with fewer design variables in order to solve the optimization problem. For the hovering condition, the objective function is the hovering efficiency (Figure of Merit).

In this study, the twist and the chord length at radial positions are used as design variables that have a significant impact on the hovering performance. This limits the degrees of freedom. Cubic spline interpolation is applied for the parameterization. The design variables are summarized and shown in Table 4 and Figure 9.

Table 4 : Design variables

Variables	Control Points	Constraints
θ_1	$r/R = 0.875$	$-5 \sim 5^\circ$
θ_2	$r/R = 1.0$	$-10 \sim 10^\circ$
r_c	-	$0.65 \sim 0.85R$
c_1	$r = r_c$	$1.0 \sim 1.5c_{ref}$
c_2	$r/R = 1.0$	$0.5 \sim 1.0c_{ref}$

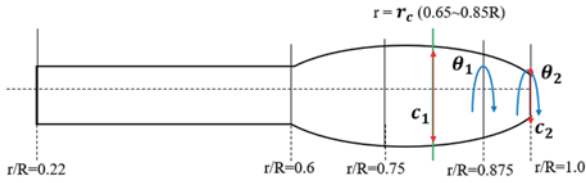


Figure 9 : Design variables for optimization

5.2. Optimization results

An exterior view of the planar shape of the blades derived by each agency is shown in Figure 10. All partners retrieve a similar blade design.

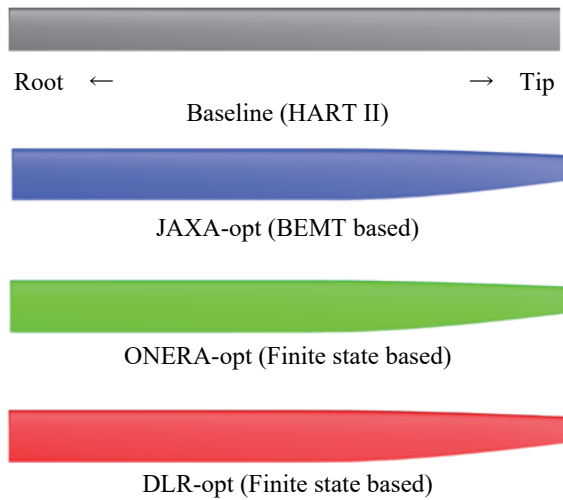


Figure 10 : Optimized shape by each agency

The values of the design variables derived from each agency’s optimization tool are shown in Table 5 and the chord length and twist angle distributions obtained through the spline interpolation are shown in Figure 11.

The chord length distributions are almost identical with only a slight difference in the design target section position r_c . The twist angle distributions are consistent with the trend that the twist angle is sharply decreased toward the blade tip, with values of -4.7° at the tip for ONERA, -5.7° for DLR and -8.1° for JAXA. The larger value in the case of JAXA seems to be the effect calculated in the rigid rotor condition as well as the use of a different inflow model. When the angle of attack is a positive value, the pitching moment lowers the pitch angle and thus the elastic twist of -1.8° adds on top of the rigid twist for DLR and ONERA.

Table 5 : Design variables derived by optimization (based on low-fidelity methods, values are rounded off)

Variables	JAXA	ONERA	DLR
θ_1	-1.3°	-0.85°	-0.54°
θ_2	-8.1°	-4.5°	-5.7°
r_c	0.68	0.65	0.65
c_1	1.0	1.0	1.0
c_2	0.5	0.5	0.5

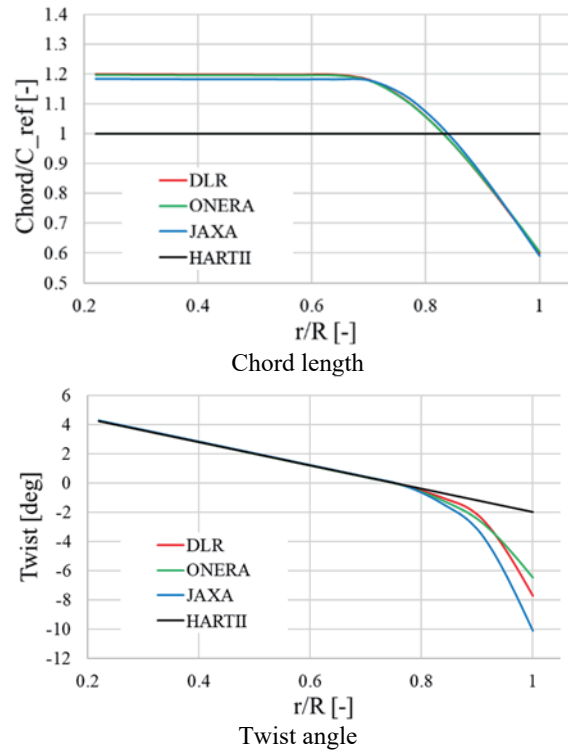


Figure 11 : Span-wise distribution of twist and chord length

Finally, the Figure of Merit of optimized shape and their improvements from the baseline shape in design thrust are shown in Figure 12 and Figure 13. There are no cases where the FoM in the baseline shape exceeded 0.7 in both BEM and CFD. However, in the optimized shapes, results exceeding 0.7 are confirmed over a wide range of thrust conditions. Comparison in the design thrust condition shows significant of hovering performance: 0.770 for JAXA, 0.770 for ONERA and 0.775 for DLR respectively.

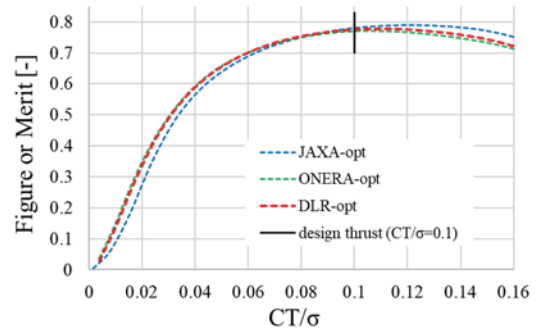


Figure 12 : Figure of Merit of optimized shape (by JAXA’s BEMT)

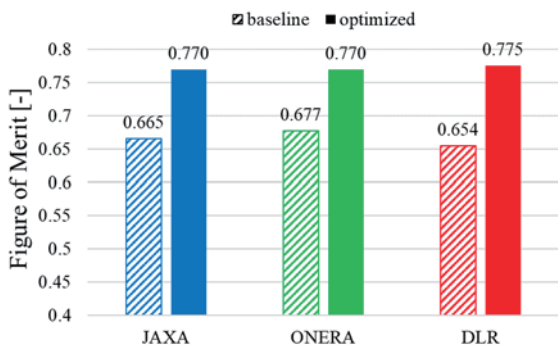


Figure 13 : Improvement of FoM at design point $C_T/\sigma = 0.1$ through optimization

6. Concluding remark

As the first step in the optimization study of helicopter blades by JAXA, DLR, and ONERA, mutual verifications were performed as for low-fidelity (BEMT and finite state) and high-fidelity (CFD) analytical tools and optimization algorithms. Through validation calculations using the HARTII rotor as a baseline, it is confirmed that the agencies' low-fidelity and CFD aerodynamic evaluation methods show similar trends under a wide range of thrust conditions. In addition, quantitative comparison of the analysis results confirmed the influence of differences in detailed condition settings on the aerodynamic evaluation tools such as elastic deformation, grid and turbulence modeling etc. in CFD. For the validation of the optimization tools, the hovering performance was optimized by using low-fidelity aerodynamic evaluation tools. As a result, almost identical blade planform geometries were obtained from each agency. This means that a comparative validation of both the optimization method and the analysis tool (BEM) was possible. Although the optimization using CFD as an evaluation tool was not performed at this time, it will be used in the future when optimizing the geometry with more complex parameters such as dihedral/anhedral and forward/backward sweep angles.

References

- (1) E. Fabiano and D. Mavriplis, "Adjoint-Based Aeroacoustic Design-Optimization of Flexible Rotors in Forward Flight," *Journal of American Helicopter Society*, Vols. 62-4, pp. 1-17, 2017.
- (2) L. Wang, B. Diskin, R. T. Biedron, E. J. Nielson, V. Sonneville and O. A. Bachau, "High-Fidelity Multidisciplinary Design Optimization Methodology with Application to Rotor Blades," *Journal of the American Helicopter Society*, 2019.
- (3) D. R. Jones, M. Schonlau and W. J. Welch, "Efficient Global Optimization of Expensive Black-Box Functions," *Journal of Global Optimization*, vol. 13, pp. 455-492, 1998.
- (4) M. Sugiura, Y. Tanabe, T. Aoyama, B. Ortun and J. Bailly, "An ONERA/JAXA Co-operative Research on The Assessment of Aerodynamic Methods for the Optimization of Helicopter Rotor Blades Phase II," 42th European Rotorcraft Forum, Lille, France, 2016.
- (5) M. Sugiura, Y. Tanabe, H. Sugawara and M. Kanazaki, "Computationally Efficient and High Fidelity Optimization of Rotor Blade Geometry," 40th European Rotorcraft Forum, Southampton, UK, 2014.
- (6) S. Takeda, M. Sugiura, Y. Tanabe, H. Sugawara, M. Kanazaki and M. Harigae, "Influence of Pre-twist Distribution at the Rotor Blade Tip on Performance during Hovering Flight," *Transactions of the Japan for Aeronautical and Space Sciences*, Vol. 58, No.1, pp.39-44, 2015.
- (7) M. Sugiura, Y. Tanabe, H. Sugawara and K. Takekawa, "Optimal Design of Rotor Blade for a Winged Compound Helicopter at High Advanced Ratio," *Vertical Flight Society Forum 76*, Oct., virtual, (scheduled to be announced), 2020.
- (8) J. Bailly and D. Bailly, "Multifidelity Aerodynamic Optimization of a Helicopter Rotor Blade," *AIAA Journal*, vol. 57, no. 8, pp. 3132 - 3144, 2019.
- (9) M. Imiela, "High-fidelity optimization framework for helicopter rotors," *Aerospace Science and Technology*, vol. 23, pp. 2-16, 2012.
- (10) M. Imiela and G. Wilke, "Passive Blade Optimization and Evaluation in Off-Design Conditions," in *39th European Rotorcraft Forum*, 2013.
- (11) G. Wilke, "Variable-Fidelity Methodology for the Aerodynamic Optimization of Helicopter Rotors," *AIAA Journal*, vol. 57, pp. 3145-3158, 2019.
- (12) M. Kanazaki, Y. Yokokawa, M. Murayama, T. Ito, S. Jeong and K. Yamamoto, "Nacelle Chine Installation Based on Wind-Tunnel Test Using Efficient Global Optimization," *Transactions of the Japan Society for Aeronautical and Space Sciences*, Vol. 51, No. 173, pp. 146-150, 2008.
- (13) M. Kanazaki, S. Jeong and K. Yamamoto, "High-Lift System Optimization Based on Kriging Model Using High Fidelity Flow Solver," *Transaction of Japan Society for Aeronautical and Space Science*, Vol. 49, No. 165, 2006, pp. 169-174, 2006.
- (14) D. Krige, "A Statistical Approach to Some Basic Mine Valuation, Problems in the Witwatersrand," *Journal of the Chemical Metallurgical and Mining Society of South Africa*, vol. 52, no. 6, pp. pp. 119-139, 1951.
- (15) G. M. Matheron, "Principles of Geostatistics," *Society of Economic Geologists*, vol. 58, no. 8, pp. pp. 1246-1266, 1963.
- (16) J. Sacks, W. J. Welch, T. Mitchell and H. Wynn, "Design and Analysis of Computer Experiments," *Statistical Experiments*, vol. 14, no. 4, pp. 409-423, 1989.
- (17) M. Kennedy and A. O'Hagan, "Predicting the Output from a Complex Computer when a Cost Approximation is available," *Biometrika*, vol. 87, no. 1, pp. 1-13, 2000.
- (18) R. Storn and K. Price, "Differential Evolution - A simple and efficient adaptive scheme for global optimization over continuous spaces," *Journal of Global Optimization*, vol. 11, pp. 341-359, 1997.
- (19) J. A. Nelder and R. Mead, "A simplex function for minimization," *Computer Journal*, Vols. 8-1, pp. 308-313, 1965.

- (20) B. Benoit, A.-M. Dequin, K. Kampa, W. von Grünhagen, P.-M. Basset and B. Gimonet, "HOST, a General Helicopter Simulation Tool for Germany and France," in *56th Annual Forum of the American Helicopters Society*, Virginia, 2000.
- (21) P. Basset, O. Heuze, J. Prasad and M. Hamers, "Finite State Rotor Induced Flow Model for Interferences and Ground Effects," in *57th Annual Forum of the American Helicopter Society*, Washington (DC), 2001.
- (22) J. Bailly, B. Ortun, Y. Delrieux and H. Mercier des Rochettes, "Recent Advances in Rotor Aerodynamic Optimization Including Structural Data Update," *Journal of the American Helicopter Society*, vol. 62, no. 2, pp. 1-11, 2017.
- (23) K. Kitamura, E. Shima, K. Fujimoto and Z. J. Wang, "Performance of Low-Dissipation Euler Fluxes and Preconditioned LU-SGS at Low Speeds," *Communications in Computational Physics*, vol. 10, p. 90-119, 2011.
- (24) S. Yamamoto, S. Kano and H. Daiguji, "An efficient CFD approach for simulating unsteady hypersonic shock-shock interference flows," *Computers & Fluids*, vol. 27, pp. 571-580, 1998.
- (25) J. Dacles-Mariani, D. Kwak and G. Zilliac, "On numerical errors and turbulence modeling in tip vortex flow prediction," *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, vol. 30, pp. 65-82, 1999.
- (26) L. Cambier, S. Heib and P. Sylvie, "The ONERA elsA CFD Software : Input from Research and Feedback from Industry," *Mechanics and Industry*, vol. 14, no. 3, pp. 159-174, 2013.
- (27) J. Kok, "Resolving the Dependence on Freestream Values for the k-Turbulence Model," *AIAA Journal*, vol. 38, no. 7, pp. 1292-1295, 2000.
- (28) F. R. Mentor, "Two-equation Eddy-Viscosity Transport Turbulence Model for Engineering Applications," *AIAA Journal*, vol. 32, no. 8, pp. 1598-1605, 1994.
- (29) J. Raddatz and J. K. Fassbender, "Block Structured Navier-Stokes Solver FLOWer," in *MEGAFLOW - Numerical Flow Simulation for Aircraft Design*, Berlin, 2005.
- (30) C. C. Heister, "A Method for Approximate Prediction of Laminar-Turbulent Transition on Helicopter Rotors," *Journal of the American Helicopter Society*, vol. 63, pp. 1-14, July 2018.
- (31) H. Yeo, M. Potsdam and R. Ormiston, "Application of CFD/CSD to Rotor Aeroelastic Stability in Forward Flight," in *66th Annual Forum of the American Helicopters Society*, 2010.
- (32) B. vanderWall et al., "The HART II test in the LLF of the DNW - a major step towards rotor wake understanding," 28th European Rotorcraft Forum, Bristol, England, September, 2002.
- (33) P. Küfmann, R. Bartels, B. vanderWall, O. Schneider, H. Holthusen, J. Gomes, and J. Postma, "The First Wind Tunnel Test of the DLR's Multiple Swashplate System: Test Procedure and Preliminary Results," Proceedings of the 72nd Annual Forum of the American Helicopter Society. American Helicopter Society Inc., 2016.

CFD 模擬によるスクラムジェットエンジン内の諸燃焼形態について

小寺 正敏 (宇宙航空研究開発機構), 富岡 定毅 (宇宙航空研究開発機構),
宗像 利彦 (日立ソリューションズ東日本), 三谷 徹 (元宇宙航空研究開発機構)

Various Combustion Modes in a Scramjet Engine Simulated by CFD

KODERA Masatoshi (JAXA), TOMIOKA Sadatake (JAXA),
MUNAKATA Tohsihiko (Hitachi Solutions East Japan), MITANI Tohru (ex-JAXA)

ABSTRACT

In this study, three-dimensional CFD analysis was carried out for a hydrogen fueled scramjet engine tested at the Ramjet Engine Test Facility (RJTF) under Mach 6 flight conditions. As a result, for a fuel equivalence ratio of 0.3, various combustion modes were observed depending on the combustor wall temperature, operation of igniter, presence of water vapor in air conditions as well as initial solutions. Those combustion modes were classified into 4 groups: Partially-anchored, Fully-anchored, Partially-blow-off and Blow-off modes, from the point of view of flame anchor point, and were investigated in detail. In addition, it was demonstrated that several combustion phenomena occurred in the RJTF tests corresponded to one of them.

1. はじめに

宇宙開発は新たな時代を迎え、民間による開発が活性化している。このような情勢の中で、さらなる宇宙開発の活性化には、輸送システム的大幅なコスト削減が必須であり、その鍵と考えられるのが再使用化技術である。JAXAでは、再使用型宇宙輸送システムの有望なエンジン候補の1つとして、スクラムジェットエンジンの研究開発を行っている。スクラムジェットはロケットと比較して本質的に燃焼圧が低く、エンジン構造の長寿命化がより容易である。また複合エンジンシステムとしてロケットと組み合わせることにより、再使用のためにロケットの燃焼圧を低くし性能を抑えたとしても、スクラムジェットの高比推力により輸送能力を維持することができる。

JAXAではこれまで数種のサブスケールエンジンを試作し角田宇宙センターにあるラムジェットエンジン試験設備 (RJTF) 1)にて燃焼試験を行ってきた。初期のガス水素を燃料とするエンジン試験に関する成果、特にエンジン性能についてはMitaniら2)を参照されたい。RJTFは飛行マッハ数で4、6、8に相当する気流条件を模擬することが可能である。特にマッハ6条件については、自発着火限界近くにあり、またRJTFでは高温空気を生

成するための装置としてH₂/O₂燃焼加熱器と蓄熱体加熱器を用いた2種類の気流モード (それぞれV及びSモード) を選択できるため、興味深い燃焼現象が観察された。ここでVモードの場合、水蒸気及び微量のラジカルを含む汚染空気 (vitiated air) であるため燃焼に影響を与える可能性があるが、Sモードの場合基本的にクリーンな気流である。Kandaらは、側板圧縮型空気取入口を有するエンジンE1を対象としたSモードにおける燃焼試験に関し、噴射燃料流量の違いにより推力レベルが不連続に異なる、2種類の燃焼形態 (弱燃焼及び強燃焼) が存在することを報告した3)。Mitaniらは同エンジンでSとVモードの試験結果を比較し、Vモード時の着火性能について気流中のラジカルの存在により高くなることを示した4)。そして両モードで燃焼の様子が異なることから、燃焼は完全には混合律速になっていないことを示唆した。またガスサンプリングにより得られた燃料当量比と燃焼効率の分布から、弱燃焼は境界層内での自発着火による現象であるとした。Tomiookaらは同比較においてVモードの場合に強燃焼状態における燃焼圧力上昇位置が下流にシフトしたことに着目し、準1次元解析から、その原因が一つはVモードの気流エンタルピーがより高いこと、そしてもう一つは反応遅

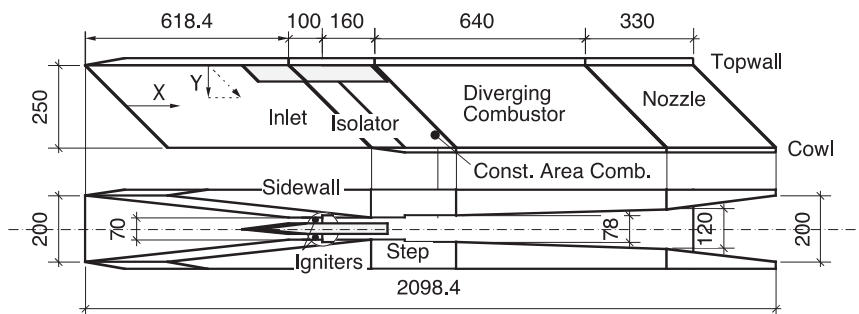


図1 E1エンジン形状概要

れによるものであることを主張した⁵⁾。KouchiらはE1と類似のエンジンE2に関するRJTF燃焼試験に対応して、Sモードの条件で3次元CFD解析を実施し、弱・強燃焼間の遷移メカニズムを調べた⁶⁾。そして弱燃焼は低着火性により主燃料が燃料噴射器付近で燃焼しなかったことが原因であり、強制着火させた場合、境界層の剥離と共に燃焼域が燃焼器全体に拡大し強燃焼に遷移していくことを数値実験により実証した。また強燃焼状態になると拡散火炎が形成され、それが燃料噴射器上流の後ろ向きステップで付着することを示した。著者らは前述のTomiokaらの研究に対し、準1次元解析及び3次元CFD解析により、さらなる現象の解明を進めた⁷⁾。その結果、S/Vモードの推力の差はSモードにおいて熱閉塞が生じているわけではないことを示した。そしてVモードによる推力低下の原因の一つは気流中に含まれる水蒸気の熱力学的効果によるものと主張した。また燃料噴射器近傍では予混合火炎と拡散火炎が混在しており、気流条件に影響を受ける可能性があることを示唆した。

このようにRJTF試験では幾つかの特異な燃焼形態が見られたが、前述の著者らによる3次元CFD解析の際にも、燃料流量が一定にも関わらず、エンジン壁面温度、着火器及び気流中の水蒸気の有無、初期解の違いにより様々な燃焼形態が見られた。そこで本研究では、CFDにて模擬された諸燃焼形態に関して統一的に分類

し、RJTF試験結果との比較も含めて考察を行った結果について報告する。

表1 気流条件

	S	V
Mach number	5.30	5.15
Velocity [m/s]	1620.7	1746.5
Static pressure [kPa]	5.3	5.8
Static temperature [K]	232	271
Density [kg/m ³]	0.07929	0.06987
Stag. pressure [MPa]	4.78	4.52
Stag. temperature [K]	1480	1530
O ₂ mass fraction	0.234	0.251
H ₂ O mass fraction	0.000	0.114
N ₂ mass fraction	0.766	0.635

2. エンジン形状

図1に解析の対象としたE1エンジンの概要を示す。エンジンは後退角45°で圧縮部(半頂角6°の楔)および拡大部を形成する一対の側板と、平板状の天板およびカウルから成り、全長約2m、流路入口断面で高さ250mm×幅200mmである。空気流は収縮比2.86の空気取入

表2 各ケースの計算条件及び得られた燃焼形態

Case	Air	T_{wc} [K]	Initial solution	PJ	Combustion mode
A	S	300	Air only	on	PA
B	S	300	Air only	off	BO
C	S	T_{ad}	Air only	on	FA
D	S	T_{ad}	Air only	off	BO
E	S	300	Case C	on	FA
F	V	300	Air only	on	PA
G	V	300	Air only	off	BO
H	V	T_{ad}	Air only	on	FA
I	V	T_{ad}	Air only	off	PB
J	V	300	Case H	on	FA
K	V	300	Case I	off	PB

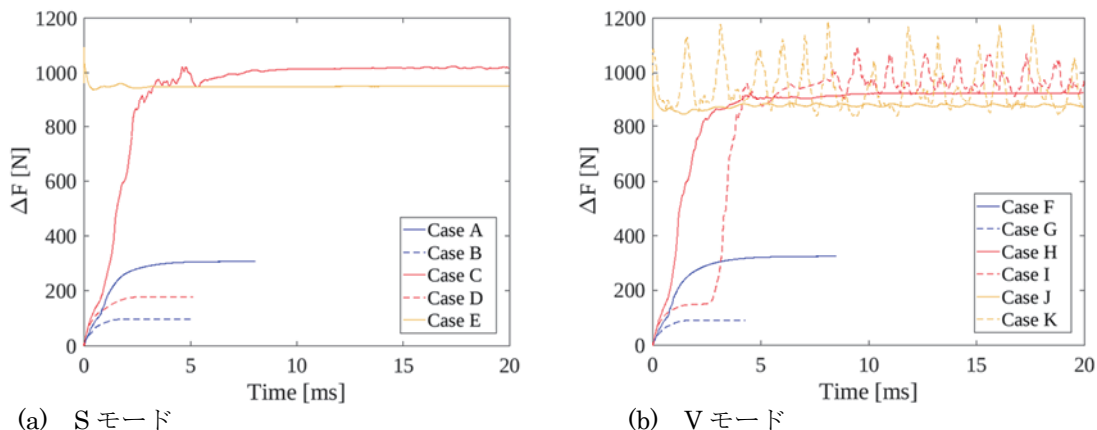
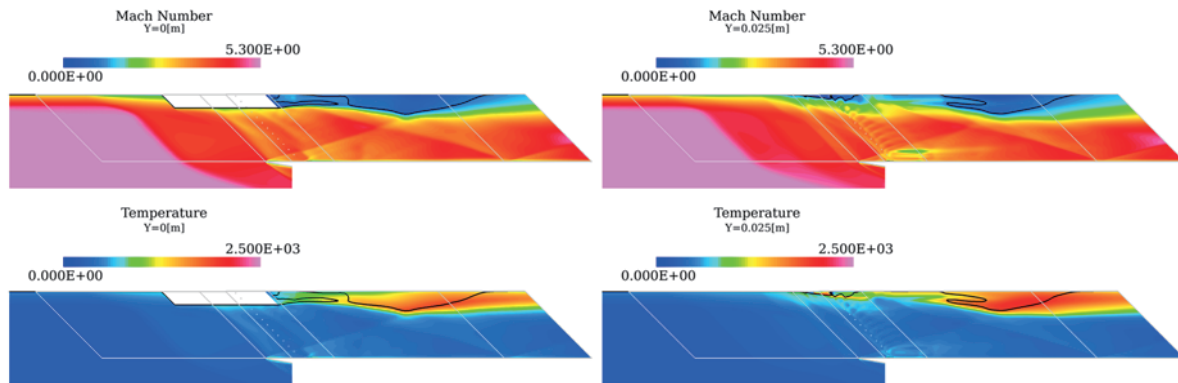
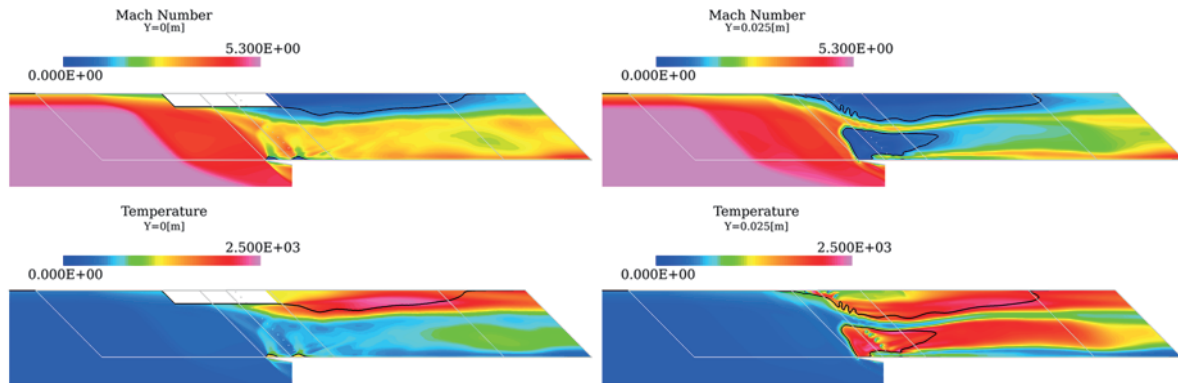


図2 推力増分の時間履歴



(a) Case A (左: $y=0$ m、右: $y=0.025$ m、上: マッハ数、下: 温度[K])



(b) Case C (左: $y=0$ m、右: $y=0.025$ m、上: マッハ数、下: 温度[K])

図3 y 断面上のマッハ数及び温度分布

口(Inlet)で圧縮された後、長さ100 mmの分離部(Isolator)を通過して、長さ160 mmの燃焼器平行部(Constant-area Combustor: C. C.)に流入する。側板及び天板上の分離部とC. C.の間にはそれぞれ高さ4 mm及び2 mmの後ろ向きステップを設けており、また側板上のステップ下流32 mmの位置に片側12個の燃料噴射孔(口径1.5 mm)を両面に設置し、ガス水素を壁面に対して垂直に噴射する。加えて、パイロット火炎を作るため、噴射孔を天板上の分離部中間付近にも幅方向に6個(口径0.5 mm)並べて設けている。そしてその下流に着火器として出力2.5 kWのプラズマジェットトーチ(PJ)を2つ取り付けられている。C. C.の下流は、拡大角 1.9° 、断面積比1.54の燃焼器拡大部(Diverging Combustor: D. C.)と拡大角 6.9° 、断面積比1.67の内部ノズル(Nozzle)となっている。また、Inletでの圧縮不足を補うために、全体での収縮比が3.13となるよう、Inlet下流からIsolatorにかけての天板側に全長392.7 mm、高さ50 mm、厚さ30 mm、楔半頂角 6° のストラットを挿入している。

3. 計算方法

本解析には、JAXAのスクラムジェットエンジン内の燃焼流解析に多くの実績を持つ非構造格子法を基礎とする3次元燃焼反応流計算コード⁸⁾を使用した。本コードではレイノルズ平均ナビエ・ストークス方程式(RANS)と各化学種の質量保存式を支配方程式とし、有限体積法で離散化される。時間積分にはLU-SGS陰解法を適用している。その際、化学反応と流れの特性時間の差異に起因する計算の硬直性を緩和するため、さ

らに行列反転による計算時間の大幅な増加を避けるため、対角化点陰的処理を行っている。非粘性流束の評価にはAUSM-DV法⁹⁾を用い、空間二次精度を実現するため検査体積内で原初変数の線形再構築を行っている。一方で粘性流束の計算には中心差分を用いている。物理モデルとして乱流モデルにはSpalart-Allmaras一方程式モデル¹⁰⁾に混合層に対する圧縮性補正項¹¹⁾を加えたものを、水素空気系化学反応モデルにはStahl-Warnatzの9化学種17反応モデル¹²⁾を採用した。扱う化学種は H_2 、 O_2 、 H_2O 、 H 、 HO_2 、 OH 、 O 、 H_2O_2 、 N_2 で N_2 は不活性と仮定している。

表1に今回Inlet入口に適用するRJTFのマッハ6試験に対応した気流条件を示す。前述したようにSとVモードがある。二条件は設備ノズル出口でのマッハ数、静温、静圧が一致することを目標に設定されたが、物性が異なる中で同一のノズルを使っていること等により、気流条件は必ずしも一致しない。また、RJTF試験では設備ノズルの境界層がエンジンの天板側に流入するが、それを模擬するために別途2次元平板境界層の計算を実施し、ノズル出口断面中央での測定値 19.7 mm^1 の排除厚さを有する境界層分布を与えた。燃料流量条件については1条件のみで、RJTF試験のデータに対応して 50.5 g/s (Sモード)または 50.4 g/s (Vモード)である。その内、パイロット燃焼用はS、Vモードでそれぞれ 2.4 g/s 及び 5.4 g/s である。両モードでともに始動状態にあり、かつ大推力発生も確認できた燃料当量比 $\Phi=0.3$ の条件を対象としている。なお、燃料の総温は室温で音速噴射される。PJ条件については、同規格のPJを対象

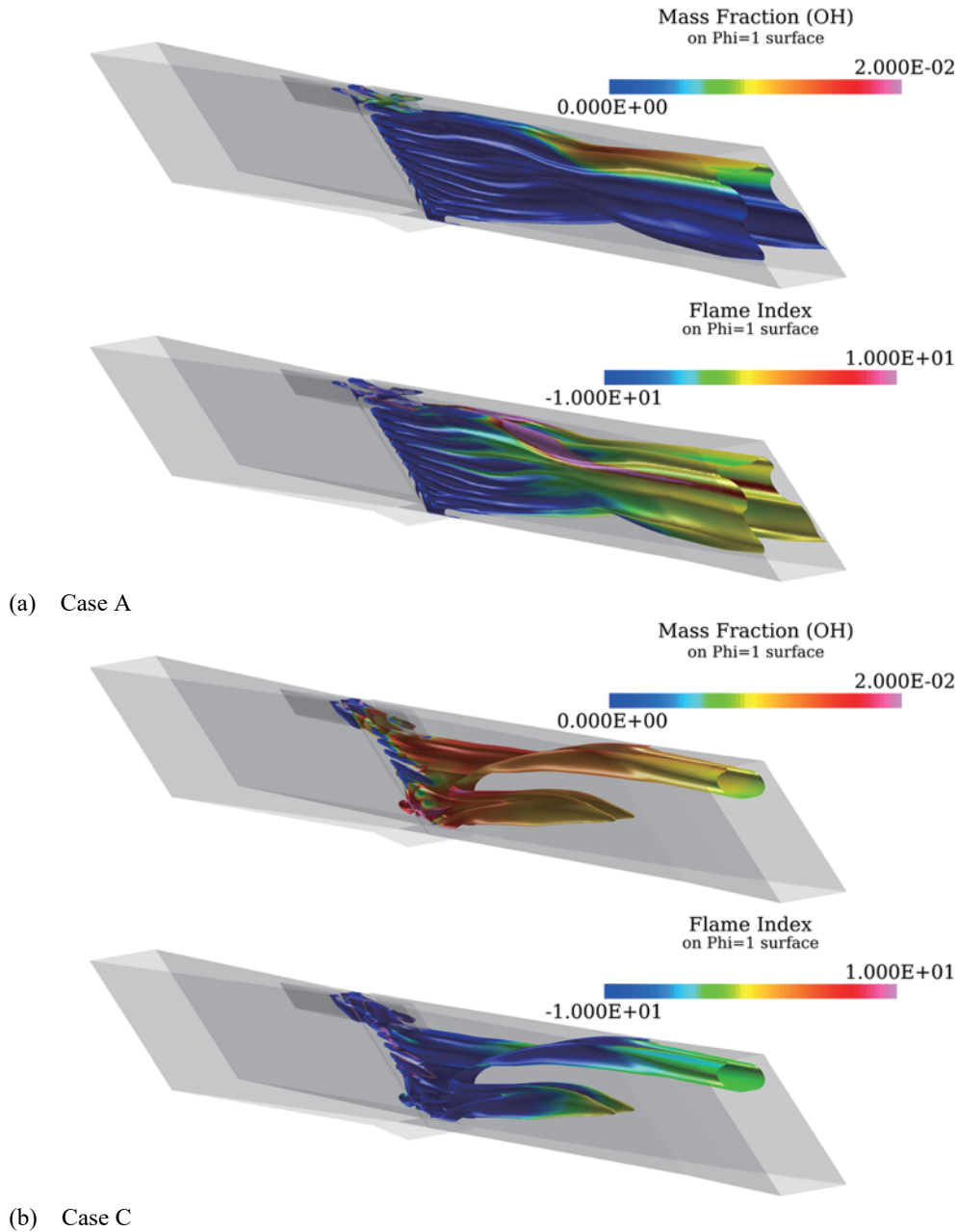


図4 $\phi=1$ 等値面上のOH質量分率（上）及びFlame Index（下）分布

としているTakita¹³⁾の研究における計算条件に倣い、またfeedstockは酸素である。エンジン壁面条件はNon-slipとし、壁温は空気流のみ（Air only）の計算の場合全域300 Kとし、一方で燃焼流計算の場合にはケースによってCombustor/Nozzleの壁温を300 Kあるいは断熱温度（ T_{ad} ）とした。

時間刻みについて、Air onlyの計算には局所時間刻みを適用してCFL=10とし、燃焼流の計算には全域一定の0.02 μs （一部のケースは計算が途中で発散したため、0.01 μs ）とした。計算領域はエンジン対称面から片側半分のみとし、座標軸は原点を天板前縁と対称面の交点に置き、流れ方向、幅方向、高さ方向をそれぞれx, y, z軸とした。格子生成には商用のPointwise¹⁴⁾を用いた。壁面近傍には精度と効率を考慮してプリズム格子を配置し、その他の領域には四面体格子及びピラミッド格子

を配置した。壁面垂直方向の最小格子幅を5 μm （平均 $y^+ \approx 1$ ）、プリズム層高さの拡大係数を1.1と設定し、総格子点数は約900万点となった。

表2に燃焼流計算における、気流条件(S/Vモード)、Combustor/Nozzle壁面温度（ T_{wc} ）、初期解、PJのon/offを変えた11のケースを示す。計算の実行に当たってはJAXAスーパーコンピュータJSS2を用いた。

4. 結果及び考察

4.1. 燃焼形態の分類

図2に、各ケースにおける推力増分（ ΔF : Air onlyからの増分）の時間履歴を示す。ここで横軸は初期解からの経過時間（ t ）である。前述したように、燃料流量が同一にもかかわらずケースによって ΔF は大きく変化する場合があります、異なる燃焼形態が存在している

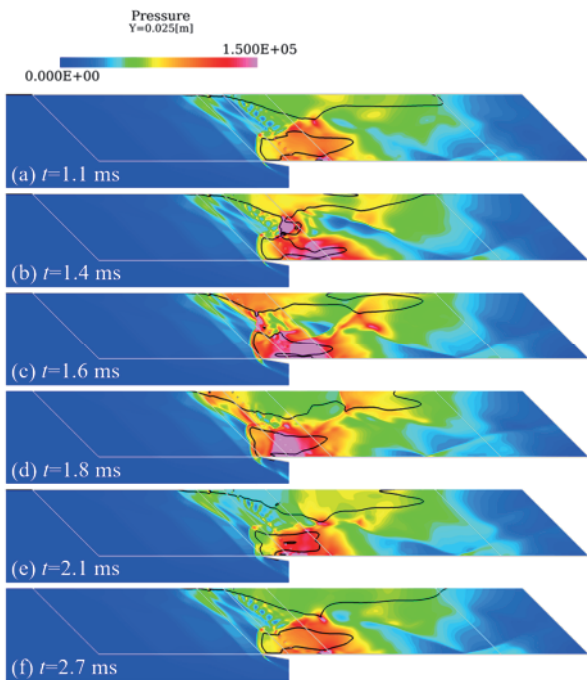


図5 $y=0.025$ m断面上の圧力[Pa]分布 (Case K)

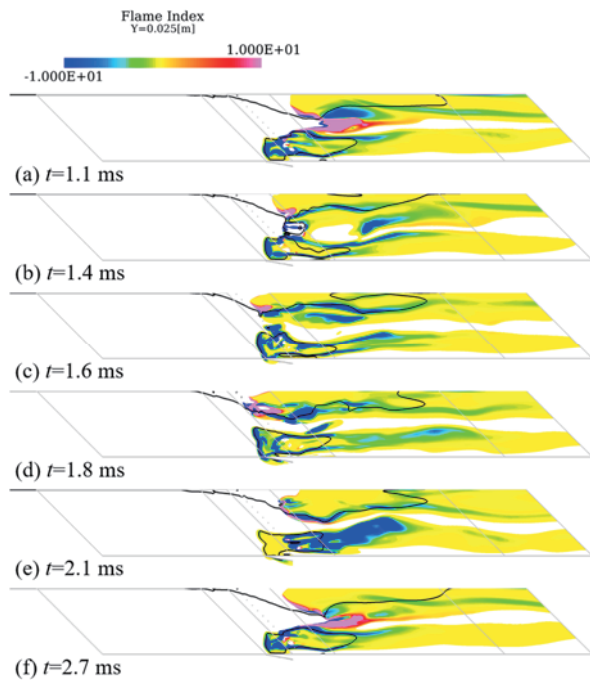


図6 $y=0.025$ m断面上のFlame Index分布 (Case K)

ことがわかる。スクラムジェットの燃焼は前述の Kouchiら⁹⁾も指摘しているように拡散燃焼が支配的であることが知られている。その火炎の広がりには保炎点に依存するため、ここでは保炎点に着目し、各燃焼形態を部分保炎 (Partially-anchored: PA)、完全保炎 (Fully-anchored: FA)、部分吹き飛び (Partially-blow-off: PB)、そして吹き飛び (Blow-off: BO) と呼称し分類する。表2にはその分類結果も掲載している。次にその詳細について述べていく。

4.1.1. 部分保炎と完全保炎モード

図2では、PJ onで $T_{wc}=300$ Kとした場合に、 ΔF が300 N程度の推力となる一方で、 $T_{wc}=T_{ad}$ とした場合には1000 N近くまで大幅に増大するケース (Case AとC、あるいはCase FとH) が見られる。そこで図3にCase AとCにおける、 $y=0$ m断面 (対称面) 及び $y=0.025$ m断面 (ストラットと側板間の面) 上のマッハ数及び温度分布を示す。ここで、図中には音速線を黒線で示している。なお、ここでは示さないが、Case FとHも定性的に同じ分布となっている。

Case Aの場合、温度分布より主燃焼領域はD. C.下流の天板境界層内のみが存在し保炎点が限られる故、PAモードである。一方でCase Cの場合、主燃焼領域は天板からカウル側までの天板及び側板境界層内に存在し、広範囲に保炎されており、FAモードと言える。そして燃焼領域は天板側とカウル側の二領域に大きく分けられる。

PAモードはE1エンジンの自発着火性が本質的に低いことに起因しており、エンジン内で着火するとしても主燃料噴射位置からは遠い位置となる。その中で着火可能性の高い領域の一つがストラット後流の天板側の下流域である。よってPAモードの主燃焼領域は、カ

ウル衝撃波が入射することにより天板付近を流れる水素燃料のみが着火し、保炎したものである。マッハ数分布を見ると、大規模な亜音速域を形成しており、主に天板付近のD. C.下流域にある。これは燃焼による温度上昇により音速が増加した結果であり、境界層の大規模な剥離によるものではない。なお、小規模な剥離は天板と側板のコーナーに存在する。

一方FAモードは、Combustor壁面温度が上昇し、側板境界層内のカウル側の燃料が着火したことが起点となり、境界層剥離の成長とその内部での混合・燃焼の相互作用¹⁵⁾を通して、最終的に天板境界層内の燃焼を促進させた結果、PAモードから遷移して生じている。マッハ数分布を見ると、天板側は $y=0$ m断面ではストラット後縁からノズル入口付近まで、 $y=0.025$ m断面ではC. C.及びD. C.において大規模な亜音速域を形成しており、またカウル前縁付近にも $y=0.025$ m断面で亜音速域が見られる。これら亜音速域はその内部に逆流が生じており、境界層の大規模な剥離により形成されたものである。なお流路断面全体を覆う亜音速域は存在せず、熱閉塞は生じていない。

PAモード及びFAモードの天板側の燃焼領域では、パイロット燃料による火炎が保炎の主要因である。一方でFAモードのカウル側の燃焼領域は剥離境界層およびステップ背後の再循環域が保炎の主要因である。このことを解説するため、図4に燃焼可能な代表的な面として、燃焼前を仮定した局所当量比 $\phi=1$ の等値面上におけるOH質量分率分布及びFlame Index¹⁶⁾分布をCase AとCそれぞれについて示す。Flame Index (G_{FO}) の定義は以下の通りである。

$$G_{FO} = \nabla Y_{H_2} \cdot \nabla Y_{O_2} \quad (1)$$

ここで ∇Y_s は各化学種の質量分率勾配である。定義上、 G_{FO} が正の場合予混合火炎となり、負の場合拡散火炎と

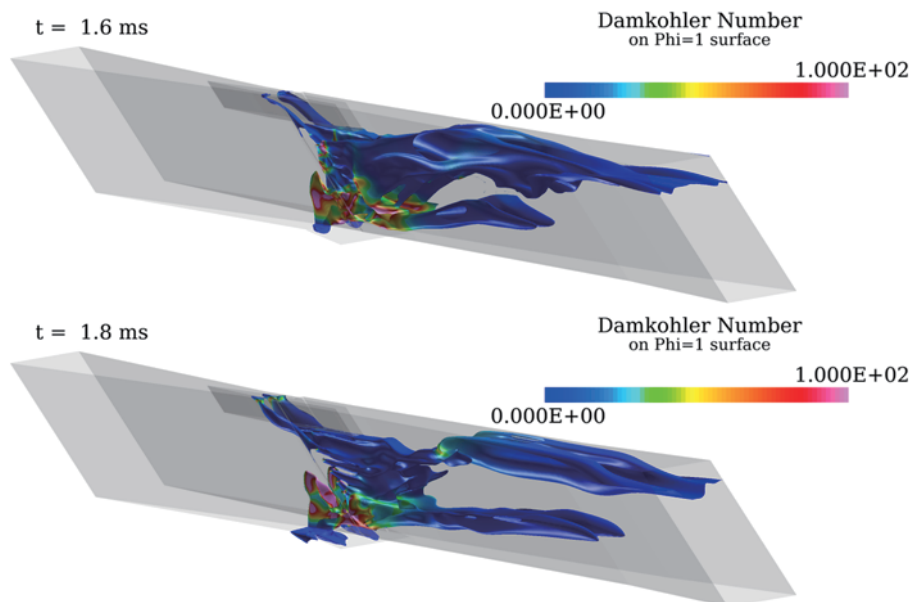


図7 $\phi=1$ 等値面上のダムケラー数分布 (Case K)

なる。

PAモードの場合、D. C.付近の天板側に正の G_{FO} 分布が見られ、その直下流にOH分布が広がっていることから、予混合火炎が形成されているのが確認できる。これは噴射された燃料が直ぐに着火せず予混合気となるまで混合が進むことによる。一方でストラットと側板の間にも同様に予混合火炎が見られるが、これはパイロット燃料が少量のため急速に混合され予混合気になり、その直下流のPJによって加熱され形成されたものである。この予混合火炎が、最も天板側の主燃料噴射孔から噴射された水素を着火させ、途中ストラット後縁からの膨張波により弱められるものの、下流の予混合火炎までラジカルを供給し保炎を支持している。

FAモードの場合、拡散火炎が支配的であるが、天板側の燃焼領域の、主燃料噴射ジェットの後流に予混合火炎が見られ、その地点において保炎されている。そしてそれらはパイロット火炎と接続しており、保炎が維持されている。一方でカウル側の燃焼領域では側板の剥離境界層およびステップ背後の再循環域にOH分布が見られ、そこで保炎されている。

一旦FAモードになった後、再び $T_{we}=300\text{ K}$ としても火炎は維持され、PAモードに戻らずヒステリシスが見られた。図2より若干推力は減少するが、Case EにおいてもCase Cと同様にFAモードを維持していることがわかる。気流がVモードの場合でも同様である。これは、上述のようにカウル側の燃焼領域が再循環域で保炎されているため、壁温が低下しても維持されるからである。その結果、PJ onである限り、天板側の燃焼領域も維持される。

4.1.2. 部分吹き飛びモード

図2では、気流がVモード、PJ off、そして $T_{we}=T_{ad}$ としたCase IIにおいて、 ΔF は最初Case Dと同様の傾向が見られるが、 $t=3\text{ ms}$ 付近より遷移しFAモードと同レベルとなっている。しかしながらその後振動を生じ定常解に収束しない様子が見られる。さらにCase Kにおい

て $T_{we}=300\text{ K}$ としてもCase FのようにPAモードには戻らず、さらに振幅を増して振動している。このような状態をここではPBモードとする。これはPJ offにより天板側の燃焼領域の保炎機構であるパイロット火炎がないため、その領域において火炎が吹き飛びを繰り返すことによる。そこで図5及び6に、Case Kにおける $t=1.1, 1.4, 1.6, 1.8, 2.1, 2.7\text{ ms}$ での $y=0.025\text{ m}$ 断面上の圧力及び G_{FO} 分布をそれぞれ示し、この現象の詳しい解説を試みる。なお音速線を黒線で示し、図6については、OH質量分率が 1×10^{-4} 以上の燃焼領域のみ表示してある。また図2に示されるように、 ΔF は $t=1.1\sim 1.6\text{ ms}$ では増加し、 $t=1.6\sim 2.1\text{ ms}$ では減少、 $t=2.1\sim 2.7\text{ ms}$ では比較的一定となっている。

天板とカウル前縁付近の側板境界層の剥離により形成される2つの衝撃波が、流路高さ中央で交差することにより高圧領域が生まれ、加えて天板境界層内の燃焼領域の先頭に形成されている予混合火炎と接続することで、その場所での燃焼及び側板境界層の剥離を誘発する ($t=1.1\text{ ms}$)。その高圧領域は、燃焼と剥離の成長の相互作用により時間の経過と共に上流に移動し、それによって天板側の燃焼領域も上流に伝播し、燃料噴射孔付近の圧力も上昇する ($t=1.1\sim 1.6\text{ ms}$)。しかしながらその高圧領域がさらにステップ上流まで遡ると燃料が供給されないため消失して弱まり、その結果天板側の燃料噴射孔付近の圧力も減少に転じる ($t=1.8\text{ ms}$)。圧力が低下すると天板側の予混合火炎はその場所に留まることができず、下流に吹き飛ばされる ($t=1.8\sim 2.1\text{ ms}$)。それが最初に述べた衝撃波の交差位置まで流されると、再度流路高さ中央に高圧燃焼領域が形成される ($t=2.7\text{ ms}$)。このように天板側の燃焼領域は定期的に上下流に移動し、吹き飛びを繰り返しているのがわかる。一方でカウル側の燃焼領域は前述したように側板の剥離境界層及びステップ背後の再循環域の存在により、比較的安定に一定場所に保炎されている。

図7に天板側の燃焼領域がステップに最も近づく

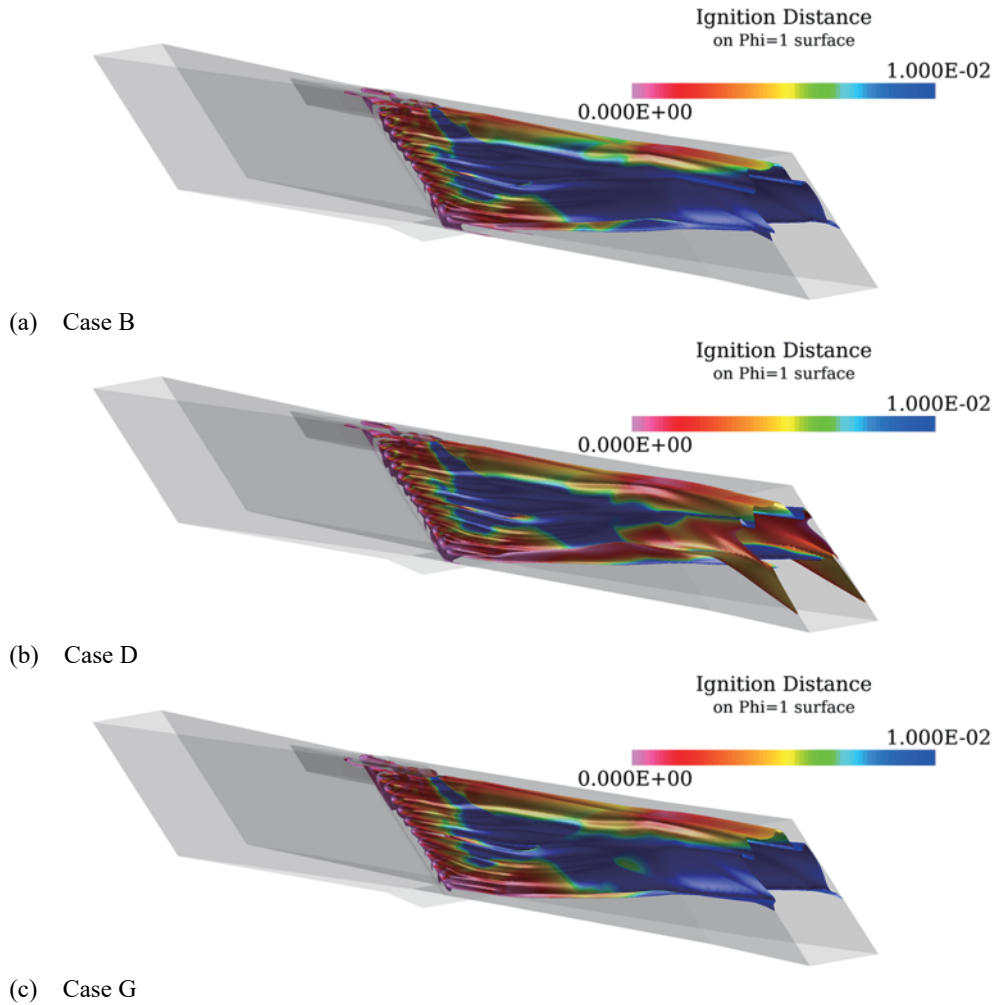


図8 $\phi=1$ 等値面上の着火距離[m]分布

$t=1.6, 1.8$ ms時について、 $\phi=1$ 等値面上のダムケラー数 (Da) 分布を示す。ここでの Da の定義はRogersらの reaction time (τ_R)¹⁷⁾[s]を用いた以下の式の通りである。

$$Da = U^{-1}/\tau_R \quad (2)$$

$$\tau_R = 3.25 \times 10^{-4} p^{-1.6} \exp(-0.8T/1000) \quad (3)$$

ここで U は速度ベクトルの大きさ[m/s]、 p は圧力[atm]、 T は温度[K]である。なお流れの特性時間における代表長さは恣意性を避け定性的な比較に留めるため1 mとした。また、 τ_R は1次元の燃焼反応計算において初期温度と平衡温度の差が5%から95%になるまでの時間で、当量比依存性に関し $0.5 < \phi < 1.5$ の範囲で10%以内の差に収まる。

$t=1.6$ msの時流路高さ中央のステップ背後に $\phi=1$ となる燃料分布が高さ方向に広がり、そこに Da の高い領域が生まれている。これは下流から移動してきた高圧燃焼領域が流入し、燃料噴射ジェット前方の剥離域とステップ背後の再循環域が合体したことによる。しかしながら $t=1.8$ ms時にはその合体が保てなくなり、燃料分布はステップ背後からは消滅し、燃料ジェットは噴射孔下流のみに存在している。この時 Da 分布から明らかのように噴射孔近傍では保炎し難い状態に移行している。一方で、カウル側は高い Da 値を保っており、常に保炎し易い状態にあることがわかる。

4.1.3. 吹き飛びモード

図2では、Case B、Case D、Case Gにおいて ΔF のかなり低い状態が見られ、この時の燃焼効率はエンジン出口でそれぞれ1、4、1%であった。これら3ケースは全てPJ offの時に起きており、PJ onでは顕著な燃焼が生じていることと対比して、BOモードとする。この状態の原因は、天板側ではPJ offのためパイロット火炎による保炎機構がなく、またカウル側の着火・保炎性能も低いことによる。そこで図8に3ケースの着火性能を比較するため、 $\phi=1$ 等値面上の以下の式で定義された着火距離 (X_{ig}) [m]分布を示す。

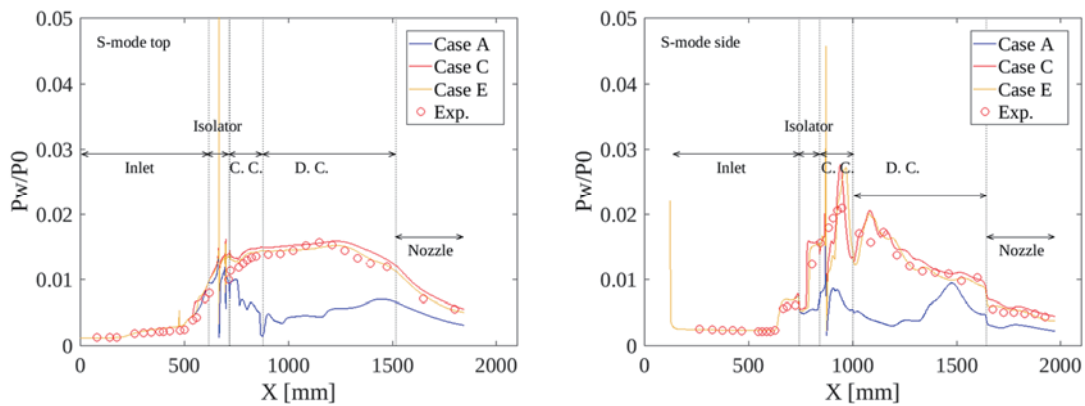
$$X_{ig} = u \times \tau_{ig} \quad (4)$$

ここで u は主流方向速度[m/s]、 τ_{ig} は着火遅れ時間[s]で、Colketら¹⁸⁾が実験データから求めた以下の相関式より算出した。

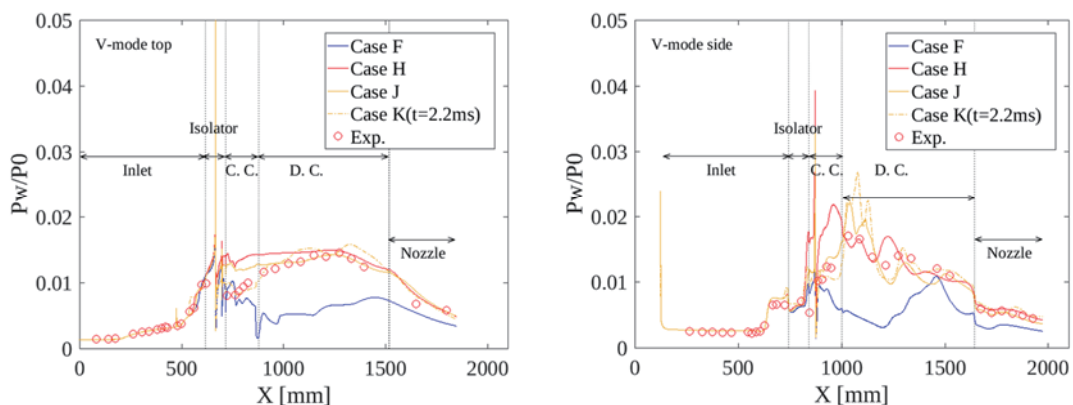
$$\tau_{ig} = 1.6 \times 10^{-14} \exp(19700/RT) [O_2]^{-1} \quad (5)$$

ここで R は一般気体定数[J/K/mol]、 $[O_2]$ は酸素モル濃度[mol/cm³]である。本相関式は $p=1$ atm、 $T>1000$ Kで実験データと良い一致を示している。

Case B及びCase GではD、C及びNozzleで流路拡大による温度・圧力の低下及び流速の増加により天板付近を除き X_{ig} が急激に長くなっている。天板側はストラット及びカウル前縁からの衝撃波の入射及び低速の境界



(a) Sモード (左: 天板中心線、右: 側板中心線)



(b) Vモード (左: 天板中心線、右: 側板中心線)

図9 CFDとRJTF結果の壁圧分布による比較

層の存在により比較的 X_{ig} が短く着火性能が良いが、パイロット火炎がないため保炎できない。一方でCase Dでは、他の2ケースと比較してD.C.中間より下流のカウル側で X_{ig} が短くなっている。これは $T_{wc}=T_{ad}$ で境界層内がより高温になって燃焼反応が進んだ結果として、その領域において温度・圧力が上昇したためである。しかしながら燃焼量としてはわずかであり、前述した通り燃焼効率も低い。したがってカウル側の燃料が燃焼による剥離の成長によって上流のステップ背後の再循環域に到達し保炎するには至らない。なお、Case BとCase Gを比較した場合、全体的に類似した分布となっているが、Case Gの方が高い気流総温により X_{ig} が若干短くなっているのがわかる。したがって、Case Iでは壁温と気流総温がより高いことによる相乗効果で、カウル側の燃料噴射器により近い場所で着火・燃焼し、燃焼と剥離境界層の相乗効果を経て保炎機構を確保し、高推力のPBモードへと遷移した。

4.2. RJTF 試験結果との比較

図9に天板及び側板中心線上の壁圧分布についてCFDとRJTF試験結果の比較を示す。ここで、壁圧は主流総圧(P_0)で無次元化され、天板分布は、ストラットが存在する部分では $y=0.025$ mでの値である。また、CFDについてはBOモードを除く全ての燃焼形態に関する結果を示し、PBモードについてはCase Kの $t=2.2$ ms時の結果のみを示している。なお、RJTF試験は基

本的にPJ onとして試験されていた。

気流がSモードの場合、RJTF試験において従来強燃焼と呼ばれていた現象は、本論におけるFAモードである。図9よりCFD結果のFAモード(Case C及びCase E)がRJTF結果と良く一致しているのがわかる。一方で従来弱燃焼と呼ばれていた現象は、本論におけるPAモードである。図9よりCase AのPAモードについて、今回の燃料流量ではRJTF試験とは一致していないが、前述の通り主燃焼域が予混合火炎となっていることからKouchiら⁶⁾の報告により弱燃焼に相当する。VモードにおけるCase Fも同様である。

次に気流がVモードの場合、RJTF試験では従来強燃焼であるが反応遅れがあるとされていた現象は、本論におけるPBモードである。図9よりFAモードのCase H及びCase Jでは、VモードにおけるC.C.での圧力低下に関し、RJTF試験結果と異なる部分が見られる。Case Jの場合、側板中心線上の燃焼による圧力上昇開始の遅れについてRJTF結果と一致しているが、天板中心線上ではC.C.において圧力低下を過小評価している。Case Hでは、さらに側板中心線上においてもRJTF結果の圧力上昇遅れと一致していない。ここで、この条件におけるRJTF試験については、実際にはPJが正常に作動しなかったことが判明している。したがってPJ offで大推力の時に生じるPBモードに対応する。実際、PBモードのCase Kでは瞬時値ではあるが図9に示されているようにRJTF結果と一致する時

がある。ただし RJTF 試験では PB モード時に見られた 500Hz 以上の変動について特に壁圧測定による検知は、サンプリング周波数の制限や応答遅れにより困難であった。

5. おわりに

JAXAの研究用水素燃料スクラムジェットエンジン E1のマッハ6燃焼試験に対応した3次元CFD解析を実施し、燃料当量比0.3の条件で、燃焼器壁面温度、着火器 (plasma jet igniter: PJ) 及び気流中の水蒸気の有無、初期解の違いによる組合せで11ケースの計算を行い、様々な燃焼形態を観察した。ここで気流中に水蒸気を含まない場合がSモードで、含む場合がVモードである。そして各燃焼形態を保炎点の観点から部分保炎 (Partially-anchored: PA)、完全保炎 (Fully-anchored: FA)、部分吹き飛び (Partially-blow-off: PB)、吹き飛び (Blow-off: BO) の4つのモードに分類し、考察を行った。以下に各燃焼形態の特徴についてまとめる。

(1) PA モード :

- PJ on かつ壁温が低い場合に生じる。
- 主燃焼領域はエンジン下流の天板境界層内のみ存在する。これは E1 エンジンの自発着火性が本質的に低いことに起因している。
- パイロット燃料による火炎が保炎の主要因である。

(2) FA モード :

- PJ on かつ壁温が高い場合に生じる。
- 主燃焼領域は広範囲に存在し、天板側とカウル側の二領域に大きく分けられる。これは壁温が上昇し、側板境界層内のカウル側の燃料が着火したことが起点となり、PA モードから遷移して生じる。
- 天板側の燃焼領域では、パイロット燃料による火炎が保炎の主要因であり、一方でカウル側の燃焼領域は剥離境界層およびステップ背後の再循環領域が保炎の主要因である。
- カウル側の燃焼領域が再循環域で保炎されているため、壁温を低下させても FA モードが維持される。

(3) PB モード :

- PJ off で気流が V モードかつ壁温が高い場合に生じる。
- PJ off により天板側の燃焼領域の保炎機構であるパイロット火炎がないため、その領域において火炎が吹き飛びを繰り返す。
- FA モードと同様に、壁温を低下させても PB モードが維持される。

(4) BO モード :

- PJ off かつ壁温が低いか、壁温が高くても気流が S モードの場合に生じる。
- この原因は、天板側では PJ off のためパイロット火炎による保炎機構がなく、またカウル側の着火・保炎性能も低いことによる。

また、RJTF 試験で観察された現象と各燃焼形態との対応は以下の通りである。

- 気流が S モードの場合、強燃焼と呼ばれていた現象は、FA モードである。

- 弱燃焼と呼ばれていた現象は、PA モードである。
- 気流が V モードの場合、強燃焼であるが反応遅れがあるとされていた現象は、PB モードである。

謝辞

本研究は、防衛装備庁が実施する安全保障技術研究推進制度 JPJ004596 の支援を受けたものである。

参考文献

- (1) RJTF 建設グループ, “ラムジェットエンジン試験設備,” 航空宇宙技術研究所報告, TR-1347, 2001.
- (2) Mitani, T., Tomioka, S., Kanda, T., Chinzei, N., and Kouchi, T., “Scramjet Performance Achieved in Engine Tests from M4 to M8 Flight Conditions,” AIAA Paper 2003-7009, 2003.
- (3) Kanda, T., Hiraiwa, T., Mitani, T., Tomioka, S., and Chinzei, N., “Mach 6 Testing of a Scramjet Engine Model,” *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 13, No. 4, 1997, pp. 543-551.
- (4) Mitani, T., Hiraiwa, T., Sato, S., Tomioka, S., Kanda, T., and Tani, K., “Comparison of Scramjet Engine Performance in Mach 6 Vitiated and Storage-Heated Air,” *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 13, No. 5, 1997, pp. 635-642.
- (5) Tomioka, S., Hiraiwa, T., Kobayashi, K., Izumikawa, M., Kishida, T., and Yamasaki, H., “Vitiating Effects on Scramjet Engine Performance in Mach 6 Flight Conditions,” *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 23, No. 4, 2007, pp. 789-796.
- (6) Kouchi, T., Masuya, G., Mitani, T., and Tomioka, S., “Mechanism and Control of Combustion-Mode Transition in a Scramjet Engine,” *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 28, No. 1, 2012, pp. 106-112.
- (7) Kodera, M., and Tomioka, S., “Investigation of Air Vitiating Effects on Scramjet Engine Performance,” Proceedings of 32nd International Symposium on Space Technology and Science, 2019-a-49, 2019.
- (8) Kodera, M., Sunami, T. and Nakahashi, K., “Numerical Analysis of Scramjet Combusting flows by Unstructured Hybrid Grid Method,” AIAA Paper 2000-0886, 2000.
- (9) Wada, Y. and Liou, M.-S., “A Flux Splitting Scheme with High-Resolution and Robustness for Discontinuities,” AIAA Paper 94-0083, 1994.
- (10) Spalart, P. R., and Allmaras, S. R., “A One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows,” AIAA Paper 92-0439, 1992.
- (11) Spalart, P. R., “Trends in Turbulence Treatments,” AIAA Paper 2000-2306, 2000.
- (12) Stahl, G. and Warnatz, J., “Numerical Investigation of Time Dependent Properties and Extinction of Structure of Methane and Propane Air Flame-lets,” *Combustion and Flame*, Vol. 85, 1991, pp. 285-299.
- (13) Takita, K., “Ignition and Flame-holding by Oxygen, Nitrogen and Argon Plasma Torches in Supersonic Airflow,” *Combustion and Flame*, Vol. 128, 2002, pp. 301-313.
- (14) Pointwise, Version 18.1 Release 1, Pointwise, Inc., <https://www.pointwise.com>.
- (15) 須浪, 小寺, 中橋, “スクラムジェットエンジンの混合・燃焼形態に関する考察—弱燃焼から強燃焼

への遷移過程,” 日本航空宇宙学会論文集, Vol. 50, No. 576, 2002, pp. 22-29.

- (16) Yamashita, H., Shimada, M., and Takeno, T., “A Numerical Study of Flame Stability at the Transition Point of Jet Diffusion Flames,” *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol. 26, No.1, 1996, pp. 27-34.
- (17) Rogers, R. C., and Schexnayder, C. J., “Chemical Kinetic Analysis of Hydrogen-Air Ignition and Reaction Times,” NASA TP-1856, 1981.
- (18) Colket, M. B., and Spadaccini, L. J., “Scramjet Fuels Autoignition Study,” *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 17, No. 2, 2001, pp. 315-323.

変分原理に基づく流体中の物体に働く抗力や形状に関する統一理解にむけて

小島 直泰 (東大院), 鈴木 宏二郎 (東大新領域)

Toward unified understanding on drag and shape of a body in fluid flow based on variational principle

KOJIMA Naoyasu, SUZUKI Kojiro (The University of Tokyo)

ABSTRACT

The variational principle of the Stokes equations for low Reynolds number flow, and its relation to the drag force acting on a body immersed in fluid are discussed. The steady Stokes equations are known to be derived by minimizing the integral of the dissipation over the whole flow domain under the constraint of the equation of continuity. Considering the uniform flow at the outer boundary and the no-slip condition on the body surface, it is shown that the minimization of the dissipation is equivalent to that of the drag force acting on the body. Consequently, the drag force in the Stokes flow is smaller than that acting in the flow governed by the Navier-Stokes equations. To check the validity of the above theory, the numerical simulation was conducted by varying the Reynolds numbers.

1. 緒言

多くの物理的な問題は変分原理を用いて記述される。すなわち、実現される運動はある作用積分の値を停留にする。例えば、定常電流の問題は（適切な境界条件の下で）ポテンシャル関数がジュール熱を最小にするようにして定まる（最小発熱の原理）こと、光学の分野では2点を結ぶ光が進む経路はその光学距離を最短にするというフェルマーの原理などが知られている¹⁾。

流体力学においても、変分原理を用いた記述について古くから研究が行われており、現在では磁気流体や2相流体を含む複雑な流れの変分原理も求められている^{2),3)}。これらは新たなものの見方を与えるだけでなく、新たな解析の手法を与えたり、新たな数値解法を作成する足がかりとなったりすることが知られている。

粘性、圧縮性を含む一般的な流れはラグランジアンを用いて変分原理による記述が可能であること⁴⁾、また簡単な流れでは物理的な解釈が可能であり、非粘性、非圧縮流れでは運動エネルギーを停留させ、慣性項を無視した Stokes 近似では散逸量を停留させることが知られている^{5),6)}。

本研究では、変分原理として物理量を停留させる形で流体力学を考えることを目指し、その第一歩として慣性項を無視した Stokes 方程式が抵抗の最小値を与えることを示す。

2. Stokes 方程式と散逸の最小

2.1 Stokes 方程式

Reynolds 数が小さい場合の近似として、Navier-Stokes 方程式の慣性項 $(\mathbf{v} \cdot \nabla)\mathbf{v}$ を無視して線形な方程式を得る Stokes 近似が知られている。ここでは特に定常で外力がない場合を考える。そのとき、Stokes 近似の方程式 (Stokes

方程式) は

$$-\frac{\partial p}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 v_i}{\partial x_j \partial x_j} = 0 \quad (1)$$

と表される。これと非圧縮流れの連続の式

$$\frac{\partial v_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2)$$

および有界領域 Ω における境界条件

$$\mathbf{v}|_{\partial\Omega} = \bar{\mathbf{v}} \quad (3)$$

を合わせたものが解くべき方程式となる。なお、上付きバー $(\bar{\cdot})$ は、その値が境界条件等として与えられたものであることを表す。ここで、以下の定理が知られている⁷⁾。

定理 1. 問題 (1),(2),(3) の解は高々一つである⁷⁾。

2.2 Stokes 方程式の変分原理的記述

Stokes 方程式 (1) は変分原理を用いて記述できることが知られている⁶⁾。

定理 2. 定常 Stokes 方程式 (1) は連続の式 (2)、境界条件 (3) の下で散逸

$$D \left[v_i, \frac{\partial v_i}{\partial x_j}, p \right] = \int_{\Omega} \sigma_{ij} \frac{\partial v_i}{\partial x_j} dV = \int_{\Omega} 2\mu v_{(i,j)} v^{(i,j)} dV \quad (4)$$

を停留させることで得られる⁶⁾。

ただし、

$$\sigma_{ij} = -p\delta_{ij} + 2\mu \left(e_{ij} - \frac{1}{3} e_{kk} \delta_{ij} \right) \quad (5)$$

$$e_{ij} = v_{(i,j)} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) \quad (6)$$

である。

さらに、次のことが成り立つ。

定理 3. 定理 2 において、定常 Stokes 方程式 (1) は散逸 (4) の最小値 \check{D} を達成する。

すなわち、定理 2 における停留とは単なる停留ではなく、最小値を与えるものである。このことは、(4) の第二変分は停留曲線上では、

$$\delta^2 D = \mu \delta^2 \int_{\Omega} \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} \frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_i}{\partial x_j} \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) dV \quad (7)$$

となり、これは正定値であることと、さらに定理 1 からこの停留解が一意的であることから分かる。

3. Stokes 方程式と抵抗

2 章では Stokes 方程式と散逸の関係について述べたが、ここではその関係を用いて Stokes 方程式と流体中に置かれた物体に働く抵抗について考える。

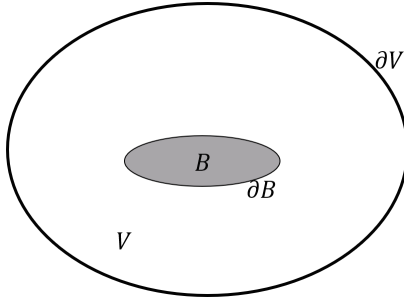


図 1 領域 V と物体 B

以下では領域は図 1 のように定め、そこでの境界条件を次のように与える。

$$v_i = 0 \quad \text{on } \partial B \quad (8)$$

$$v_i = \bar{v}_i \quad \text{on } \partial V \quad (9)$$

Berdichevsky⁶⁾ は、

$$u_i = \bar{v}_i \quad \text{on } \partial B \quad (10)$$

$$u_i = 0 \quad \text{on } \partial V \quad (11)$$

という境界条件を考え、散逸と抵抗を結び付けているが、このような境界条件では外力なし、散逸ありの閉じた系で外部を速度 0 で固定しており、定常解は一様に速度 0 の解になると考えられ、物体表面で 0 でない速度を得るためには物体を何らかの方法で動かすことが考えられるが、そのような場合はその座標系に対して定常解は得られない。そのため、ここでは (8), (9) のような境界条件を考える。

このとき、流体応力は

$$\sigma_{ij} = -p\delta_{ij} + 2\mu \left(e_{ij} - \frac{1}{3} e_{kk}\delta_{ij} \right) \quad (12)$$

であり、図 1 の物体 B に働く力 F_i は

$$F_i = \int_{\partial B} \sigma_{ij} n_j dA \quad (13)$$

である。発散定理から、

$$D = \int_{V-B} \sigma_{ij} \frac{\partial v_i}{\partial x_j} dV \quad (14)$$

$$= \int_{\partial V - \partial B} \sigma_{ij} n_j v_i dA - \int_{V-B} \left(\frac{\partial}{\partial x_j} \sigma_{ij} \right) v_i dV \quad (15)$$

ここで、Stokes 方程式 (1) を途中で用いることにより

$$\left(\frac{\partial}{\partial x_j} \sigma_{ij} \right) v_i = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(-p\delta_{ij} + 2\mu(e_{ij} - \frac{1}{3} e_{kk}\delta_{ij}) \right) v_i \quad (16)$$

$$= \left(-\frac{\partial p}{\partial x_i} + 2\mu \frac{\partial e_{ij}}{\partial x_j} \right) v_i \quad (17)$$

$$= \left(-\frac{\partial p}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 v_i}{\partial x_j \partial x_j} \right) v_i \quad (18)$$

$$= 0 \quad (19)$$

であり、境界条件 (8) から

$$\check{D} = \int_{\partial V - \partial B} \sigma_{ij} n_j v_i dA = \int_{\partial V} \sigma_{ij} n_j v_i dA \quad (20)$$

また、同様にして

$$\int_{\partial V - \partial B} \sigma_{ij} n_j dA = \int_{V-B} \frac{\partial}{\partial x_j} \sigma_{ij} dV = 0 \quad (21)$$

から

$$F_i = \int_{\partial B} \sigma_{ij} n_j dA = \int_{\partial V} \sigma_{ij} n_j dA \quad (22)$$

である。

散逸 (4) と物体 B に働く力 (13) を関連付けるためには、(20) と (22) をつなげることができれば良いが、これは境界条件に依存する。ここで、境界条件 (9) が ∂V (V は有限領域) での速度が一様に \bar{U}_i 、つまり

$$v_i = 0 \quad \text{on } \partial B \quad (23)$$

$$v_i = \bar{U}_i, \quad \bar{U}_i = \text{const.} \quad \text{on } \partial V \quad (24)$$

であれば、(20) は

$$\check{D} = \int_{\partial V - \partial B} \sigma_{ij} n_j \bar{U}_i dA = \int_{\partial V} \sigma_{ij} n_j \bar{U}_i dA \quad (25)$$

$$= \bar{U}_i \int_{\partial V} \sigma_{ij} n_j dA \quad (26)$$

$$= \bar{U}_i \int_{\partial B} \sigma_{ij} n_j dA \quad (27)$$

$$= \bar{U}_i F_i \quad (28)$$

$$= \bar{\mathbf{U}} \cdot \mathbf{F} \quad (29)$$

$$= |\bar{\mathbf{U}}| \cdot \text{Drag} \quad (30)$$

となり、散逸の最小値を物体に働く抗力という形で表すことができる。

以上から、次のことが成り立つ。

定理 4. 境界条件 (23), (24) の下では, Stokes 方程式 (1) と連続の式 (2) の解 \mathbf{v}, p による散逸 D_{Stokes} は物体 B に働く抗力 $Drag$ と一様流速 $\bar{\mathbf{U}}$ を用いて次のように表すことができる.

$$D_{Stokes} = \int_{V-B} \sigma_{ij} \frac{\partial v_i}{\partial x_j} dV = |\bar{\mathbf{U}}| \cdot Drag \quad (31)$$

4. Navier-Stokes 方程式と散逸と抵抗

定常, 非圧縮の Navier-Stokes 方程式

$$\rho v_j \frac{\partial v_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial v_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad (32)$$

と連続の式 (2) の境界条件 (8), (9) の下での解を v_{NS}, p_{NS} , そのときの散逸を D_{NS} とする.

$$D_{NS} = \int_{V-B} \sigma_{ij} \frac{\partial v_{NS_i}}{\partial x_j} dV \quad (33)$$

以下同様に, 添え字 NS は Navier-Stokes 方程式の解による量を表す.

このとき, 定理 3 より,

$$D_{NS} > \check{D} = D_{Stokes} \quad (34)$$

である.

以下では 3 章と同じように, Navier-Stokes 方程式の解に対して散逸 (33) と抗力 $Drag_{NS}$ の関係を考える.

$$\int_{V-B} \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} v_i dV \quad (35)$$

$$= \int_{V-B} \frac{\partial}{\partial x_j} \left(-p \delta_{ij} + 2\mu \left(e_{ij} - \frac{1}{3} e_{kk} \delta_{ij} \right) \right) v_i dV \quad (36)$$

$$= \int_{V-B} \left(-\frac{\partial p}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial v_i}{\partial x_j \partial x_j} \right) v_i dV \quad (37)$$

$$= \int_{V-B} \left(\rho v_j \frac{\partial v_i}{\partial x_j} \right) v_i dV \quad (38)$$

$$= \int_{V-B} \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho v_j |\mathbf{v}|^2) dV \quad (39)$$

$$= \int_{\partial V - \partial B} \frac{1}{2} \rho v_j |\mathbf{v}|^2 n_j dA \quad (40)$$

$$= \int_{\partial V} \frac{1}{2} \rho v_j |\mathbf{v}|^2 n_j dA \quad (41)$$

となり, 3 章では 0 となった (18) が 0 ではなくなり, 運動エネルギーの総流出量のような形になる. (15), (41) および境界条件 (8), (9) より,

$$D_{NS} = \int_{\partial V} \sigma_{ij} \bar{v}_i n_j dA - \int_{\partial V} \frac{1}{2} \rho v_j |\mathbf{v}|^2 n_j dA \quad (42)$$

同じように,

$$\int_{\partial V - \partial B} \sigma_{ij} n_j dA = \int_{V-B} \rho v_j \frac{\partial v_i}{\partial x_j} dV \neq 0 \quad (43)$$

より,

$$F_{NS} = \int_{\partial V} \sigma_{ij} n_j dA - \int_{V-B} \rho v_j \frac{\partial v_i}{\partial x_j} dV \quad (44)$$

ここで, 3 章と同様に境界条件 (9) が ∂V (V は有限領域) での速度が一様に $\bar{\mathbf{U}}_i$, つまり (23), (24) とすると, (34), (42), (44) から

$$D_{NS} \quad (45)$$

$$= \bar{\mathbf{U}}_i \int_{V-B} \rho v_j \frac{\partial v_i}{\partial x_j} dV + F_{NS_i} \bar{\mathbf{U}}_i - \int_{\partial V} \frac{1}{2} \rho v_j |\mathbf{v}|^2 n_j dA \quad (46)$$

$$> F_{iStokes} \bar{\mathbf{U}}_i = \check{D} \quad (47)$$

となる. ここで, (23), (24) より,

$$\bar{\mathbf{U}}_i \int_{V-B} \rho v_j \frac{\partial v_i}{\partial x_j} dV = \int_{V-B} \rho \frac{\partial}{\partial x_j} (v_j v_i \bar{\mathbf{U}}_i) dV \quad (48)$$

$$= \int_{\partial V - \partial B} \rho (v_j v_i \bar{\mathbf{U}}_i) n_j dA \quad (49)$$

$$= \int_{\partial V} \rho \bar{\mathbf{U}}_j \bar{\mathbf{U}}_i^2 n_j dA \quad (50)$$

$$= \rho \bar{\mathbf{U}}_j \bar{\mathbf{U}}_i^2 \int_{\partial V} n_j dA \quad (51)$$

$$= 0 \quad (52)$$

$$\int_{\partial V} \frac{1}{2} \rho v_j |\mathbf{v}|^2 n_j dA = \frac{1}{2} \rho \bar{\mathbf{U}}_j \bar{\mathbf{U}}_i^2 \int_{\partial V} n_j dA = 0 \quad (53)$$

より, 境界条件 (23), (24) の下では,

$$D_{NS} = F_{NS_i} \bar{\mathbf{U}}_i = |\bar{\mathbf{U}}| \cdot Drag_{NS} > |\bar{\mathbf{U}}| \cdot Drag_{Stokes} = D_{Stokes} \quad (54)$$

となる.

この境界条件の下では, 散逸がない非粘性非圧縮流れでは抗力が働かないことも分かる.

以上から, 次のことが成り立つ.

定理 5. 境界条件 (23), (24) の下では, Stokes 方程式 (1) に従う流体による物体に働く抗力は, Navier-Stokes 方程式 (32) に従う流体によるものよりも小さい.

5. 数値計算による検証

Stokes 近似の解による力と Navier-Stokes 方程式による力について数値的に実験を行った.

Reynolds 数を変化させ, Stokes 方程式と Navier-Stokes 方程式の場合についてそれぞれ抵抗係数を求め, 比較を行った.

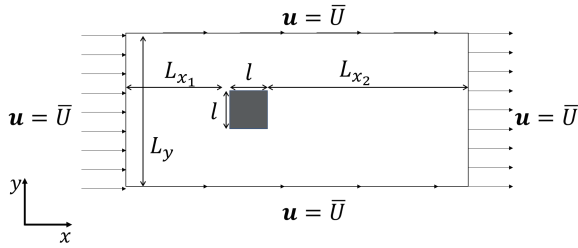


図2 計算の境界条件

表1 計算条件

L_{x_1}	$5l$
L_{x_2}	$14l$
L_y	$10l$
Δx	$0.1l$
Δy	$0.1l$

表2 計算手法

計算スキーム	SMAC 法 ⁸⁾
時間微分	粘性項：2次精度 Crank-Nicolson 法 対流項：2次精度 Adams-Bashforth 法
空間微分	粘性項：2次精度中心差分 対流項：コンシステントスキーム ⁹⁾
圧力方程式	SOR 法
計算格子	スタガード格子

図2において計算領域および計算条件を表1のように設定し、表2の計算手法を用いて無次元化された Stokes 方程式と Navier-Stokes 方程式

$$0 = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{1}{Re} \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} \right) \quad (55)$$

$$\frac{\partial v_i}{\partial t} + v_j \frac{\partial v_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{1}{Re} \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} \right) \quad (56)$$

の Reynolds 数 Re をパラメータとして解いた。代表長さには四角柱の一辺 l 、代表速度には一様流速 $|\bar{U}|$ を用いて無次元化を行った。

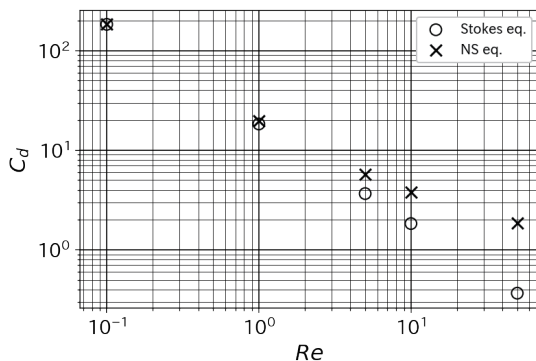


図3 レイノルズ数と抵抗係数

計算結果を図3に示す。 Re が小さいとき Navier-Stokes 方程式の解は Stokes 方程式の解に漸近し、さらにこれまでの議論の通り、Stokes 近似が抗力の最小値を与えるという傾向が見られる。

6. 結言

変分原理による Stokes 方程式の表式を用い、Stokes 方程式および Navier-Stokes 方程式により支配される流体中におかれた物体に働く抗力について考察を行った。

Stokes 方程式が連続の式の下で散逸量の積分を最小化することを確かめ、有限領域において、境界での速度が一樣であるという境界条件の下では Stokes 方程式、Navier-Stokes 方程式ともに散逸量の積分と抗力を結び付けることができることを示した。このことから、Stokes 方程式が与える抗力は Navier-Stokes 方程式が与える抗力よりも小さくなることが示された。

今後の課題としては、境界条件を変更したときにはどのようなことが成り立つのか、領域を無限遠まで広げたときに対しても良い扱いができるのか等について調べることが考えられる。

参考文献

- (1) 柴田正和. 変分法と変分原理. 森北出版, 2017.
- (2) Hyon, Y., Kwak, D. Y. and Liu, C. . Energetic variational approach in complex fluids: maximum dissipation principle, Discrete & Continuous Dynamical Systems-A. Vol. 26, No. 4, p. 1291, 2010.
- (3) Yahalom, A. Simplified variational principles for non-barotropic magnetohydrodynamics, Journal of Plasma Physics. Vol. 82, No. 2, 2016.
- (4) 深川宏樹. 流体力学における変分原理の改良. PhD thesis, 慶應義塾大学理工学研究科, 2012.
- (5) Finlayson, B.A. The Method of Weighted Residuals and Variational Principles, Chapter 8 Variational Principles in Fluid Mechanics, Mathematics in Science and Engineering Vol. 87, Elsevier. pp. 253 – 298, 1972.
- (6) Berdichevsky, V. Variational Principles of Continuum Mechanics: I. Fundamentals, Interaction of Mechanics and Mathematics, Springer Berlin Heidelberg. 2009.
- (7) Ladyzhenskaia, O. A. 著, 藤田宏, 竹下彬 訳. 非圧縮粘性流の数学的理論. 産業図書, 1979.
- (8) Amsden, A.A. and Harlow, F.H. The SMAC Method - A Numerical Technique for Calculating Incompressible Fluid Flows, Los Alamos Scientific Lab. Report, LA-4370. 1970.
- (9) 梶島岳夫. 対流項の差分形式とその保存性. 日本機械学会論文集 B 編, Vol. 60, No. 574, pp. 2058–2063, 1994.

OK, LES. 乱流噴流の答えを教えて

松山 新吾 (宇宙航空研究開発機構)

OK, LES. Tell Me the Answer for Turbulent Planar Jet

MATSUYAMA Shingo (JAXA)

ABSTRACT

“OK, Google. Tell me what the weather will be like in Tokyo tomorrow.” The Google Assistant tells me, “Clear skies in Tokyo tomorrow.” How nice it would be if the LES could give us the answer (as the results of simulation) for turbulent flowfield with the ease of Google Assistant telling us the weather. Unfortunately, the current LES seems to be difficult for non-professionals to use. In this paper, we will show how the LES can provide a good result for turbulent flowfield with some practical examples of simple turbulent planar jet.

1. はじめに

「OK, Google. (Hey, Siri. もしくは Alexa. に置き換えてもらっても良い) 明日の東京の天気を教えて」と質問をすれば, 「明日の東京の天気は快晴です」と Google アシスタント (Siri, Alexa) は天気を教えてくれる. そのような気楽さで LES が乱流場の答え (解析結果) を教えてくれるならばどんなに素晴らしいことだろうか. Google アシスタントが正確に天気を教えてくれるのと比べると, LES が与えてくれる解析結果は正しい結果なのか不明な場合も多く, 残念ながら現状の LES は玄人でなければ使いこなすことが難しいツールのように思える. そのため, LES 解析をやってはみたものの解析結果が実験データと合わなかったりした場合, モデルパラメータを調整する必要がある, とか, より高度な SGS モデルを導入する必要がある, などと根拠もなく締めくくってしまうことが往々にしてあるのではないだろうか. 本稿では, どのようにすれば LES によって乱流場の良い解析結果が得られるか, シンプルな平面乱流噴流を対象として実際の事例を交えながら紹介したい.

2. 解析対象

LES が良い結果を与えているかどうかを判断するためには正しい答えがわからないといけない. ここでは, $Re = 10^4$ の平面乱流噴流に対する DNS の結果を正解として, LES がその結果を再現できるかを試みる. 図 1 に平面乱流噴流の問題設定を示す. 噴流幅を D とし主流方向 (x), 垂直方向 (y), および, スパン方向 (z) に $20D \times 14D \times 4.3D$ の領域 (main zone) を設け, 等間隔メッシュで離散化する. 座標系はノズル出口を $x=0$, ノズル出口中心を $y=z=0$ とする. また, 外部境界での反射による影響が小さくなるように main zone の外側には buffer zone を設けて格子幅を徐々に粗くした. DNS 解析の main zone における格子解像度はコルモゴロフスケールに対して 3 倍程度となる $D/60$ とした. LES 解析の格子解像度はそれより

も 6 倍粗い $D/10$ を基本とした. ただし, ノズル出口近傍では y 方向の格子解像度を $D/15$ とし, 噴流出口の速度プロファイルが滑らかに解像されるようにした (図 2). $x > 5D$ の領域では等間隔メッシュである. 総格子点数は DNS で約 3.1 億点, LES では約 154 万点である. 本稿で示す結果は DNS・LES とともに特に

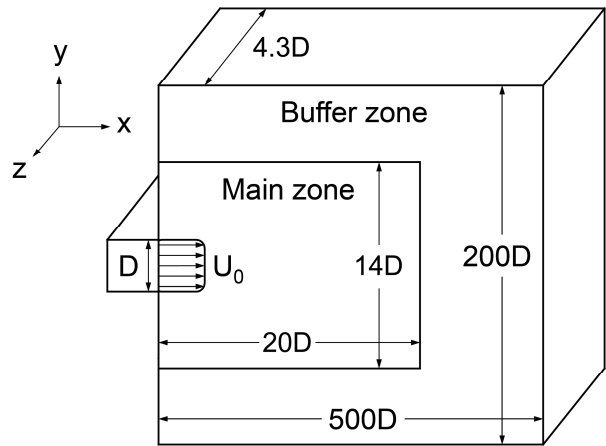


図 1 平面乱流噴流の問題設定

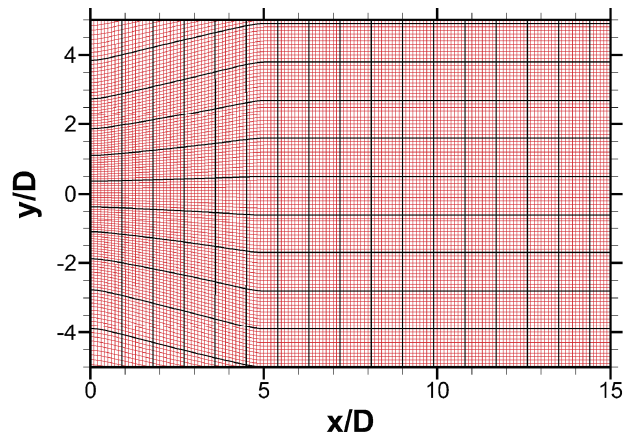


図 2 LES 解析に用いた計算格子 (約 154 万点)

表記が無い限りは上記の解像度の格子を用いた解析結果であり、解像度の異なる格子を用いた場合はその解像度を明記する。その他、噴射条件や境界条件などの細かい設定は参考文献¹⁾を参照していただきたい。

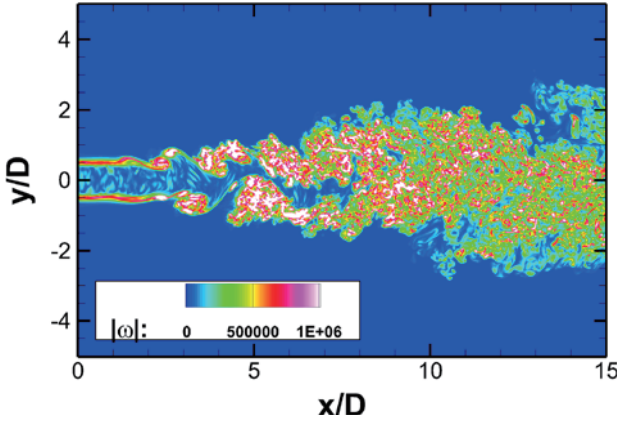


図 3 DNS による解析結果の例. x - y 断面 ($z=0$) における瞬時の渦度分布。

3. 数値解析手法

3.1. DNS 解析

流れ場の支配方程式は三次元圧縮性 Navier-Stokes 方程式であり、密度・運動量・エネルギー、および、スカラーの保存式を解く。支配方程式は有限体積的手法により離散化し、対流流束を SLAU スキーム²⁾により計算する。空間精度の高次精度化にあたりセル界面での原始変数 (ρ, u, v, w, p, ξ) を以下の 9 次多項式³⁾により再構築⁴⁾する。

$$\begin{aligned} u_{i+\frac{1}{2}}^L = & \frac{1}{630}u_{i-5} - \frac{41}{2520}u_{i-4} + \frac{199}{2520}u_{i-3} \\ & - \frac{641}{2520}u_{i-2} + \frac{1879}{2520}u_{i-1} + \frac{275}{504}u_i \\ & - \frac{61}{504}u_{i+1} + \frac{11}{504}u_{i+2} - \frac{1}{504}u_{i+3} \end{aligned} \quad (1)$$

また、低マッハ数領域における数値粘性を低減するため、補間した速度成分に対して Thornber らによって提案された修正⁵⁾を加える。

粘性流束は 8 次精度の中心差分法により求める。時間積分には 2 段階 2 次の Runge-Kutta 法を用いる。3 段 3 次の Runge-Kutta 法による解析は 2 段 2 次と同じ結果を与えるため、時間積分法は 2 次精度で十分であると考えられる。

粘性係数はサザラランドの式により評価し、熱伝導係数・拡散係数はプラントル数・シュミット数を 0.72, 1.0 として評価した。

計算領域を 1500 ブロックに分割することにより並列化し、宇宙航空研究開発機構 (JAXA) に設置されている JAXA スーパーコンピュータシステム (JSS2) 上で 188 CPU (6016 コア) を用いて解析を実施した。

3.2. LES 解析

LES 解析に使用される流れ場の支配方程式は空間フィルター操作を施した三次元圧縮性 Navier-Stokes 方程式であり、密度・運動量・エネルギー、および、スカラーの保存式を解く。空間精度の高次精度化にはいくつかの異なる手法⁴⁾を使用するため、解析結果とともに後述する。SGS モデルには渦粘性型の標準的なモデルとしてスマゴリンスキーモデルを使用するか、SGS モデルを使用しない陰的 LES (ILES) により解析を実施する。その他の手法については DNS 解析と同じ手法を用いる。

4. 解析結果

DNS 解析による解析結果の例として x - y 断面 ($z=0$) における瞬時の渦度分布を図 3 に示す。LES と DNS の比較には、噴流中心 ($y=0$) に沿った平均速度分布、および、rms 変動分布 (いずれもスパン方向について平均をとる) を利用する。平面乱流噴流では噴流中心に沿った速度分布が以下の線形関係式によって表現されることが知られている^{6,7)}。

$$\left\{ \frac{U_0}{U_{cl}(x)} \right\}^2 = C_u \left(\frac{x}{D} - C_{u0} \right) \quad (2)$$

ここで、 U は x 方向速度、 D は噴射ノズル幅である。下付き文字 0, cl は、それぞれ、噴射条件と中心線 ($y=0$) での値を示す。また、 C_{u0} は仮想的な原点を示す。平均速度分布の比較では傾きの大きさ (C_u) と立ち上がりの位置 (C_{u0}) がどのくらい正確に再現できるかが指標となる。また、rms 変動分布の比較では変動の立ち上がり位置、および、そのピーク値が指標となる。

最初に、最もスタンダードなアプローチとして以下のスマゴリンスキーモデル (SMG) による LES 解析の結果を DNS 解析と比較する。

$$\tau_{ij}^{sgs} = -2\nu_t \tilde{\delta}_{ij} + \frac{\delta_{ij}}{3} \tau_{kk}^{sgs} \quad (3)$$

$$\nu_t = (C_s \Delta)^2 (2\tilde{\delta}_{ij} \tilde{\delta}_{ij})^{1/2} \quad (4)$$

$$\tau_{kk}^{sgs} = 2C_l \Delta^2 (2\tilde{\delta}_{ij} \tilde{\delta}_{ij}) \quad (5)$$

モデルパラメータの値は $C_s = 0.2$, $C_l = 0.0066^8)$ とし、三次精度 MUSCL 法 (M3) により空間高次精度化を行った LES 解析の結果を図 4 に示す。この解析では Thornber らの修正法は使用しない。まず、時間平均速度分布をみると、DNS 解析の結果よりも立ち上がり位置が下流にずれ、線形分布の傾きもかなり大きくなっている。平均速度分布を式 (2) でフィットすると C_u の値は DNS で 0.1502, LES は 0.2173 であった。また、rms 変動分布についても LES の結果は立ち上がりが遅く、そのピーク値は過大評価になっている。三次精度の空間高次精度化と $C_s = 0.2$ というパラメータは実用計算では良く使われるような設定であるが、この結果を見る限り DNS の結果を全く再現出来ていない。

LES の結果が DNS と合わない、さてどうしたものかと、次の手としてやりがちなのはモデルパラメータの値を変化させることではないだろうか. 図 5 にモデルパラメータ C_s の値を変化させて (C_l はそのまま) 解析を行った結果を示す. まず, 平均速度分布について, $C_s = 0.1$ とすると立ち上がりの位置が DNS 解析の結果にかなり近づくものの, 傾きの大きさは改善されない. さらに C_s の値を小さくすると立ち上がり位置はほぼ DNS に一致するがやはり傾きは変わらない. $C_s = 0$ という設定は SGS 項をゼロにする, つまり, SGS モデルを使用しないという計算であり, これはいわゆる陰的 LES (ILES) になる. $C_s = 0$ とした場合に $C_u = 0.2085$ となったが, 依然として DNS との差は大きい. また, rms 分布についても同じように C_s の値を小さくすることで立ち上がり位置は DNS にかなり近づくがピーク値は過大評価のままである.

モデルパラメータを変化させても結果が合わない, さていよいよ困ったな, となると次に打つ手は何があ

るだろうか. ダイナミックスマゴリンスキーモデルを使用するという考えもあるかもしれないが, $C_s = 0$ でも良い結果が得られないとなるとあまり期待は持てないように思われる. 逆カスケードが云々という意見もあると思うが, 平面乱流噴流はともかくとして実用計算で LES 解析を行う場合, C_s が負の値をとると SGS 項が生成項として働くため計算を不安定にする効果が大きく, あまり上手くいかないのではないかと想像する.

いよいよ打つ手がない, もう仕方がないとほぼ最終手段に近い手としてとる方法は格子解像度を上げることではないだろうか. 図 6 に三次精度 MUSCL 法による ILES で格子解像度を変化させて解析を行った結果を示す. これまでの結果を見る限り, SGS モデルが結果を良くする方向に機能しているようにはみえないため, 以降の解析は ILES により実施する. 基準の格子解像度 ($D/10$) から解像度を上げていくと, 平均速度分布の傾きが小さくなり, rms 変動分布はピーク値

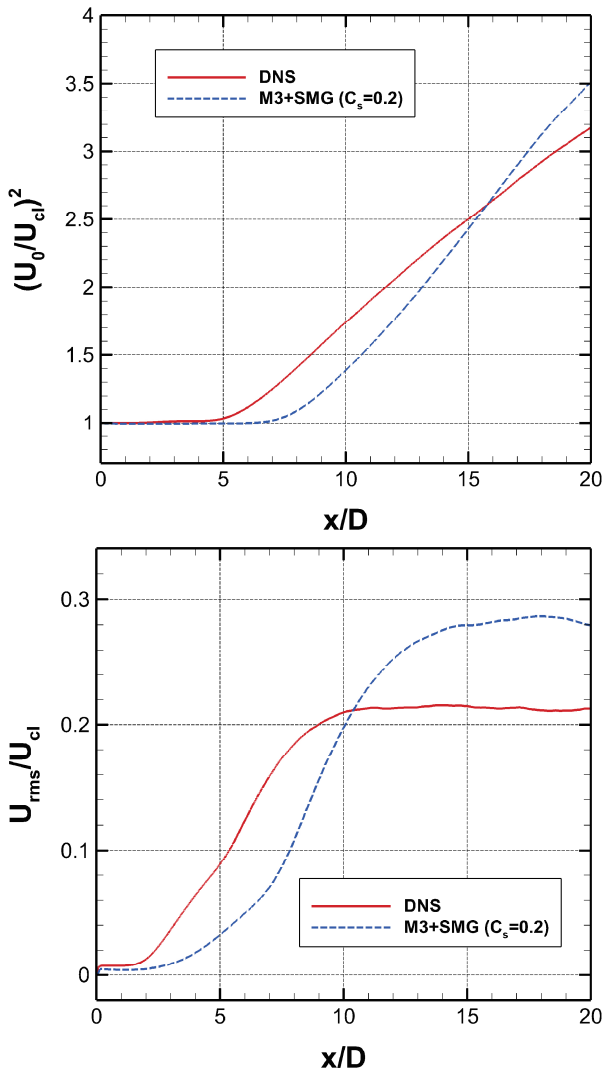


図 4 三次精度 MUSCL 法とスマゴリンスキーモデル ($C_s = 0.2$) による LES の解析結果. 噴流中心に沿った平均速度分布 (上図), および, 速度変動 rms 分布 (下図).

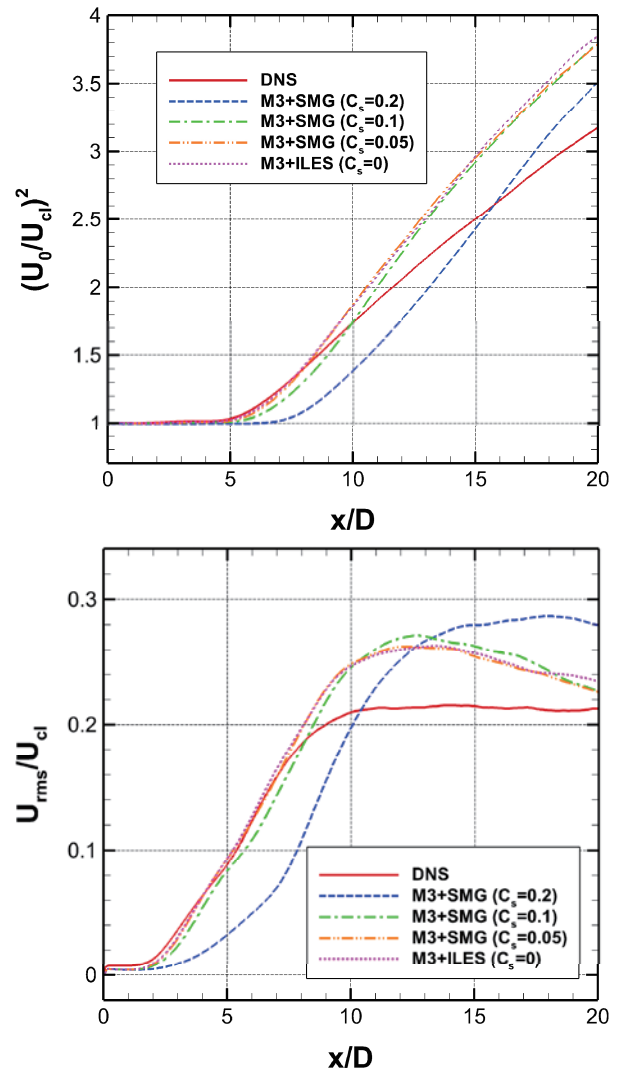


図 5 スマゴリンスキーモデルのモデルパラメータ C_s を変化させた場合の解析結果

が下がり、いずれも DNS 解析の結果に近づいていく。格子解像度を $D/30$ まで上げて解析を行った結果は DNS 解析にかなり近い結果 ($C_u=0.1514$) にはなるものの、分布の傾向に若干の差異があることに加え、 $D/30$ という解像度はほぼ DNS に近いレベルになってしまうため、あまり賢い手とは言えないのではないだろうか。

格子解像度を高くすることで結果が改善される傾向がみられたが、空間解像度の改善は高次精度補間の精度を上げることで実現可能である。実用計算の場合、計算の安定性を重視するあまりどうしても低次の空間補間スキームが使用されがちであるが、著者の経験では衝撃波などの不連続面が無い限り高次精度補間による計算でも安定して解が得られることが多い。というわけで、次の手として高次精度補間による空間解像度の改善を試してみよう。図 7 に、五次 (P5)、七次 (P7)、九次 (P9) の多項式³⁾を用いた補間⁴⁾による ILES の解析結果を示す。この解析では Thornber らの修正法を使用した。格子解像度は $D/10$ のままである。解析結果の比較からいずれの補間スキームによる結果も DNS とかなり良く一致する。平均速度分布の結果をみ

ると、P5 による解析で少しだけ傾きが大きいが DNS との一致は悪くなく、 C_u の値は 0.1582 (P5)、0.1525 (P7)、0.1478 (P9) となった。rms 変動分布についても立ち上がりの傾向、ピーク値ともに DNS の結果を非常に良く再現出来ている。

5. LES 解析の結果に対する考察

4 章で実施した一連の LES 解析では、典型的な SGS モデルを使用して粗い格子で解析を行った場合にはダメな結果しか得られず、空間高次精度化を施して SGS モデルを使用しない ILES を実施することで DNS の結果と非常に良く一致する解が得られた。ここでは、なぜそのような結果となったのかについて考察をしてみよう。

5.1. 高次精度 ILES はなぜ DNS と一致するのか

4 章での解析結果から、空間解像度が高ければ (格子解像度を上げるか、空間高次精度スキームの精度を上げる) LES 解析の結果は良くなることは明白である。これはどういう理由によるのかを少し考察してみたい。

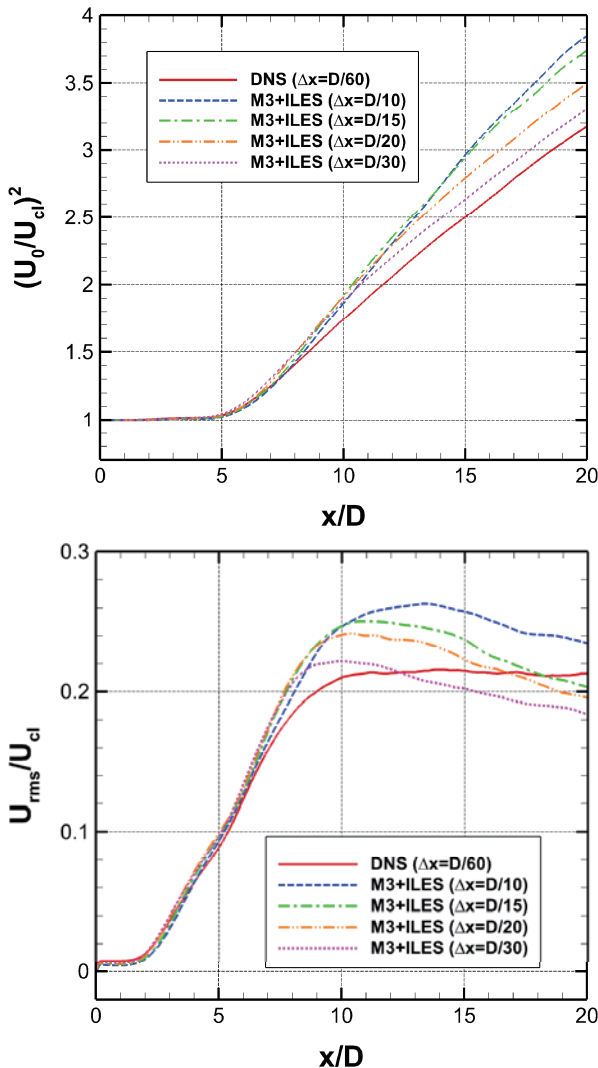


図 6 三次精度 MUSCL 法による ILES で格子解像度を変化させた場合の解析結果

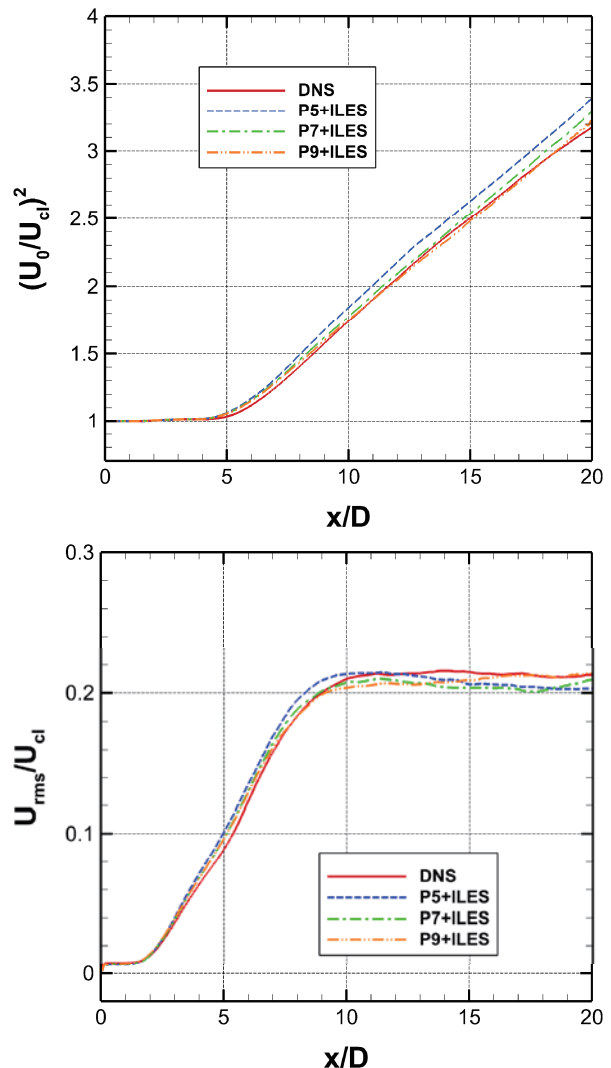


図 7 空間高次精度補間による ILES の解析結果

まず、LES では速度場 \mathbf{u} は空間フィルタリングされた速度成分 $\tilde{\mathbf{u}}$ とサブグリッド変動成分 \mathbf{u}' とに分離される。

$$\mathbf{u}_{\text{LES}} = \tilde{\mathbf{u}} + \mathbf{u}' = \mathbf{u} \quad (6)$$

本来、LES による速度場の時間平均は

$$\langle \mathbf{u}_{\text{LES}} \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T (\tilde{\mathbf{u}} + \mathbf{u}') dt = \langle \tilde{\mathbf{u}} + \mathbf{u}' \rangle \quad (7)$$

とするべきであるが、通常はサブグリッド変動成分 \mathbf{u}' が無視されて

$$\langle \mathbf{u}_{\text{LES}} \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T \tilde{\mathbf{u}} dt = \langle \tilde{\mathbf{u}} \rangle \quad (8)$$

として処理されるのがほとんどのはずである。一方、DNS による速度場は全ての乱流成分が含まれた

$$\mathbf{u}_{\text{DNS}} = \mathbf{u} \quad (9)$$

であるから、その時間平均は

$$\langle \mathbf{u}_{\text{DNS}} \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T \mathbf{u} dt = \langle \mathbf{u} \rangle \quad (10)$$

となる。LES の空間解像度が十分な場合は \mathbf{u}' の寄与が無視できるほど小さく、実質的に $\langle \tilde{\mathbf{u}} \rangle \approx \langle \mathbf{u} \rangle$ となるため DNS と良く一致する。空間高次精度補間による ILES が良い答えを与える理由はこのためであろう。また、三次精度 MUSCL 法による ILES で格子解像度を上げることで結果が改善されたのは $\tilde{\mathbf{u}}$ の寄与分が増加するためであろう。

では、空間解像度が不十分な場合はどうしたらよいだろうか。単純なアイデアとしては、サブグリッド変動 \mathbf{u}' の効果を統計処理に陽的に取り入れて $\langle \tilde{\mathbf{u}} + \mathbf{u}' \rangle$ を評価して DNS と比較することだろう。著者の知る限り、通常の渦粘性モデルで \mathbf{u}' を評価することは容易ではないが、サブグリッド運動エネルギー ($k_{\text{sgs}} = \overline{\mathbf{u}'_i \mathbf{u}'_i} / 2$) や SGS 応力 ($\tau_{ij}^{\text{sgs}} = \overline{\mathbf{u}_i \mathbf{u}_j} - \tilde{\mathbf{u}}_i \tilde{\mathbf{u}}_j$) の輸送方程式⁹⁾を解くモデルなど、サブグリッド変動成分を陽的に定義できる手法がカギではないかと著者は考えている。

また、LES の比較対象が DNS である場合には、DNS の速度場に空間フィルタリングを施して

$$\overline{\mathbf{u}_{\text{DNS}}} = \tilde{\mathbf{u}} \quad (11)$$

を求め、式 (8) による $\langle \mathbf{u}_{\text{LES}} \rangle$ と $\langle \overline{\mathbf{u}_{\text{DNS}}} \rangle$ の比較を行うべきであろう。しかしながら、DNS との比較ならばともかく、実験データなどに空間フィルタリングを施すのは容易ではないので、実際の LES でこのようなアプローチをとることは現実的には難しいだろう。

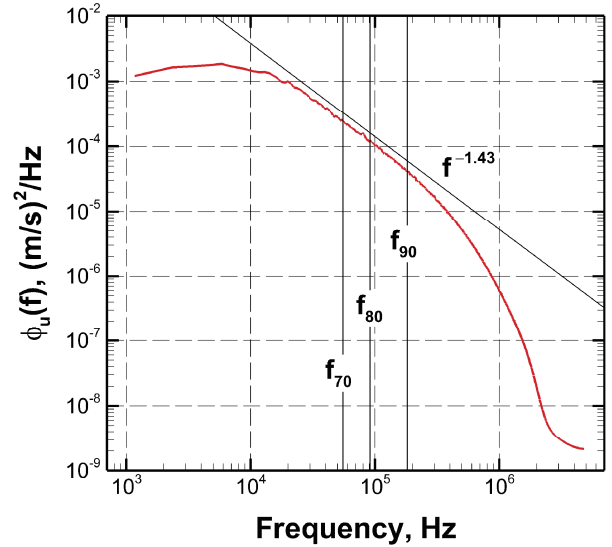


図 8 DNS による速度場から得られたパワースペクトル密度 ($x/D = 11$)

5.2. 空間解像度が十分であるとはどういうことか

さて、前述の考察では空間解像度が十分ならば $\langle \tilde{\mathbf{u}} \rangle \approx \langle \mathbf{u} \rangle$ となるため LES は DNS と一致する、という主張をしたが、空間解像度が十分であるかどうかをどのように判断すべきだろうか。次にこの点についても考察をしたい。図 8 に DNS による速度場 \mathbf{u} から得られた、噴流中心 $y=0$, $x/D=11$ における (スパン方向に平均操作をした) パワースペクトル密度を示す。まず、慣性小領域の傾きは $-5/3$ ではなく -1.43 となっているが、これは Sadeghi らの研究¹⁰⁾によると $Re = 10^4$ 程度の噴流中心におけるスペクトルの傾きは $-5/3$ よりも大きな値となる報告がされており、本解析の結果はその報告と一致する。図 8 には $f^{-1.43}$ だけでなく、周波数 f までのエネルギーが全体の何 % に相当するかという指標、

$$\frac{\int_0^f \phi_u(f') df'}{\int_0^\infty \phi_u(f') df'} \quad (12)$$

により、70, 80, 90% となる周波数に対応した直線 (それぞれ、 f_{70} , f_{80} , f_{90} とラベル) をプロットする。これらのプロットから粘性散逸領域が始まる約 200 kHz までに全体の 90% のエネルギーが含まれていることがわかる。

では、良い結果を与えた高次精度補間 (P5, P7, P9) による ILES とダメな結果を与えた三次精度 MUSCL 法 (M3) による ILES のパワースペクトル密度はどのようになるだろうか。その結果を図 9 に示す。まず、高次精度補間による ILES のパワースペクトル密度は空間精度が高くなるにつれて解像度が上がり、スペクトルの減衰が始まる周波数はより高周波の領域へシフトする。また、ILES では DNS にみられる粘性散逸領域に相当する周波数領域を解像することが出来ていないため、数値粘性による散逸でスペクトルが急激に減衰している。最も精度の低い P5 でも全体の 80% 程度が、P9 では全体の 90% 近くのエネギーを含む周

波数までの慣性小領域が解像されている。DNS と一致しない結果を与えた三次精度 MUSCL 法による ILES のパワースペクトル密度では全体の 70% のエネルギーが含まれる周波数よりもかなり低い周波数で減衰が始まっており、低周波のエネルギーもオーバーシュート気味な高い傾向を示している。この結果から、空間解像度が十分であるとは、乱流エネルギーの 80% 程度を含んだ周波数領域までを解像していること、ということになる。

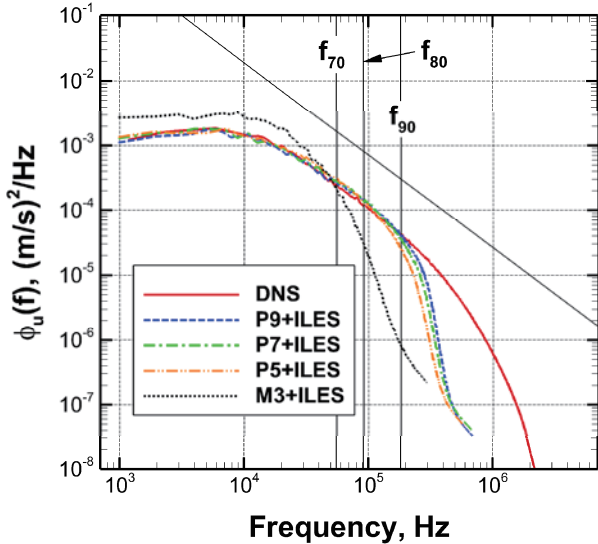


図 9 ILES による速度場から得られたパワースペクトル密度 ($x/D = 11$)

今回の比較では正解である DNS のスペクトルが利用可能であるため、全体の 80% のエネルギーが含まれる周波数領域を判断できたが、多くの場合はそのようなリファレンスが無い場合が多い。その場合にはどうするかであるが、計算対象の流れ場のレイノルズ数からモデルスペクトル¹¹⁾を計算することで 80% までのエネルギーが含まれる周波数を評価することが可能である。あとは LES によって得られたスペクトルからどの周波数まで解像できているかを把握し、解像度が十分であるかを判断することが出来るはずである。

5.3. SGS モデルは何をしているか

4 章での結果を見る限り、SGS モデルが結果を良くする方向に機能しているようにはみえない。では、一体、SGS モデルはどのような役割を果たしているのだろうか。字面の通りに考えると、SGS モデルの役割はまさに格子で解像されないサブグリッドスケールの乱流をモデリングするものである。しかし、この説明はいささか漠然としていて、最初の内は何がモデリングされているのか著者自身も今ひとつよく分かっていなかった。ここでは、同じような疑問を感じている読者に向けて SGS モデルの役割について著者の理解を元に説明を試みたい。

式 (6) で説明したように LES では速度場が格子スケール成分とサブグリッドスケール成分に分離される。この基本に従い、格子スケールとサブグリッドスケ

ールに分離された流体の運動エネルギーの輸送方程式により SGS モデルの果たす役割について説明をする。まず、格子スケール速度成分による流体の運動エネルギー ($\tilde{k} = \tilde{u}_i \tilde{u}_i / 2$) の輸送方程式はフィルタ操作を施した運動量保存則に \tilde{u}_i を乗じることで求められる¹²⁾。

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tilde{k}}{\partial t} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} (\tilde{k} \tilde{u}_j)}_{\text{advection}} + \underbrace{\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{p} \tilde{u}_j)}_{\text{press. diff.}} - \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial \tilde{k}}{\partial x_j} \right)}_{\text{visc. diff.}} \\ + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} (\tau_{ij}^{\text{sgs}} \tilde{u}_j)}_{\text{SGS diff.}} \end{aligned} \quad (13)$$

$$= \underbrace{\tilde{u}_i \tilde{u}_j \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j}}_{\text{production}} - \underbrace{\nu \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j}}_{\text{visc. diss.}} + \underbrace{\tau_{ij}^{\text{sgs}} \tilde{S}_{ij}}_{\text{SGS diss.}}$$

式 (13) の左辺、第 2~5 項は運動エネルギーをある位置から別の位置へ輸送する効果を表し、右辺にまとめた 3 つの項が生成・消失項になっている。

サブグリッドスケール速度成分による流体の運動エネルギー ($k_{\text{sgs}} = \overline{u'_i u'_i} / 2$) の輸送方程式は通常の運動量保存則からフィルタ操作を施した運動量保存則を減じて、さらに u'_i を乗じることで求められる¹²⁾。

$$\begin{aligned} \frac{\partial k_{\text{sgs}}}{\partial t} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} (k_{\text{sgs}} \tilde{u}_j)}_{\text{advection}} + \underbrace{\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{u_i u_i u_j} - \overline{u_i} \overline{u_i} \tilde{u}_j)}_{\text{turb. transport}} \\ + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{p} \tilde{u}_j - \bar{p} \tilde{u}_j)}_{\text{press. diff.}} - \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial k_{\text{sgs}}}{\partial x_j} \right)}_{\text{visc. diff.}} \end{aligned} \quad (14)$$

$$- \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} (\tau_{ij}^{\text{sgs}} \tilde{u}_j)}_{\text{SGS diff.}}$$

$$= -\underbrace{\nu \left(\frac{\partial \overline{u_i} \partial \overline{u_i}}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} \right)}_{\text{visc. diss.}} - \underbrace{\tau_{ij}^{\text{sgs}} \tilde{S}_{ij}}_{\text{SGS diss.}}$$

この式についても、左辺の第 2~6 項は運動エネルギーをある位置から別の位置へ輸送する効果を表し、右辺にまとめた 2 項は生成・消失項である。式 (13) と (14) を比較すると、右辺にある最終項の SGS dissipation 項は同じ形をしているが、これは格子スケール (GS) とサブグリッドスケール (SGS) 間で運動エネルギーのやり取りを担う項になっている。 $\tau_{ij}^{\text{sgs}} \tilde{S}_{ij}$ が負であれば GS から SGS へ運動エネルギーが移動し (カスケード)、正であれば SGS から GS へ運動エネルギーが移動する (逆カスケード)。最もポピュラーなスマゴリンスキーモデルの場合¹³⁾,

$$\begin{aligned} \tau_{ij}^{\text{sgs}} \tilde{S}_{ij} &= -2\nu_t \tilde{S}_{ij} \tilde{S}_{ij} \\ &= -2(C_s \Delta)^2 (2\tilde{S}_{ij} \tilde{S}_{ij})^{1/2} \tilde{S}_{ij} \tilde{S}_{ij} < 0 \end{aligned} \quad (15)$$

であり $\tau_{ij}^{\text{sgs}} \tilde{S}_{ij}$ は常に負となるため、SGS モデルがや

っていることは GS から SGS へ運動エネルギーを移動させているだけである。ダイナミクスマゴリンスキーモデルの場合もクリッピングを行っている場合は同じであろう。そして、モデル係数 C_s は GS から SGS へのエネルギー移動量の大きさをコントロールしているだけであり、全速度成分 $u = \bar{u} + u'$ において \bar{u} と u' の分配比率を変化させているに過ぎない。 C_s を大きくすれば SGS へのエネルギー移動量が増加して \bar{u} の割合が小さくなるだけである。以上の説明は直感的に過ぎる感があるので、もう少し LES 的な説明をしておくと、SGS モデルは高周波の微細な乱流成分を空間フィルタによりカットオフして GS から取り除くローパスフィルタとして機能しているだけであり、 C_s はフィルタのサイズを調整しているに過ぎないのである。

そのような見方で 4 章における SGS モデルを用いた LES の解析結果 (図 5) を分析してみよう。 C_s を小さくすることで結果が DNS に近づいていくが、これは GS から SGS へのエネルギー移動が小さくなり \bar{u} の割合が増えて $\langle \bar{u} \rangle \approx \langle u \rangle$ に近づいた結果だろう。 $C_s = 0$ の場合は SGS モデルによる GS から SGS へのエネルギー移動は 0 になるが、この時には数値粘性がローパスフィルタとして機能していることになる。また、 $C_s = 0$ と $C_s = 0.05$ の結果を比較するとほとんど差がないことから判断すると $C_s = 0.1$ 未満では SGS モデルはローパスフィルタとして機能しておらず、数値粘性に取って代わられているようである。

5.4. SGS モデルを使用すべきか

本解析では SGS モデルを使用しない ILES の方が DNS と良く一致する結果となった。では、その結果でもっていかなる場合も SGS モデルは使用する必要がないと結論付けて良いものだろうか。その答えは SGS モデルにどのような役割を期待しているかに尽きる。一般的なスマゴリンスキーモデルでは SGS モデルは GS から SGS へエネルギーを移動させる効果、つまり、高周波の乱流成分をカットオフするローパスフィルタとしてしか機能していない。したがって、ローパスフィルタの機能だけを期待するのであれば ILES でも十分にその機能を果たしており、SGS モデルを使用する必要はないだろう。例外として、空間高次精度補間により ILES を行った場合に数値的な振動・不安定が問題になるような場合、安定性を向上させる目的で小さな C_s で SGS モデルを使用することはアリかもしれない。若干、興味本位なところはあるが、実際にどうなるかやってみよう。図 10 に空間 9 次精度補間の LES にスマゴリンスキーモデルを使用して C_s を変化した場合の解析結果 (時間平均速度、rms 変動、パワースペクトル密度) を示す。時間平均速度と rms 変動分布から、DNS と良い一致が得られるのは $C_s = 0.05$ までであり、それ以上は空間 9 次精度の良さが損なわれる。また、速度変動のパワースペクトル密度から、 C_s の値を大きくするにしたがってスペクトルの減衰が始まる周波数が低周波領域へシフトしていくことがわかる。やはり、乱流エネルギーの 80% 程度を含んだ周波数領域までを解像しているのは $C_s = 0.05$ ま

でであり、 $C_s = 0.1$ では低周波領域のエネルギーが増加してしまっている。

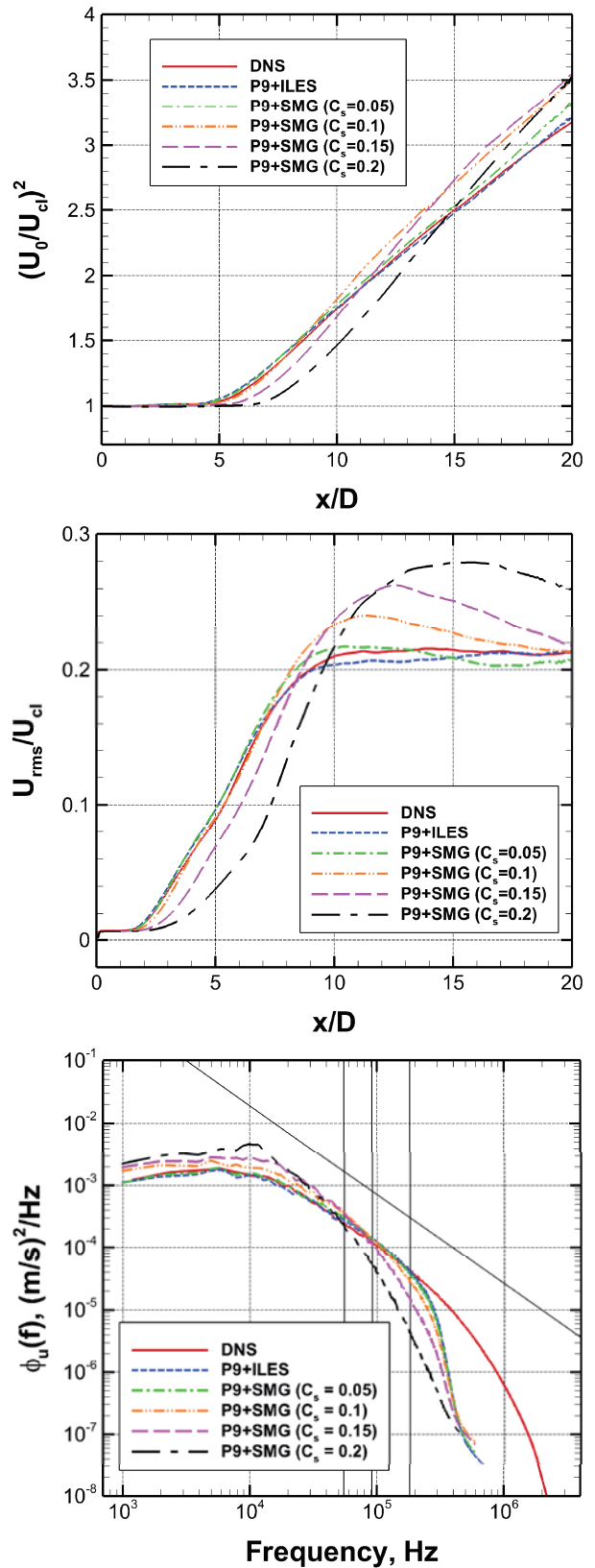


図 10 空間 9 次精度補間 + スマゴリンスキーモデルによる LES で C_s を変化した場合の解析結果

SGS モデルにローパスフィルタ以外の明確な役割を果たしてもらいたい場合はどうすれば良いだろうか。例えば、逆カスケードのような現象が重要な役割を果たす流れ場を解析の対象としているならばスマゴリンスキーモデルは用をなさず、SGS から GS へのエネルギー移動が再現できるモデル、ダイナミックスマゴリンスキーモデルや SGS エネルギーの輸送方程式を解く一方程式モデルなどを使用しなければならないだろう。また、5.1 節で考察したように、空間解像度が十分でない場合には \tilde{u} のみで良い結果が得られないので、サブグリッド速度成分を含めた $\tilde{u} + u'$ を評価できるようにすることがカギと考える。著者の知る限り、 u' を陽的に計算できる SGS モデル¹⁴⁾は一般的ではないが、一方程式モデルや SGS 応力輸送方程式モデルで得られる k_{sgs} や τ_{ij}^{sgs} から u' を計算できるようになれば空間解像度が不十分な場合でも良い結果が得られるようになる可能性があるのではないだろうか。

ローパスフィルタ以外の機能を実現する SGS モデルを使いこなすことは LES の初心者には難しいかもしれない。LES が誰にでも使いやすい普遍的なツールとなるためには、そのあたりの使いやすさを追求した新たな SGS モデルが必要ではないだろうか。

5.5. ラージエディとは

LES, ラージエディシミュレーション, のラージエディとはまさしく大きな渦のことを示す言葉である。最後に、そのラージエディとはどのようなものか、LES により捉えられる渦のイメージについて考えてみよう。LES で計算される渦は小さな渦が平均化されて大きな渦に置き換えられるようなイメージを持っている読者はいないだろうか。著者自身もそのようなイメージを持っていた時期があるが、これは明確な間違いである。LES では空間平均操作を行うのではなく、空間フィルタリングを行うことでフィルタサイズ以下の渦を分離するのである。したがってフィルタ幅以上の渦は基本的にそのまま（厳密にはそうではないが）格子上で捉えられるのである。大小のスケールの渦が混在する流れ場から小さな渦のみがなくなるようなイメージが正しい¹⁵⁾。

では、その様な認識で LES による渦と DNS による渦を比べてみよう。図 11 に LES によって得られた瞬時の渦度場と DNS による渦度場を比較した結果を示す。良い結果が得られた P9+ILES による渦度は DNS による渦度を少しぼかしたような瞬時場になっている。それ以外の結果 (M3+SMG, M3+ILES) は DNS と一致しない結果を与える場合の解析例であるが、DNS には存在しないような大きな渦が形成されている。これは、本来、フィルタサイズ以上の渦は格子上でそのまま捉えられるという LES の性質から外れており、フィルタサイズ以上の渦も影響を受けて変化してしまっていることを意味する。読者によっては M3+SMG および M3+ILES による渦度の方を LES らしいと感じるかもしれないが、LES による正しい渦のイメージは P9+ILES のような少しボケたような渦度分布なのである。

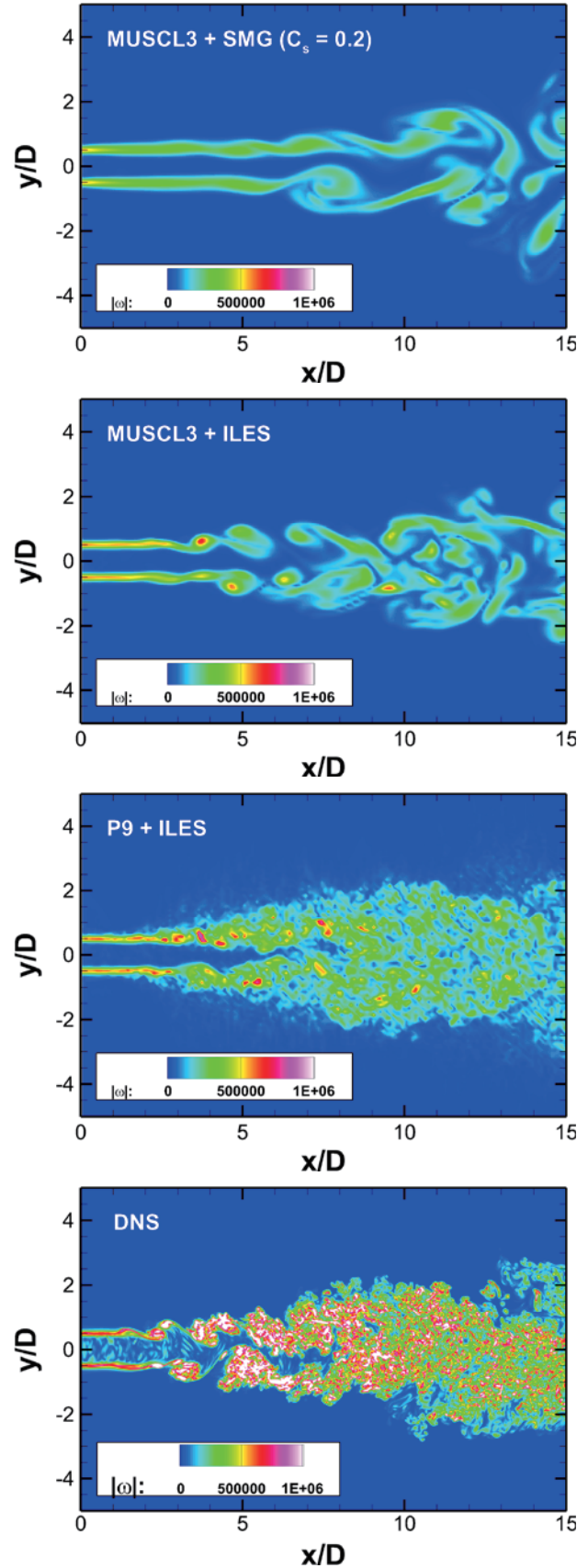


図 11 LES (M3+SMG, M3+ILES, P9+ILES) および DNS によって得られた x - y 断面 ($z=0$) における瞬時の渦度分布

6. まとめ

現状の LES は格子解像度や空間高次精度スキーム、SGS モデルにより解析結果が劇的に変化し、玄人でなければ使いこなすことが難しいツールのように思える。本稿では、どのようにすれば LES によって乱流場の良い解析結果が得られるか、シンプルな平面乱流噴流を対象として実際の事例を交えながら紹介した。通常、LES ではフィルタリングされた速度場 \tilde{u} のみで時間平均などの統計処理が行われて DNS や実験データと比較されることが多い。そのような場合、LES が良い結果を与えるためには、サブグリッド変動成分 u' が無視できるようなレベルまで空間解像度を高める、具体的には乱流エネルギーの 80% まで解像する必要があることを示した。一方で u' を陽的に評価することができれば $\tilde{u} + u'$ を用いた統計処理を行うことが可能になり、空間解像度が不十分な場合であっても LES が良い結果を与える可能性があることにも触れた。使い勝手の良い、普遍的な LES 解析を実現するためには、そのようなアプローチを検討する必要があると著者は考える。

謝辞

本研究では数値計算を実行するにあたって、宇宙航空研究開発機構スーパーコンピュータ「JSS2」を用いた。ここに記して関係者各位に謝意を表す。

参考文献

- (1) 松山, 平面乱流噴流のレイノルズ数依存性に関する DNS, 日本流体力学学会年会 2018 講演論文集, 2018.
- (2) Shima, E., and Kitamura, K., *AIAA J.* 49, (2011), pp.1693–1709.
- (3) Gerolymos, G. A., Senechal, D., and Vallet, I., *J. Comput. Phys.* 228, (2009), pp.8481–8524.
- (4) Matsuyama, S., *Computers & Fluids* 91, (2014), pp.130–143.
- (5) Thornber, B., Mosedale, A., Drikakis, D., Youngs, D., and Williams, R. J. R., *J. Comput. Phys.* 227, (2008), pp.4873–4894.
- (6) Stanley, S. A., Sarkar, S., and Mellado, J. P., *J. Fluid Mech.*, Vol.450, (2002), pp.377–407.
- (7) Deo, R. C., Mi, J., and Nathan, G. J., *Physics of Fluids* 20, (2008), 075108.
- (8) Zang, T. A., et al., *Physics of Fluids A* 4, (1992), pp.127–140.
- (9) 松山, SGS 応力輸送方程式型の LES モデリングに向けた平面乱流噴流 DNS データによるアプリオリテスト, 日本流体力学学会年会 2019 講演論文集, 2019.
- (10) Sadeghi, H., Lavoie, P., and Pollard, A., *Journal of Turbulence* 15, (2014), pp.335–349.
- (11) Pope, S. B., *Turbulent Flows*, Cambridge University Press, pp.232–234, 2000.
- (12) Sagaut, P., *Large Eddy Simulation for Incompressible Flows*, Third Edition, Springer, pp.52–54, 2004.
- (13) Pope, S. B., *Turbulent Flows*, Cambridge University Press, pp.587, 2000.
- (14) Sagaut, P., *Large Eddy Simulation for Incompressible Flows*, Third Edition, Springer, Section 7.7, 2004.
- (15) 笠木ほか, 乱流工学ハンドブック, 朝倉書店, 13.1 節, 2009.

後流積分抵抗分解を用いた CFD 計算における 遠方境界条件の解析

水上 祥 (富山大学), 瀬田 剛 (富山大学), 松島 紀佐 (富山大学)

Analysis of far-field boundary conditions imposed for CFD simulation using a drag decomposition element derived from a wake-integration method

MIZUKAMI Sho, SETA Takeshi, MATSUSHIMA Kisa (Toyama University)

ABSTRACT

The present article performed drag calculations using two wake integration equations. First one came from the equation of momentum conservation law; second one was based on total enthalpy variation. The drag calculation was applied to CFD simulation results in order to identify the cause of peculiar behaviors on drag values by wake integrations as well as to devise strategy for accurate drag values. One of the peculiar behaviors was enthalpy variation near far-field boundaries, which implied unphysical phenomena. Those phenomena affected drag and lift values by the wake integral calculation. Through the investigation, we found that the cause of enthalpy variation was the inconsistency in imposing boundary conditions on far-field regions when CFD simulations were conducted.

記号の説明

- x : 翼先端を原点とし下流へ向かう座標
- y : x 軸に直交する翼スパン方向座標
- z : x, y 軸に直交する上空方向座標
- \vec{n} : 単位法線ベクトル, (n_x, n_y, n_z)
- u : x 方向速度成分
- v : y 方向速度成分
- w : z 方向速度成分
- \vec{u} : 速度ベクトル, (u, v, w)
- U : 主流速度
- ρ : 密度
- P : 圧力
- C : 長さの無次元化単位 (=翼弦長)
- s : エントロピー
- S_w : 翼面積
- H : 全エンタルピー
- R : 気体定数
- q_∞ : 一様流動圧
- W_A : 後流面
- M : マッハ数
- α : 迎角
- ΔH : 全エンタルピー差 $H - H_\infty$
- γ : 比熱比
- CD : 抵抗係数
- CL : 揚力係数
- CD_{NF} : 翼表面積分法での抵抗係数
- CD_{wi} : 後流積分法での抵抗係数
- CD_h : エンタルピー抵抗係数
- CD_p : エントロピー抵抗係数
- CD_i : 誘導抵抗係数
- $()_\infty$: 一様流物理量

- $()_T$: 淀み点物理量
- ξ : 渦度ベクトルの一様流方向成分

1. はじめに

本稿では、我々の主たる研究対象である後流積分 (Wake Integration) による抵抗計算に取り組む過程で遭遇した興味深い現象についての考察を報告する。我々は飛行物体の抵抗を精度よく求めることを目指して CFD シミュレーション結果を用いた後流積分法や抵抗分解の研究を行っている⁽¹⁻⁶⁾。研究の中で全エンタルピー変化による抵抗について興味深い挙動に気が付いた^(4, 6)。対象の CFD 結果は翼単体周りの流れ場でエンジンなし (Power-off) のモデルであるから、理論的には、全エンタルピー変化はゼロのはずである。しかし抵抗分解を行ったところでは、全エンタルピー変化に起因する抵抗成分がゼロにならなかったのである。そこで、場所ごとの全エンタルピー変化を可視化したところ、遠方境界周辺に分布があることが分かった。 10^{-4} 程度の微量だが、積分量になると抵抗計算の精度に大きく効いてくるようであった。このように抵抗値は揚力と比べると絶対値が1, 2桁小さいことから、CFD 計算においては格子分布・計算手法などの影響を受けやすく、現在も抵抗算出に関する基礎的研究が継続的に行われている。

通常、CFD 計算の抵抗算出は物体表面上で圧力と粘性応力テンソルを積分する表面積分 (Near-Field) 法が用いられる。一方で、遠方場 (Far-Field) 法または後流積分法と呼ばれる、後流現象に着目した手法も考案されている⁽⁷⁻¹²⁾。後流積分法は抵抗発生原因となる物理現象別の抵抗要素に分解して、抵抗値を評価できる利点がある^(9, 11, 12)。我々は、CFD シミュレーションで求めた定

常飛行する単独翼周りの流れ場に対しKusunose⁽⁹⁾の手法を基礎にした後流積分抵抗算出や抵抗分解の精度について検討を行ってきた。その検討の過程で、エンジン無し(Power-off)の機体が定常飛行している流れ場において、抵抗分解を行うと、後述するエンタルピー抵抗が有意に存在している状況に遭遇した。熱流体力学的には、エンタルピー抵抗が有意な値を持つのはエンジンが作動 (Power-on)している場合である。しかし、考えている流れ場はPower-offであるのに、かなり大きいエンタルピー抵抗が存在していた。その原因を探るため、可視化や数値実験を行った内容を報告する。さらに上記の様な不可解なエンタルピー抵抗の揚力への影響についても調査を行った。

2. 積分計算手法

2.1. 翼表面積分法 (Near-Field 法)

以下に示す式(1)を用いて S_0 (第1図の翼表面) 上にかかる力を積分することで直接的に抵抗計算する手法をNear-Field法という。 \vec{n} は積分面に対する単位法線ベクトルで、向きは物体(翼)表面 S_0 では物体内部へ、検査体積表面(第1図の翼を囲む空間領域の表面)では外側へ向く。 $\vec{\tau}_x$ は粘性応力テンソルの x 方向作用素を表す。また、以降の議論は、抵抗力ではなく抵抗係数値で行うものとする。

$$CD_{NF} = \iint_{S_0} [P \cdot n_x + \vec{\tau}_x \cdot \vec{n}] ds \div (q_\infty \cdot S_w) \quad (1)$$

$$\text{where } q_\infty = \frac{1}{2} \rho_\infty U_\infty^2$$

またNear-Field法で揚力を求める場合に用いる式を以下に示す。 $\vec{\tau}_z$ は粘性応力テンソルの z 方向作用素を表し、抵抗力と同様に揚力ではなく揚力係数値を扱う。

$$CL_{NF} = \iint_{S_0} [P \cdot n_z + \vec{\tau}_z \cdot \vec{n}] ds \div (q_\infty \cdot S_w) \quad (2)$$

2.2. 後流積分法 (Wake Integration 法)

以下に示す式(3)を用いて抵抗計算する手法である。積分形の流体方程式について、第1図に示すように翼周りの流れ場に検査体積を考えガウスの発散定理を適用する積分面が物体から十分離れている場合、粘性力は無視することができる。後流面 S_2 を主流に垂直、 x 軸を主流方向にとっている。後流面 S_2 では $(n_x, n_y, n_z) = (1, 0, 0)$ となる。式(3)の後流積分抵抗係数 CD_{wi} は CD_{NF} と数学的に同等であることがわかる。検査体積表面を構成する S_1 と S_2 はそれぞれ主流に関しての流入面と流出面を表す。また S_1 と S_2 以外の面は遠方境界である。 S_1 の流れは一様流で、その圧力・密度は P_∞, ρ_∞ で、速度は $(U_\infty, 0, 0)$ とする。検査体積の x 軸は一様流方向に取る。後流積分を行う後流面 W_A は主流に垂直である。 W_A は S_2 面全体でも良いし、積分に寄与しない部分を除いた S_2 の一部の領域でも良い。

ここでは、3次元翼周りのCFD結果に後流積分抵抗計算を適用し、Near-Field法の値を基準として各種

検証を行う。その際に、式(4)の全エンタルピー抵抗係数 CD_h を導入する。式(4)の定義はKusunoseの著書⁽⁹⁾などにおける通常の定義と比べると、正負の符号が逆になっていることに留意して頂きたい。実際のところ、全エンタルピー抵抗は推進系によるエネルギー(または全エンタルピー)変化が存在する流れ場において値を持ち、本稿で取り扱う単独翼周りの流れ場では値を持たないはずである。しかし、単独翼であってもCFD計算結果においては CD_h が有意の値を持ち興味深い状況を示すことを以前の研究で経験したので^(4,6)、本稿で CD_h の発生原因についてさらに調査する。

$$CD_{wi} = \iint_{W_A} [\rho u(U_\infty - u) + (P_\infty - P)n_x] ds \div (q_\infty \cdot S_w) \quad (3)$$

$$CD_h = \iint_{W_A} \rho_\infty \Delta H ds \div (q_\infty \cdot S_w) \quad (4)$$

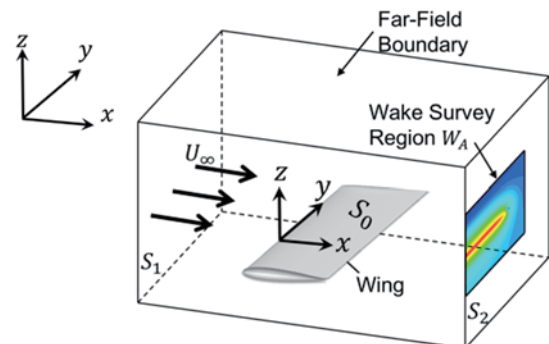
$$\text{where } \Delta H = H - H_\infty$$

$$H = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{p}{\rho} + \frac{1}{2} (u^2 + v^2 + w^2)$$

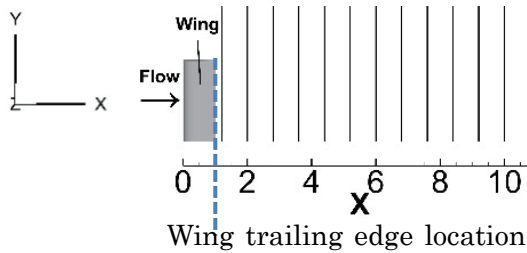
微小擾乱近似を用いることで、物体表面での渦度は0であるので、後流積分での揚力の式は以下のようになる。

$$CL_{wi} = \left[\rho_\infty U_\infty \iint_{W_A} y \zeta dy dz - \rho_\infty U_\infty^2 (1 - M_\infty^2) \iint_{S_2} \frac{w}{U_\infty} \frac{\Delta U}{U_\infty} dy dz + M_\infty^2 \frac{\gamma P_\infty}{R} \iint_{W_A} \frac{w}{U_\infty} \Delta s dy dz - \rho_\infty M_\infty^2 \iint_{W_A} \frac{w}{U_\infty} \Delta H dy dz \right] \div (q_\infty \cdot S_w) \quad (5)$$

後流積分の式(3)、(4)および(5)における積分領域 W_A は第1図に示す S_2 面上つまり翼より下流側の $y-z$ 平面にある。その面を下流のどの x 座標位置を取るべきかについては未だ定まった見解があるわけではないので、翼後縁($x=1.0$)より0.2下流位置から0.8毎に $x=10.0$ までの12個の位置の面での後流積分による抵抗係数を計算した。抵抗係数値を示したり、物理量の可視化には、 $x=6.0$ での結果を用いた。



第1図 検査体積



第2図 後流面の位置

2.3. 抵抗分解との関係

Kusunose の定義⁹⁾によれば、数理解的には物体に働く抵抗係数値は、その原因となる物理現象別に3つの成分に分解される。つまり、 $CD_{wi} = CD_p + CD_i - CD_h$ が成立つ。エンジンが作動するなど Power-on の状態で推進力を翼が得ている時に CD_h は正、逆噴射状態で CD_h は負と考えられる。本来なら、本稿で扱う流れ場では、 $CD_h = 0$ で $CD_{wi} = CD_p + CD_i = CD_{NF}$ が成り立つはずである。ところが、実のところは、 CD_h が有意な値を持ち、その分だけ CD_{wi} の値が少なくなっている状況を経験した。式で書くと、 $CD_{wi} + CD_h = CD_p + CD_i = CD_{NF}$ の関係となっていた。 CD_p 、 CD_i についてはここでは述べない。 CD_h の原因になっている全エンタルピー変化は疑似的（非物理的な）ものであると考えられるが、全エンタルピー変化が生じた分だけ、精度良いシミュレーションを阻害する可能性のある流体現象が生じているとも考えられる。

3. CFD 流れ場条件と計算手法

3.1. 翼表面積分法 (Near-Field 法)

NACA0012 の断面を持つ矩形翼を本研究での計算対象とした。翼コード長 (C と表記する) を基準長さとして無次元化し、速度は一樣流の音速で無次元化した。計算条件は、マッハ数 $M_\infty=0.35$ 、迎角 $\alpha=5.00^\circ$ 、レイノルズ数 $Re=3.0 \times 10^6$ として計算を行った。

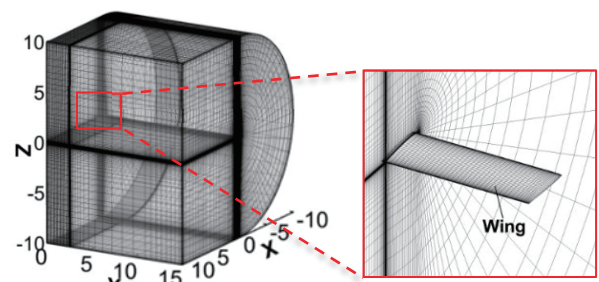
3.2. 格子分布

第3図に遠方境界を翼から 10C 離れた位置とした計算格子を示す。CH 型トポロジーの構造格子である。左は格子全体、右は翼と翼周りを拡大した図である。流れ場は左右対象であるので、対称面で分割した空間で計算する。この格子は Gz10 と略記する。翼の半スパン長は 2.5C で翼前縁の x 座標を 0 とし、後流面から翼に向かって左の面 ($y = 0$) を翼の対称面とする。第3図において対称面は左手奥の半楕円形の面である。Gz10 は計算領域としては十分に広いとは言えないが、遠方境界の影響が顕著に表れる計算結果の例として使用した。

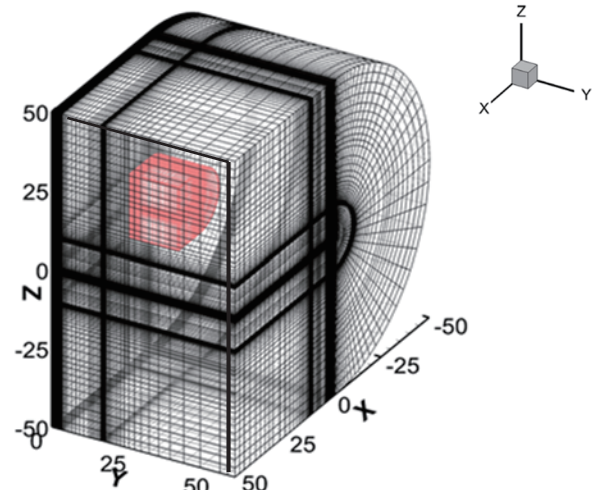
第4図に計算領域を各座標軸方向に5倍程度拡張した計算格子 Gz50 を示す。つまり遠方境界は物体から 50C 離れたところに設定される。第4図の格子空間内の赤く塗りつぶされた領域が、Gz10 の計算領域である。

3.3. 計算手法

流れ場の支配方程式は無次元化されたレイノルズ平均3次元圧縮性 Navier-Stokes 方程式である。空間離散化はセル節点有限体積法、移流項に関しては、MUSCL 型 3次精度、流束ベクトル構築は HLEW 法近似リーマン解法に加えて van Albada 流束制限関数を用いており、拡散項に関しては2次精度中心差分を用いた。時間方向離散化に関しては、LU-SGS 陰解法で時間積分を行っている。定常状態のシミュレーションであるので、局所時間ステップにより収束を加速している。乱流モデルは、修正 Baldwin-Lomax モデルである。流入と遠方境界に対する境界条件は一樣流の流体物理量を強制的に与えている。



第3図 計算格子



第4図 拡張前(赤)と後(黒)の計算格子

4. 後流積分の結果と考察 (遠方境界位置の違い)

4.1. 積分領域と可視化図に関する説明

第4節では、CFD 計算の計算領域サイズの大小が後流積分抵抗係数値に与える影響の考察を行う。その際に、後流積分の被積分関数値分布の可視化を行うが、可視化の対象とした平面の計算領域における位置について、初めに説明しておく。第5図に Gz10 格子の場合を例として可視化面を示した。左側に示したのは、可視化対象とした $x=6.0C$ の位置の $y-z$ 面(長方形)である。右側に示したのは、可視化対象とした半楕円形の $x-z$ 面の計算空間における位置である。図から分か

るように対称面($y=0$)である。左側の面は、後流積分面 W_A でもある。この節で示す後流積分値は、計算空間の或る x 座標における $y-z$ 面の全領域を W_A とみて積分を行ったものである。

4.2. 後流積分抵抗係数値

第 1 表にそれぞれの計算格子の $x=6.0C$ の位置に置いた積分面上(第 5 図右参照)での後流積分結果を示す。Gz10, Gz50 両方の計算結果は共に本来同じ値であるべき Near-Field 法 CD_{NF} と後流積分法 CD_{wi} に差があり、その差を物理的に出るのはない全エンタルピー抵抗係数 CD_h が埋めているという奇妙な結果になった。 CD_{NF} と CD_{wi} の差は、遠方境界が物体から遠ざかるほど減少する。通常、翼から 50C 遠方まで計算領域を確保すれば、遠方境界では一様流とみなせる流れになっていると予想され、遠方境界条件として一様流の値をセットすることが行われるのであるが、後流積分の観点では注意が必要であると考えられる。

次に、後流面の x 座標位置による抵抗係数変化を調査する。第 6, 7 図にそれぞれ Gz10, Gz50 格子 CFD 結果に対する後流積分抵抗係数を W_A の x 座標位置を横軸としてグラフで示す。つまり、第 2 図に示した x 座標の異なる 12 個の積分面それぞれで後流積分計算した結果の抵抗係数が Near-Field の値 CD_{NF} (—) と共に示してある。▲が CD_{wi} , ▲が CD_h , ▲が $CD_{wi} + CD_h$ の値を示している。 $CD_{wi} + CD_h$ の値は CD_{NF} と誤差 1% 以内で一致し、後流積分面の x 座標位置の影響はほとんど受けず一定値であること、また、遠方境界位置が物体に近いと CD_{wi} と CD_{NF} の乖離は大きい、遠方境界位置の関係なく、後流積分位置が翼後縁から離れるほど乖離が大きいことが見て取れる。

4.3. 抵抗要素の可視化

第 8, 9 図に Gz10 における抵抗要素(式(3)の被積分関数)の可視化図とその翼付近を拡大した可視化図、第 10, 11 図に Gz50 における抵抗要素の可視化図とその翼付近を拡大した可視化図を示す。また第 12, 13 図に Gz10 における全エンタルピー抵抗要素(式(4)の被積分関数)の可視化図とその翼付近を拡大した可視化図、第 14, 15 図に Gz50 における全エンタルピー抵抗要素の可視化図とその翼付近を拡大した可視化図を示す。各図において、左が後流面 ($y-z$ 面)、右が主流に平行な $x-z$ 面である。ここで、可視化に使用した等高線の値域設定幅について触れておく。等高線の値域は -10^{-3} から 10^3 である。つまり、 -10^{-3} 以下の値はすべて青、 10^{-3} 以上の値はすべて赤で示される。しかし、この範囲でないと遠方境界付近の抵抗要素の有意な分布が明確にわからないのでこの範囲に設定している。各図において $z=0$ 付近の翼の近傍や境界層が関連する領域での抵抗要素値は絶対値として 10^3 の 10 倍以上であるが、5 節や 6 節で分かるように、遠方境界付近に存在する抵抗要素の各格子点における値は微小であるが、積分することで後流積分値に大きな影響を及ぼすので、このような可視化を行っている。

Gz10 を用いた流れ場計算結果(第 8, 12 図)において、格子点位置が翼から離れると、抵抗要素も全エンタル

ピー要素も一旦ほぼゼロになるが、さらに翼から離れ遠方境界に近づくにつれて抵抗に寄与する値を持った要素分布を示すようになる。本来なら翼から離れるほど、抵抗要素や全エンタルピー変化はゼロに近づいていくはずであるが、そうではない非物理的と思われる状況が確認された。

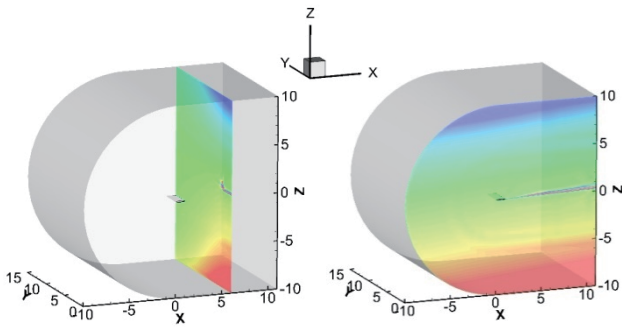
第 8 図では、翼上方の遠方境界付近に正の抵抗要素分布が、下方に負の分布があり、対称面($y=0$)付近において顕著である。第 12 図の全エンタルピー変化の遠方境界付近の分布は第 8 図と逆の分布となっている。定量的には、2 つの図の分布の物理量を足し合わせると、遠方境界付近の分布が相殺され 0 となり、翼付近や翼の後流に抵抗要素分布が残る正常な分布図になると考えられる。また遠方境界には一様流の値がセットされていることの証明として遠方境界の全エンタルピー変化や抵抗要素が 0 になっていることを確認した。しかし、本来見られないはずの遠方境界付近からも 0 以外の有意な値の分布がみられるのは、遠方境界近辺で計算領域内部から遠方境界から向かっての格子分布を密にしていることで内側の格子点での値が見えているためである。遠方境界に強制的に物理的合理性に欠ける一様流値をセットしたことで内側の格子点に悪影響が及び、非物理的なエンタルピー変化をもつに至るようになったと思われる。

Gz50 を用いた流れ場計算結果(第 10, 14 図)において、遠方境界位置が 5 倍遠方に離れたことで、 -10^{-3} から 10^3 の地域での抵抗要素の可視化での非物理的な分布はとらえられなかった。計算空間を広くとったことで状況は改善されている。しかし、第 1 表に示すように Gz50 において CD_{wi} は CD_{NF} より 23% 少ないので非物理的な現象が消滅したわけではないと思われる。その 23% の差は、遠方境界付近に分布する 10^{-4} 以下の桁の抵抗要素や疑似(非物理的)全エンタルピー変化の積分量であることは、更なる解像度で可視化した抵抗要素分布図で確認している。

一方、物理的な抵抗要素は、第 8, 10 図の抵抗要素可視化図において、翼の近傍や翼から流出境界に向かって伸びる後流域に分布している。第 12, 14 図において、それらと対応した箇所に全エンタルピー変化の正と負の値が分布しているが、これらの全エンタルピー変化は積分すると相殺され無視できる程度の微小量となる。

また第 9, 11 図および第 13, 15 図より翼付近の分布がほとんど変わっていないことから遠方境界を拡張しても翼付近の流れに影響を与えていないと考えられる。

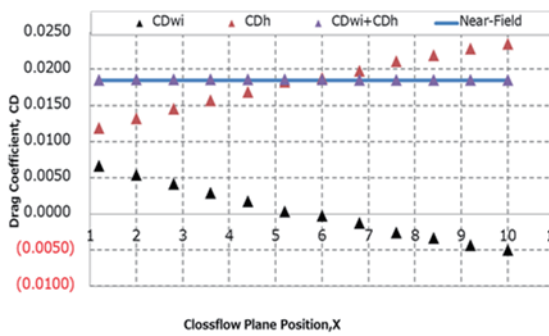
非物理的挙動は、遠方境界条件の設定法に原因があると思われる。翼が存在することの影響は無限遠方には届かないので、無限遠方に境界があるとすれば境界条件として一様流を設定すればよいが、数値計算上有限位置の遠方境界の流れを一様流としたことで、遠方境界に本来発生するはずのない(流体に作用する)力の原因が存在することになり、抵抗計算結果に影響を与えたと思われる。第 8 図から考えると、上方の遠方境界では抵抗力が働いており、下方の遠方境界では、負の抵抗力(推進力)が働いている。



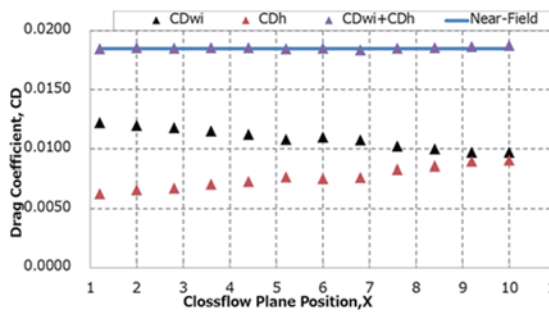
第 5 図 可視化に使用した断面
(左:主流に垂直 右:主流に平行)

第 1 表 後流積分抵抗係数計算結果 ($x=6.0C$)

Zmax	CD_{NF}	CD_{wi}	CD_h	$CD_{wi} + CD_h$
Gz10	0.0185	-0.0002	0.0188	0.0186
Gz50	0.0185	0.0110	0.0075	0.0185



第 6 図 後流積分抵抗係数値 vs. 積分面位置
(Gz10, 一様流条件)

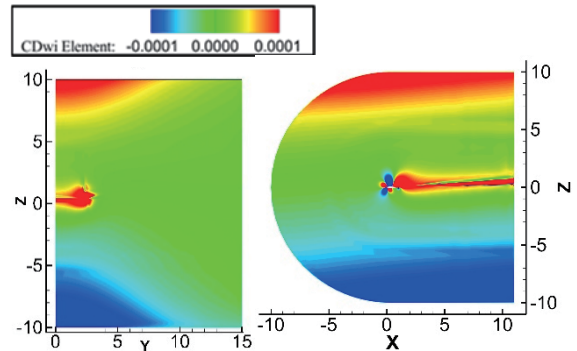


第 7 図 後流積分抵抗係数値 vs. 積分面位置
(Gz50, 一様流条件)

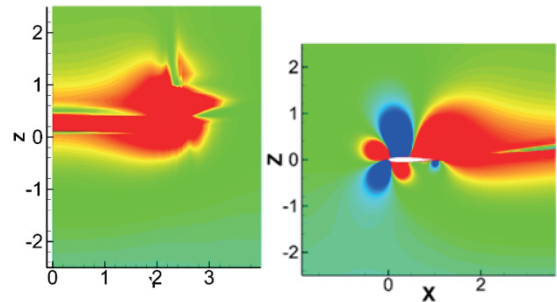
5. 後流積分の結果 2(積分領域限定)

ここでは、積分領域 W_A を限定することで、後流積分から得られる抵抗係数値がどのように変化するかを探る。4. では後流積分の積分領域は計算空間全体としていた。つまり Gz10 格子の計算結果に対しては、第 8 図左図の長方形領域を W_A としたわけである。この場合、数値計算の誤差だと考えられる遠方境界付近の非物理的な現象を含んで積分してしまうので、それらの現象を省いた領域で積分した方が正確な抵抗係数値が求まると考えたわけである。

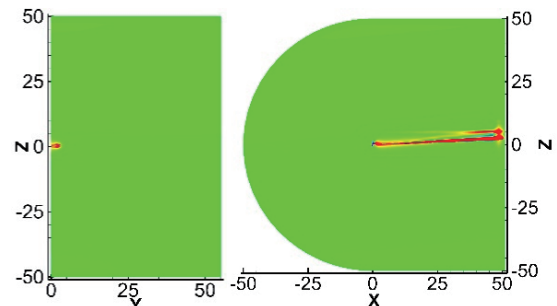
また、解析的には、後流積分定式化の基礎で W_A の範囲に関わるコントロールボリュームは CFD 計算領域の内部でも翼による流れ場への影響が十分少ない場所であればどこにとっても良いはずであるので、 W_A に関して領域限定のパラメトリックスタディを行うこととした。



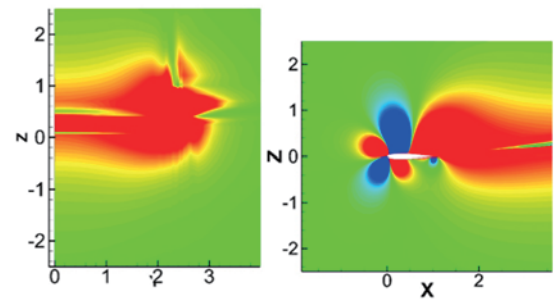
第 8 図 抵抗要素分布($x=6.0C, Gz10$)



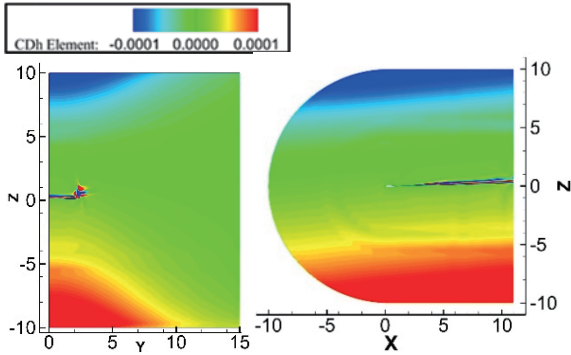
第 9 図 翼付近を拡大した抵抗要素分布
($x=6.0C, Gz10$)



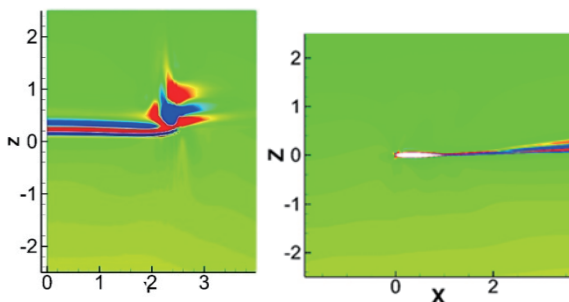
第 10 図 抵抗要素分布($x=6.0C, Gz50$)



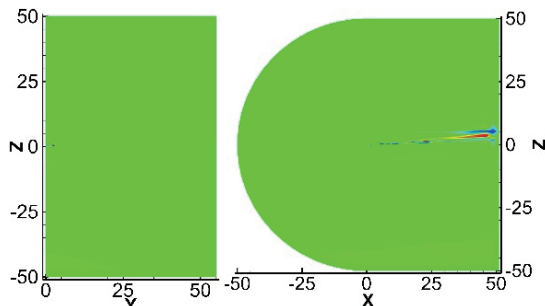
第 11 図 翼付近を拡大した抵抗要素分布
($x=6.0C, Gz50$)



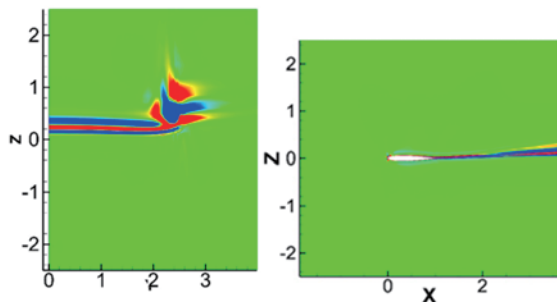
第 12 図 エンタルピー抵抗要素分布 (x=6.0C, Gz10)



第 13 図 翼付近を拡大したエンタルピー抵抗要素分布(x=6.0C, Gz10)



第 14 図 エンタルピー抵抗要素分布 (x=6.0C, Gz50)



第 15 図 翼付近を拡大したエンタルピー抵抗要素分布(x=6.0C, Gz50)

Gz10 格子では、計算空間全体(Z=±10)に対し、翼面から上下(z)方向に約 5C , y 方向には 0(対称面)~10C の領域で積分するものを Z=±5 , また、翼面から上下

(z)方向に約 2C , y 方向には 0(対称面)~7C の領域で積分するものを Z=±2 と呼ぶことにする。WA をそれぞれに設定した場合の抵抗係数を第 2 表に纏めた。さらに、Gz50 格子、計算空間全体(Z=±50)に対しては、翼面から上下(z)方向に約 25C , y 方向には 0(対称面)~30C の領域で積分するものを Z=±25 , 翼面から上下(z)方向に約 10C , y 方向には 0(対称面)~15C の領域で積分するものを Z=±10 と呼ぶ。これらに加え、Z=±5 と Z=±2 に対応する WA においても後流積分抵抗係数を求めた。その結果を第 3 表に示す。

第2表 後流積分範囲の違いによる抵抗係数変化 (Gz10)

Zmax	CD _{NF}	CD _{wi}	CD _h	CD _{wi} + CD _h
Z=±10	0.0185	-0.0002	0.0188	0.0186
Z=±5	0.0185	0.0109	0.0075	0.0184
Z=±2	0.0185	0.0150	0.0025	0.0175

第3表 後流積分範囲の違いによる抵抗係数変化 (Gz50)

Zmax	CD _{NF}	CD _{wi}	CD _h	CD _{wi} + CD _h
Z=±50	0.0185	0.0110	0.0075	0.0185
Z=±25	0.0185	0.0164	0.0023	0.0187
Z=±10	0.0185	0.0183	0.0003	0.0186
Z=±5	0.0185	0.0185	-4.4E-05	0.0185
Z=±2	0.0185	0.0177	-0.0001	0.0175

第 2 表、第 3 表を通じて、 $CD_{NF} = CD_{wi} + CD_h$ の関係はいつも成立している。翼の流れ場への影響は翼から 2C の距離では残っているが、5C の距離では消えてしまっていると思われる。つまり、今回のような大きな剥離のない定常流の場合、後流積分領域 WA として Z=±2 では積分領域が不足しており、Z=±5 まで広げれば十分であろうと考えられる。一方、遠方境界条件として不整合な値の影響は CD_h の値で判断できると思われ、かなり広い計算領域に及んでいる。第 3 表から判断すると遠方境界位置から 45C 離れたあたりで消滅している。

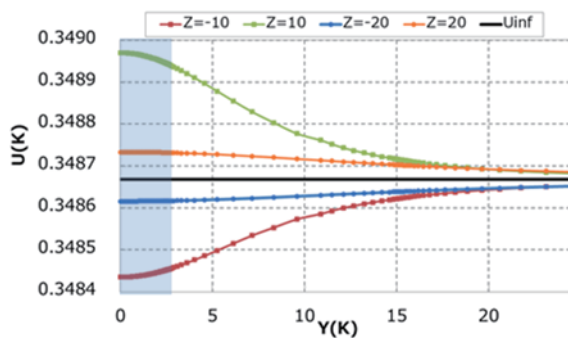
6. 翼(揚力生成)の影響範囲と遠方境界の値の整合性

Gz10 の計算格子を対象に遠方境界に設定すべき境界条件を探る。第 16, 17 図に、Gz50 の格子を用いて計算した流れ場の、翼から 10C および 20C 離れた位置の速度 u を示す。なお黒の実線で示された、Uinf は一様流の x 方向速度値(0.35 × cos5°)を示している。速度は一様流の音速で無次元化されている。第 16 図は、対称面からスパン方向に遠方境界までの y 座標に沿った、x=0.3 の位置での速度変化である。丹青色に色づけしてある、y=0~2.5 は翼の存在する範囲である。翼の揚力発生と循環の関係により上面側では流れが加速、下面側では減速されており、その度合いは翼に近いほど顕著であることがわかる。第 17 図は主流方向に流入から流出境界に向かっての x 方向に沿った u の変化状況を示す。翼の前縁位置は x=0 であるが、翼から 10C、と 20C 離れた x=-10 および -20 を通る C 形状の格子線に沿って u を抽出した。丹青色に色づけしてある x=0

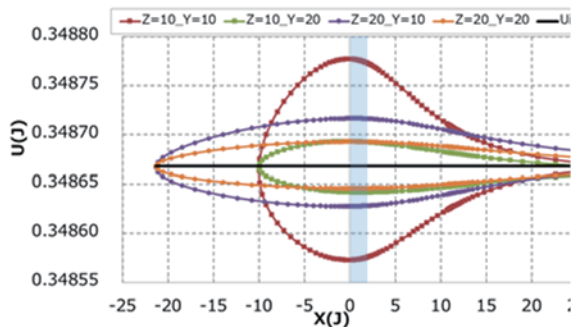
～1.0 は翼の存在する x 方向範囲である。凡例の「Y=10」などの記載の意味は、速度変化を抽出した格子線(x - z 平面上)の y 座標値である。翼が存在するのは $y=0\sim 2.5$ であるので、 $y=10$ も $y=20$ も翼から離れた場所ではあるが、第 12 図の結果と同様、翼の影響を受けて翼上面側では流れが加速され下面側では減速されていることがわかる。つまり、翼から 10C 離れたところに設定すべき物理的に正しい境界条件は、一様流の値ではなく、これらのグラフの $x=10C$ の値が望ましいと考えられる。ここでは、流れ場の物理量として x 方向速度を取り上げたが、他の物理量の密度や圧力なども一様流の値から変化した値となっていると考えなければならない。

値としては、1%以下の差であるが、後流積分抵抗計算精度には大きな影響を与えることが、4 章の結果から分かる。また、将来、推進系を含んだ Power-on の状態での抵抗分解を行う場合に境界の影響での有意な量の疑似エンタルピーが生成される状況は避けるべきである。

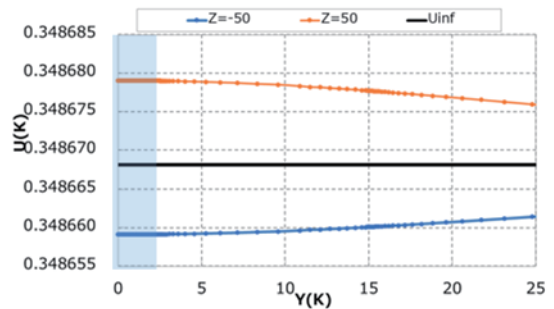
次に、4 章第 7 図の結果から、遠方境界を物体から 50C 離れた位置に設定した場合でも、遠方境界条件として一様流をセットすると、その境界条件が流体に対し非物理的影響を与えることが確認できることから、遠方境界を 100C 離れた格子を作成し、翼から 50C 離れた位置における u の状況を調査した。第 18 図と第 19 図がそれぞれ第 16 図と第 17 図に対応したグラフである。 u の一様流値からのずれは微小であるが、全エンタルピー生成には大きく影響している。



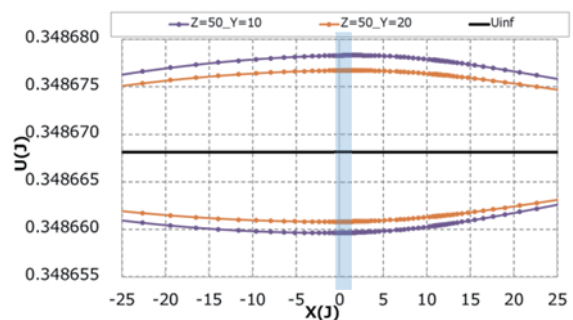
第 16 図 速度 u の速度分布 ($Z=10C, 20C$, $X=0.3C$)



第 17 図 速度 u の速度分布 ($Z=10C, 20C$, $Y=10C, 20C$)



第 18 図 速度 u の速度分布 ($Z=50C$, $X=0.3C$)



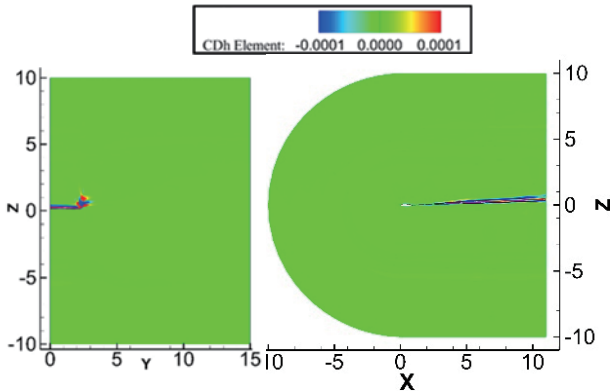
第 19 図 速度 u の速度分布 ($Z=50C$, $Y=10C, 20C$)

7. CFD 計算における境界条件の変更

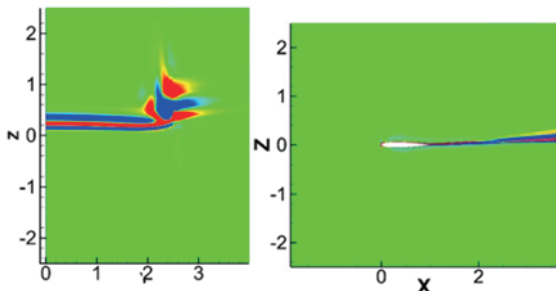
計算格子 Gz50 の CFD 計算結果から、翼から 10C 位置離れた 3 次元領域(第 4 図の赤色の立体部分)表面の各格子点における物理量(密度, 圧力, 各速度成分)を抽出し、Gz10 格子での CFD 計算の遠方境界条件として与え、3. と同じ流れ場シミュレーションを行った。そのシミュレーション結果を用いた後流積分抵抗計算の係数値を第 4 表に示す。抽出物理量を遠方境界条件としたケースを本論文ではディリクレ (Dirichlet) 条件と呼んでいる。ディリクレ条件のケースにおいては、数理的に正当な関係 $CD_{NF} = CD_{wi}$ が成立しており、流れ場の非物理的な現象発生状況が劇的に改善されたことがわかる。さらに、第 20 図に全エンタルピー生成の可視図を、第 21 図に翼付近を拡大した全エンタルピー生成の可視図、第 22 図に積分面の x 座標位置の関数としての CD_{wi} , CD_h をプロットしたグラフを示す。遠方境界条件を物理的合理性のある値にすることで、数値計算上の誤差として発生したと考えられる非物理的な現象が消滅したことが確認できる。

第 4 表 抵抗計算結果 ($Z=10$, $x=6.0C$)

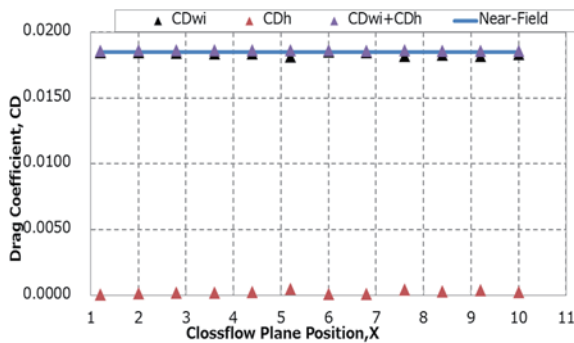
	CD_{NF}	CD_{wi}	CD_h	$CD_{wi} + CD_h$
一様流	0.0185	-0.0002	0.0188	0.0186
Dirichlet	0.0185	0.0185	0.0001	0.0186



第20図 エンタルピー抵抗要素分布 (Gz10 ディリクレ条件)



第21図 翼付近を拡大したエンタルピー抵抗要素分布(Gz10 ディリクレ条件)



第22図 境界条件変更抵抗計算結果 (Gz10, ディリクレ条件)

8. 揚力算出結果

抵抗算出時と同じ積分領域 W_A で後流積分を行った。Gz10 では翼の下流面として計算領域全体の $Z=\pm 10$, z 方向に $-5\sim 5$, y 方向に $0\sim 10$ の範囲である $Z=\pm 5$, z 方向に $-2\sim 2$, y 方向に $0\sim 7$ の範囲である $Z=\pm 2$ の W_A で揚力を算出した。算出された揚力係数値を第5表に示す。Gz50 では下流面として計算領域全体の $Z=\pm 50$, z 方向に $-25\sim 25$, y 方向に $0\sim 30$ の範囲である $Z=\pm 25$, Gz10 の計算領域全体のケースと同じ積分領域である $Z=\pm 10$ と, $Z=\pm 5$, $Z=\pm 2$ の W_A で揚力を算出した。算出された揚力係数値を第6表にまとめた。また第23, 25図のそれぞれに Gz10 と Gz50 の算出された揚力係数を縦軸とし, W_A の x 座標位置を横軸としてグラフで示す。さらに第24, 26図のそれぞれに第23, 25図の表面積分法の値付近を拡大したものを示す。Gz10 でも Gz50 でも積分領域を限定したほうが表面積分法の値に近づい

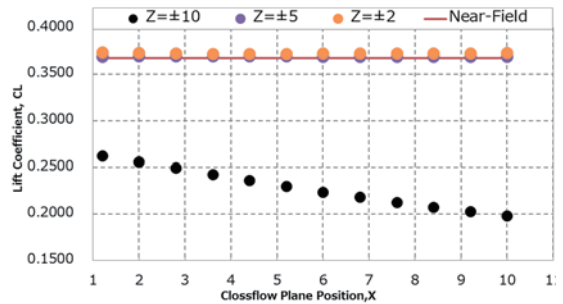
ていた。揚力の観点でも遠方境界の影響を受けていることが考えられる。Gz50 の $Z=\pm 25$ の範囲が最も表面積分の値に近づいた。抵抗算出時とは違って、揚力算出では遠方境界を除いた積分領域が大きいほど表面積分法が再現されたことが分かった。

第5表 後流積分範囲の違いによる揚力係数変化(Gz10)

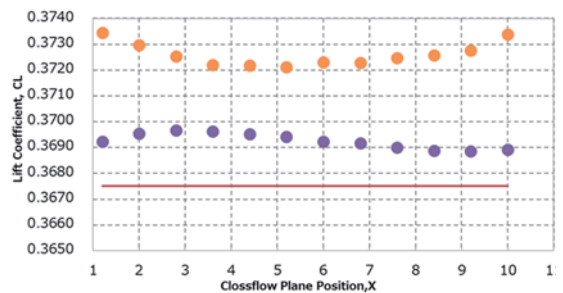
Zmax	CL_{NF}	CL_{wi}	$CL_{wi} - CL_{NF}$
$Z=\pm 10$	0.3675	0.2239	-0.1430
$Z=\pm 5$	0.3675	0.3692	0.0017
$Z=\pm 2$	0.3675	0.3723	0.0047

第6表 後流積分範囲の違いによる揚力係数変化(Gz50)

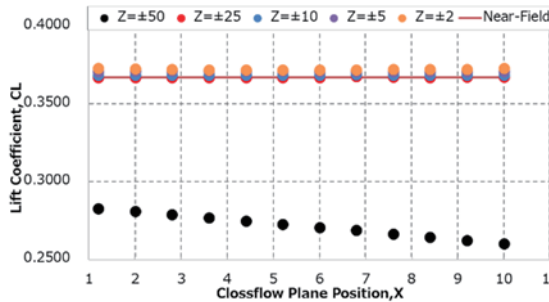
Zmax	CL_{NF}	CL_{wi}	$CL_{wi} - CL_{NF}$
$Z=\pm 50$	0.3669	0.2704	-0.0964
$Z=\pm 25$	0.3669	0.3670	8.7E-05
$Z=\pm 10$	0.3669	0.3683	0.0014
$Z=\pm 5$	0.3669	0.3709	0.0039
$Z=\pm 2$	0.3669	0.3718	0.0048



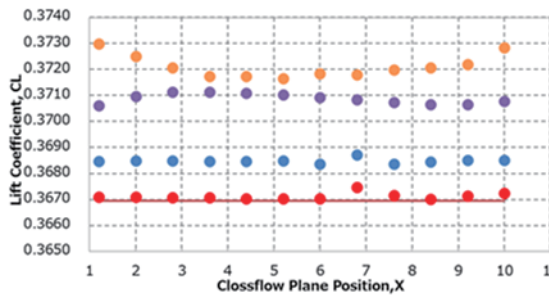
第23図 後流積分揚力係数値 vs. 積分面位置 (Gz10, 一様流条件)



第24図 CL_{NF} 付近を拡大した後流積分揚力係数値(Gz10, 一様流条件)



第 25 図 後流積分揚力係数値 vs. 積分面位置 (Gz50, 一様流条件)



第 26 図 CL_{NF} 付近を拡大した後流積分揚力係数値 (Gz50, 一様流条件)

9. 結 言

翼周りの流れの CFD シミュレーション結果に対して後流積分を適用した際に遭遇した興味深い抵抗係数値の挙動について、その原因を調査した。興味深い挙動とは、数的には $CD_{NF} = CD_{wi}$ 且つ $CD_h = 0$ となるべきところ、 $CD_{NF} > CD_{wi}$ 且つ CD_h がゼロではなく有意な値を持ち、 $CD_{NF} = CD_{wi} + CD_h$ なる関係が成り立っていることであった。この原因を探るため、CFD 計算で遠方境界位置や境界条件を変化させ、積分領域を限定するなどの数値実験を行った。また、CFD 計算結果について、後流積分抵抗計算に寄与する物理量（抵抗要素）の分布を可視化した。それらの可視化図と、後流積分領域を限定し算出された各種抵抗係数値や揚力係数値を比較して考察をおこなった。

可視化により非物理的と考えられる流体熱力学変数値の変化（例えば ΔH ）が遠方境界付近から計算空間内に広がっていることが分かった。また、各種抵抗係数値を考察した結果、遠方境界付近の非物理的現象は CFD 計算時の遠方境界位置や境界条件を映していることが分かった。境界条件を物理的に妥当な数値から外れた値に設定すると、境界付近の流体に外力が加わったことと同じ効果を生ずると思われる。流体が加速されるような境界条件を与えると相対的に翼が流体と逆方向に加速されていることで推力（負の抵抗）を受けていることになり、逆に流体の減速は翼が抵抗を受けていることになる。更に、境界条件が適切でないと境界位置を物体からかなり遠方に設定しても有意な誤差が流れ場に混入することも分かった。また揚力係数値においても遠方境界の影響を受けており、積分領域を遠方境界が含まないように大きく取るほうがより良い結果が得られることが分かった。非物理的な現象の発

生は抵抗分解の精度に悪影響を及ぼすと考えられることなどから、正確な物理現象を再現する境界条件の合理的な与え方について検討を進めることが必要である。

参考文献

- (1) 清水亮介, 松島紀佐, 航空機後流に対する空力解析数値計算の研究, 流体工学シンポジウム 2017.
- (2) 松島紀佐, 清水亮介, 高橋良尚, CFD シミュレーション結果の航空機後流における空力諸量, 第 49 期航空宇宙学会年会, 講演番号 2B04, 2018.
- (3) 清水亮介, 高橋良尚, 松島紀佐, 遷音速流れにおける航空機の後流積分抵抗計算と抵抗分解, 第 56 回飛行機シンポジウム, 2A10, 2018.
- (4) 水上祥, 高橋良尚, 松島紀佐, CFD 計算結果流れ場への後流積分抵抗計算法の適用に関する基礎的考察, 第 57 回飛行機シンポジウム, 1D02, 2019.
- (5) K. Matsushima, R. Shimizu, Y. Takahashi, Investigation of Wake Integration Technique for Airplane Drag prediction, 10th ICCFD, ICCFD10-297, Barcelona Spain, July 9-13, 2018.
- (6) K. Matsushima, R. Shimizu, K. Goshima, Investigation into far-field drag calculation methods and pseudo total enthalpy generation for airplane CFD, J. Fluid Science and Technology, Vol. 14, No.3, pp.1-14, 2019.
- (7) D. L. Hunt, and R. M. Cummings, and M. B. Giles, "Wake Integration for Three-Dimensional Flowfield Computations: Applications", J. AIRCRAFT, Vol. 36, No. 2, 1999.
- (8) L. Paparone, R. Tognaccini, Computational Fluid Dynamics-Based Drag Prediction and Decomposition, AIAA J., Vol. 41 No.9, pp.1647-1657, 2003.
- (9) K. Kusunose, A Wake Integration Method for Airplane Drag Prediction, Tohoku University Press, Mar. 2005. ISBN4-86163-015-0 C3353.
- (10) W. Yamazaki, K. Matsushima, K. Nakahashi, Drag prediction, decomposition and visualization in unstructured mesh CFD solver of TAS-code, Int. J. for Numerical Methods in Fluids, Vol. 57, Issue 4, pp.416-436, 2008.
- (11) W. Yamazaki, K. Matsushima, K. Nakahashi, Aero-dynamic Design Optimization Using the Drag-decomposition Method, AIAA J., Vol. 46, No. 5, pp.1096-1106, 2008.
- (12) Y. T. Fan, W. Li, Review of Far-Field Drag Decomposition Methods for Aircraft Design, J. AIRCRAFT, Vol. 51, No. 1, pp.11-21, 2019.

ISSACフラッタ解析・試験技術におけるクリーン形態 剛体模型圧力分布計測とその対応解析について

齊藤 健一, 有菌 仁, 杉岡 洋介 (宇宙航空研究開発機構)

Test and analysis of the rigid wing model in the ISSAC / flutter technology development

SAITOH Kenichi, ARIZONO Hitoshi and SUGIOKA Yosuke (JAXA)

ABSTRACT

JAXA's CFD code "FaSTAR" is being enhanced for flutter analysis and design in the ISSAC research frame work. The original experimental data is acquired for verification with the wind tunnel scale model. The wind tunnel test with rigid model was performed to obtain pressure distribution and deformation prior to the elastic model. Outline of the test and analysis are reported.

1. はじめに

宇宙航空研究開発機構 (JAXA) で進める多分野統合の基盤システム (ISSAC) の研究開発において, フラッタ解析・設計技術を提供すべく取り組みが行われている。そのためJAXAが開発したCFDコードFaSTARを利用した解析技術を拡張するとともに, 風洞試験を実施してデータを取得し, 検証を行う。

一般にフラッタ解析用CFDの検証には, まず強制加振による非定常圧力分布を計測した風洞試験データが用いられ, 非定常計算部や移動格子等の整合性の確認が行われる。これにはAGARDの“Standard Configurations for Aeroelastic Applications of Transonic Unsteady Aerodynamics”ワーキンググループによりまとめられた実験データ¹⁾などが用いられる。2000年にはRTO (NATO Research and Technology Organization) がその後行われた他の翼に対する非定常空力実験データ等を取り込む形でアップデートしている²⁾。またNASAは継続的にAeroelastic Prediction Workshop³⁾を開催しており, 第1回ワークショップではNASAがPitch and Plunge Apparatus (PAPA) System と呼ばれる片持ちの二次元翼用支持装置を用い, 非定常空力計測プログラム (Benchmark Models Program - BMP) において三種の翼型による非定常空力を計測したデータ⁴⁾や, ETW (European Transonic Windtunnel) で試験が行われたHIRENASD (HIgh REynolds Number Aero-Structural Dynamics) プロジェクトなどのデータ⁵⁾を参照している。

これらの裏打ちの下に, 構造振動方程式との連成計算を行い, 動的な空力弾性応答のシミュレーション計算が行われる。一般にフラッタ等の空力構造連成問題のCFD解析結果を検証するためには, 対象の形状, 振動モード (一般化質量, 一般化剛性および振動モード形状) データが必要となり, これらを基に各マッハ数に対するフラッタ発生動圧を求め実験値と比較する。これらがそろい, 解析ツールの検証に用いられる文献は, 現状ではほぼ6)に限られている。これはNACA65A004対称後退翼で, 現在の遷音速旅客機の主流であるスーパークリティカル形状ではなく, また圧力分布等の詳細なデータはない。スーパークリティカル翼では文献7)等のデータが公開されつつあるが, 昨今JAXAで開発されつつある非定常感圧塗料 (PSP) 計測技術などを駆使し, 独自により詳細なデータを取得することとした。このためスーパークリティカル翼を有する機体としてJAXAのエコウイングプロジェクトで参照機体として設計されたTRA2012A⁸⁾を対象とし, その主翼フラッタ模型 (クリーン及びエンジンナセル付き形態) のフラッタ特性, フラッタ発生時の非定常圧力分布等をJAXA0.6m × 0.6m 遷音速フラッタ風洞 (FWT) で取得する予定である。これまでに剛体模型によるクリーン形態風洞試験を実施し光学的手法により定常圧力分布, 変形計測を行った。FWTでは詳細な圧力分布計測データに乏しいため, フラッタ模型に先立ちこれらの計測結果により風洞特性を評価する。これらの状況について報告する。

2. フラッタ分野の計画

2. 1 遷音速フラッタ

フラッタ方程式について固有振動モードを基底とした一般化座標で表現すれば

$$M\ddot{q} + C\dot{q} + Kq = F$$

と表される。ここで q は一般化座標ベクトル、 M 、 C 、 K 、 F はそれぞれ構造振動系に関する一般化質量、減衰、剛性行列及び非定常空気力ベクトルである。空気力が線形であれば

$$F = F_2\ddot{\xi} + F_1\dot{\xi} + F_0q + F_\xi\xi$$

のようにあらわされる。ここで ξ は後流に放出された渦の影響を表すダイナミクスとして拡張された変数で、別途 q を含む線形ダイナミクスを構成する。ここで F_2 、 F_1 、 F_0 、 F_ξ などの係数行列は q の値によらず一定で、釣り合い状態 $q = q_0$ を分離して擾乱成分のみで安定性を議論できる。すなわち釣り合い状態は安定性に影響を及ぼさない。迎角の変化や変形に対する圧力分布の変化は一定ということになる。一方遷音速領域では衝撃波の発生消滅や移動、剥離等が生じ、またダブルショック状の圧力分布などが生成され、非定常圧力分布が変化する。釣り合い点が異なると擾乱成分が変化し安定性へ影響を及ぼす。また振幅による影響はリミットサイクル振動(LCO)などをもたらす。非対称翼等では、上下面で衝撃波の発生等、非線形性を生じる条件が異なり、フラッタ現象にも影響することから、両面の非定常圧力分布計測を行うことが望ましい。

2. 2 試験風洞

試験を行うJAXA0.6m×0.6m遷音速フラッタ風洞(FWT)の諸元を表1に示す。

表1 FWT諸元

形式	間欠吹き出し式
マッハ数	0.54~1.15
風洞総圧	150~400kPa
測定部断面	0.6m×0.6m正方形
風洞壁	上下多孔壁(孔径4mm, 開口比19.6%), 側面固定壁
通風パターン	一定, マッハ数スイープ(0.001~0.1/sec), 総圧スイープ(1~30kPa/sec), マッハ数比例動圧スイープ

整流格子を通過した気流はφ2300mmの集合胴から長さ1300mmの縮流筒を経て幅600mm×高さ860mmの長方形断面に至る(図1)。さらに長さ500mmの二次元ノズルを経て幅600mm×高さ600mmの測定部に至る。そこから計測部中心までは1300mmで、その間上下面は多孔壁で抽気室に覆われる。測定部側壁は固定壁。上下面

は厚さ8mmのステンレス鋼に8mmピッチで壁面に垂直にφ4mmの孔が開いた多孔壁となっており開口比は19.6%である。半裁模型では風洞側壁に模型を取り付けることが多いが、以前測定したデータでは、マッハ0.80、総圧150kPaの時、22mmの境界層厚さ(設定マッハ数に対して99%速度となる厚さ)があった。

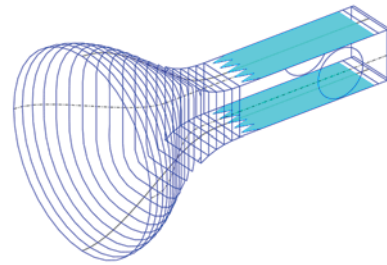


図1 FWT縮流筒～計測部形状

2. 3 弾性模型によるデータ取得

風洞試験では最終的に弾性模型によりフラッタを発生させ、その際の発生気流条件を取得することを目的とする。ただしその前にサブクリティカル状態(フラッタ発生点よりやや低い動圧)において、圧力分布、変形計測を行い、CFDコードの静的空力弾性応答解析検証に資するデータを取得する。一般に遷音速領域における非定常圧力分布は、衝撃波相当の位置付近の圧力変動が大きく、フラッタ発生直前の翼変形量と定常圧力分布を正しく評価することが、解析精度にとって重要と考えられる。フラッタ発生時には振幅が制限されLCOとなることを想定しているが、その際の非定常圧力分布、変位分布の計測データを取得することによって、試験計測の全目的が達せられることとなる。

3. 剛体模型風洞試験

剛体模型(図2)は1.8%スケールの半裁模型で、風洞取付状態における1次固有振動数は104Hzであった。境界層排除板やダミー胴体を有していないが、模型は胴体中央部まで外挿し、壁面は胴体中央部相当となっている。風洞高さの翼根コード長に対する比は4.85である。上下面前縁から10%コード位置に高さ2 mil (2/1000 inch)のラフネステープを貼りつけた。試験は効率化のため他の試験で使用するACサーボモータ駆動によるピッチ回転機構付き支持装置を使用した。模型ピッチ角に関する情報は、ACサーボモータ設定角、模型回転軸に取り付けたポテンショによる検出角、模型翼根部でレーザ変位計により検出した角がある。これらは模型取り付け部フランジに固定した傾斜計(WYLER社製 Clinotronic PLUS±30°)により較正した。

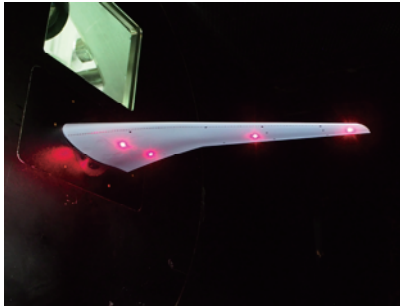


図 2 風洞に取り付けた剛体模型

模型には歪ゲージ（曲げ計測用 KYOWA KSPB-3-120-F2-11 2個,ねじり計測用 KYOWA KFGS-1-120-D16-11N15C2 1個), 圧力孔 $\phi 0.5\text{mm}$ -6点, および変位計測用参照マーカを有する. 圧力はScanivalve社製 DSA3217/16Px-50PSIDでサンプリング31.25Hzで計測した. レーザ変位計はKeyence社製LK-G500を多孔壁部風路外に設置し計測した.

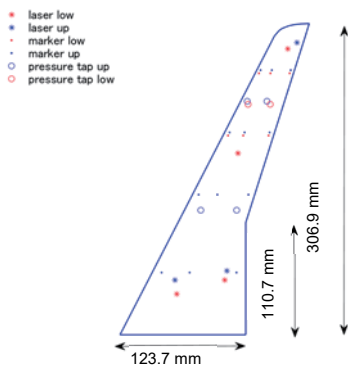


図 3 剛体模型形状および計測箇所

試験はマッハ0.60~0.85, 総圧150kPa, 設定迎角 $-4.0 \sim +5.0^\circ$ においてPSP/MDM計測（後述）を実施した. また, 遷音速領域におけるフラッタ速度の低下（いわゆる遷音速ディップ）の概要を推算するため, 以下のように歪データを取得した. 設定ピッチ角 $-0.25 \sim 1.50^\circ$, 0.25° 刻みにおいてそれぞれ範囲0.60~0.85, 変化率0.005/secのマッハスイープ試験を実施し, 曲げ歪データを1secごとに平均化したデータを作成する. ピッチ角1°当たりの曲げ歪変化量をマッハ数0.60を基準として, 動圧で正規化, ピッチ角はレーザ変位計による翼根2点計測値を使用した（図4）. 解析値はNASTRANのダブルット格子法（DLM）を用いた線形解析で, 1次モード励起により1次モードに作用する一般化空気力の無次元振動数0.002における値の絶対値を同様にマッハ数0.60を基準として表した. これよりマッハ数0.78で線形解析値より揚力傾斜が28%増大していると推定し, 最大で $1/\sqrt{1.28} \rightarrow 12\%$ のフラッタ等価対気速度の低下があるものと仮定, 弾性模型設計の参考とすることとした.

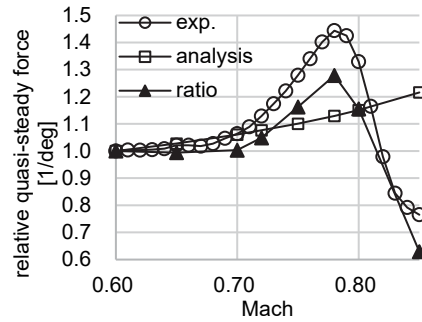


図 4 歪データによる非定常空気力の増加量の推定

模型の取り付け角について以下のように検討した. 模型取り付け角は前述のように傾斜計により計測値の較正を行っているが, これは重力ベクトルが基準となっている. 模型下面側のPSP圧力計測の際, 上面計測時と対面の風洞側壁に下面側を上にして取り付け, 試験を行っている. 模型には定常圧力計測孔が6点あり, この上下面の圧力計測値が一致するように気流の偏向角を求めた. この際, 基準となる取り付け角は模型翼根部でレーザ変位計により計測したものをういたほうが良好な一致が見られたため, そのようにした. 求められた気流偏向角を図5に示す. まずこれを基に, 対応解析気流条件を検討することとした.

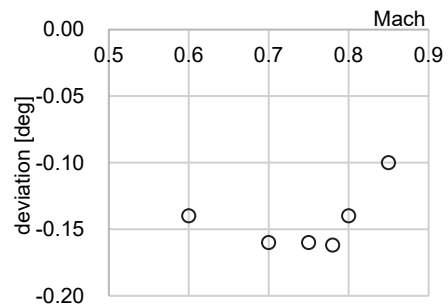


図 5 気流偏向角

図6に通風時の模型たわみ量の例を示す. マッハ0.78における試験時の, レーザ変位計で計測した点の通風前後の変位量を, 横軸を補正後のピッチ角として表示した. 上向きが負のたわみ量となっている. 最大たわみ時には外翼側2点のレーザ変位計計測点間距離112mmにおいて2.2mmのたわみ差が生じ, 直線近似した場合約 1.1° のたわみ角となる. これは模型の想定弾性軸後退角 22° の時, 気流方向に 0.41° のねじり下げとなる.

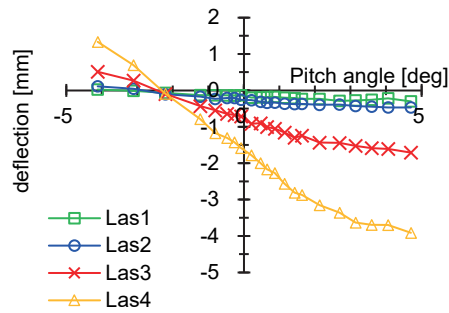


図 6 通風時の模型たわみ量 (Mach 0.78)

模型表面の圧力分布の計測には、感圧塗料 (pressure-sensitive paint, PSP) 寿命法のうち two-gate imaging 法を用いた。Two-gate imaging 法の概要を図 7に示す。寿命法では、PSP の発光寿命の圧力依存性に基づいて圧力を算出するため、模型変形や励起光の不安定性などの誤差要因が低減される。FWT における寿命法計測の詳細は文献9) を参照されたい。PSP として poly(HFIPM) と PtTFPP で構成された塗料¹⁰⁾ を用いた。励起光の照射タイミング t_{ext} および Two-gate imaging 法の画像取得タイミング t_i は通風時の圧力および模型温度、PSP の発光寿命を考慮して選定し、それぞれ $[t_{\text{ext}}^{(1)}, t_{\text{ext}}^{(2)}] = [-12 \mu\text{s}, 0 \mu\text{s}]$, $[t_1^{(1)}, t_1^{(2)}] = [-39 \mu\text{s}, 1 \mu\text{s}]$ および $[t_2^{(1)}, t_2^{(2)}] = [1 \mu\text{s}, 41 \mu\text{s}]$ とした。取得した画像は、模型上の黒色マーカを用いて図 8に示す三次元グリッド上にマッピングした。

模型変形量計測 (model deformation measurement, MDM) には、マーカを用いたステレオ写真法を用いた。JAXA 風洞群における MDM の詳細は文献¹¹⁾ を参照されたい。マーカは PSP 計測と共用のものを使用した。FWT 計測部内に較正板を設置しカメラ較正を行うことで、カメラパラメータを算出した。2 台のカメラ (GE4900, Procilica) で同時に取得した画像およびカメラパラメータを用いて、各マーカの三次元座標を算出し無風時と比較することで、主翼のたわみ量および各スパン位置におけるねじり量を評価した。

図 9に剛体模型風試における PSP および MDM の光学系配置の概要を示す。PSP の励起および MDM の照明として UV レーザを計測部天井から照射した。なお、光源の駆動方式が異なるため PSP 計測 (パルス光) と MDM (連続光) は異なる通風で行った。

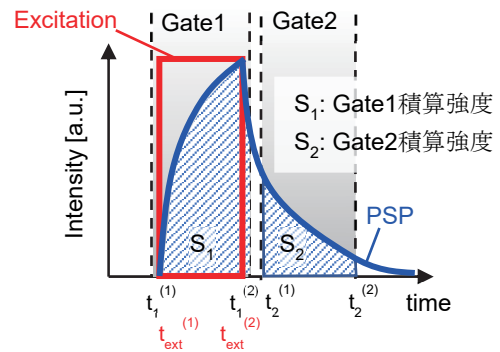


図 7 Two-gate imaging 寿命法の発光履歴概要図

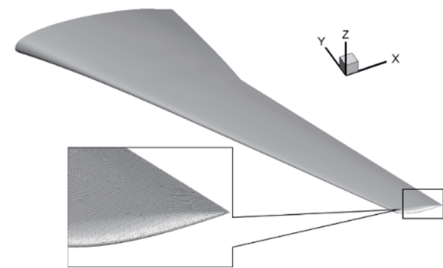


図 8 表面圧力分布可視化のための 3次元格子モデル

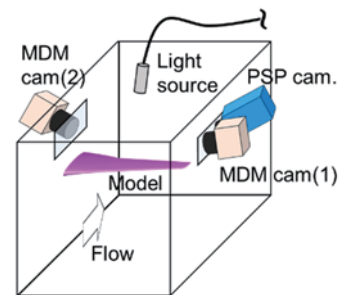


図 9 FWTにおけるPSP寿命法 / MDMセットアップ

4. 解析

解析には、JAXAにおいて開発しているFaSTAR-Move¹²⁾ に空力弾性解析機能を追加した¹³⁾ バージョンを用いた。本解析に用いた解析格子を図 10に示す。解析格子は、MEGG3D¹⁴⁾ で作成し、格子点数は約193万セルである。FaSTAR-Moveには様々な計算手法が実装されているが、本解析では以下の手法を用いた。

- 有限体積表現: cell-node
- 非粘性流束計算: HLLW
- 勾配計算: GLSQ
- 勾配制限関数: Hishida (van Leer type)
- 時間積分にはLU-SGS陰解法
- 乱流モデル: Spalart-Allmaras (SA)

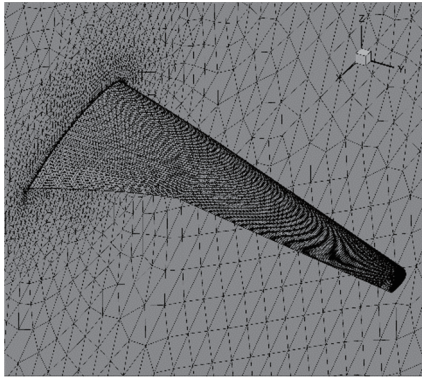


図 10 解析格子

5. 実験／解析の比較

風洞試験結果に対する対応解析は着手したところだが、一部解析例を示す(図 11)．PSP計測においては翼根前縁部が計測範囲外となっている．マッハ0.78, 設定迎角 1.0° において, 先の補正を施した模型ピッチ角は 0.65° となっており, CFD結果は 0.60° のものを示す．風洞壁に関する補正は行っておらず, また模型の変形も考慮していない．風洞壁を解析空間に含まない自由流解析で対応が取れるか, 今後検討を進める．

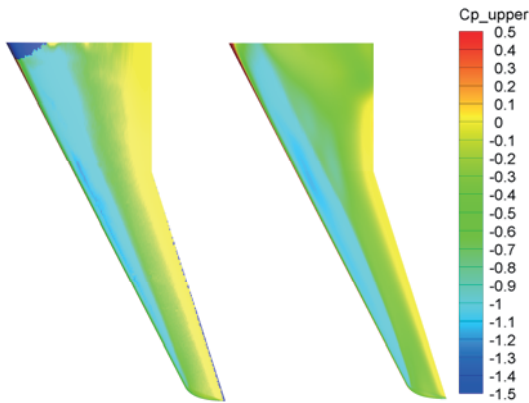


図 11 PSPによる圧力分布(左: Mach 0.78 設定迎角 1.0° , およびCFDによる圧力分布(右: Mach 0.78 AoA= 0.6°)

6. おわりに

ISSACにおけるフラッタ解析・設計技術の開発として, 解析コードと検証用のデータ取得を進めているが, 第1段階として, 剛体模型による風洞試験データを取得した．JAXA0.6m \times 0.6m遷音速フラッタ風洞は, フラッタ試験に適しているが, 詳細な圧力分布計測等の実績に乏しいため, このようなステップを踏んでいる．自由流解析との対応を得るべく風試条件補正を算出するとともに, 風洞壁等を考慮した解析についても検討を進めている．将来的には一般の解析コード検証に資することができるよう, データの公開を目指している．

参考文献

- 1) “Compendium of Unsteady Aerodynamic Measurements”, AGARD-R-702, 1982.
- 2) “Verification and Validation Data for Computational Unsteady Aerodynamics”, RTO-TR-26, 2000.
- 3) <https://nescacademy.nasa.gov/workshops/AePW3/public/>
- 4) Bennett, R. M., et al., “The Benchmark Aeroelastic Models Program – Description and Highlights of Initial Results”, NASA TM-104180, 1991.
- 5) Ballmann, J., et al., “Aero-Structural Wind Tunnel Experiments with Elastic Wing Models at High Reynolds Numbers (HIRENASD – ASDMAD)”, International Forum on Aeroelasticity and Structural Dynamics, Paris, IFASD-2011-105, 2011.
- 6) Yates, E. C. Jr., “AGARD Standard Aeroelastic Configurations for Dynamic Response. Candidate Configuration I-Wing 445.6”, NASA TM-100492, 1987.
- 7) Schewe, G. and Mai, H., “Experiments on transonic limit-cycle-flutter of a flexible swept wing”, J. Fluids and Structures, Vol. 84, pp. 153-170, 2019.
- 8) 野村聡幸, “燃料消費削減を目指した将来旅客機の概念設計”, JAXA-RR-13-007, 2013.
- 9) Sugioka, Y., Nakakita, K., Saitoh K., Nonomura, T., and Asai, K., “First results of lifetime-based unsteady PSP measurement on a pitching airfoil in transonic flow,” AIAA Scitech Forum, Kissimmee, FL, 8-12, Jan. 2018, AIAA-2018-1030.
- 10) 満尾和徳, 中北和之, 栗田充, 渡辺重哉, “JAXA 感圧塗料 (PSP) 計測システムの研究開発 (3) 感圧塗料編”, 宇宙航空研究開発機構研究開発報告, JAXA-RR-13-006, 2014.
- 11) 加藤裕之, 中北和之, 栗田充, 中島努, 山谷英樹, “風洞試験におけるマーカを用いた写真測量法による模型変形量計測”, 第48回飛行機シンポジウム, 1D3, 2010.
- 12) 上島啓司, 菅原瑛明, 石田崇, 橋本敦, 青山剛史, 吉本稔, “移動・変形を伴う物体周りの解析に対応した FaSTAR-Move の開発”, 第 49 回流体力学講演会／第 35 回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム, JSASS-2017-2061-A, 2017.
- 13) 有菌仁, 石田崇, ハミッドレザケイランディッシュ, “FaSTAR-Moveを用いた空力弾性解析”, 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, JSASS-2019-2017-A, 2019.
- 14) Ito, Y., Murayama, M. and Yamamoto, K.: Efficient Hybrid Surface/Volume Mesh Generation Using Suppressed Marching Direction Method, AIAA Journal, 51, 6, (2013), pp. 1450-1461.

Side-Wall Effects on the Global Stability of Swept and Unswept Supercritical Wings at Buffet Conditions

Andrea SANSICA⁽¹⁾, HASHIMOTO Atsushi⁽¹⁾, KOIKE Shunsuke⁽¹⁾ and KOUCHI Toshinori⁽²⁾

⁽¹⁾Japan Aerospace Exploration Agency, 7-44-1 Jindaiji Higashi-machi, Chofu-shi, Tokyo 182-8522, Japan

⁽²⁾Dept. of Mech. and Systems Engineering, Faculty of Engineering, Okayama University, Okayama, 700-8530 Japan

ABSTRACT

A fully three-dimensional (3D) RANS-based global stability analysis is performed on wings in the presence of side-walls to study the complex interaction between buffet shock-oscillations, buffet cells and corner separations. A validation of both the nonlinear and linear stability analysis solvers is given for a two-dimensional (2D) incompressible laminar cylinder and for turbulent transonic buffet on a 2D OAT15A airfoil. The numerical setup is based on the experiments conducted at JAXA 0.8 m × 0.45 m high Reynolds number transonic wind tunnel on a 2D Common Research Model (CRM) profile. The CRM profile is extruded in the spanwise direction and flash mounted on lateral walls at its extremities. An unswept and a swept configuration at sweep angle of 10° are considered. The effect of the angle of attack (AoA) is studied for both configurations by selecting AoA = 4 and 7°. The RANS solutions are compared against the experimental oil-flow visualizations. Despite some differences in terms of size of the corner separation and shock locations, the main flow features are captured. For the unswept case, the results show that the separation in the middle wing section and corners increases with the AoA. Since the flow slows down near the side-walls, the shock is weakened and moves upstream towards the leading edge. When a sweep angle is applied, the flow is distorted by a crossflow velocity component that causes the corner separations to increase or decrease depending on the boundary-layer thickness of the secondary flow created in the wing spanwise direction. Linear global stability calculations carried out on the unswept wing at the lowest AoA show the presence of a 2D oscillatory mode at $St \approx 0.06$ that is spatially localized on the shock. Another unstable mode at higher frequencies ($St \approx 0.1$) is located near the corner separations and perturbation packets travel downstream along the shear-layer. For the highest AoA, the 2D mode no longer exists and two 3D modes at higher frequencies appear ($St \approx 0.07$ and $St \approx 0.2$). These modes are organized in spanwise perturbation wavepackets generated from the corner separation and convected downstream towards the wing middle section. In the separated region in the wing mid-section, the perturbations travel upstream from the trailing-edge towards the shock. Future investigations will focus on the effect of the sweep angle and detection of buffet cells.

1. Introduction

In high speed flight, shock-wave/boundary-layer interaction (SWBLI) may have dramatic consequences on the aero-thermodynamic loads and airplane performance. Near the interaction region, flow separation, transition to turbulence, unsteadiness and three-dimensional (3D) effects can simultaneously occur, actively changing the pressure and skin friction distributions of the flow field. For these reasons, SWBLI has been one of the most important topics within the aeronautical scientific community in the past 70 years [12]. For transonic airfoils an additional complication is represented by the self-sustained shock-wave oscillations of the so-called buffet phenomenon. This instability is characterized by low-frequency oscillations of the same order as the modal structural ones, resulting in the limitation of the flight envelope as well as representing a cause for potential failure to fatigue. The extensive reviews on transonic buffet [24, 14], that discuss the progress made since its

first experimental evidence in 1947 [19], reveal that two widely accepted but conflicting interpretations of the governing mechanisms exist. The first theory explains the periodic shock oscillations as the consequence of a feedback mechanism involving downstream traveling pressure waves emanated from the shock foot and upstream traveling pressure waves generated at the trailing edge, that provide energy to the shock and close the feedback loop [23]. The second theory shows instead that a global instability produces pressure perturbations in the direction normal to the profile and directly transfer energy along the shock [7]. Despite the growing body of literature on the subject, a precise understanding of the complex underlying physical mechanisms is therefore still lacking. Another relevant and not fully understood aspect of the buffet phenomenon concerns its intrinsic 3D character. Experimental investigations have clearly shown the existence of a spanwise outboard propagation of the so-called “buffet cells” [10, 22, 38] and although their main features have been documented, many aspects are still un-

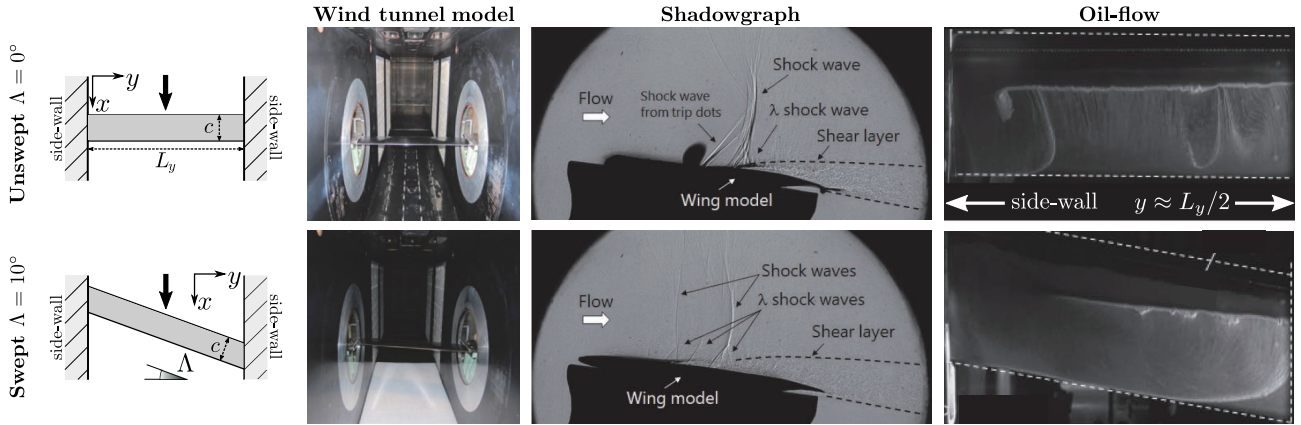


Figure 1: Schematic top view (first column, the thick arrows indicate the flow direction), wind tunnel models (second column, flow direction in the outward normal-to-the-paper direction), shadowgraph images (third column, flow direction from left to right) and oil-flow visualization (fourth column, flow direction from top to bottom) at $M=0.72$ and $AoA = 7^\circ$ for the unswept (first row) and $\Lambda=10^\circ$ swept (second row) models. Adapted from [21].

clear. The numerical work has been extensively focusing on two-dimensional (2D) configurations but recent 3D calculations have been carried out on both full-aircraft or extruded in the spanwise direction [11, 16, 34, 20, 27] configurations and have verified the appearance of buffet cells at different levels of simulation fidelity. Global stability analysis has also been employed to better understand the mechanisms governing the origin of buffet cells [8, 30, 40] on swept wings but many aspects of the intrinsic three-dimensionality still need to be investigated.

The present work aims at performing a fully-3D global stability analysis study on unswept and swept wings in the presence of side-walls. The paper is presented as follows: a brief description of the experimental setup and results is given in Sec. 2; the governing equations and the stability problem are formulated in Sec. 3; the numerical method is presented in Sec. 4; nonlinear Reynolds-Averaged-Navier-Stokes (RANS) calculation and global stability results are described in Sec. 5; the conclusions and perspectives for future work are summarized in Sec. 6. A 2D validation for both nonlinear and linear stability analysis is given in the Appendix A.

2. Experimental Investigations

The effects of side-walls on a 2D extruded wing were experimentally investigated at JAXA $0.8 \text{ m} \times 0.45 \text{ m}$ high Reynolds number transonic wind tunnel (JTWT2). A brief summary of the experimental setup and results is here described. The wing cross-section is a NASA Common Research Model (CRM) blunt trailing-edge profile [1] with chord $c = 0.10 \text{ m}$ and span width $L_z = 0.45 \text{ m}$. Two separately manufactured models were considered for unswept and swept configurations. The sweep angle (Λ) for the swept model was $\Lambda = 10^\circ$. A schematic representation of the unswept and swept configurations is repre-

sented in figure 1 (first column). Both models were flash-mounted to the wind tunnel side-walls on both wing extremities (see second column of figure 1). The effect of different Mach numbers (M) and angles of attack (AoA) on turbulent shock-induced separation and shock-wave oscillations was studied via high-speed camera shadowgraph, oil flow visualizations and pressure measurements at the mid-span wing section. Different types of shock-wave oscillations were classified depending on the interaction with shock-induced and corner separations. For the $M = 0.72$ and $AoA = 7^\circ$ case, the shadowgraph images (third column of figure 1) and oil-flow visualization (fourth column of figure 1) are reported. At this condition, the frequency of the shock oscillations is $f = 170 \text{ Hz}$ and $f = 244 \text{ Hz}$ for the unswept and swept wings, respectively. Further information about the experimental setup and results can be found in [21].

3. Problem Formulation

The compressible 3D RANS equations for a perfect gas can be written using Boussinesq hypothesis in the non-dimensional form as:

$$\frac{\partial \mathbf{q}}{\partial t} = \mathcal{N}(\mathbf{q}), \quad (1)$$

where $\mathbf{q} = [\rho, \rho \mathbf{u}, \rho E, \rho \mathbf{v}_t]^T$ is the state vector in the conservative form (with ρ , \mathbf{u} , E and \mathbf{v}_t being fluid density, velocity vector, total energy, and kinematic turbulent viscosity, respectively) and t is the time. The differential nonlinear RANS operator \mathcal{N} can be explicitly expanded as

$$\mathcal{N}(\mathbf{q}) = -\nabla \cdot \begin{pmatrix} \rho \mathbf{u} \\ \rho \mathbf{u} \otimes \mathbf{u} + p \mathbf{I} - \boldsymbol{\tau} - \boldsymbol{\tau}_R \\ \rho E \mathbf{u} + p \mathbf{u} - \boldsymbol{\tau} \mathbf{u} - \boldsymbol{\tau}_R \mathbf{u} + \mathbf{q} + \mathbf{q}_R \\ \rho \mathbf{v}_t \mathbf{u} - \frac{\mu + \rho \mathbf{v}_t}{\sigma_M} \nabla \mathbf{v}_t + \mathcal{S}_M \end{pmatrix} \quad (2)$$

with

$$\begin{aligned}
 p &= (\gamma - 1)\rho E - \frac{1}{2}\mathbf{u} \cdot \mathbf{u} \\
 \boldsymbol{\tau} &= \mu \left[(\nabla \otimes \mathbf{u} + \nabla \otimes \mathbf{u}^T) - \frac{2}{3}(\nabla \cdot \mathbf{u})\mathbf{I} \right] \\
 \boldsymbol{\tau}_R &= \mu_t \left[(\nabla \otimes \mathbf{u} + \nabla \otimes \mathbf{u}^T) - \frac{2}{3}(\nabla \cdot \mathbf{u})\mathbf{I} \right] \\
 \mathbf{q} &= -\frac{\mu C_p}{Pr} \nabla T \\
 \mathbf{q}_R &= -\frac{\mu_t C_p}{Pr_t} \nabla T
 \end{aligned} \quad (3)$$

being p the pressure, $\boldsymbol{\tau}$ the stress tensor, $\boldsymbol{\tau}_R$ the Reynolds stress tensor, C_p the heat capacity at constant pressure, μ the dynamic viscosity, μ_t the eddy viscosity, Pr and Pr_t the classical and turbulent Prandtl numbers, T the temperature, \mathbf{q} the heat flux and \mathbf{q}_R the flux of diffusion of turbulent enthalpy. The Prandtl numbers are considered constant and equal to $Pr = 0.72$ and $Pr_t = 0.90$. The dynamic viscosity is assumed to follow Sutherland's law as

$$\mu = T^{3/2} \frac{1 + T_s}{T + T_s} \quad (4)$$

where $T_s = 110.4K/T_{i,\infty}^*$, with $T_{i,\infty}^*$ the dimensional free-stream stagnation temperature (the superscript * indicates dimensional quantities). The array of the streamwise, vertical and transverse directions is indicated by $\mathbf{x} = [x, y, z]^T$. Note that all variables are Reynolds averaged, except for \mathbf{u} and E that are Favre (density-weighted) averaged. The formulations of the coefficient σ_M and the turbulent source terms \mathcal{S}_M depend on the turbulence model.

3.1. Stability Problem

The stability problem is based upon the use of the linearized RANS equations. The first step to obtain this linearized set of equations is to assume that the nonlinear system in Eq. (1) admits an equilibrium solution, \mathbf{q}_b , defined by $\mathcal{N}(\mathbf{q}_b) = 0$ and referred to as fixed point or base flow. In this case, the steady RANS solution corresponds to the base flow. The standard small perturbation technique is used to decompose the instantaneous flow into base flow and small disturbances $\mathbf{q}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{q}_b(\mathbf{x}) + \varepsilon \mathbf{q}'(\mathbf{x}, t)$, with $\varepsilon \ll 1$. By assuming that the perturbations are infinitesimal, all nonlinear fluctuating terms are ignored and the linearized RANS equations can be written as

$$\frac{\partial \mathbf{q}'}{\partial t} = \mathcal{L} \mathbf{q}', \quad (5)$$

where $\mathbf{q}' = [\rho', \rho' \mathbf{u}_b + \rho_b \mathbf{u}', \rho' E_b + \rho_b E', \rho' v_{t,b} + \rho_b v_t']^T$ is the state vector of conservative perturbation variables and $\mathcal{L} = \partial \mathcal{N} / \partial \mathbf{q} |_{\mathbf{q}_b}$ is the Jacobian operator obtained by linearizing the RANS operator \mathcal{N} around the base flow \mathbf{q}_b . By choosing the normal mode or wave solution $\mathbf{q}'(\mathbf{x}, t) = \hat{\mathbf{q}}(\mathbf{x}) \exp(\lambda t) + c.c.$, the eigenproblem $\mathcal{L} \hat{\mathbf{q}} = \lambda \hat{\mathbf{q}}$ is obtained. The complex eigenvalue can be split in its real and imaginary parts $\lambda = \sigma + i\omega$, where σ is the temporal growth rate and ω the pulsation. While the pulsation characterizes the oscillatory behavior, the temporal growth rate indicates whether the equilibrium

state bifurcates to another solution. This bifurcation is expressed in a linear framework by the existence of eigenmodes with a corresponding positive growth rate.

4. Numerical Method

While the calculation of the base flow solutions is carried out by using a classical RANS (nonlinear) solver, the global stability analysis requires of a RANS linearized solver. The characteristics and numerical strategies used for both solvers are described below.

4.1. Nonlinear Solver

As RANS nonlinear solver, JAXA's unstructured-grid flow solver FaSTAR [18, 20] is used. The governing equations are the compressible Navier-Stokes equations. The cell-center finite volume method is used for the discretization. The numerical flux is computed by the HLEW scheme [29]. The WGG is used for the gradient computation. The dual-time stepping [41] method is used to perform an accurate time calculation with an implicit time integration scheme. The LU-SGS [35] scheme is used for the pseudo time sub-iteration and the physical time derivative is approximated by the three-point backward difference. The Spalart-Allmaras turbulence model [37] with rotation correction (SA-R) [9] and quadratic constitutive relation 2000 version [36] is used to close the averaged Reynolds stresses. The trip term ft_2 is also ignored (SA-R-noft2). The boundary conditions used are: no-slip velocity and adiabatic temperature on the profile and side-walls; far-field boundary conditions are employed at the lateral boundaries and the AoA is applied at the inflow of the numerical domain. All steady solutions are computed by using a large Courant-Friedrichs-Lewy (CFL) number equal to 10. The selective frequency damping (SFD) method [31, 2] is used to further converge the steady fixed point solution and filter any possible unsteadiness.

4.2. Linearized Solver

The expression of $\mathcal{L} \mathbf{q}'$ is extremely complicated and would mean a lengthy implementation / modification of the existing nonlinear version of FaSTAR. To avoid this, a strategy based on a finite difference method consists of using the nonlinear solver in a black box manner and approximate $\mathcal{L} \mathbf{q}'$ via repeated evaluation of the residual function $\mathcal{N}(\mathbf{q})$. A Taylor series expansion with a first order approximation allows then

$$\mathcal{L} \mathbf{q}' = \frac{1}{\varepsilon} [\mathcal{N}(\mathbf{q}_b + \varepsilon \mathbf{q}') - \mathcal{N}(\mathbf{q}_b)], \quad (6)$$

with ε being a small constant. This method and selection of the ε constant are further discussed in [39, 28]. A matrix-free method [13, 4] is used to solve the eigenproblem $\mathcal{L} \hat{\mathbf{q}} = \lambda \hat{\mathbf{q}}$. Being \mathbf{L} the discrete form of \mathcal{L} , it

is possible to introduce the exponential propagator $\mathbf{M} = \exp(\mathbf{L}\Delta T)$ that linearly advances the perturbation solution in time as $\mathbf{q}'(t^{n+1}) = \mathbf{M}\mathbf{q}'(t^n)$, with $t^{n+1} = t^n + \Delta T$. An Arnoldi algorithm [3, 25, 5] is coupled to the linearized solver [26, 17, 32] to extract the leading eigenmodes of \mathbf{M} . All conservative perturbation quantities are let evolving in time, including the perturbation eddy viscosity in a “non-frozen turbulence” fashion.

A validation of the linearized solver is given in the Appendix A for a 2D laminar incompressible cylinder and a 2D turbulent transonic buffet case.

5. Side-Wall Effects on the Global Stability of Transonic Buffet

The geometry in exam consists of a 2D CRM profile extruded in the spanwise direction with both ends flash mounted on vertical side-walls. Two wing configurations are studied: an unswept wing, that is simply extruded in the side-wall normal direction, and a swept one, for which the extrusion is done by applying a sweep angle of $\Lambda = 10^\circ$. For each configuration, two angles of attack were considered as $\text{AoA} = 4$ and 7° . An O-grid of about 10 millions cells was similarly generated for both unswept and swept configurations. The domain inflow is set to be $3m$ upstream of the profile in order to obtain a boundary-layer 99% thickness of $34mm$ at $150mm$ upstream of the profile leading edge, based on some previous experimental measurements. It should be noted that the actual experiments carried out for this study did not report any measurement of the boundary-layer thickness on the side-walls. The cells in the extruded direction are symmetrically distributed with respect to the center plane in the spanwise direction and clustered near the side-walls. Due to the symmetry of the solution for the unswept configuration, only half of the domain was considered and symmetric boundary conditions applied. The results are presented in two separated sections: the first one reporting the base flow solutions obtained with FaSTAR nonlinear solver, and the second one where the global stability analysis carried out with FaSTAR linearized solver is shown.

5.1. Base Flow Solutions

The 3D steady solutions are discussed for the unswept and swept configurations separately. It is important to notice that the solutions for the unswept configurations were calculated on half of the domain and symmetry was applied. The visualization are reported on the full wing by simply mirroring the solution.

- *Unswept Wing*: $\Lambda = 0^\circ$

Fig. 2 shows the 3D visualization for the $\text{AoA} = 4$ and 7° cases (top-row and bottom-row, respectively). While the middle plots show the entire wing, the lateral plots zoom on the wing extremities, providing a view of the

flow characteristics on the lateral walls. On both wing and lateral walls, the streamlines (thin black solid lines) are over-imposed to the pressure contours. Iso-surfaces of zero-streamwise velocity (in gray) are added to identify the recirculation regions. Sonic Mach iso-lines (thick white solid lines) are also shown to indicate the shock. For both AoA , large corner separations appear and the flow slowly recirculates on both wing and side-walls. The flow gradually slows down towards the walls, the shock-wave weakens and moves upstream. The corner separations increases in size for increasing AoA , but a similar structure is preserved. In the middle section, for the lowest AoA the flow is only separated in a small region downstream of the shock-wave and on the trailing-edge. For the highest AoA , the flow in the wing center is instead fully separated from shock front to trailing edge.

- *Swept Wing*: $\Lambda = 10^\circ$

Similarly to the unswept wing, the flow for the swept configuration at $\Lambda = 10^\circ$ is visualized in Fig. 3. When a sweep angle is applied, a crossflow velocity component is introduced. This secondary flow in the wing spanwise direction is formed and the thinner (thicker) boundary-layer on the inboard (outboard) side-wall is less (more) prone to separate. For this reason, smaller (larger) corner separation exists on the inboard (outboard) side-wall. Similarly to the unswept wing, the corner separations increase for increasing AoA and the flow is fully-separated only for the highest AoA .

- *Experimental Comparisons*

The RANS solutions are compared against the experimental oil-flow visualizations in Fig. 4. Although the main features are reproduced in the numerical results, it is important to notice that the corner separations are over-estimated in the RANS solutions. This could be due to the fact that the boundary-layer thickness set in the RANS calculations may be different from the experimental one. Also, suction was applied on the side-walls during the experiments. Some turbulence sensitivity tests (not shown here) show that the corner separations are reduced and more similar to the experimental ones when EARSM or SST models are used. Future investigations on the side-wall effects need to be addressed. By comparing the shock locations obtained on different sections of the wings for both unswept and swept configurations (Fig. 5), it is possible to see that the shock location also present several differences. The current configurations is very challenging to be accurately reproduced by the numerical simulations. The co-existence of large separations, shocks and turbulent boundary-layers make the comparisons very complex. However, the main flow features seem to be reproduced and these base flows are used to carry out the global stability analyses.

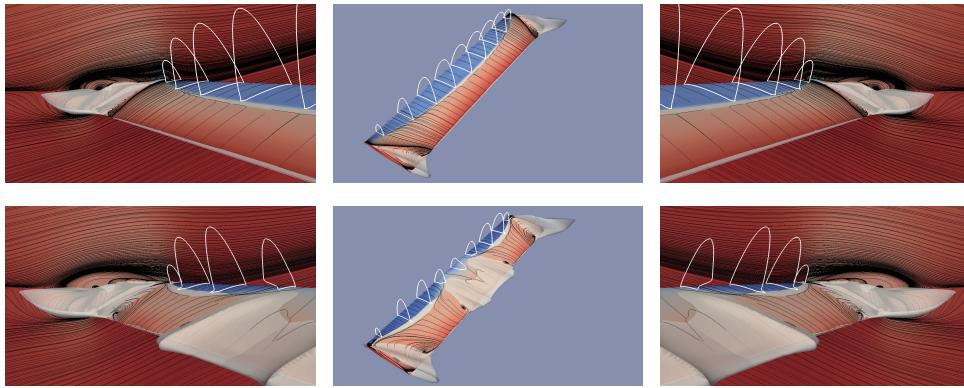


Figure 2: RANS solutions for the unswept ($\Lambda = 0^\circ$) wing configuration at AoA = 4° (top plots) and 7° (bottom plots).

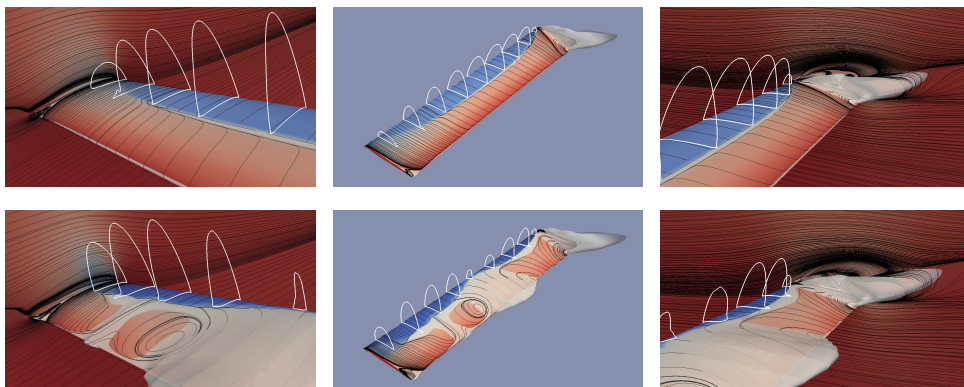


Figure 3: RANS solutions for the swept ($\Lambda = 10^\circ$) wing configuration at AoA = 4° (top plots) and 7° (bottom plots).

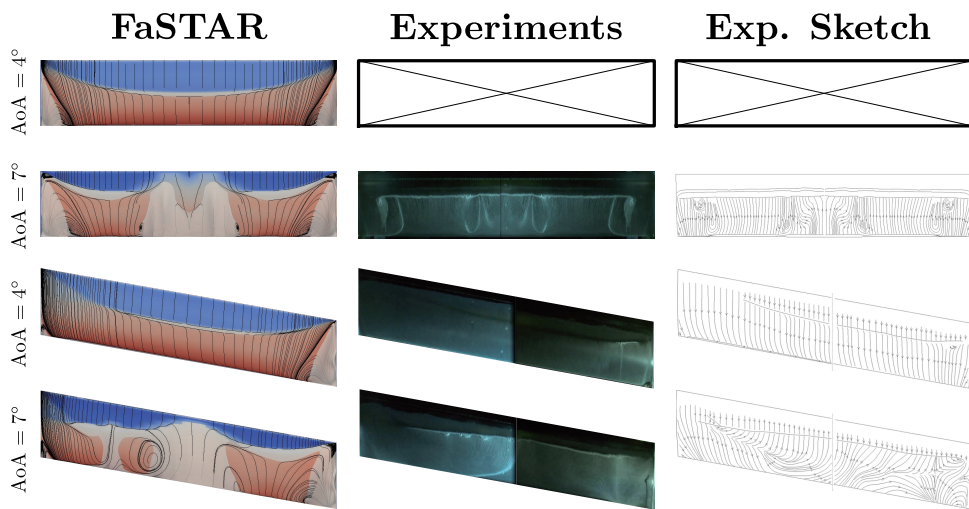


Figure 4: Comparison between RANS solutions and experimental oil-flow visualizations. A sketch of the oil flow visualizations reporting the experimental streamlines is also added. Unswept wing at AoA = 4° was not investigated experimentally. Experimental results from [21].

5.2. Global Stability Analysis

The global stability analysis was carried out only for the unswept wing configuration and the swept wing re-

mains to be studied.

The eigen-spectrum obtained for the AoA = 4° and 7° cases (blue and red circles, respectively) are reported in Fig. 6. Due to not sufficiently well converged base flow

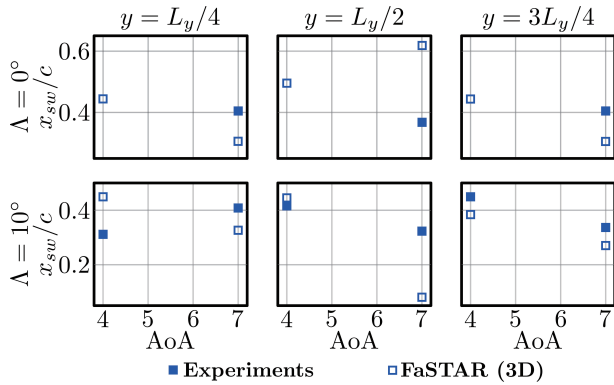


Figure 5: Comparison between RANS and experimental shock locations. Experimental results from [21].

solutions, some spurious modes appeared but were ignored and not reported in the figure. Future work includes a better convergence of the base flows to remove these spurious modes from the stability calculations.

For the lowest AoA, two unstable modes were found at $St = 0.056$, or dimensional frequency of $f \approx 190 \text{ Hz}$ (indicated as $M_1^{AoA=4^\circ}$ in the figure), and $St = 0.112$, or dimensional frequency of $f \approx 380 \text{ Hz}$ (indicated as $M_2^{AoA=4^\circ}$ in the figure). The corresponding eigenmodes are reported in the first two top-plots of Fig. 7, where white arrows are added to show the propagation directions and black dashed lines indicate the zero-streamwise velocity iso-lines from the base flow solution. The low-frequency $M_1^{AoA=4^\circ}$ mode is essentially 2D and localized on the shock foot. This mode corresponds to the shock-oscillations buffet mode. The higher-frequency $M_2^{AoA=4^\circ}$ mode presents instead an instability coming from the corner separation and moves downstream along the shear-layer.

For the highest AoA, two high-frequency modes at $St = 0.067$ and $St = 0.198$ are found to be unstable. The corresponding eigenmodes in the last two bottom-plots of Fig. 7 show that the 2D mode no longer exists. Both modes are 3D and organized in perturbation structures that move from the corner separation towards the wing center. At lower amplitudes, the perturbations travel upstream from the trailing edge towards the shock in the wing mid-section, where full separation exists.

Although 3D structures appear and the corresponding non-dimensional frequencies match those of buffet cells shown in the literature, it is difficult to conclude that they are indeed buffet cells. The buffet cells wavelengths have normally been reported to be around one profile chord, but the presence of side-walls and corner separations may affect this. Future investigations on swept configurations might elucidate this point.

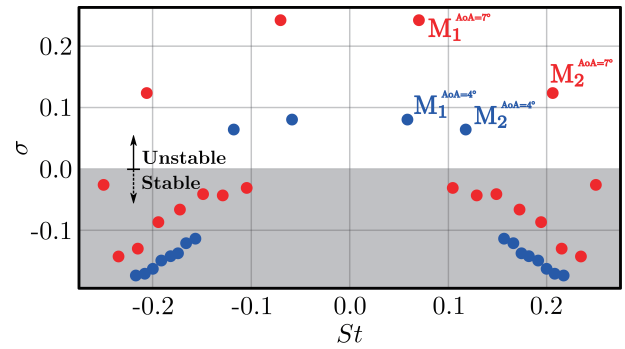


Figure 6: Unswept wing configuration. Global stability analysis eigen-spectra for AoA = 4 and 7° cases (blue and red circles, respectively).

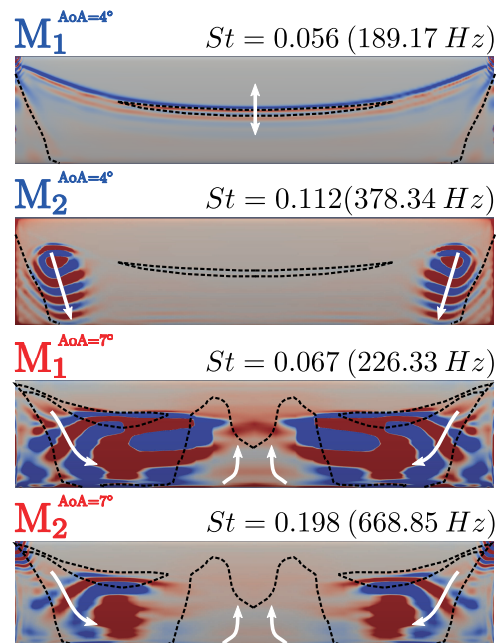


Figure 7: Unswept wing configuration. Global stability eigenmodes for AoA = 4 and 7° cases (top two plots and bottom two plots, respectively).

6. Conclusions and Future Work

The interaction between transonic buffet shock oscillations, corner separation and spanwise buffet cells is studied for an extruded 2D Common Research Model (CRM) profile and flash mounted on lateral walls at its extremities. Both unswept and swept configurations at different angles of attack are considered. The numerical setup is based on the experiments carried out at JAXA $0.8 \text{ m} \times 0.45 \text{ m}$ high Reynolds number transonic wind tunnel. Although some differences exist with the experimental results, the RANS solutions capture the main flow features. Corner separations appear on the side-walls and for high angles of attack the flow in the wing mid-section fully

separates from the shock-front to the trailing edge. Due to the flow slowing down near the side-walls, the shock is weaker in those regions and moves upstream towards the leading edge. When a sweep angle is applied, the cross-flow velocity component introduced in the swept configurations induces a secondary flow in the swept configuration and large separation due to a thick boundary-layer appears on the outboard corner. A linearized version of FaSTAR has been developed and validated. The previously described RANS solutions are used as base flows to perform global stability analysis. The linear global stability calculations on the unswept wing show the existence of a 2D oscillatory mode at $St \approx 0.06$ that is spatially localized on the shock and corresponds to 2D buffet shock oscillations. A second unstable mode at $St \approx 0.1$ is located near the corner separations and consists of downstream traveling perturbation packets that move along the shear layer. When the angle of attack is increased, two 3D unstable modes appear and both are related to downstream traveling perturbations that move away from the wall towards the wing center and upstream traveling perturbations that move from the trailing edge towards the shock in the fully separated middle section. Although convection features and non-dimensional frequencies are close to those reported in the literature, it is difficult to conclude that these structures correspond to buffet cells. Fig. 8 shows a schematic representation of unswept and swept wings in the presence of side-walls. It is well known that a cross-flow velocity component is needed to generate convected buffet cells. This cross-flow component is naturally added in the presence of swept wing configurations. However, in the case of an extruded wing flash mounted on both extremities on side-walls, the existence of corner separations produces cross flow velocity components near the side-walls. This seems to cause the convection of structures moving away from the side-walls when the corner separation is sufficiently large even for unswept wings. The interaction/competition of these corner separation cross flow components and the main cross flow in swept wings is part of future investigations. As well as assessing grid and turbulence model sensitivity, further work also includes a better convergence of the RANS base flow solutions, addressing the side-wall treatment issue and study the effect of numerically reproducing the whole test section (top and bottom walls included).

Acknowledgments

The experimental work was supported by JSPS KAKENHI Grant Number JP18H03814. The experimental results of this study are based on the JAXA wind tunnel test TWT2-18-07. We would like to express our gratitude to those involved in the JAXA Aerodynamic Research Unit who supported us during the experiments.

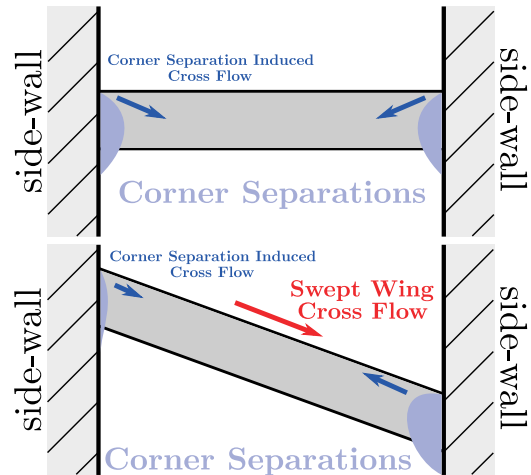


Figure 8: Schematics of corner separation induced cross flow and swept wing cross flow for unswept and swept configurations.

Appendix A: Linearized Solver Validation

In order to provide a validation for both nonlinear and linearized solvers, two validation test cases are selected. The results obtained with FaSTAR are compared against those of Giannetti & Luchini [15] for a 2D laminar incompressible cylinder and against those of Sartor *et al.* [33] for a 2D turbulent transonic buffet case.

- 2D Laminar Incompressible Cylinder

The laminar incompressible flow past a 2D cylinder remains stable and symmetric up to the critical Reynolds number of $Re \approx 47$ (based on free-stream velocity and cylinder diameter). If the Reynolds number is further increased, the flow undergoes a Hopf supercritical bifurcation, the cylinder wake becomes unsteady and a periodic self-sustained von Kármán vortex street is shed behind the body. To approximate incompressible conditions, the Mach number was set to $M = 0.1$ in FaSTAR. The numerical fluxes are calculated with the Roe scheme. The GLSQ is used for the gradient computation. The dual-time stepping method is used to perform an accurate time calculation with an implicit time integration scheme. The LU-SGS scheme is used for the pseudo time sub-iteration and the physical time derivative is approximated by the three-point backward difference. The turbulence models are switched off to perform a laminar calculation. A structured O-grid of about 130,000 cells is used. No-slip adiabatic conditions are applied at the wall. Pressure is imposed on an arc of the domain boundary in the downstream region of the cylinder. Far-field boundary-conditions are applied on the remaining arc of the boundary domain. Fig. 9 shows the comparison between the results obtained with FaSTAR and those of Giannetti & Luchini [15]. The comparison of the nonlinear Strouhal number evolution with the Reynolds number is

done against [6]. In the left column, the results obtained with FaSTAR nonlinear solver are shown. The top plot shows the separation length, L_{sep} , of the base flow solutions while the bottom plot the Strouhal number of the von Kármán vortex street shedding when unsteady calculations are carried out. The relative percentage error is at worst 1.3%. The middle column reports the Reynolds number evolution of the (top) growth rate and (bottom) Strouhal number predicted by the global stability analysis performed with the linearized solver version of FaSTAR. Excluding the growth rate at $Re = 50$ (the value of σ is small, hence prone to a larger error), the relative percentage error is always below 3%. In the right column, the whole spectrum (top) and the eigen-streamwise velocity corresponding to the unstable mode (bottom) are reported. A satisfactory agreement is obtained for various Reynolds numbers and the laminar part of the linearized solver can be considered validated.

- 2D Turbulent Transonic Buffet

The simulations by Sartor *et al.* [33], carried out on the 2D OAT15A supercritical profile, at different AoA to characterize buffet pre- and post-onset, have been selected. The flow conditions correspond to those in [33] and an OAT15A airfoil with sharp trailing edge and chord of $c = 0.23\text{ m}$ was considered. The geometry used here was however a blunt trailing edge profile. The stagnation pressure and temperature are 101325 Pa and 300 K , respectively. The Mach number is $M = 0.73$ and the Reynolds number based on the chord length is $Re = 3.2 \times 10^6$. The numerical fluxes are calculated with the SLAU scheme. The GLSQ is used for the gradient computation. The dual-time stepping method is used to perform an accurate time calculation with an implicit time integration scheme. The LU-SGS scheme is used for the pseudo time sub-iteration and the physical time derivative is approximated by the three-point backward difference. The Spalart-Allmaras turbulence model with rotation correction and quadratic constitutive relation 2000 version is used to close the averaged Reynolds stresses. The trip term ft_2 is also ignored. The boundary conditions used are: no-slip velocity and adiabatic temperature on the profile and far-field boundary conditions are employed at the domain boundaries. The same 2D C-type structured grid counting about 120,000 cells is been used for all AoA. The numerical domain extends about $80c$ above, below and downstream of the profile. The pressure coefficient, C_p , distributions corresponding to the AoA = 2.50 (blue), 3.50 (red), 4.50 (black) and 5.50° (magenta) are compared against those of [11, 33] in Fig. 10 (top-left) and show good agreement on both airfoil sides and in terms of shock positions. Contours of the dimensional streamwise velocity for the steady solution at AoA = 4.50° are plotted in Fig. 10 (top-right) along with the sonic (black solid line) and zero-streamwise velocity (white solid line) iso-lines, showing the supersonic

flow region/shock position and separation, respectively. The steady solutions are used as base flow solutions for the global stability analysis. Fig. 10 reports the full spectrum (bottom-left) and the unstable eigen-pressure (bottom-right) for the AoA = 4.5° case. Similarly to [33], an unstable mode exists at $St \approx 0.06$ ($f \approx 75\text{ Hz}$) and the eigenmode is localized on the shock, shock foot and minorly on the mixing layer.

References

- [1] Crm.65.airfoil sections [online]. Available: <https://commonresearchmodel.larc.nasa.gov/crm-65-airfoil-sections>, [Accessed 7 March 2017].
- [2] E. Akervik, L. Brandt, D. S. Henningson, J. Hoepffner, O. Marxen, and P. Schlatter. Steady solutions of the Navier-Stokes equations by selective frequency damping. *Physics of Fluids*, 18.
- [3] W. E. Arnoldi. The principle of minimized iterations in the solution of the matrix eigenvalue problem. *Quarterly of Applied Mathematics*, 9, 1951.
- [4] S. Bagheri, E. Åkervik, L. Brandt, and D. S. Henningson. Matrix-free methods for the stability and control of boundary layers. *AIAA Journal*, 45, 2009.
- [5] D. Barkley, H. M. Blackburn, and S. J. Sherwin. Direct optimal growth analysis for timesteppers. *International for numerical methods in fluids*, 57:1435–1458, 2008.
- [6] D. Barkley and R. D. Henderson. Three-dimensional Floquet stability analysis of the wake of a circular cylinder. *Journal of Fluid Mechanics*, 322:215–241, 1996.
- [7] J. D. Crouch, A. Garbaruk, D. Magidov, and A. Travin. Origin of transonic buffet on aerofoils. *Journal of Fluid Mechanics*, 628:357–369, 2009.
- [8] J. D. Crouch, A. Garbaruk, and M. Strelets. Global instability in the onset of transonic-wing buffet. *Journal of Fluid Mechanics*, 881:3–22, 2019.
- [9] J. Dacles-Mariani, G. G. Zilliac, J. S. Chow, and P. Bradshaw. Numerical/experimental study of a wingtip vortex in the near field. *AIAA Journal*, 33:1561–1568, 1995.
- [10] J. Dandois. Experimental study of transonic buffet phenomenon on a 3D swept wing. *Physics of Fluids*, 28:016101, 2016.
- [11] S. Deck. Numerical simulation of transonic buffet over a supercritical airfoil. *AIAA Journal*, 43(7):1556–1566, 2005.

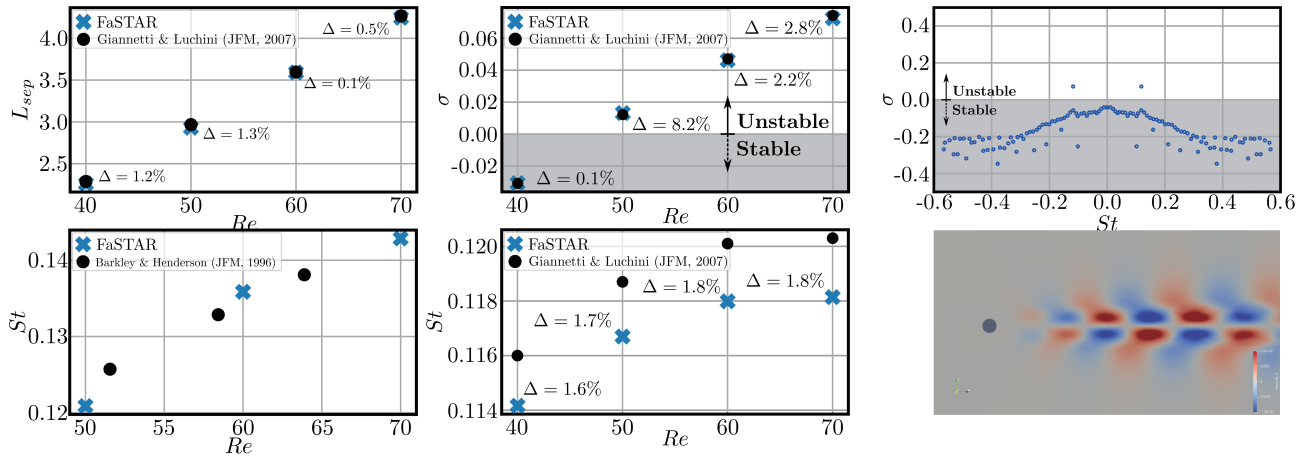


Figure 9: Validation test case: 2D laminar incompressible cylinder.

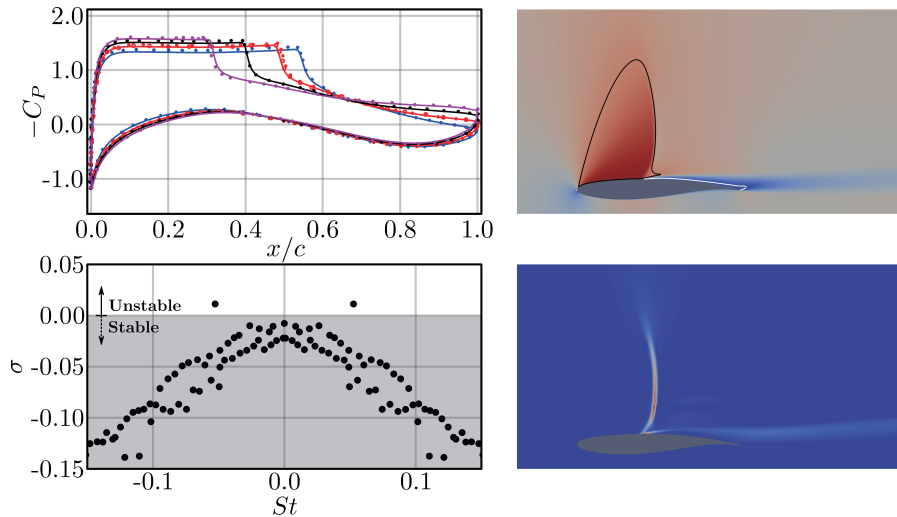


Figure 10: Validation test case: 2D turbulent transonic buffet. In the top-left plot, solid lines correspond to FaSTAR nonlinear solver, full-circles to [33] and empty-circles to [11].

- [12] D. Dolling. Fifty years of shock-wave/boundary-layer interaction research: what next? *AIAA Journal*, 39(8):1517–1531, 2001.
- [13] W. S. Edwards, L. S. Tuckerman, R. A. Friesner, and D. Sorensen. Krylov methods for the incompressible Navier-Stokes equations. *Journal of Computational Physics*, 110:82–101, 1994.
- [14] N. F. Giannelis, O. Levinski, and G. A. Vio. Influence of Mach number and angle of attack on the two-dimensional transonic buffet phenomenon. *Aerospace Science and Technology*, 78:89–101, 2018.
- [15] F. Giannetti and P. Luchini. Structural sensitivity of the first instability of the cylinder wake. *Journal of Fluid Mechanics*, 581:167–197, 2007.
- [16] F. Grossi, M. Braza, and Y. Hoarau. Prediction of transonic buffet by delayed detached-eddy simulation. *AIAA Journal*, 52:2300–2312, 2014.
- [17] F. Guiho, F. Alizard, and J.-C. Robinet. Instabilities in oblique shock wave/laminar boundary-layer interactions. *Journal of Fluid Mechanics*, 789:1–35, 2016.
- [18] A. Hashimoto, K. Murakami, T. Aoyama, K. Ishiko, M. Hishida, M. Sakashita, and P. Lahur. Toward the fastest unstructured CFD code 'FaSTAR'. *AIAA Paper 2012-1075*, 2012.
- [19] W. F. Hilton and R. G. Fowler. Photographs of shock wave movement. *National Physical Laboratories*, 2692, 1947.
- [20] T. Ishida, A. Hashimoto, Y. Ohmichi, T. Aoyama, and K. Takekawa. Transonic buffet simulation over

- NASA-CRM by unsteady-FaSTAR code. *AIAA Paper 2017-0494*, 2017.
- [21] S. Koike, Y. Matsumoto, and T. Kouchi. Shock-induced separation and shockwave oscillation on swept and unswept two-dimensional common research model wings. In *51st FDC / 37th ANSS Conference*, volume 1A02, 2019.
- [22] S. Koike, M. Ueno, K. Nakakita, and A. Hashimoto. Unsteady pressure measurement of transonic buffet on NASA common research model. *34th AIAA Applied Aerodynamics Conference, AIAA AVIATION Forum, AIAA-2016-4044*, 2016.
- [23] B. H. K. Lee. Oscillatory shock motion caused by transonic shock boundary-layer interaction. *AIAA Journal*, 28(5):942–944, 1990.
- [24] B. H. K. Lee. Self-sustained shock oscillations on airfoils at transonic speeds. *Progress in Aerospace Sciences*, 37:147–196, 2001.
- [25] R. B. Lehoucq, D. C. Sorensen, and C. Yang. ARPACK user’s guide: solution of large scale eigenvalue problems with implicitly restarted Arnoldi methods. *Technical Note*, 1997.
- [26] J.-C. Loiseau, J.-C. Robinet, S. Cherubini, and E. Leriche. Investigation of the roughness-induced transition: global stability analyses and direct numerical simulations. *Journal of Fluid Mechanics*, 760:175–211, 2014.
- [27] A. Memmolo, M. Bernardini, and S. Pirozzoli. Scrutiny of buffet mechanisms in transonic flow. *International Journal of Numerical Methods for Heat and Fluid Flow*, 28:1031–1046, 2018.
- [28] C. Mettot, F. Renac, and D. Sipp. Computation of eigenvalue sensitivity to base flow modifications in a discrete framework: Application to open-loop control. *Journal of Computational Physics*, 269:234–258, 2014.
- [29] S. Obayashi and G. P. Guruswamy. Convergence acceleration of an aeroelastic Navier-Stokes solver. *AIAA Journal*, 33:1134–1141, 1995.
- [30] F. Plante, J. Dandois, F. Sartor, and E. Laurendeau. Study of three-dimensional transonic buffet on swept wings. *Proceedings of the AIAA Applied Aerodynamics Conference, Washinton, DC, United States*, 2017.
- [31] F. Richez, M. Lequille, and O. Marquet. Selective frequency damping method for steady rans solutions of turbulent separated flows around an airfoil at stall. *Computers and Fluids*, 132.
- [32] A. Sansica, J.-C. Robinet, F. Alizard, and E. Goncalvez. Three-dimensional instability of a flow past a sphere: Mach evolution of the regular and hopf bifurcations. *Journal of Fluid Mechanics*, 855:1088–1115, 2018.
- [33] F. Sartor, C. Mettot, and D. Sipp. Stability, receptivity, and sensitivity analyses of buffeting transonic flow over a profile. *AIAA Journal*, 53(7):1980–1933, 2015.
- [34] F. Sartor and S. Timme. Delayed detachedddy simulation of shock buffet on half wingbody configuration. *AIAA Journal*, 55:1230–1240, 2017.
- [35] D. Sharov and K. Nakahashi. Reordering of hybrid unstructured grids for lower-upper symmetric Gauss-Seidel computations. *AIAA Journal*, 36:484–486, 1998.
- [36] P. R. Spalart. Strategies for turbulence modelling and simulation. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 21:252–263, 2000.
- [37] P. R. Spalart and S. R. Allmaras. A one-equation turbulence model for aerodynamic flows. In *30th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Aerospace Sciences Meetings*, volume AIAA Paper, 1992.
- [38] Y. Sugioka, S. Koike, K. Nakakita, D. Numata, T. Nonomura, and K. Asai. Experimental analysis of transonic buffet on a 3D swept wing using fast-response pressure-sensitive paint. *Experiments in Fluids*, 59(108), 2018.
- [39] A. Tezuka and K. Suzuki. Three-dimensional global linear stability analysis of flow around a spheroid. *AIAA Journal*, 44, 2006.
- [40] S Timme. Global instability of wing shock-buffet onset. *Journal of Fluid Mechanics*, 885, 2020.
- [41] M. R. Visbal and R. Gordnier. A high-order flow solver for deforming and moving meshes. volume AIAA Paper 2000-2619, 2000.

スクラムジェットエンジン性能向上に関する試み —剥離と燃料当量比分布

佐藤 茂 (宇宙航空研究開発機構角田), 福井 正明 (スペースサービス),
宗像 利彦, 渡邊 孝宏, 高橋 正晴 (日立ソリューションズ東日本)

Trial for Performance Improvement of Scramjet Engine – Flow Separation and Fuel Equivalence Ratio Distribution

SATO Shigeru (Kakuda Space Center, Japan Aerospace Exploration Agency),
FUKUI Masaaki (Space Service), MUNAKATA Toshihiko, WATANABE Takahiro
and TAKAHASHI Masaharu (Hitachi Solutions East Japan)

ABSTRACT

Japan Aerospace Exploration Agency has been investigating scramjet engines in Kakuda Space Center using RamJet Engine Test Facility and another facility. The engine tested at the flight condition of Mach 6 showed very steep fuel distribution. The fuel injected from the vertical injector on the side wall stays near the side wall and the tap wall along the engine. The steep fuel distribution is an obstacle for the engine performance completion. In order to solve the problem, the authors are focusing on the cowl shock wave influence having on the fuel distribution. In this paper the authors describe results of fuel distribution derived from combustion calculation to compare with the test result. Some disagreement is found and considered to be caused by capturing flow separation in the calculation, though the separation promotes fuel mixing and combustion. The mixing process is shown.

1. 始めに

スクラムジェットエンジンとは、空気吸い込み式超音速燃焼エンジン (Supersonic Combustion Ramjet Engine) のことであり、将来の極超音速推進機関として、米国、西欧、ロシア、豪州、インド、中国等で研究が進められ、基礎的研究から飛行試験まで広範に為されている。飛行試験では比較的最近の例として米国 NASA が実施した X51A の飛行試験がある⁽¹⁾。また、豪州等では国際共同研究が活発であり、飛行試験志向の論文も見られる。また一部報ぜられている所ではインドでも飛行試験が行われている様子である⁽²⁾。

当宇宙航空研究開発機構角田宇宙センター (以下『当所』と略記) では、スクラムジェットエンジンの技術確立を目指し、旧航空宇宙技術研究所以来ラムジェットエンジン試験設備 (RamJet Engine Test Facility : RJTF)⁽³⁾を用いた 2 m 級サブスケールエンジン試験を中心として飛行条件 Mach 4、6、8 等の研究を重ねて、多くの知見を得て来た。一部を文献⁽⁴⁾⁻⁽¹⁵⁾に示す。

その RJTF エンジン試験の過程において、エンジン側壁から垂直に噴射される燃料はエンジン流路断面全体には拡がらず、側板や天板に貼り付く様な強い偏りを有することが判明している⁽⁴⁾。詰まり、燃料過濃のまま排気されたり、豊

富な空気流量に対して燃料希薄だったりし、故にエンジン性能発揮への障害となっている。

佐藤らは、当所で実施のスクラムジェットエンジン試験の結果を踏まえ、エンジン内に生ずる衝撃波が燃料当量比分布に与える影響を数値流体力学 (CFD) 援用にて調べている⁽¹⁶⁾⁻⁽²³⁾。

特に、ストラット及びカウルの組み合わせが形作る衝撃波構造がエンジン内流れの構造を決定付けており、その詳細を CFD にて解析している。その過程でストラットの効果を見出し、それを概念化し応用法を検討している⁽²⁰⁾⁻⁽²³⁾。また、今日までストラット周りの流れ場の考察を行う手段として流線の可視化及び遡り法 (遡上法) を考案し、当量比分布改善に資する可能性のある流線を見出し、これを『有効流線』と位置付けた⁽²⁴⁾。

エンジン流路内で空気流量 (密度×速度: ρu) の豊富な領域に重点的に燃料を吹き込めば、発生熱量の増進に効果的であり発生推力の向上に資する可能性が有る。この見地からもストラット周囲の流れ場に着眼している。

本報告では、今日までの実績を踏まえて燃焼計算を進めており、その中間的結果を述べる。今回は側板垂直噴射の燃焼計算結果を記し、エンジン試験結果との比較を行い、

計測との不一致部分の要因に就いて考察する。特に、エンジン内の燃料当量比分布と剥離の関係に着目し考察を行う。

2. ストラットが形成する流れ場の効果

ストラットはエンジン空気吸い込み圧縮過程の流路中央部に取り付けられるもので、抵抗増、重量増の元となるものの、空気力学的効果により圧縮過程を短くし得、それによりエンジンの小型化、曳いては軽量化に繋がる等の利点がある。当所の RJTF 試験結果の精査により次の効果を見出している。①高温三角域の形成⁽²⁰⁾、②ストラット背後の滞在時間の拡大⁽²²⁾、③ストラット背後の流体輸送^(22, 23)の三効果である。①『高温三角域』とは、ストラット前縁からの衝撃波がカウル前縁からの衝撃波と三次元的に重なり合って形成される高温度分布で、エンジン内燃焼を出力が増大する強燃焼に移行させるのに有効な温度分布である。②ストラット背後に形成される後流の存在により流体滞在時間が長く取れ保炎に有効である。③また、ストラット背後の後流中に見出される流体輸送は噴射後の燃料の混合促進に有効である。これらの活用がエンジン性能の向上に資するものと期待出来る。

ストラットの働きについては過去には当所工藤らにより小型燃焼風洞を用いた要素試験にてストラットからの燃料噴射の効果が確認されている⁽²⁵⁾。

燃料当量比分布の改善には、噴射孔位置の多様化が必要であり、その為にストラットは有効な選択肢と考える。

3. エンジン形態と性能

図1は当所で供試したエンジンで、インレット、分離部、燃焼器平行部、燃焼器拡大部、ノズルより成り、正面断面が幅200mm、高さ250mmで、全長が2100mm、側板が全体に45度の後退角を有し、天板・両側板・カウルの4枚より構成される矩形断面型のものである。分離部の出口には後向きに段差があり、その段差の下流32mmの所に孔径1.5mmの燃料垂直噴射孔が12本並ぶ。また、エンジン流路中程には天板にストラットが装着され、当形態では側板と同じ高さの5/5高さストラットが装着されている。RJTF試験では試験番号M6S43等一連のものに該当する。尚、このストラット呼称はストラットの高さを変える試験(1/5高さ等)を行ったことによる。尾部は、後述するボートテイル形ストラットに比し相対的に長めで矩形である。

RJTFにおける試験条件は、飛行条件 Mach 6相当(エンジン入口 Mach 5.3)、総温 1500K、機体下面境界層込み等である。

この5/5高さストラットエンジン形態は、RJTF試験(M6S43等)にて速やかな強燃焼移行と高い燃焼効率等を示し、比較的低い当量比で発生推力 1620N を出し、比較優位な形態であることが確認されている⁽⁴⁾。また、この形態の

性能と流れ場の関係については佐藤らが検討し報告している^(20, 26)。

4. 比較形態—試験済み形態と仮想形態

4-1 計算対象

図2には5/5高さストラット形態とそれに対比するボートテイル形ストラット形態の詳細を示す。後者は改良型提案エンジンであり当計算においては仮想形態である。両ストラットも側板と同じ高さのストラットではあるが、当論文では上の様に呼び分ける。5/5高さストラットは後縁部分が矩形であり、ボートテイル形ストラットは後縁手前で絞られた形であり全長も短い。全長は、5/5高さストラットが393mm(図2a)、ボートテイル形ストラットは301mmである(図2b)。この形状とした狙いは後縁を絞り抗力を下げることと後縁下流にて流体の滞在時間を確保することの両立である⁽²⁷⁾。

4-2 数値計算方法

計算には汎用熱流体解析ソルバ Fluent を用いた。最少格子幅はストラット前縁周辺等の0.1mmである。計算ではエンジン左右中央断面を対称面とする右舷半裁を対象とし、格子数は503万、対流項評価の数値流束はAUSM⁺、制限関数は二次精度、時間積分は陽的解法、乱流モデルはk- ω である。壁面は断熱壁と仮定した。

気流条件は、流入マッハ数5.3等RJTFエンジン試験条件に揃え、機体下面境界層に相当する設備境界層も含めた。

燃焼計算に関しては、反応モデルは Petersen and Hanson の論文⁽²⁸⁾を元に水素-酸素の反応式を Fluent に読み込ませたものを用いている。燃焼モデルは Finite Rate Chemistry (有限速度反応)、反応は9種20素反応である。

尚、数値計算には主に当機構の統合スーパーコンピュータ“JSS2”を用いた。角田からは遠隔利用である。

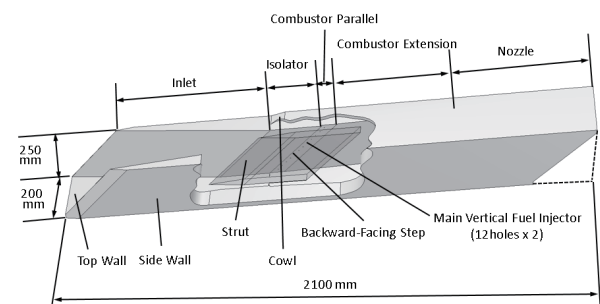


Fig. 1 Outline of scramjet engine tested.(4) The engine is set upside-down on the test bed.

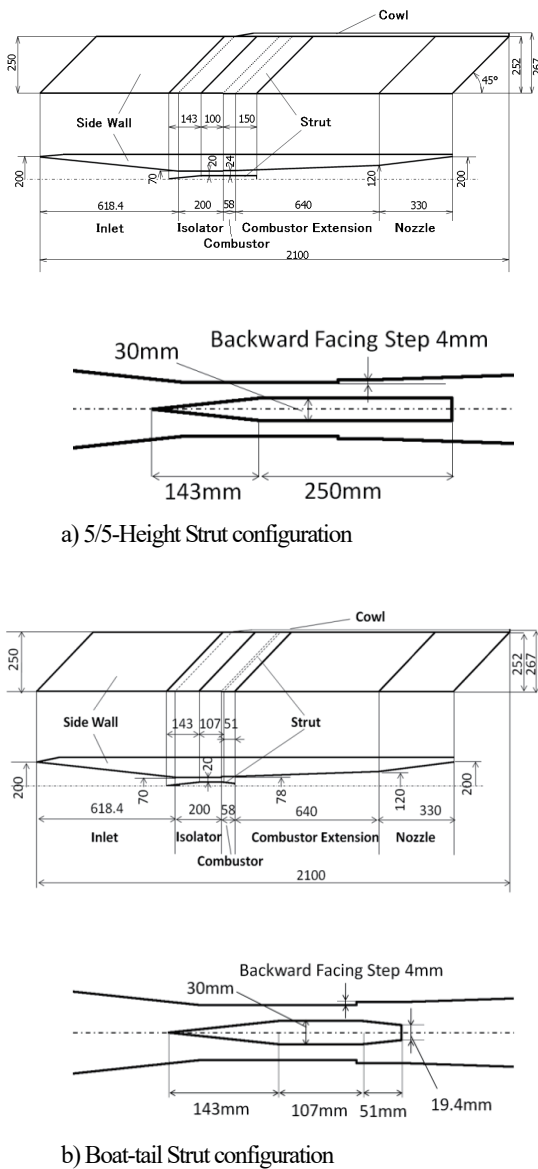


Fig. 2 Two types of struts. The 5/5H Strut (a) and the Boat-tail Strut (b) are compared by means of CFD.

5. 流れ場の歪

燃料当量比分布の偏りの原因の一つが流れ場の歪である。これは、前述の通りエンジン内に形成される衝撃波等が形成するものであり、この歪に就いては佐藤らが今日まで RJTF データを基に CFD 解析を進め詳細を調べて来た⁽¹⁸⁾。概要は文献⁽²⁹⁾に示す。

これら調べの結果、側板噴射孔位置からの流線はエンジン中心部に届く傾向を有さない。当所のエンジン試験結果⁽⁴⁾と重ね合わせると、側板噴射には限界があることが確認できる。エンジン断面中心部に燃料を届かせ且つ気流の質量流率（密度×速度： ρu ）の高いところに燃料を分配するには、

ストラット周辺からの噴射を追加する必要がある⁽³⁰⁾、その噴射が巧妙に行われて初めて燃料偏在の補正が可能となる。

詰まり、側板垂直噴射には限界があることから、ストラット噴射をも視野に入れ噴射方式の多様化を検討する必要がある。その為にも CFD による仮想実験が必要である。

6. 燃料当量比分布の比較

次に燃焼計算の結果を示す。今日までのエンジン内流れ場の探索⁽²⁴⁾では、纏まった高質量流率領域を形成し当量比分布改善につながりそうなのは、ストラット噴射ではあるが、検討の基本条件を確保するため、先行的に燃料の側板垂直噴射の流れ場を対象として燃焼計算を行った。

計算条件は前述の通りであるが、燃料噴射の条件は次の通りである。噴射燃料は気体水素 H_2 、流量は燃料噴射孔 1 本当たり 2g/s、噴射孔は片側板に 12 本、両側板では 24 本となるので、総流量は 48g/s である。エンジン内圧力分布等の計算結果は過去の発表^(31,32)にて、また燃焼下の衝撃波に就いても先回の発表^(33,34)で報告済みである。

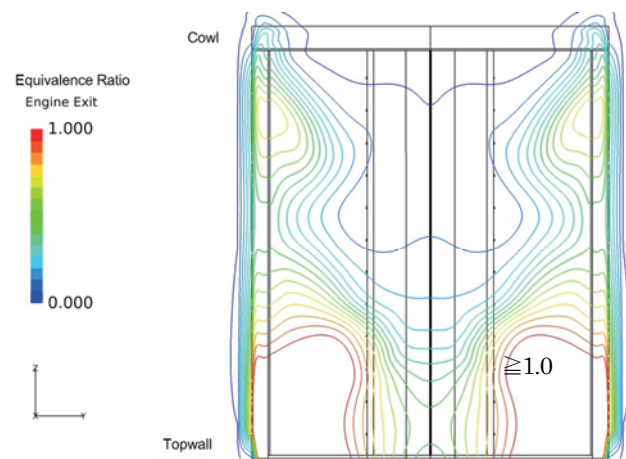
6-1 燃料当量比分布の計算結果

図 3 に両形態のエンジン出口断面における燃料当量比分布の計算値を示す。図 3a が 5/5 高さストラット形態、図 3b がボートテイル形ストラット形態のものである。尚、ここでも上がカウル、下が天板である。当量比の凡例は赤が 1.0、青が 0.0 となる配色で、赤い方が量論混合に近く、青い方が燃料希薄であることを示している。燃料はエンジン試験と同一条件で両側板の段差下流 32mm の垂直噴射孔 12 本ずつ計 24 本からの一斉噴射で総流量が 48g/s である。

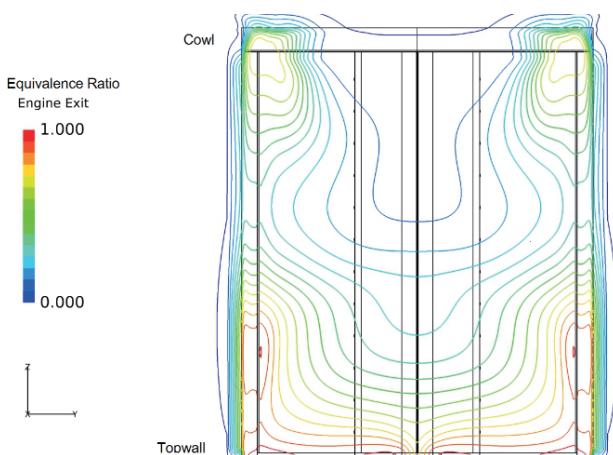
両者とも両側板沿いに天板側に向かって当量比が高くなり、一方でカウル側左右対称線に向かって低くなっている。然しながら、ボートテイル形ストラット形態の方は相対的に燃料の拡散が進んでおり、当量比が 1.0 を超す領域は小さい。こちらの形態の方に燃料当量比分布上の優位性が見出せる。この燃料を拡散させる流れ場の要因を見出すことが必要である。詰まり、空気質量流率 ρu が豊富な所に適量の燃料を吹き込める流れの構造を把握することが設計方法の確立に不可欠である。この相対的に良好な燃料分布は、偏にストラットの後部形状の違いによるもので、それは衝撃波等によって構成される流れ場が齎すものである。流れ場の把握が不可欠である。

6-2 当量比分布の計測結果

図 4 は、図 2a に示した 5/5 高さストラット形態のエンジン出口における当量比分布の計測値である。ラムジェットエンジン試験設備で行った試験 M6S43 の試験結果であり⁽⁴⁾、次の図 3a の計算結果と対応するものである。この当量比分布の計測値は、エンジン出口において H_2 、 N_2 、 O_2 のガス採取計測を行い、各組成の関係より当量比を導いたものである⁽⁴⁾。



a) 5/5-Height Strut configuration



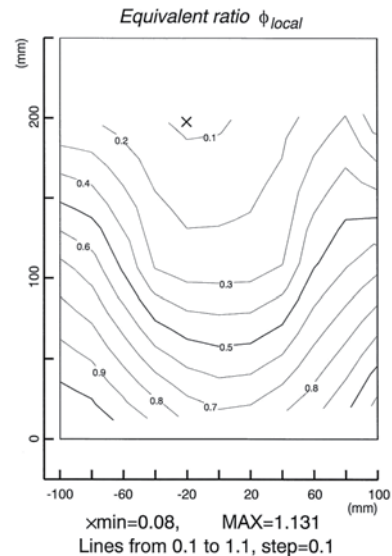
b) Boat-tail Strut configuration

Fig. 3 Calculated equivalence ratio ϕ distribution at the engine exit in the combustion flow.

図3aを図4と対比すると、当計算では傾向は捉えているということは言える。違いは両側板天板寄りの両隅に生じている高当量比領域である。計算値の方がこの領域が大きくエンジン断面に張り出している。こうなる流れ場の状況に就いては文献⁽³⁴⁾⁻⁽³⁷⁾にて報告している。特に文献⁽³⁷⁾では剥離との関連に言及した。剥離位置の特定の為にも計算において衝撃波背後の流れ場をよりの確に再現する必要がある。

7. 当量比分布の計測値と計算値の違いを齎すもの

当量比分布の中で天板と両側板の隅にて値の食い違いが大きいことは前段で述べた。計算では当量比1.0を上回る領域が大きく張り出す様に現れている。計測値と不一致の箇所である。その不一致の要因を流れ場に求め、流れ場の状



5/5-Height Strut configuration

Fig. 4 Measured equivalence ratio ϕ distribution at the engine exit.⁽⁴⁾ This is the test result of M6S43 and corresponds to Fig.3a.

況を辿る。エンジン内部流に走るカウル衝撃波が天板に届く辺りに剥離が生じ、その剥離が元で燃料が引き込まれ、攪拌され、拡散されているとの観点から天板面上の剥離状況を調べる。

図5として次頁に天板面上のベクトル分布図を示す。図5aが5/5高さストラット形態、図5bがボートテイル形ストラット形態のものであり、天板面から3mm離れた水平断面に於けるx軸方向速度ベクトルの分布を示している。何れもエンジン中心線からの半裁部であり、ベクトルの色は速度を示している。図に収めた視野は、何れの形態もストラットの先端付近から後ろ向き段差、燃焼器平行部、燃焼器拡大部を含み、ノズルの途中までである。流れは左から右に向かう。

各々の図を見ると、ベクトルが上流に向いているものが見出せる。それらの現れる場所が剥離の起点付近と見る。ボートテイル形ストラット形態の方がより上流で逆流域を生じさせている。両形態の逆流域を比べて観ると、5/5高さストラット形態の方が太くて短く、一方のボートテイル形ストラット形態の方は細くて長く見える。然し、再付着点は見出せない。そこで次に鳥瞰図を示し、剥離状況全体の把握を試みる。

次の図6に両形態の剥離状況を示す鳥瞰図を掲げる。剥離域の条件は速度が -0.1m/s 未満の箇所、色は圧力である。

図6aが5/5高さストラット形態、図6bがボートテイル形ストラット形態のものであり、エンジン中心面から半裁分を示している。各図に於いて手前が天板、奥が側板で、

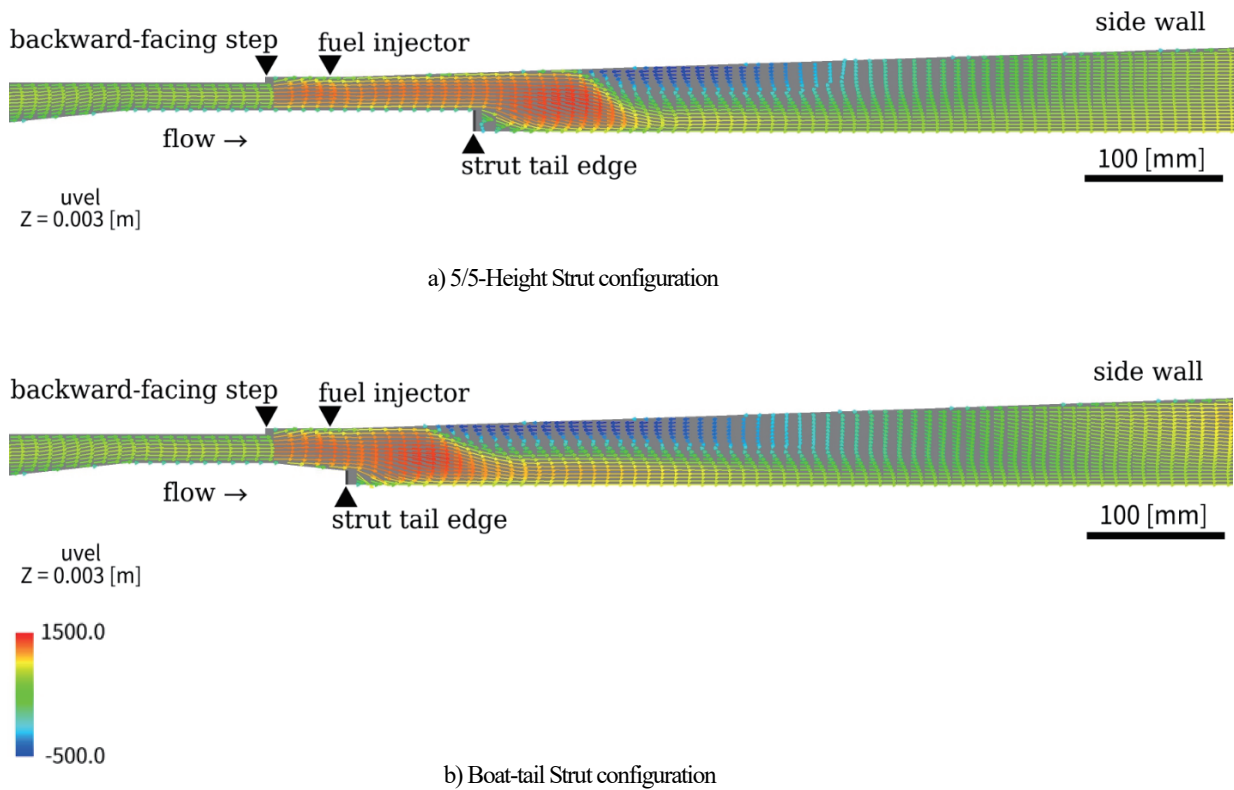


Fig. 5 Velocity vector distributions on the top walls.

側板は天板から 30mm の高さまでを示し、更にその奥は計算領域であることを御注意頂きたい。視野は、ストラットの途中部分から、側板段差、燃焼器平行部、燃焼器拡大部、ノズル部途中までである。流れは左から右に進む。

図 6a の 5/5 高さストラット形態を観ると、ストラット後流にも剥離域が生じているのが分かる。ストラットの後縁から右上の方に伸びるのがそれである。そしてその下流に蛞蝓（ナメクジ）のような剥離域が現れている。頭は細く、一旦膨れ、そしてまた細くなる形であり、剥離開始点と再付着点が明確である。注意すべきは、この剥離域は天板の中心線沿いに出来ているのではなく、天板と側板の隅に出来ているということである。つまり、エンジンでは両側に計二箇所出来ているということである。図中の色分布によると、この剥離域は、上流寄りでは相対的に圧力が低く、下流寄りでは高いということも見て取れる。

一方、図 6b のボートテイル形ストラット形態を観ると、ストラット後流には剥離域が見当たらず、先の 5/5 高さストラット形態に比べ、より上流から剥離が始まり、その膨れ方も側板方向に大きく、側板の 30mm の線を越えているが、下流端はほぼ同じである。

この視野でボートテイル形ストラット形態のストラット後流に剥離域が生じていないが、この形態ではストラットの後端を絞り且つ長さを詰めており、その効果で剥離が生じにくいということなのかと考えている。それはエンジンの抗力の小ささにも資している。

加えて、剥離域がより上流で始まり、膨れ方も大きいことが燃料の引き込みと攪拌と拡散に資しているのではないかと見ている。図 3b 御参照。こちらの方が当量比は平均化されている。

筆者らは 5/5 高さストラット形態において計算値が実測値を上回る理由に就いて計算上の剥離の捉え方に要因が有るのではないかと見ている。図 3a に於いて当量比が大きく算出され計測値を上回っている箇所は剥離の箇所である。先に述べた、「剥離が燃料を引き込み攪拌し拡散する」効果に就いて計算がこの流れ場を過大に捉えているが故のものではないか。もし、この剥離の捉え方がより適切であれば、この当量比の過大評価も適正な方へ向かう可能性が有ると考えている。

この計算方法でこの先計算を進めるに際しては、剥離を過大に評価する傾向が有るとの留意が必要である。

剥離の概要が把握できたので、もう少し踏み込んで剥離の位置と規模の特定を試みる。

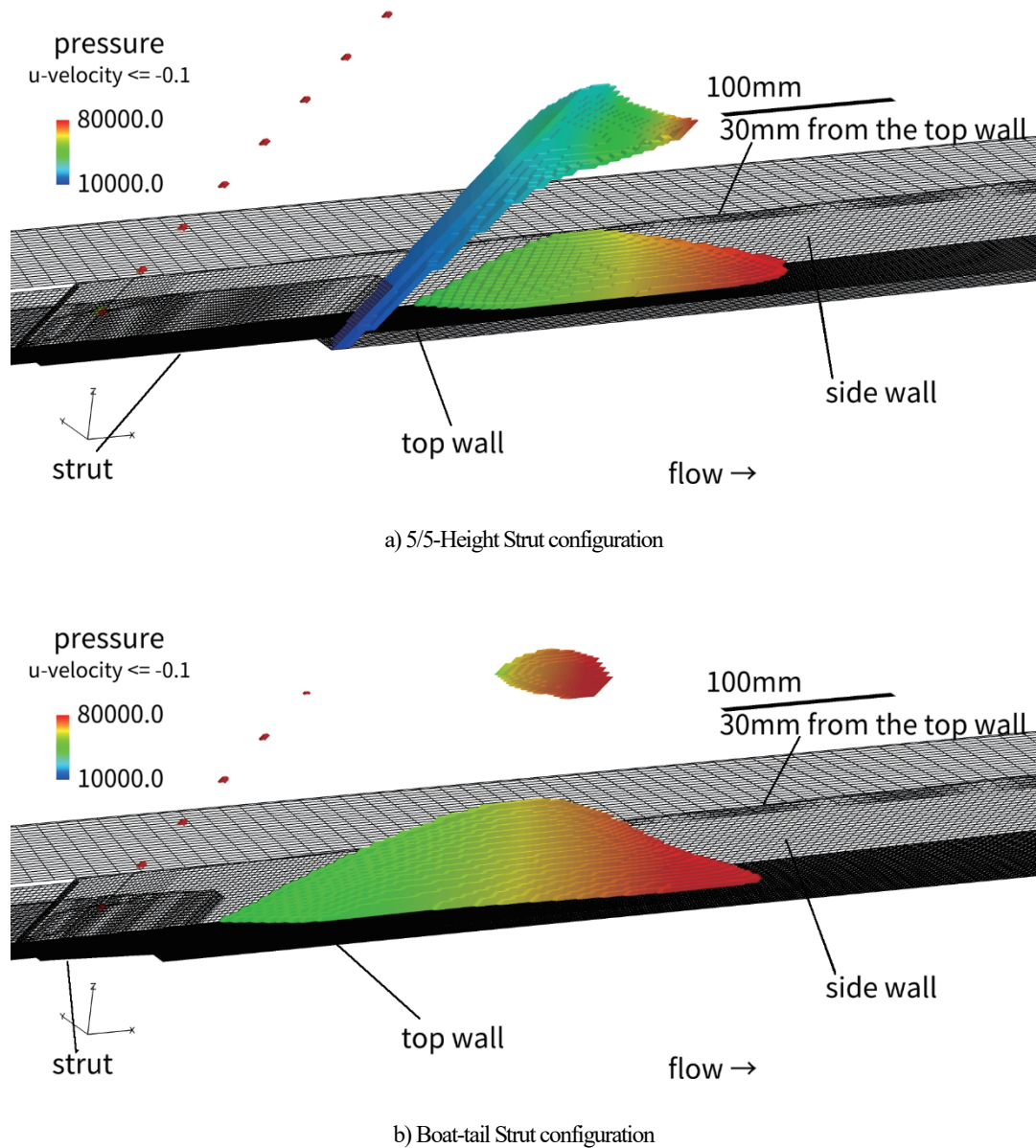


Fig. 6 Separation regions in the internal flows in the both engine configurations. The separation region is a region where the velocity is less than -0.1m/s , and the color gives the pressure on separation region surfaces. The separations appear on the top walls.

次の図7に天板面上の剥離範囲を示す。これは天板面から1mm離れた水平断面における剥離域を白線で示したものである。剥離の条件はx成分速度が -0.1mm 未満である。また、色は温度を示している。図7aが5/5高さストラット形態、図7bがボートテイル形ストラット形態であり、視野は何れもストラット途中から、側板段差、燃焼器平行部、燃焼器拡大部、ノズル途中までである。

図7aの5/5高さストラット形態の白線を観ると、剥離の起点がインレット前縁から1044mm、再付着点と同じく1253mmと読み取れる。そして高温領域が剥離開始点から始まり、そのままエンジン出口に向かって連続的に伸び

ている。このことは剥離の起点で混合が促進され、燃焼が活発化し、発熱が進んでいる様子を示している。「剥離が燃料を引き込み攪拌し拡散する」効果が示されているものと考えられる。

図7bはもう一方のボートテイル形ストラット形態のものである。こちらは、剥離の起点がインレット前縁から933mm、再付着点と同じく1210mmである。剥離起点以降の状況は上の図7aの5/5高さストラット形態の場合と同様であるが、剥離起点が上流寄りに移り、且つ高温領域がエンジン断面全幅に及んでいる。燃焼反応が剥離に依存するという問題は有るが、エンジンの燃料の燃え

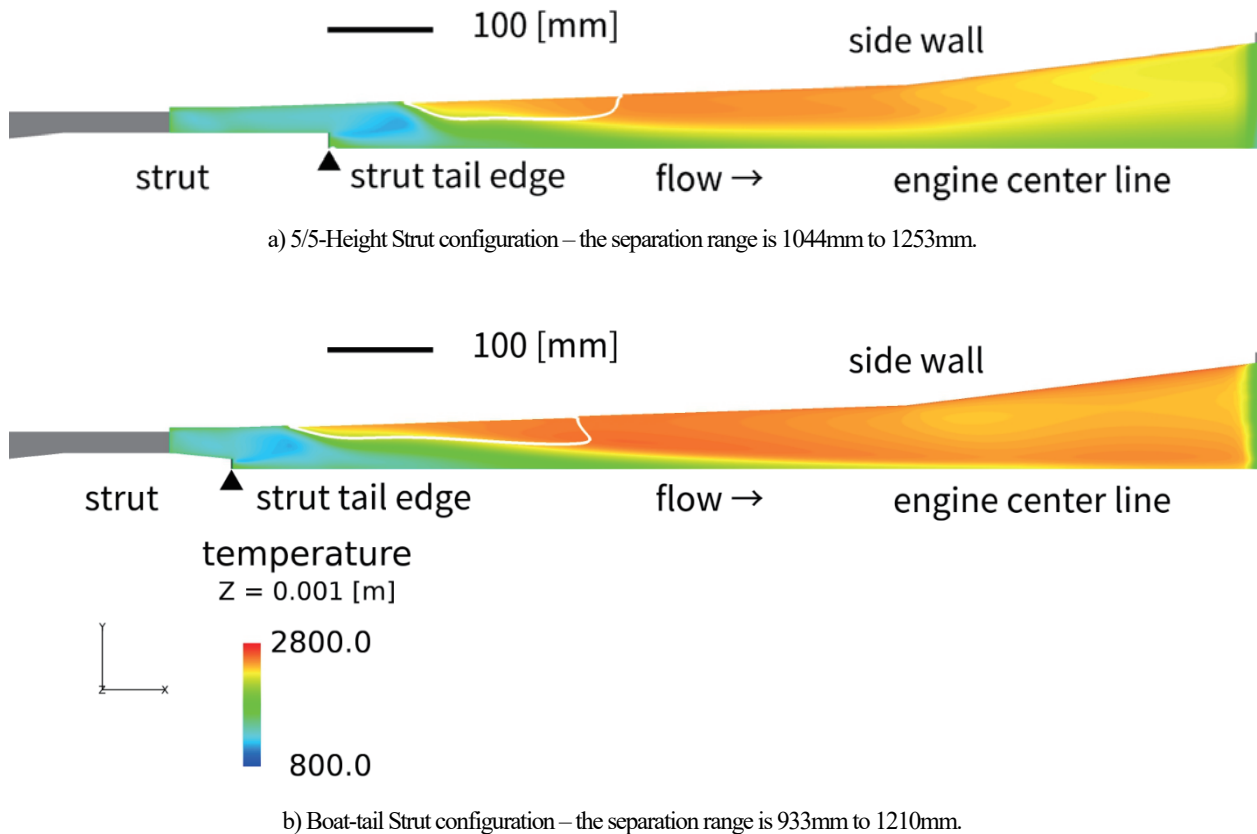


Fig. 7 Separation origins and temperature distributions. The separation region is enclosed with white line. The color indicates the temperature. High temperature begins at the separation origin.

方としてはこちらの方が優位と言える。実際、計算結果を基にした積分推力ではこちらの方が大きな値を示している⁽³⁴⁾。

以上より、天板上の剥離が燃焼を促進している様子が確認できた。

当節の冒頭で、「エンジン内部流に走るカウル衝撃波が天板に届く辺りに剥離が生じ、その剥離が元で燃料が引き込まれ、攪拌され、拡散されているとの観点から天板上の剥離状況を調べる」として考察を行ったが、このカウル衝撃波が天板に届くという点以降に就いて少し詳しく述べると次のようになる。

詰まり、カウル衝撃波が天板に届き、その衝撃波の入射と反射により気流の温度が上昇し、燃料が着火し、燃焼気流が生ずる。その燃焼気流は温度も圧力も上昇するので、先の衝撃波の角度を大きくし^(32,33)、更に圧力を上げる。このことにより剥離が引き起こされる。以下、その剥離域に燃料が引き込まれ、攪拌、拡散が促進され更に燃焼が活発化するという循環に入り、これが燃焼を維持する。

次の図8に剥離開始点前後の燃料当量比分布を示す。

剥離開始点前後のエンジン断面の燃料当量比分布を追うことで、剥離が燃料を引き込む様子を探る。以下、図の説明を行う。

8. 剥離開始点と燃料当量比分布

剥離が起こったことにより当量比分布は如何なる変化を起しているのか、計算結果を用いて二形態に就いて剥離点の前後のエンジン断面当量比分布を示し、剥離により当量比がどのように変化しているのか考察する。

8-1 5/5 高さストラット形態

剥離位置はエンジン天板前縁から 1044mm の位置である。ここはエンジンの燃焼器拡大部に少し入った位置である。図7参照。尚、当図8でも上がカウルで下が天板である。

図8aに剥離点1044mmの直前直後の二点ずつ、①976.4mm、②1026.4mm、③1076.4mm、④1126.4mmにおけるエンジン断面の当量比分布を掲げる。剥離前の二か所では噴射孔12本から出た各々の燃料の分布の輪郭を反映した分布が確認できる。①976.4mm位置では12本の半島が確認でき、②1026.4mm位置では12本中10本までが半

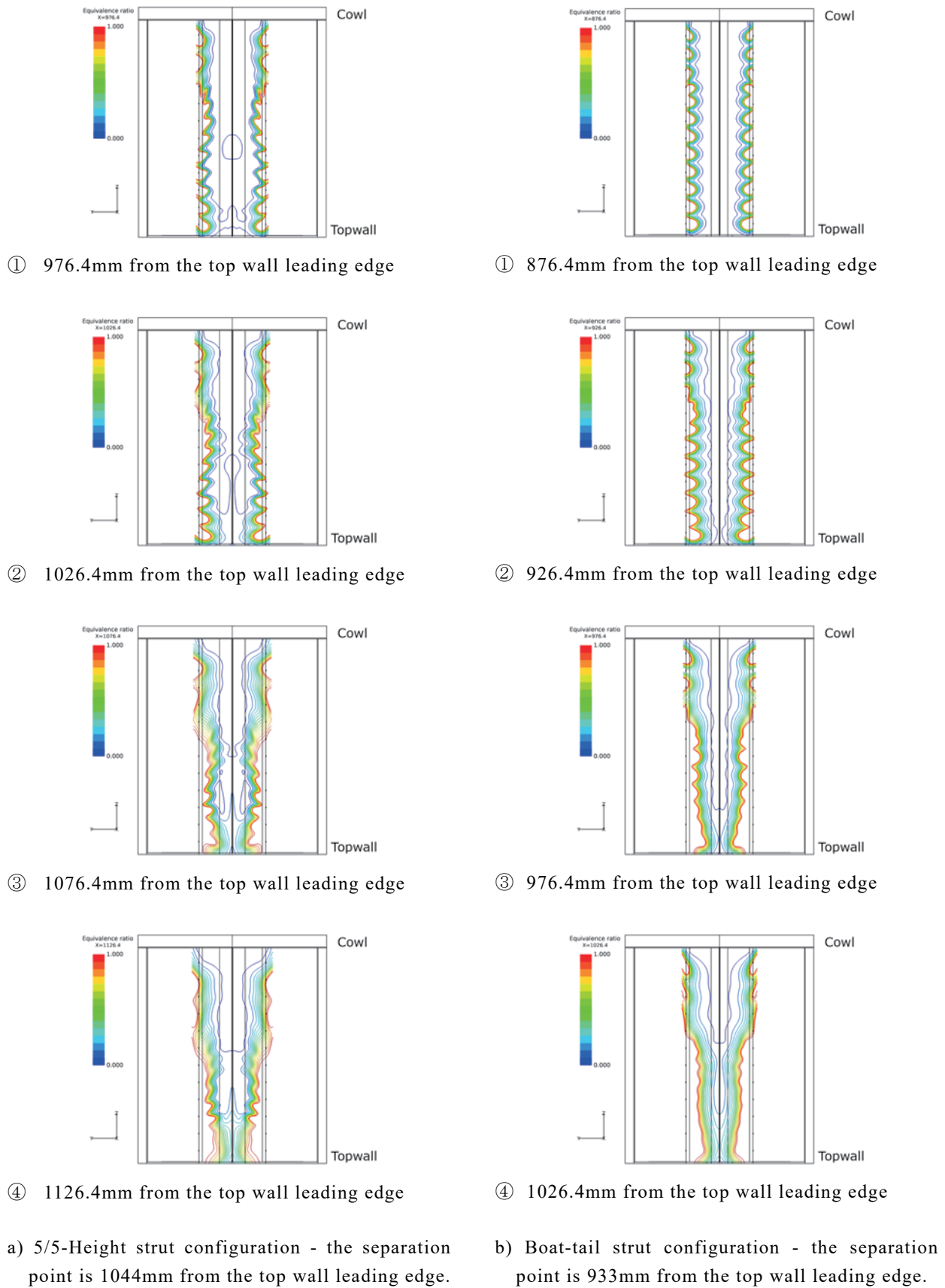


Fig. 8 Equivalence ratio distributions before and behind the separation points. Note that the top is the cowl in each figure.

島の輪郭を引き継いでいる。一部、天板から数えて 9 番と 10 番の噴射孔からの分は合体している。

それが、剥離位置下流の③1076.4mm位置になると、天板寄りの幾つかの噴射孔からのものは半島の形を維持しつつもエンジン対象線に向けて迫り出して来ている様子が見て取れる。7 番から 10 番は合体が進んでいる。これが更に④1126.4mm位置に至ると、迫り出しが更に進むと共に、半島の合体も進む。具体的には 6 番から 10 番の合体が進むと共に、天板寄りの 1 番と 2 番の合体が進んでいる様子が見える。

どうやら剥離の始まりと共に燃料が剥離域内に引き込まれ、混合が進んでいる様子が認められる。

8-2 ポートテイル形ストラット形態

剥離位置はエンジン天板前縁から 933mm の位置である。こちらも燃焼器拡大部ではあるが、上記の形態よりも上流側の位置である。図 7 参照。尚、当図 8 でも上がカウルで下が天板である。

図 8b に剥離点 933mm の直前直後の二点ずつ、① 876.4mm、② 926.4mm、③ 976.4mm、④ 1026.4mm におけるエンジン断面の当量比分布を掲げる。剥離前の二か所では噴射孔 12 本から出た各々の燃料の分布の輪郭を反映した分布が確認できる。① 876.4mm 位置では 12 本の半島が確認でき、② 926.4mm 位置では 12 本中 9 本までが半島の輪郭を引き継いでいる。天板から数えて 8 番から 10 番までの噴射孔からの分は合体している様子が認められ、上記の 5/5 高さストラット形態より合体の進みが早い様子が見える。

それが、剥離位置下流の③ 976.4mm 位置になると、天板寄りの幾つかの噴射孔からのものは半島の形を維持しつつもエンジン中心線に向けて迫り出して来ている様子が見て取れる。加えて 1 番から 10 番までの噴射孔からのものは一斉に合体が進んでいる。これが更に④ 1026.4mm 位置に至ると、迫り出しが一層進むと共に、半島の合体も進み 1 番から 10 番までのものが一体化している。

どうやら、こちらの形態も剥離の始まりと共に燃料が剥離域内に引き込まれ、混合が進んでいる様子が有り、しかも上記 5/5 高さストラット形態よりも進行が速い様子が認められる。

以上の結果から、剥離が燃料を引き込むことにより燃料のエンジン断面内拡散を促していると言え、特にポートテイル形ストラット形態がその傾向をより明確に示している。

エンジンの性能が剥離に依存することには問題ありとしても、この剥離を適切な規模に抑えることが出来れば、推力の源とすることが可能である。エンジン内の剥離を制御する設計が望まれる。

9. 終わりに

エンジン試験実施済みのエンジン形態と改良型提案エンジン形態とに就いて、側板垂直噴射条件の燃焼計算を行った。エンジン内流れ場に生ずる剥離が燃料の混合と燃焼を促進していることが確認できた。また、計測値に対する計算値の違いの要因を考察し、計算に於ける剥離の捉え方によるものと見当が付いた。この計算手法でこの先の計算を進めるに当たり、剥離の捉え方が過大である傾向に留意する必要がある。

謝辞

計算に関しては小寺主任研究開発員の助言等を得、又 Fluent の使用に際しては根岸主任研究開発員の助言を頂いた。紙面を借り謝辞申し上げる。

参考文献

- (1) Rondeau, C., and Jorris, T., X-51A Scramjet Demonstrator Program: Waverider Ground and Flight Test, 44th International/SETP Southwest Flight Test Symposium, 2013.
- (2) Warwick, G, Hypersonic Ambitions, Aviation Week & Technology, September, 12-25, 2016.
- (3) RJTF 建設グループ, ラムジェットエンジン試験設備, 航空宇宙技術研究所, 航空宇宙技術研究所報告 NAL TR-1347, 1998 年 2 月.
- (4) 佐藤 茂, 泉川宗男, 谷香一郎, 荻田丈士, 工藤賢司, 村上淳郎, スクラムジェットエンジンのマッハ 6 燃焼試験 - ストラットと分離部の効果について, 日本航空宇宙学会論文集, 47, 1999, pp. 374-382.
- (5) Kobayashi, K., Tomioka, S., and Mitani, T., Supersonic Flow Ignition by Plasma Torch and H₂/O₂ Torch, J. Propul. Power, 20, 2004, pp. 294-301.
- (6) 小林完, 富岡定毅, 荻田丈士, 平岩徹夫, 小野文衛, 三谷徹, M8 飛行条件における改良型水冷スクラムジェットエンジン試験, 日本航空宇宙学会論文誌, 51, 2003, pp. 71-78.
- (7) 三谷徹, 富岡定毅, 泉川宗男, 鎮西信夫, スクラムジェットにおける燃焼律速過程, 航空宇宙学会北部支部 1999 年講演会, 平成 11 年 3 月(仙台).
- (8) 三谷徹, 富岡定毅, 平岩徹, 泉川宗男, スクラムジェット燃焼器における補円条件, 第 38 回燃焼シンポジウム, 平成 12 年 11 月(福岡).
- (9) 植田修一, マッハ 6 条件における多段燃料噴射型スクラムジェットエンジン試験, 宇宙航空研究開発機構平成 17 年度公開研究発表会, 平成 17 年 12 月 7 日.
- (10) 平岩徹夫, 荻田丈士, 泉川宗男, 三谷徹, 空気流中でのスクラムジェット模型内部可視化実験, 第 38 回航空原動機・宇宙推進講演会, 平成 10 年 1 月(仙台).

- (11) 五十嵐康隆, 中橋和博, 三谷徹, CFD によるスクラムジェットエンジンの着火領域の検討, 日本航空宇宙学会北部支部 1999 年講演会, 平成 11 年 3 月(仙台).
- (12) 小寺正敏, 中橋和博, 平岩徹夫, 菊田丈士, 三谷徹, ハイブリッド非構造格子法によるスクラムインレット内の流れ解析, 航空原動機・宇宙推進講演会, 平成 10 年 1 月(仙台).
- (13) Ueda, S., Tomioka, S., Ono, F., Sakuranaka, N., Tani, K., and Murakami, A., Mach 6 Test of a Scramjet Engine with Multi-Staged Fuel Injection, AIAA 2006-1027, 2006.
- (14) Kanda, T., Hiraiwa, T., Mitani, T., Tomioka, S., and Chinzei, N., Mach 6 Testing of a Scramjet Engine Model, J. Propul. Power, 13, 1997, pp. 543-551.
- (15) 長谷川 進, 谷 香一郎, 佐藤 茂, 飛行条件マッハ 8 におけるスクラムジェット・インレットの解析, 航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム 2001 論文集, 航空宇宙技術研究所特別資料, SP-53, 2002, pp. 315-320.
- (16) 佐藤 茂, 福井正明, 宗像利彦, 渡邊孝宏, スクラムジェットエンジン燃料最適分布に向けた検討, 日本航空宇宙学会北部支部 2011 年講演会, 平成 23 年 3 月(仙台).
- (17) 佐藤 茂, 福井正明, 渡邊孝宏, 宗像利彦, スクラムジェットエンジン内流れにおける衝撃波構造と燃料当量比分布—ストラット利用による燃料当量比分布改善策の検討, 平成 25 年度衝撃波シンポジウム, 2014 年 3 月(相模原).
- (18) 佐藤 茂, 福井正明, 渡邊孝宏, 宗像利彦, スクラムジェットエンジン燃料最適化分布に向けた検討: 燃料偏在の補正法, 第 46 回流体力学講演会/第 32 回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム, 2014 年 7 月(弘前).
- (19) Sato, S., Fukui, M., Watanabe, T., and Munakata, T., Consideration for Optimization of Fuel Distribution in a Scramjet Engine, AIAA 2014-2214.
- (20) Sato, S., Munakata, T., and Ishikawa, M., Investigation on 3-Dimensional Effect of Shock Waves Caused by a Strut-Cowl System in a Scramjet Engine, AIAA 2010-7037, 2010.
- (21) Sato, S., Munakata, T., and Fukui, M., Applications of 3-Dimensional Effect of Shock Waves caused by a Strut-Cowl System in a Scramjet Engine, AIAA 2011-2314.
- (22) Sato, S., Watanabe, T., Fukui, M., and Munakata, T., Aerodynamic Effect brought by a Strut-Cowl System in a Scramjet Engine, AIAA 2012-5886.
- (23) Sato, S., Fukui, M., Watanabe, T., and Munakata, T., Fluid Transport brought by a Strut-Cowl System in a Scramjet Engine, AIAA 2013-3750.
- (24) 佐藤茂, 福井正明, 渡邊孝宏, 宗像利彦, スクラムジェットエンジン内流れにおける衝撃波構造と燃料当量比分布—流線遡上法による適正噴射位置探索, 平成 26 年度衝撃波シンポジウム, 平成 27 年 3 月(伊香保).
- (25) 工藤賢司, 小室智幸, 村上淳郎, 谷香一郎, 鎮西信夫, 升谷五郎, スクラムジェット燃焼器におけるストラット効果, 宇宙航空研究開発機構研究開発報告, JAXA-RR-04-011, 2005 年 1 月.
- (26) 佐藤 茂, 宗像利彦, 石河深雪, スクラムジェットエンジン内に形成される衝撃波の効果に関する考察, 第 42 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 2010, 2010 年 6 月(米子).
- (27) 佐藤 茂, 渡邊孝宏, 福井正明, 宗像利彦, スクラムジェットエンジンにおけるストラット後縁形状決定法に関する検討, 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, 2011 年 7 月(早稲田).
- (28) Petersen, E.L. and Hanson, R.K., Reduced Kinetics Mechanisms for Ram Accelerator Combustion, Journal of Propulsion & Power, 15, 1999, pp. 591-600.
- (29) 佐藤 茂, 福井正明, 渡邊孝宏, 宗像利彦, スクラムジェットエンジンの性能向上に関する一考察, 第 48 回流体力学講演会/第 34 回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム, 2016 年 7 月(金沢).
- (30) Sato, S., Fukui, M., Watanabe, T., and Munakata, T., Virtual Experiment for Optimization of Fuel Distribution in a Scramjet Engine, AIAA 2015-3598.
- (31) Sato, S., Fukui, M., Watanabe, T., Takahashi, M., and Munakata, T., Trial for Improvement in Scramjet Engine Performance, AIAA 2018-0889.
- (32) Sato, S., Fukui, M., Watanabe, T., Takahashi, M., and Munakata, T., Shock Wave in Combustion in a Scramjet Engine, AIAA 2019-0678.
- (33) 佐藤 茂, 福井正明, 宗像利彦, 渡邊孝宏, 高橋正晴, スクラムジェットエンジン性能向上に関する試み - 燃焼状態下の衝撃波, 平成 29 年度衝撃波シンポジウム, 2018 年 3 月(仙台).
- (34) 佐藤 茂, 福井正明, 宗像利彦, 渡邊孝宏, 高橋正晴, スクラムジェットエンジン内の燃焼—衝撃波と燃料当量比分布, 平成 30 年度衝撃波シンポジウム, 2019 年 3 月(横浜).
- (35) 佐藤 茂, 福井正明, 宗像利彦, 渡邊孝宏, 高橋正晴, スクラムジェットエンジン性能向上に関する試み—燃焼状態の再現, 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, 2018 年 7 月(宮崎).
- (36) 佐藤 茂, 福井正明, 宗像利彦, 渡邊孝宏, 高橋正晴, スクラムジェットエンジン性能向上に関する試み—燃料当量比分布の改善, 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, 2019 年 7 月(早稲田).
- (37) 佐藤茂, 福井正明, 宗像利彦, 渡邊孝宏, 高橋正晴, スクラムジェットエンジン内流れの剥離と燃料分布, 2019 年度衝撃波シンポジウム, 2020 年 3 月(紙上).

Box翼を持つマルチコプタの風洞試験

嶋 英志 (JAXA), 米澤 宏一 (電力中央研究所),
西田 涼馬, 佐藤 允 (工学院大学), 堤 誠司, 藤本 圭一郎 (JAXA)

Wind Tunnel Testing of a Multicopter with Box Wing

SHIMA Eiji (JAXA), YONEZAWA Koichi (CRIEPI),
NISHIDA Ryoma, SATO Makoto (Kogakuin Univ.),
TSUTSUMI Seiji, FUJIMOTO Keiichiro (JAXA)

ABSTRACT

The aerodynamic characteristics including high angle of attack condition up to 95 degrees of the Box wing, in which the electric multicopter was surrounded by a duct like annular wing, were acquired by a wind tunnel test for use in a quiet Electric Vertical Take Off and Landing (eVTOL) aircraft. The Box wing is expected to be quieter by shielding the aerodynamic noise from the propeller. It was shown that the Box wing has a mild stall characteristic, the lift of the Box wing increases due to the effect of the propeller thrust, and that the current Box wing has no effect of improving the hovering ability.

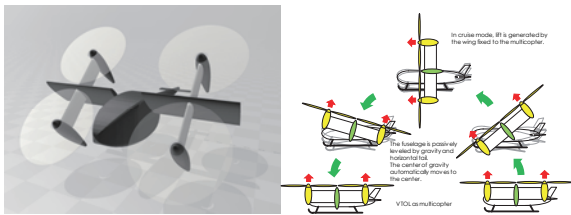


図1 PPBコンセプトの概要. 転換飛行中のCGイメージ (左), 離陸-遷移飛行-水平飛行-遷移飛行-着陸のイメージ図 (右)

1. はじめに

近年、電動マルチコプタに代表されるElectric Vertical Take-off and Landing Aircraft (eVTOL)は用途を広げ、物流用途での利用が始まりつつあり、さらには「空飛ぶタクシー」など旅客輸送に注目が集まっている。物流・旅客輸送など輸送分野の利用には、重いペイロードを積み長距離を安全に飛行できる空力性能が求められる。

輸送eVTOLの利便性向上には居住地近傍や人口密集地の飛行が望まれ、騒音低減が大きな課題であるが、中型電動マルチコプタから発生する騒音レベルは80dB～100dB程度とされ¹⁾、80dBは地下鉄の車内、100dBは電車が通る際のガード下と同程度であり、このままでは市街地での幅広い活用は難しい。

嶋ら^{2,3)}は、電動マルチコプタの能力を生かし高揚抗比を軽量・シンプルな構造で実現できるeVTOL向けの新全機形態Passive Pendulum Body(PPB)を提案した。PPBの特徴はマルチコプタを90度回転して主翼により揚力を発生し水平巡航する。これにより、巡航時の揚抗比を改善し飛行時間の拡大が可能である。PPBは主翼を付けたマルチコプタから電池やペイロードを収めた胴体を自由回転軸を介して吊り下げること特徴と

しており、マルチコプタへの能動的コンポーネントの追加なしにチルトウィングと同等の効果を得ることを可能にしている。図1にPPBコンセプトの概要を示す。PPBの機体設計上の課題としては、自由回転軸付近で主翼が途切れて有効翼幅が減少することによる誘導抗力増加があげられる。

一方、騒音に関しては、揚抗比の改善により水平巡航時の必要推力は減少し、これにより推進騒音の大幅な減少が見込まれる。しかし、eVTOLの最大の騒音は最大推力が必要な垂直離着陸およびホバリング時に発生するプロペラ（あるいはロータ）からの空力騒音である。これを低減する方法として、プロペラ周囲のダクトでの吸音や遮蔽が考えられる。図2に代表例を示すように、VTOL機へのダクトドファン（あるいはプロペラ）適用は60年代より試みられ⁴⁾、新しい提案もある⁵⁾。

本研究では、PPBの空力・空力騒音上の課題を解決する新形態として、主翼をプロペラ周囲を囲うダクト状のBox翼とした新形態PPB with Box Wing (PPBB)を提案し、風洞試験により基本的な空力特性を明らかにする。

Box翼を用いる事で自由回転軸に揚力を持たせる必要はなくなり、主翼の連続性が向上するとともに更なる揚抗比向上の可能性が示されている⁷⁾。また、プロペラを遮蔽するBox翼の効果で騒音低減が期待される。

本形態では水平巡航状態での約0度から離着陸およびホバリング時の約90度までの広い迎角範囲でBox翼を用いるので、VTOL機の空力特性で重要な遷移飛行に対してはポストストール状況でのBox翼の特性を知ることが必要である。更に翼の近傍に取り付けられたプロペラが重量に匹敵する大きな推力を発生する状態で運用されるのでプロペラ後流などの影響も大きい。そ

ここで本研究では、プロペラの回転数をできる限り広い回転数範囲で変動させながら、0度から95度までの範囲で迎角を変化させて空気力や消費電力の概要を取得しeVTOLに利用する場合のBox翼の基本的な空力特性を明らかにする。



図2 ダクテッドファンを用いたVTOL機の例. Bell X-22(1966)⁴⁾

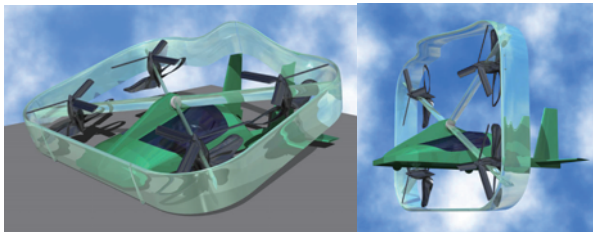


図3 PPBBを用いたeVTOLのコンセプトデザイン. 地上状態(左)と巡航飛行状態(右). 内部が見えるよう主翼を透明素材としている.

2. ダクテッドファン利用のVTOLとPPBBの基本的アイデア

ダクトの効果によりむき出しのプロペラに比較して効率が向上することが知られている。嶋らの実験結果⁶⁾では、約20%の効率向上が示された。またダクトには側方への音の遮蔽による静音化効果も期待される。VTOLへのダクテッドファンの利用は古くから試みられている。例として、1966年初飛行のBell社 X-22⁴⁾は当初実用機として計画され、その後研究目的で80年代まで実験が継続されたことが示すように実用に近い形態である。最近、Bell社はガスタービン発電機と電動モーターを組み合わせダクテッドファンを用いたハイブリッドVTOLを提案している⁵⁾。

X-22等で用いられているダクトは水平飛行時には一種の円環翼として働き揚力を発生する。PPBのプロペラをダクトで覆ったダクテッドファンに変更し同様にダクトを主翼として用いることは可能である。しかし、巡航時に上下に円環が重なった形となり、翼幅が増えずに翼面積が増加するので誘導抗力・摩擦抗力共に増大する問題点がある。そこで、複数のプロペラを一つの大きなダクトとみなせるBox翼の中に収め、面積の増大を最小限に抑えるのが、PPBBの基本的なアイデアである。図3にPPBBを用いた輸送eVTOLのコンセプトデザインを示す。

Desamiら⁷⁾は解析的にBox翼のような環状翼による翼効率向上効果を示し、翼効率が2以上まで向上することが示されている。これは1.4倍以上の翼幅の楕円翼と同等である。図4に揚力線理論で循環分布を最適化したBox翼等の正面形状と翼効率計算例を示す。

また、主翼全体が原理的に剛性の高い箱型を成すので構造の軽量化に役立つことも期待される。

VTOLの飛行においては安定な遷移飛行の実現が大きな課題であるが、遷移飛行の際のBox翼の高迎角、ポストストール特性に関する報告は知られていない。大きなプロペラ推力によるパワードリフトにより穏やかなポストストール特性を有することが期待される。

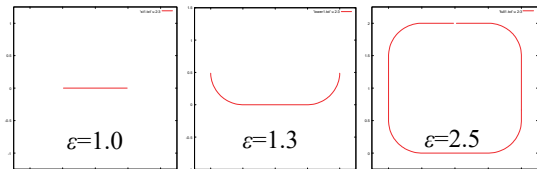


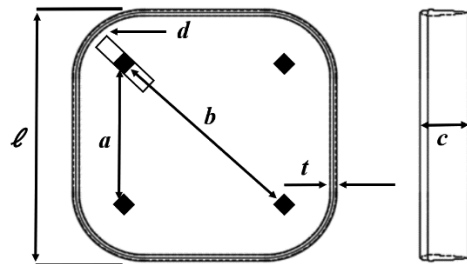
図4 揚力線理論で最適化された直線翼(左), ウィングレット状翼(中), Box翼(右), 各々の正面形状と翼効率. 各翼の全スパンで正規化.

3. 実験装置の概要

風洞試験にはJAXA相模原キャンパスの惑星環境風洞吹(吹き出し口直径1.6m)を用いた。実験ではBox翼大(Large Box wing), Box翼小(Small Box wing), Box翼無し(No Box wing)の3形態を使用し, Box翼の翼形状はNACA0012とした。プロペラは8インチの2枚ブレードを使用した。寸法は図5を参照されたい。

図6は本研究で用いた試験装置の概略図である。模型が吹出口に平行である点を0[deg]とし, 時計回りに水平回転させることで迎角(α)を設定した。模型後部に取り付けた6分力天秤により, 力, モーメントを計測した。プロペラの回転数は光学式非接触回転計で計測し, 消費電力はパワーメータを用いて計測した。

本実験では, マルチコプタの前進飛行状態とホバリング状態を通风した場合と無風の場合でそれぞれ模擬している。通风時の風速は10[m/s]で設定した。これは模型強度の制限による。翼長基準のRe数は 6.8×10^4 となる。プロペラの回転数は0, 1500, 2000, 2500[rpm]の4種類とし, 迎角については0から95[deg]までを5[deg]刻みで変化させた。1つの角度で風速, 回転数等を変更するため, 10ケースを測定した。本測定をBox翼無し, Box翼小, Box翼大の3形態で行い, 計700ケース測定した。実験結果は, 一様流流速, Box翼小の投影面積, プロペラ間の距離aを各々基準の速度, 面積, 長さとして無次元化した。



	長さ l[mm]	コード長 c[mm]	厚さ t[mm]	隙間 d[mm]	軸間距離 a[mm]	対角の 軸間距離 b[mm]	投影面積 S[m ²]
BOX翼大	580	100	12	50	254	363	0.058
BOX翼小	500	100	12	10	254	363	0.050

図5 Box翼及びプロペラ配置



図6 模型の概要

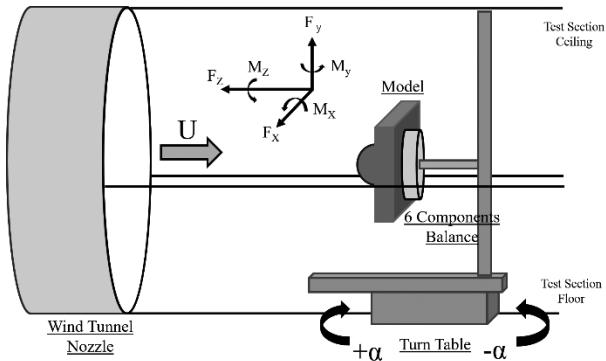


図7 試験装置の概略図

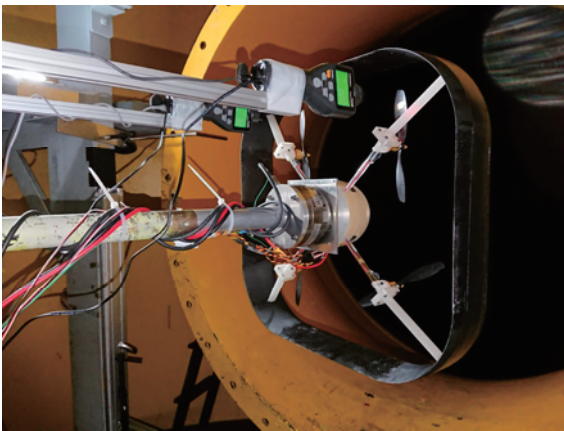


図8 風洞内設置の状況

4. 実験結果とその考察

4.1 推力無しの場合の基本空力特性

図9-13に推力無しの場合の、揚力(C_L)、抗力(C_D)、軸力(C_A)、垂直力(C_N)、モーメント(C_m)を横軸迎角(α)を各々示す。特徴を次に記す。

4.1.1 揚力特性

Box翼無しでは揚力係数は概ね0なので揚力発生はほとんどBox翼によるものである。2次元翼型データベース⁸⁾によるとRe数= $5 \times 10^4 \sim 10^5$ でのNACA0012翼型の最大揚力係数は0.8~1.1程度であり、またその時の迎角は8度~12度程度で、失速後には急な揚力の低下がみられる。一方Box翼小では最大揚力係数は1.2程度で、それに近い揚力を迎角20度~40度付近の広い範囲で発生している。Box翼は上下に2枚の翼があるので翼面積は投影面

積の2倍あることを考えると、NACA0012翼型単体の特性に比べて、最大揚力係数は小さい。一方、失速特性は顕著に緩やかである。

4.1.2 抗力特性

迎角0度での $C_D > 1.0$ であり、抗力が大きい。これにはモーター用電子機器等を収めた概ね半球形の胴体の影響が大きい。胴体みの三分力をAppendixに示す。小迎角でのBox翼単体の抗力は、Box翼無し形態との差と考えるとBox翼小単体の最小抗力は0.1程度である。胴体の力を差し引いた値は4.2節に示す。

4.1.3 モーメント特性

原則的に上下対象形状なので迎角0度付近では $C_m = 0$ となるべきであるが、オフセットが生じている。模型の歪の影響などが考えられる。オフセットを無視すると、いずれの形態でも迎角5度付近までは右下がりである。Box翼の形態では5度~15度にかけてピッチアップを生じており、 C_L とは異なり C_m の観点では失速の影響がみられる。現時点では迎角の刻みも大きく詳細不明であるが、迎角10度未満の巡航状態では静的な空力安定であると考えられる。これは巡航状態では制御なしでも飛行できることを示唆している。

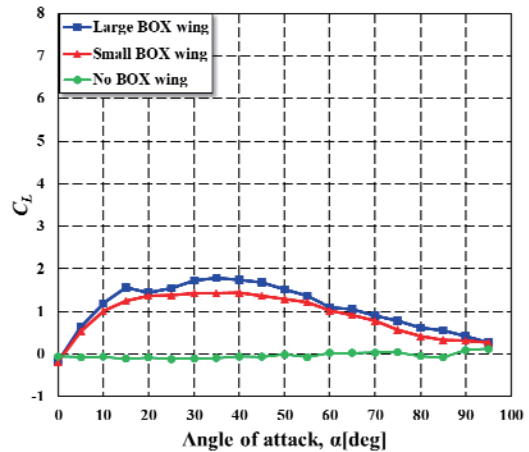


図9 推力無しの場合の各形態の揚力特性

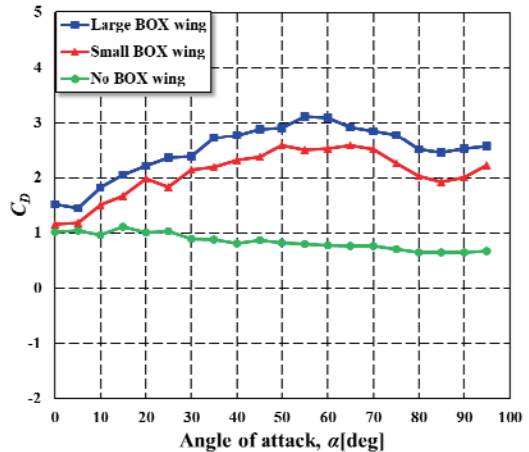


図10 推力無しの場合の各形態の抗力特性

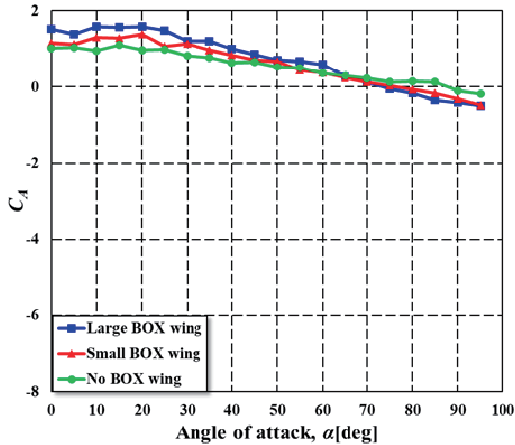


図11 推力無しの各形態の軸力特性

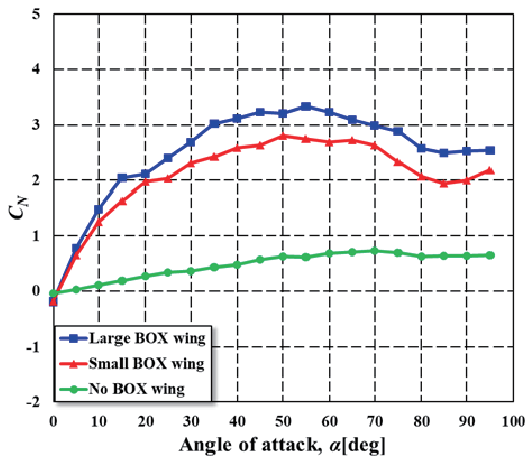


図12 推力無しの各形態の垂直力特性

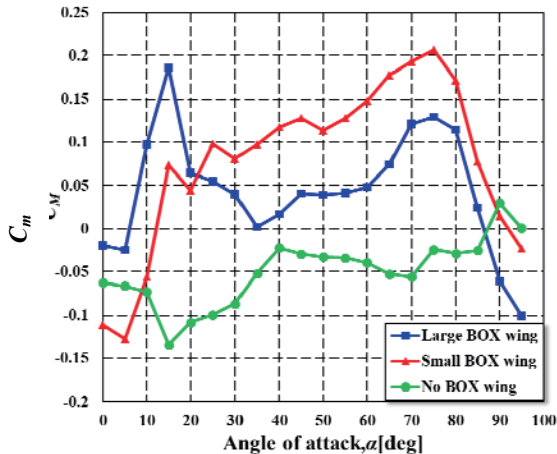


図13 推力無しの各形態のモーメント特性

4.2 推力と一様流のある場合の特性

マルチコプタが様々な迎角を取りながら水平飛行する場合に相当する。トリム状態での飛行を想定して、上下のプロペラ推力を調整し $C_m \approx 0$ の状態で測定している。また、ここでは、大きな胴体及び六分力天秤の空力的影響を取り除くために、胴体のみ（プロペラおよびダクト無し）の力を差し引いている。胴体のみ力はAppendixに示す。大迎角ではBox翼が胴体を遮る形になるので、胴体の空気力は素の状態より小さくなる

と見込まれ、この処理により大迎角での抗力、垂直力を過小評価している可能性がある。

図14-16に揚力特性、図17-19に抗力特性、図20-22に軸力特性、図23-25に垂直力特性を示す。各形態でプロペラ回転数の違うケースを同じグラフ上に示す。プロペラ推力を含めて六分力天秤で力を計測しているため値には空気力だけではなくプロペラ推力成分も含まれている。特徴を下記する。

4.2.1 軸力特性

軸力は空気力とプロペラ推力の合力で、負の軸力は正味推力の発生を意味する。一様流がない場合には軸力は概ね符号を反転したプロペラ推力と一致する。図20-22に示されるように、当然ながら、プロペラ回転数増大と共に軸力も増大するが、同回転数でも迎角が大きいくほど軸力も大きい。これは迎角変化に伴い、プロペラ面垂直方向の速度が変化するためと考えられる。一方、迎角0度付近では、プロペラによる軸力増分が極僅かあるいは、むしろ、やや減少を示している場合があるが、これは1500RPMが風洞速度10m/sでのプロペラの自由回転数に近いためである。また、Box翼の有無や大小による変化は顕著ではない。

4.2.2 揚力及び垂直力特性

他の力にも軸力と同様に回転数・迎角と共に増大する推力の影響が大きい。

図14-17に示されるように、どの形態でも回転数増大と共に揚力の増大がみられる。迎角大の状態では増分の大部分はプロペラ推力によるもので、迎角90度では揚力と（符号反転した）軸力は一致する。一方、推力の傾斜成分に直接関係しない、プロペラ推力の影響によるBox翼揚力成分の増大も大きく、軸力の1/3程度の増加が生じていることが図23-25の垂直力特性に示されている。一方、図23に示されるようにBox翼無しの場合には迎角増大に伴う垂直力の増加は1.0未満でBox翼ありの場合の概ね1/3である。また、Box翼小はBox翼大よりも増分が大きい、Box翼小の方が翼とプロペラの間隔が小さく干渉効果がより強く表れるためと考えられる。

4.2.3 抗力特性

図17-19のいずれの形態でも低迎角では推力が抗力成分を打ち消すので回転数増大と共に抗力が低下するが、迎角増大と共にその効果は薄れ図17のBox翼無しでは迎角90度で0となる。一方、Box翼付きの場合には前項で述べたプロペラ推力による垂直力の増大による抵抗成分で相殺され、より小さい迎角において抗力減少効果はなくなる。図15のBox翼小では迎角70度付近、図16のBox翼大では迎角75度付近で推力の効果が逆転していることが見て取れる。全ての回転数で同じ迎角で交差しているのは興味深い。

4.2.4 モーメント特性

平均回転数を一定としながら、プロペラの差動を調整しモーメント0の状態での測定を基準としているので $C_m \approx 0$ であり記載は省略する。なお、どの迎角・回転数のケースでもモーメントを0に調整することは可能

であった。これは、Box翼の後流にプロペラが置かれプロペラの差動が阻害される可能性のある状況でもプロペラ推力によるトリム可能であり、少なくとも静的には常に制御可能であることを示唆している。

また風洞試験ではプロペラの差動回転により上下のモーメントを発生させたケースも計測したが、揚力、抗力、軸力、垂直力に関しては大きな差はなかったのので、モーメント発生の結果は省略する。

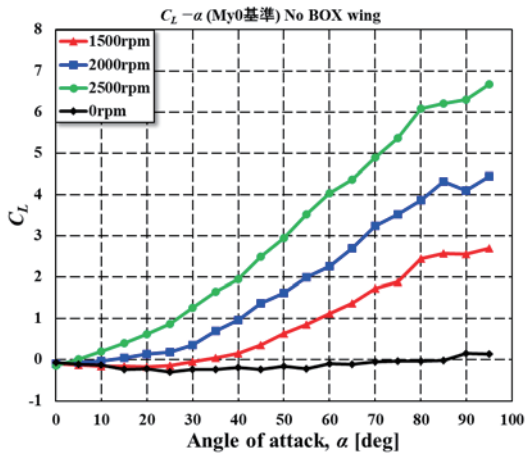


図14 揚力特性 (Box翼無し), 胴体のみ形態との差分

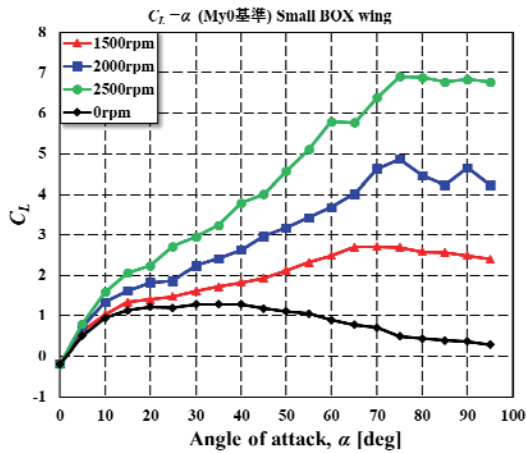


図15 揚力特性 (Box翼小), 胴体のみ形態との差分

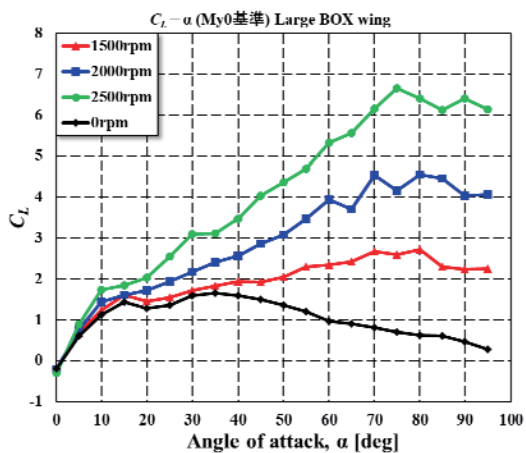


図16 揚力特性 (Box翼大), 胴体のみ形態との差分

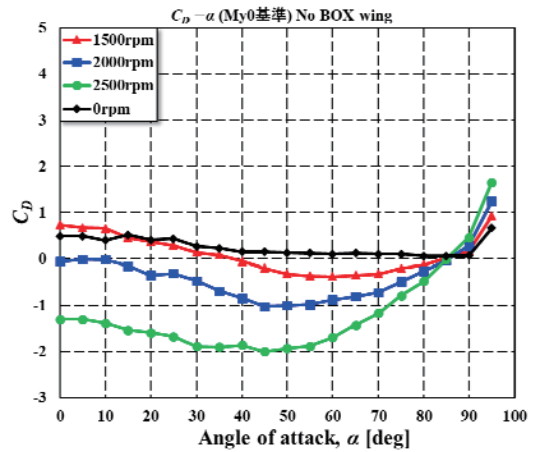


図17 抗力特性 (Box翼無し), 胴体のみ形態との差分

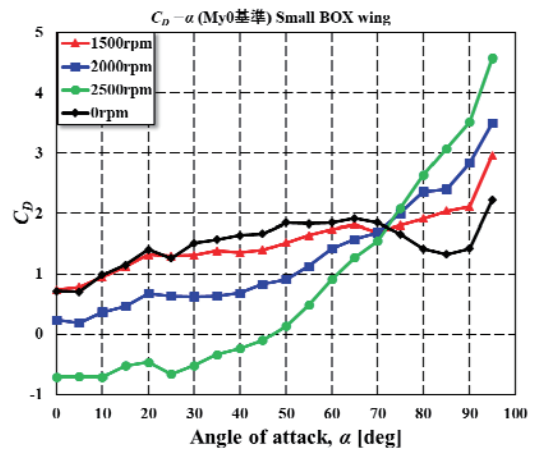


図18 抗力特性 (Box翼小), 胴体のみ形態との差分

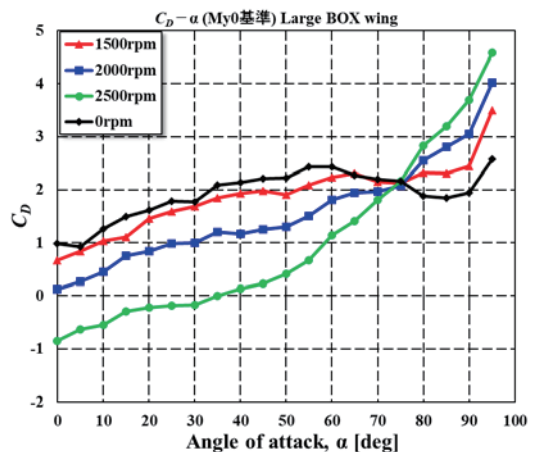


図19 抗力特性 (Box翼大), 胴体のみ形態との差分

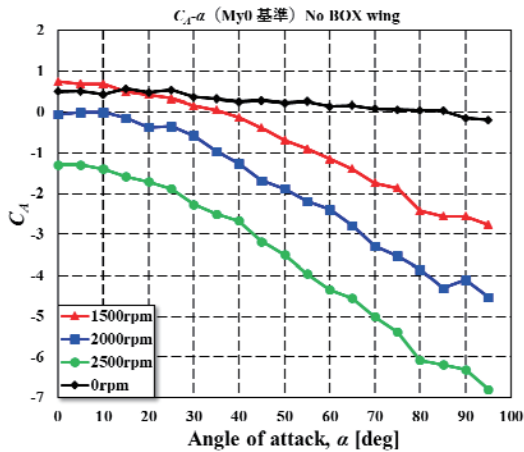


図20 軸力特性 (Box翼無し), 胴体のみ形態との差分

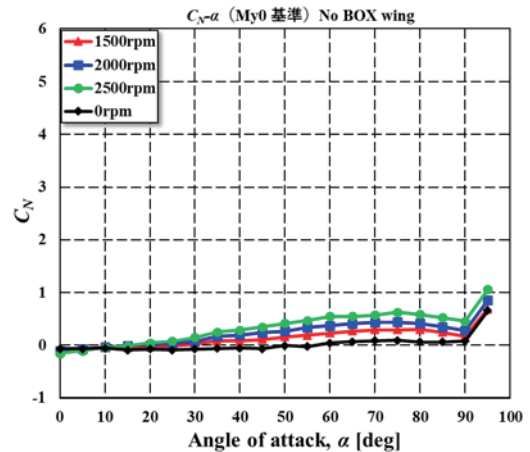


図23 垂直力特性 (Box翼無し), 胴体のみ形態との差分

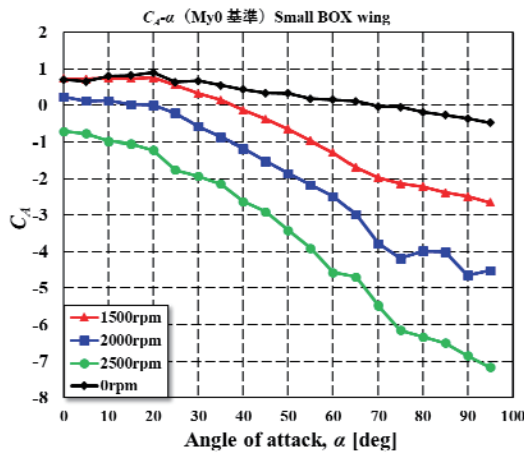


図21 軸力特性 (Box翼小), 胴体のみ形態との差分

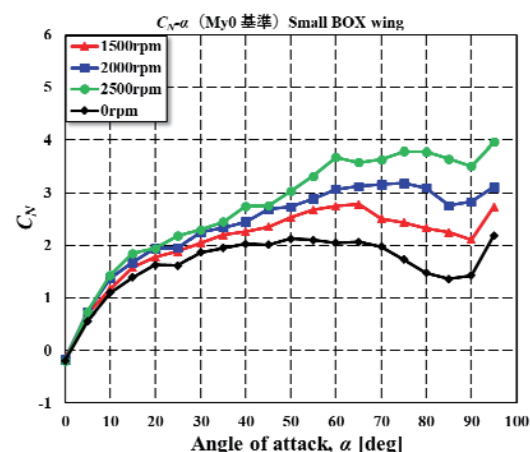


図24 垂直力特性 (Box翼小), 胴体のみ形態との差分

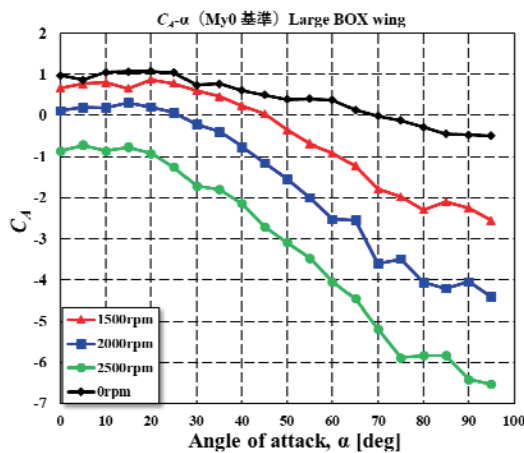


図22 軸力特性 (Box翼大), 胴体のみ形態との差分

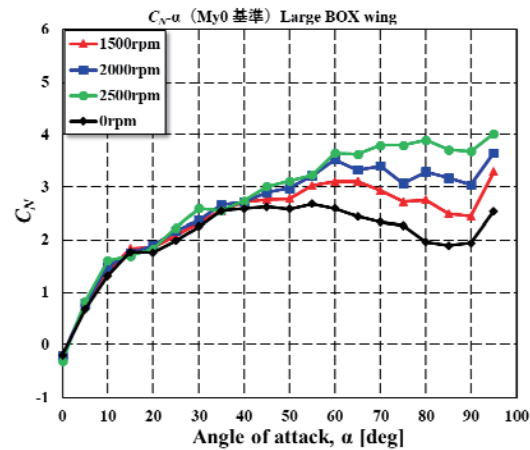


図25 垂直力特性 (Box翼大), 胴体のみ形態との差分

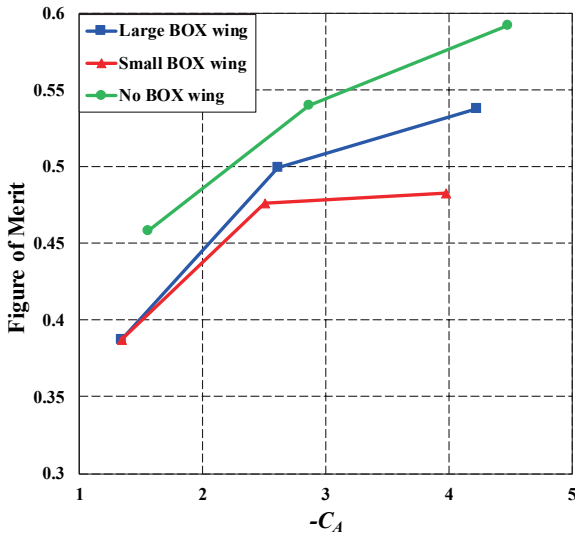


図26 推力 (-C_A) -FOM特性

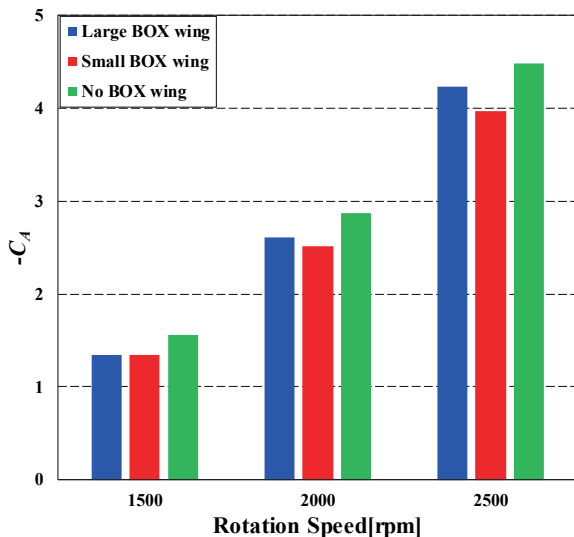


図27 回転数-推力 (-C_A) 特性

4.3 ホバリング特性 (一様流のない場合)

Box翼無し, Box翼大小の各々の形態について, プロペラ回転数を1500RPM, 2000RPM, 2500RPMとした場合の, ホバリング状態 (一様流のない場合) での, 推力 (-C_A) -Figure of Merit (FOM) 特性を図26に, 回転数-推力 (-C_A) 特性を図27に示す. ホバリング状態では一様流速度がないので推力 (軸力) と消費電力だけが計測項目である. 推力に関して, 他の力との比較のために一様流速度を10m/sとした軸力で示す. なお, |C_A|=1.0は3.0Nに相当する. またFOM算出に必要なパワーは消費電力を用いている.

図26では, Box翼無し>Box翼大>Box翼小の順にFOMが大きい. 図27では数値が大きいほど推力大を示し, これも概ね同回転数では, Box翼無し>Box翼大>Box翼小の順となっている. ダクトドファンに望まれるFOMや推力の増大が現状のBox翼では実現されていない.

ホバリング条件での最適形状ダクト形状はベルマウス状の大きな前縁半径を持っていることが知られている⁶⁾. 一方, 現状のBox翼はNACA0012翼型であり理想

ダクトからは程遠く, 前縁での流れの剥離で流入空気が乱されていることがホバリング特性の悪化を招いたと考えられ, Box翼大ではダクトとしてのBox翼との間隔が広がったために影響が緩和されたと考えている.

また2500RPMでの最大推力 (-C_A) は4程度である. 一方図17-19に示される一様流のある場合の軸力から推算される係数化した最大推力は6-7程度であり, ホバリング状態に比べて1.5倍程度大きい. これは運動量理論から予測される一様流によるプロペラへの流入速度の増大によるものと考えられる.

5. おわりに

静粛eVTOLへの適用を目指してBox翼の内部に4個のプロペラを配置したマルチコプタの空力特性について, 回転数を4種類 (無回転を含む) に変化させて空力特性を取得し, 次のような空力特性を把握した.

- 推力のない状態では, 迎角5-10度付近で急激なピッチアップを生じるが揚力に関しては迎角10度-45度付近で, あまり揚力係数が変わらない緩やかな失速特性が得られた.
- 推力のある状態ではプロペラの差動によって常にトリム可能であった.
- プロペラ推力が主翼に及ぼす影響は大きく, 推力とは垂直方向に主翼の発生する力が推力の30%程度増大した.
- ダクトドファンに期待されるホバリング性能の向上は見られなかった.

穏やかな失速特性や, どの迎角でもプロペラ推力によってトリム可能な特性から, 安定な遷移飛行実現の可能性が高く, eVTOLへの利用に適した性質を示したといえる.

また今後の課題として次の点があげられる.

- より高Re数での風洞実験: より実用に近いサイズや速度での特性を確認する.
- 揚抗比特性把握の高精度化: CFDやより高レイノルズ数, 高忠実度の風洞模型による風洞試験により巡行性能を高精度で把握する.
- 騒音特性の把握: Box翼のプロペラ騒音遮蔽効果の確認.
- 流れ場の理解: 高迎角で顕著なBox翼の特性に大きく影響していると思われる, 主翼とプロペラの干渉などの理解.

今後, この風洞試験で得られた知見を整理し, PPBBコンセプトの検討を進めてゆきたい.

謝辞

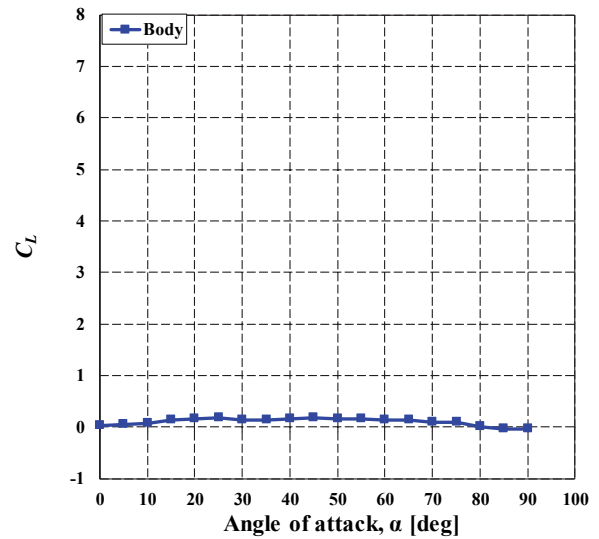
JAXA航空技術本部の藤野敦史様にはPPBBのコンセプトデザインを美しいCGで作成していただきました. またJAXA宇宙科学研究所の野中聡先生, 武藤友太郎様には惑星環境風洞の利用について丁寧にご指導いただきました. これらのご協力に深く感謝申し上げます.

本研究は2019年度JAXA研究開発部門長裁量研究, 電力中央研究所-JAXA共同研究, 工学院大学-JAXA共同研究の一部として実施した.

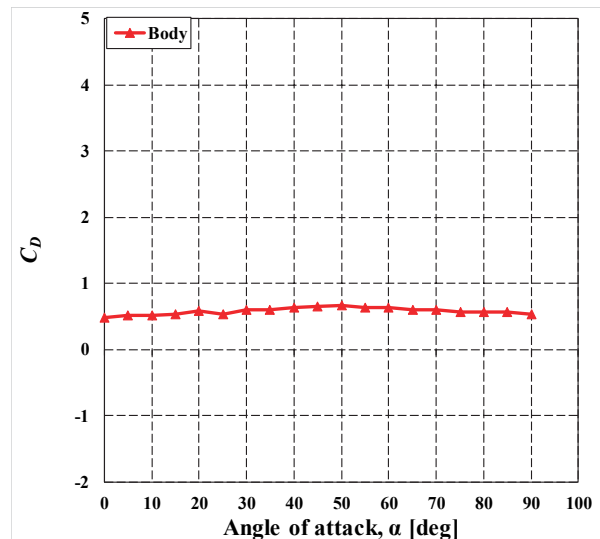
参考文献

- (1) C. E. Tinney and J. Sirohi, "Multirotor Drone Noise at Static Thrust", AIAA Journal, Vol.56, No.7, pp.2816-2826 (2018)
- (2) 嶋, 堤, 藤本, 伊藤, 「Passive Pendulum Body: 新しいeVTOL全機形態の提案」, 流体力学講演会講演論文集(2019)
- (3) Shima, E., Tsutsumi, S., Fujimoto, K. and Ito, T., "Passive Pendulum Body: a Novel eVTOL Configuration", Proceedings of Transformative Vertical Flight 2020 (2020)
- (4) <https://www.bellflight.com/products/bell-nexus>
- (5) https://en.wikipedia.org/wiki/Bell_X-22
- (6) 嶋, 米澤, 松本, 鳥越, 浜崎, 堤, 藤本, 中村, 「eVTOL静粛化技術の試み」, 飛行機シンポジウム講演論文集, 2019
- (7) DEMASI, Luciano, et al. Invariant formulation for the minimum induced drag conditions of nonplanar wing systems. AIAA journal, 2014, 52.10: 2223-2240.
- (8) <http://airfoiltools.com>

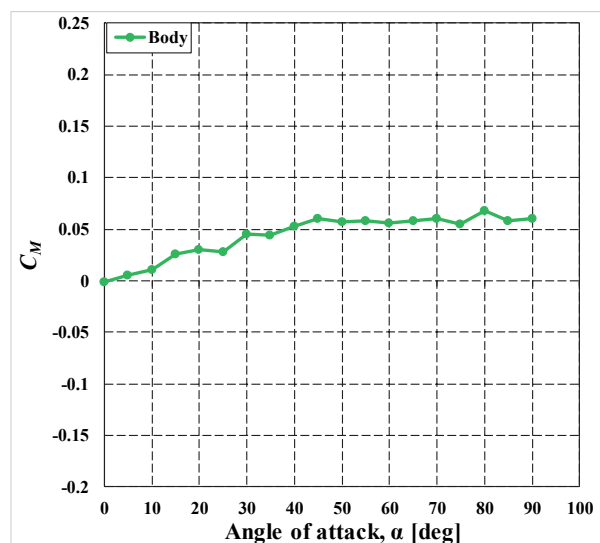
Appendix.胴体のみ三分力



図A1. 胴体のみ形態の揚力特性.



図A2. 胴体のみ形態の抗力特性.



図A3. 胴体のみ形態のモーメント特性.

流れ制御片側デバイスのフィルム冷却向上効果に関する研究

宍戸 昌子 (岩手大学大学院)

The Study on Film Cooling Improvement Effect of One-Side FCD

SHISHIDO Masako (Iwate University Graduate School)

ABSTRACT

This study proposes a new flow control device (FCD), called one-side FCD or OFCD, to improve conventional cooling hole film effectiveness of turbine airfoils for gas turbine. Detailed numerical investigations on the flat-plate model are executed through RANS (Reynolds-Averaged Navier-Stokes equations) -based simulation using a commercial flow solver, calculating film effectiveness for the type of OFCD. It is found that OFCD performs fairly well.

1. はじめに

航空業界は、今日、想像もしなかった状況になっている。世界中が恐怖に陥る環境は人間の移動を支えてきた航空機の稼働を阻止している。小型機、中型機、大型機の運航停止、または、便数削減を余儀なくしている。2019年以降、新型コロナウイルスによる急性呼吸器症候群 (COVID-19) を、2020年3月11日、WHOは「新型コロナウイルスの流行について、パンデミック相当である」との見解を示した¹⁾。

日本においては、高齢社会に伴い生活の質・人生の質 (Quality of Life : QOL) を重視する考え方が社会に浸透し始めて、安定した生活になりつつ、Society5.0の社会が実現するIoT (Internet of Things) で全てのモノがつながり、様々な知識や情報が共有され、今までにない新たな価値を生み出すことで、課題や困難を克服する²⁾Society5.0計画が、社会の発展を支えてきた。

さて、国際航空運送協会 (IATA) は、新型コロナウイルスの影響で落ち込んでいる国際線需要が2019年の水準を回復するのは、24年までかかる見通しを発表している。需要は旅客数に輸送距離を乗じた「旅客キロ」と呼ぶ指標での国内線を含めた全体の回復は23年までかかるとみている。米ボーイングは次世代中型機の開発計画を打ち切った。2020年にも着手する予定だったが、新型コロナウイルスの影響で需要が見込めないと判断した。現行機種も22年までに3~5割減産する。航空会社の経営悪化で注文キャンセルが相次ぎ、旅客数が減少する局面では、新型機の開発より小型機にニーズがあると説明している³⁾。

本研究は、ガスタービンエンジンの冷却技術の一つであるフィルム冷却について数値解析を用いて結果を出している。流れ制御デバイスFCD (Flow Control Device) の開発を進めており、一つの冷却孔の上流に単独の突起OFCD (One Flow Control Device) を設置して、フィルム冷却効率、面平均フィルム冷却効率値、渦度、損失のコンター図を調査した。片側デバイスによるガスタービンのフィルム冷却の効率向上の研究が、小型機のエンジンのフィルム冷却に良い影響を与える

のではないかと考える。

2. 研究背景

ガスタービンは、発電用や、航空機エンジンに用いられる内燃エンジン的一种である。今日、我々の社会生活に欠くことが出来ない原動機である。東日本震災以降、火力発電コストの削減の要求が強く、発電の供給量の割合が非常に大きくなっている。また、今後さらなるガスタービンの高効率化が求められている。ガスタービンの高効率化には、タービン入り口温度 (Turbine Inlet Temperature) の高温化が有効とされており、冷却技術の進歩が大きく貢献している。今回の研究対象は、冷却用空気を翼表面に薄く付着させることで、ガスタービン翼を高温から保護するフィルム冷却技術である⁴⁾。

○主な記号

d : 冷却孔直径 (10mm)

BR : 吹き出し比

DR : 密度比

η : フィルム冷却効率

○頭文字

OFCD : One-sided Flow Control Device

RH : Round Hole

3. 片側デバイス

デバイス形状として考案したOFCD (図1) を示す。OFCDから生成される渦に非対称性が見られ、それによるフィルム冷却率の効果が向上⁵⁾するのではないかとこの考えからOFCDを対象にした。図2にデバイスの設計パラメータを記載している。また、調査したOFCDの設計値 (表1) を示す。



図1 OFCD

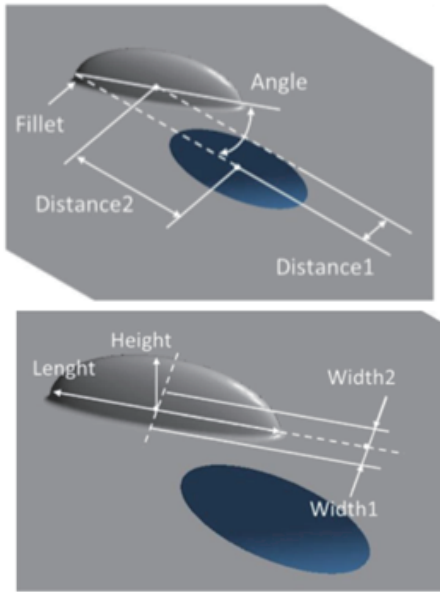


図2 デバイスのパラメータ

表1 OFCDの設計値 (単位: mm)

	Fillet	Width1	Width2	Height	Angle [deg]	Distance 1,2
OFCD_Part1	0	2	2	6	30	7.5,25
OFCD_Part1	0.5	2	2	6	30	7.5,25
Rep1	0	1	1	5	25	4,11
Rep3	0	1	3	7	35	5,13
Rep5	0	2	2	6	35	5,11

4. 数値解析

4.1. 解析ソルバー

解析ソルバーには、汎用流体解析ソフト ANSYS®CFX® ver17.1⁹⁾を使用した。また、全条件の支配方程式はRANS、乱流モデルはSSTを使用し解析を行った。

4.2. 解析ドメイン・計算格子

4.2.1. 解析ドメイン

図3に使用した解析ドメインを示す。計算領域はx方向の冷却孔下流に $36d$ 、z方向に1ピッチ分の $6d$ とした。冷却孔形状は直径 $1d$ のRound Hole、冷却孔傾斜角 $\alpha=30\text{deg}$ である。

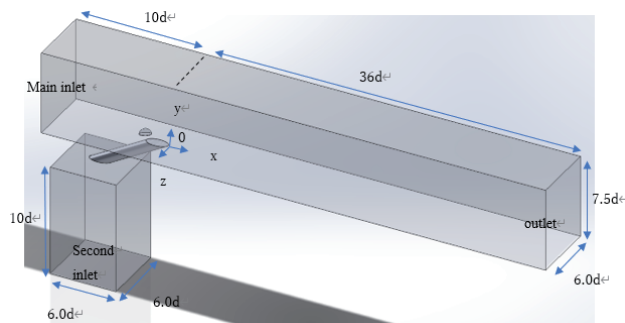


図3 解析ドメイン

4.2.2. 計算格子

格子生成ソフトにはANSYS®ICEM™ver17.1を使用した。非構造格子を生成した。非構造格子を使用した理

由としては、デバイス周りの格子生成が容易であることが挙げられる。主流部ダクトの格子サイズは、壁面近傍以外での基本的な格子サイズは $0 \leq y/d \leq 2.5$ の範囲で 1mm 、 $2.5 \leq y/d \leq 3.5$ の範囲で 3mm 、 $3.5 \leq y/d \leq 7.5$ の範囲で 5mm とした。また、壁面近傍にはプリズムメッシュを適用し、最小格子幅： 0.0045mm 、拡大率1.2、生成層数21（プリズム幅： $\sim 1\text{mm}$ ）とした。

冷却孔の基本的サイズは 0.5mm とし、二次空気部ダクトの基本的サイズは、 $-3.0 \leq y/d \leq -3.2$ の範囲で 1mm 、 $-3.2 \leq y/d \leq -13d$ の範囲で 3mm とした。また、壁面近傍にはプリズムメッシュを適用しており、最小格子幅： 0.0045mm 、拡大率1.2、生成層数21と主流ダクトと同様である。

格子は、全条件において同じ方法で作成しており、計算格子の総格子要素数は2500万セルである。図4に全体と図5に片側デバイスとホールの計算格子を示す。

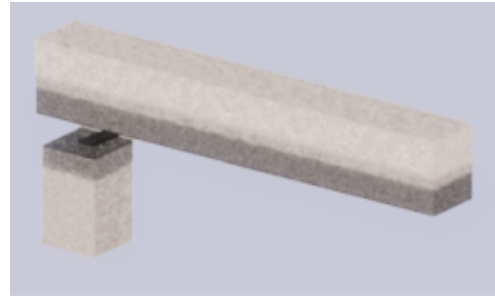


図4 全体の計算格子

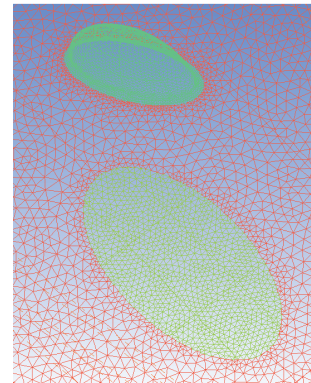


図5 片側デバイスとホールの計算格子

4.3. 解析条件

本研究で適用した解析条件を表2に示す。代表長さに冷却孔直径 d 、代表速度に入口速度を用いたレイノルズ数 $Re=6,000$ とした。式(1)で定義される吹き出し比BRは1.0、式(2)で定義される主流と二次空気の密度比DRは1.53とした。主流乱れ Tu は1%とした。

$$BR = \rho_2 U_2 / \rho_\infty U_\infty \quad (1)$$

ここで、主流流速 U_∞ 、主流密度 ρ_∞ 、二次空気流速 U_2 、二次空気密度 ρ_2 である。

$$DR = \rho_2 / \rho_\infty \quad (2)$$

ここで、主流密度 ρ_∞ 、二次空気密度 ρ_2 である。

二次空気部ダクト、主流部ダクト壁面には対称境界、周期境界、壁面すべりなし条件を適宜与えている。

表2 解析条件

格子生成ソフト	ICEM17.1
総格子要素数	約2500万程度
ソルバー	ANSYS CFX 17.1
支配方程式	RANS
乱流モデル	SST
レイノルズ数	Re=6,000
吹き出し比	BR=1.0, 1.5
密度比	DR=1.53
ダクト部壁面	等温壁：194.85[K]
境界層厚さ (主流入口位置)	$\delta_{99}=0.24d$
入口境界 (主流、二次空気)	流速 温度：298.15[K] 乱れ度：1%
出口境界	静圧 0[PaG]

4.4. 定義式 (フィルム冷却効率)

(3) にフィルム冷却効率の定義式を示す。平均化した領域は図6に示す。 $0 \leq x/d \leq 35$ 、 $-3 \leq z/d \leq 3$ の範囲とした。原点は冷却孔後縁にとり、主流流れ方向にx軸、高さy軸、スパン方向にz軸をとっている⁷⁾

$$\eta = T_{\infty} - T_w / T_{\infty} - T_2 \quad (3)$$

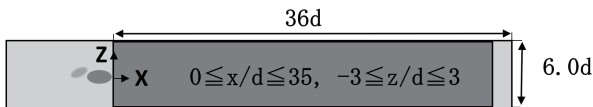


図6 フィルム冷却効率の平均領域

5. 結果と考察

5.1. フィルム冷却効率分布

フィルム冷却効率分布を図7に示す。フィルム冷却効率分布図において、4形状のOFCDについてBR=1.0とBR=1.5について計算を行っている。また、1形状は、OFCD_Part1のFilletを0.5mmにして計算している。Rep1、Rep3、Rep5は、基本形OFCD-Part1を基にWidth、Height、Angle、Distanceを変化させている。デバイスの長さ(Length)は10mmで統一している。フィルム冷却効率分布図を比較する場合、Round Holeと各形状の分布図を比較するとそれぞれの特長がわかる。

Rep5は、主流流れ方向とスパン方向に冷却効果が表れている。同様にRep3においても同様な傾向を示し、OFCD_Part1(BR=1.0)、Rep1(BR=1.5)、OFCD_Part1(BR=1.0,F=0.5)、OFCD_Part1(BR=1.5)、Rep1(BR=1.0)の順に効率が低下していることが分布図から分かる。デバイスの形状とAngle、そしてDistance 1, 2の距離によってフィルム冷却効率が変わる。また、BR=1.0とBR=1.5の差については、OFCD_Part1の結果から必ずしもBR=1.5の効率がよいとは言えない。

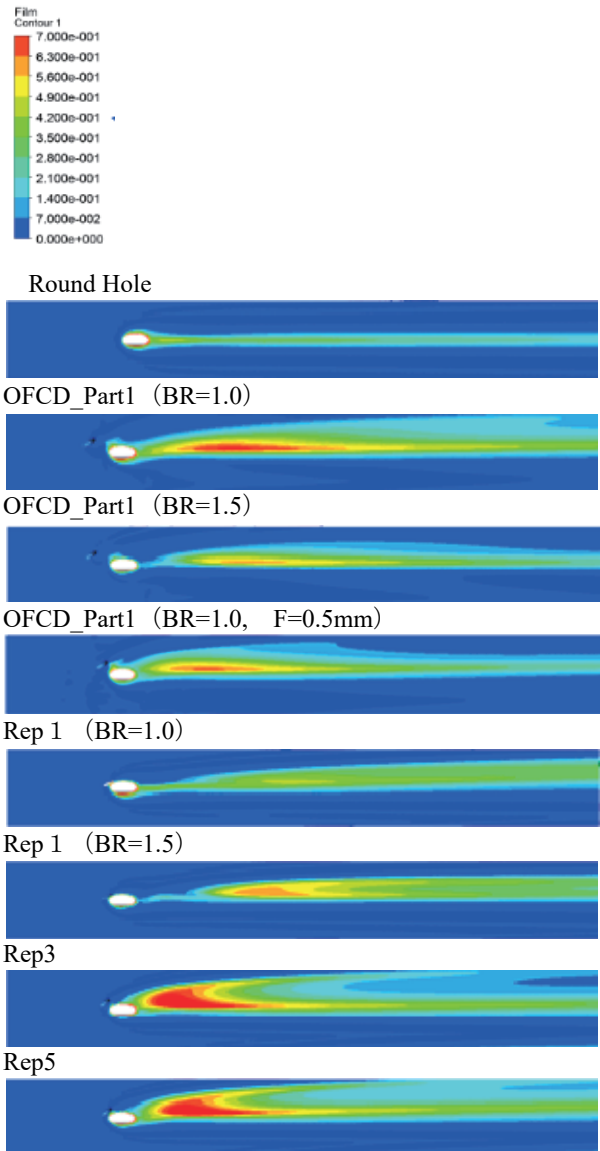


図7 フィルム冷却効率分布

5.2. 面平均フィルム冷却効率値

面平均フィルム冷却効率値のグラフを図8に示す。面平均フィルム冷却効率値のグラフは、図7のフィルム冷却効率分布図を数値化したものである。よって、5.1の結果と同様の傾向をしている。Rep5、Rep3、OFCD_Part1(BR=1.0)、Rep1(BR=1.5)、OFCD_Part1(BR=1.0,F=0.5)、Rep1(BR=1.0)、OFCD_Part1(BR=1.5)の順に効率値が下がっている。

OFCD_Part1において、F=0.5mmとBR=1.5の優位は、見られなかった。Rep1、Rep3、Rep5においては、形状の数値とDistanceの数値の小さいRep 1のフィルム冷却効率値が下がっている。形状のWidth1、2が各2mm、Heightが6mm、Distance1が5mm以上、Distance2が11mm以上の形状が面平均フィルム冷却効率値0.1以上を示す結果となった。

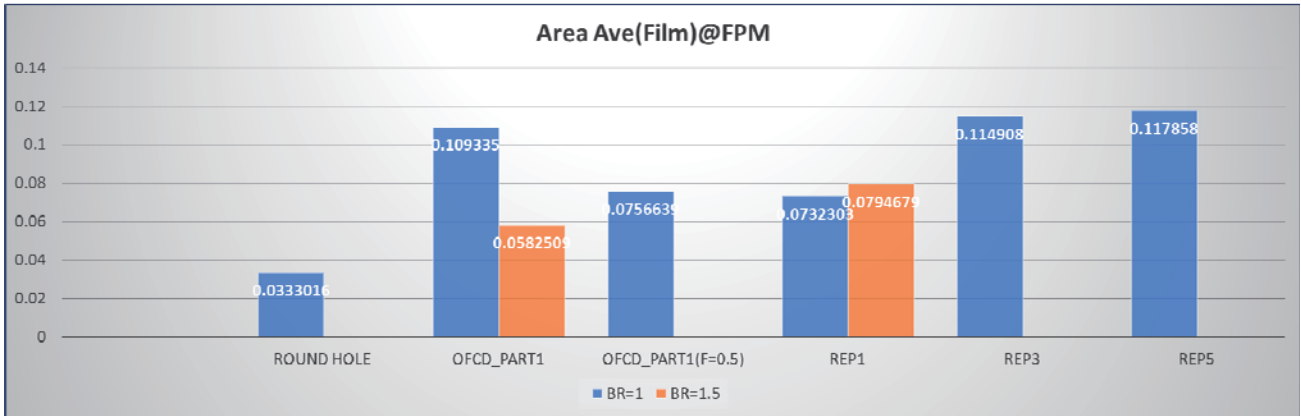


図 8 面平均フィルム冷却効率

5.3. 渦度

渦度を、図 9 に示す。渦度の図は、フィルム冷却性能の悪化を招く、Counter Rotating Vortex Pair (CRVP) の制御をするために、逆位相の渦を発生させる OFCD の効果を表している流れ場である。位置は、冷却孔から主流流れ方向下流に 5mm である。Round Hole の渦形状に似ている OFCD_Part1、Rep3、Rep5 が、CRVP を制御している。

5.4. 損失

図10に損失の図を示す。損失の図において、5.3 渦度で効果のあったOFCDは、CRVPを縮小させて損失の低減を期待できる。測定位置は、冷却孔から主流流れ方向下流に5mmである。フィルム冷却効率の良かったものは、損失が大きい結果となった。Round Hole、OFCD_Part1(BR=1.0, F=0.5)、Rep3、Rep5においては、計測の場面に下層と中間層と主流層の3層が表れている。フィルム冷却効果とは、高温ガスと壁面の間に冷却膜を形成して高温ガスから壁面を守る手法である⁸⁾。よって、損失のコンター図によると下層の上に見える中間層は、冷却層であると思われる。

6. 結言

本研究では、4形状のOFCDを用い、OFCD_Part1においては、吹き出し比BR=1.0、1.5、Fillet=0.5mm(BR=1.0)、Rep1においては、吹き出し比BR=1.0、1.5、Rep3とRep5においては、吹き出し比BR=1.0の数値解析を行った。フィルム冷却効率分布図、面平均フィルム冷却効率値、渦度、損失の結果から以下の知見を得た。

(1) フィルム冷却効率分布図と面平均フィルム冷却効率値の比較によると、フィルム冷却効率分布図において効果のよい形状と面平均フィルム冷却効率値のよい形状は、一致していることが確認できた。フィルム冷却効率分布図によると、スパン方向に広がりのある形状が面平均フィルム冷却効率値のよいものと一致している。

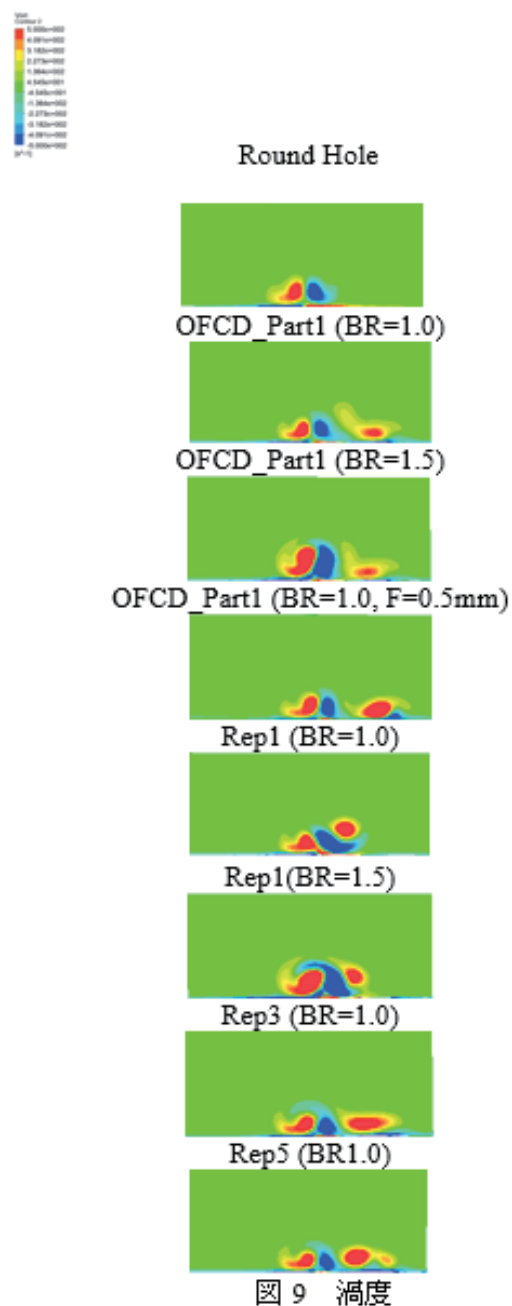


図 9 渦度

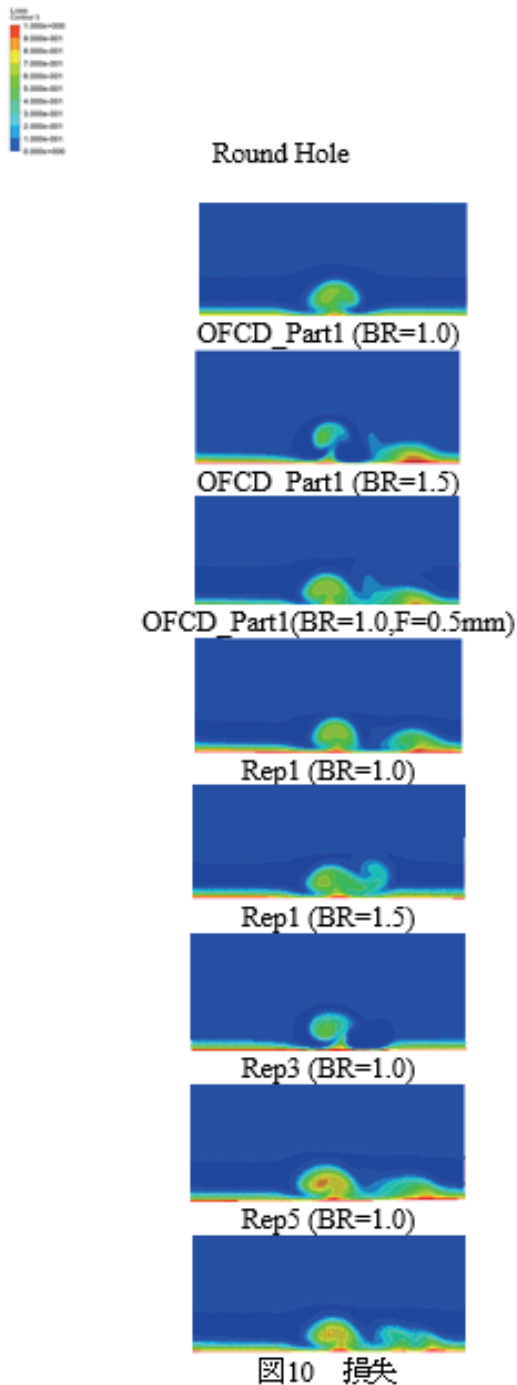


図10 損失

(2) 渦度の比較によると、Round Holeの渦に似ているOFCD_Part1、Rep3、Rep5がCRVPを制御している。

(3) 損失の比較によると、フィルム冷却効率の良かった形状においては、損失も大きく表れているがRound Holeと同様に中間層が表れていることによって損失の低減を期待できると思われる。

謝辞

ご指導、ご協力いただきありがとうございました。感謝申し上げます。

参考文献

- (1) <https://ja.wikipedia.org/wiki/パンデミック>
2020/3/17
- (2) https://www8.cao.go.jp/cstp/society5_0/index.html
2020/3/20
- (3) <https://www.nikkei.com/article/DGXMZO58658940Q0A430C2TJ1000/>
2020/10/23
- (4) 瀧澤隼人, 船崎健一, 谷口英夫, 加藤大雅, 2017, “流れ制御デバイスを用いたフィルム冷却の高効率化に関する研究”, 修士論文, pp. 1~3.
- (5) 河村朋広, 船崎健一, 谷口英夫, 2019, “流れ制御デバイスを用いたフィルム冷却性能に関する研究 - 新規デバイス形状の探索 -”, 修士論文, P.123.
- (6) ANSYS, ANSYS Workbench AUTODYN, CFX, FLUENT and any and all ANSYS, Inc.
- (7) 齋藤涼, 船崎健一, 河村朋広, 森崎哲郎, 2020. “フィルム冷却の高効率化に関するV字流れ制御デバイス形状の最適化”, 日本ガスタービン学会誌 2020.1, P.52
- (8) 日本ガスタービン学会, ガスタービン工学, 第3章 伝熱工学, p.123

階層型直交格子と埋め込み境界法を用いた 30P30N 高揚力装置の非定常流解析

菅谷 圭祐 (東大院), 今村 太郎 (東大院)

Unsteady Flow Simulation Around 30P30N High-Lift Airfoil with Immersed Boundary Method on Hierarchical Cartesian Grid

SUGAYA Keisuke, IMAMURA Taro (The University of Tokyo)

ABSTRACT

In this study, the unsteady flow simulation around the 30P30N high-lift airfoil is conducted to investigate the noise prediction capability of the hierarchical Cartesian-grid-based flow solver. To calculate the turbulent boundary layer, the Immersed Boundary method and the wall function are used. The computational grid is refined around the slat and the slat trailing edge to predict the noise from the slat accurately. The number of grid cells is over 100 million. The time-averaged surface pressure coefficient distributions on the airfoil surface agree with the experimental data quantitatively and qualitatively. The Power Spectral Density of the wall pressure obtained by this simulation agrees with the experimental data. Furthermore, the effect of the angle of attack on the slat noise is simulated well.

1. 序論

近年の航空輸送への需要の高まりに伴い、航空機の低騒音化は設計・開発における重要な課題となっている¹⁾。着陸時はエンジンの出力を小さくするため、高揚力装置や降着装置から発生する機体騒音が相対的に大きくなる²⁾。そこで数値流体力学 (Computational Fluid Dynamics, CFD) を用い、機体騒音が発生するメカニズムを理解し設計に反映することは、低騒音な航空機を設計するために重要である。

高揚力装置や降着装置は形状が複雑であり、CFDでの解析に必要な計算格子を生成することが難しい。そこで複雑形状に対し自動・ロバストに計算格子を生成可能な、階層型直交格子を用いる CFD が注目されている³⁻⁶⁾。直交格子を用いる CFD では物体の壁面が階段状に再現され計算の精度が低下することが課題であったが、壁面近傍の流れをモデル化する手法 (埋め込み境界法と壁関数) を用いることで、精度の良い計算が可能になりつつある⁴⁻⁶⁾。

本研究では、壁面近傍の流れをモデル化する手法を組み合わせた直交格子 CFD による、航空機からの機体騒音の予測精度を検証する。計算対象は、国内外のワークショップで課題として利用され風洞試験や他の CFD ソルバとの比較が可能な、30P30N 高揚力装置である。本研究には東京大学李家・今村研究室で開発中の直交格子流体ソルバ UTCart を利用する⁶⁾。

2. 計算対象

本研究では Fourth Aerodynamic Prediction Challenge (APC-IV) でワークショップの課題として採用され、風洞試験の結果が公開されている 30P30N 高揚力装置の

近傍場での空力騒音を予測する^{7,8)}。図 1、表 1 はそれぞれ 30P30N の形状と計算条件である。本研究では、スラットコープの後縁側 (図 1 の S11) と母翼の前縁側 (図 1 の M7) の二点で、表面圧力のパワースペクトル密度 (PSD) を取得する。

表 1. 計算条件.

代表長さ (翼弦長) c_{ref} [in]	18
一様流マッハ数 M_∞	0.17
翼弦長基準のレイノルズ数	1.71×10^6
迎角 α [deg]	5.5, 9.5

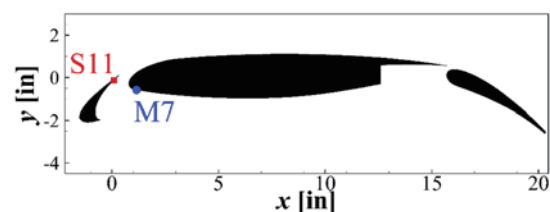


図 1. 30P30N 高揚力装置.

3. 計算手法

3.1. 壁面境界条件

Discrete Forcing 型の埋め込み境界法と壁関数を用いて、乱流解析用の壁面境界条件を課す⁶⁾。図 2 は、本研究で用いる埋め込み境界法の概略図である。はじめに計算格子のセルを、流体領域に存在するセル (Fluid Cell)、壁面と交差するセル (Wall Cell)、物体の内側に埋没するセル (Body Cell) の三種類に分類する。次に Fluid Cell と Wall Cell のセル境界中心 (Face Center, FC)

に、境界条件を課す。FCを通る、壁面に対する法線上にImage Point (IP) を配置し、IPでの基本変数と壁面での条件から、FCでの基本変数を決定する。IP を必ず流体領域に配置するため、IPと壁面の距離であるIP長さを壁面での格子幅の二倍とする。最後にWall Cellに隣接する Fluid Cell (図 1のCell i) と FC での基本変数を利用し、非粘性流束を計算する。また粘性流束は壁関数を用いて計算する。第2表はFCに課す壁面境界条件である。下添字のFC は Face Center, IP はImage Point, i は FCに隣接するセルを意味する。

表 2. 埋め込み境界法を用いた境界条件。

$u_{t,FC}$	$u_{t,IP} - \left\{ \frac{\partial f_{wall}}{\partial y^+} (y^+) \right\} (y_{IP}^+ - y_{FC}^+) u_\tau$
$u_{n,FC}$	$u_{n,IP} d_{FC} / d_{IP}$
T_{FC}	$T_{IP} - \frac{dT}{dy} \Big _{IP} (y_{IP} - y_{FC})$
p_{FC}	p_i

Fluid Cell
 Wall Cell
 Body Cell

図 2. 埋め込み境界法の概念図。

3.2. 数値計算手法

数値計算手法を表 3 に示す。乱流モデルはSAモデルをベースにした DDES-p である⁹⁾。非粘性流束の評価には、四次精度風上バイアスキームとSLAU を用いる^{10,11)}。時間積分にはMFGS 陰解法とDual time stepping による二次精度後退差分法を用いる^{10,12)}。時間刻み幅 Δt は 3.32×10^{-7} [s] である。この時間刻み幅では、音速と一様流速度から計算されるクーラン数 $(U_\infty + a_\infty)\Delta t / \Delta x$ は、スラット内側でおおよそ 1.35 である。内部反復の回数は、内部反復中に密度のL2残差が一桁減少するように5回とする。非定常解析は以下の手順で行う。はじめに、非定常解析の初期条件として、定常RANS解析を行う。定常RANS解析の初期条件は一樣流である。次に非定常DDES解析により、非定常な流れ場の過渡計算をする。過渡計算時間 $T_{transient}$ は、 $U_\infty T_{transient} / c_{ref} \sim 6$ となるよう、0.0471 [s] とする。対応する計算ステップ数は142000ステップである。最後にサンプリング計算を行う。サンプリング時間 $T_{sampling}$ は、過渡計算時間と同じである。サンプリング計算中の揚力係数の変化は 1% 程度で、空力係数のドリフトは小さい。

表 3. 数値計算手法。

乱流モデル	SA モデルベースの DDES-p MFGS陰解法と
時間積分	Dual time stepping による 二次精度後退差分 四次精度風上
非粘性流束評価	バイアスキーム+SLAU
粘性流束評価	二次精度中心差分
勾配評価	WLSQ(G)

4. 計算格子

図 3 と表 4 に本研究で用いる計算格子の情報を示す。計算格子のセルは全て立方体であり、セルの一边の長さに応じてスパン方向のセル数が変化する (図 3 (b))。セル数は 1.04×10^8 であり、計算領域の大きさは翼弦長の100倍である。格子のスパン方向長さは、翼弦長の0.11倍である2 [in]とする。スラットの壁面での格子幅は 3.9×10^{-3} [in] で、コーブを一樣に細分化する (図 3 (c))。スラット後縁から放出されるカルマン渦を計算するために、後縁の厚み 2.4×10^{-2} [in] に対しスラット後縁での格子幅を 2.0×10^{-3} [in] とする (図 3 (d))。主翼とフラップの最小格子幅は、Image Point での壁面からの無次元距離 y^+ が150 以下になるよう設定する。外部境界条件は、スパン方向には周期境界条件を、それ以外にはリーマン不変量を考慮した遠方境界条件を課す。

5. 計算資源

本研究には東京大学情報基盤センターが運営するOakbridg-CXスーパーコンピュータシステムを用い、Flat MPIにより896並列で計算をする。計算格子の分割にはMETISを用いる¹³⁾。一迎角の計算に要するCPU時間は、過渡計算とサンプリング計算を合わせて 2.9×10^6 [hour] である。

6. 計算結果

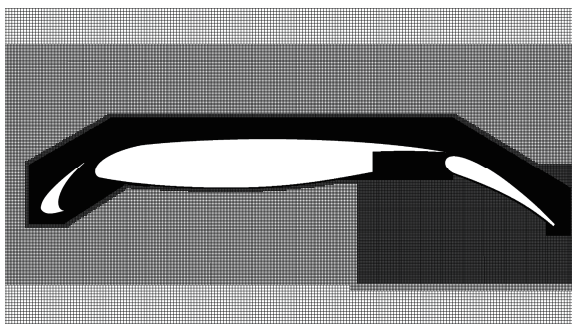
6.1. 平均流れ場

図 4 に表面圧力係数分布を示す。文献⁹⁾の風洞試験に対し、UTCart の計算結果は良く一致している。風洞試験の結果は、迎角の増加に伴いスラットと母翼で揚力が増加し、フラップの表面圧力係数分布は変化が小さい。UTCart での計算結果では、迎角の変化に対する表面圧力係数分布の特徴を再現できている。

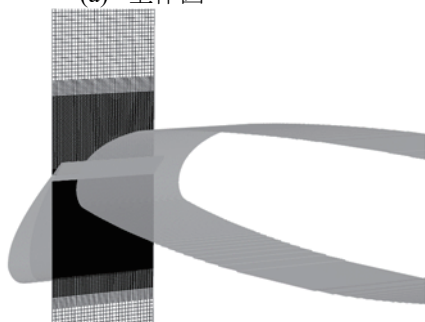
図 5 はスラット近傍での二次元乱流強度 (2DTKE) の分布である。どちらの迎角でも、スラット後縁で乱流強度が大きい。またスラットカスプの近傍にピークが存在している。加えて、スラットカスプからの流れがコーブと衝突により、コーブの後縁側に乱流強度のピークが存在する。コーブのピークは、迎角が 5.5 [deg] のほうが大きい。

表4. 計算格子の壁面での格子幅.

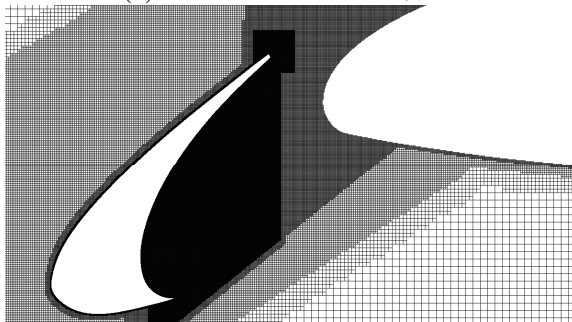
スラットでの格子幅 [in]	3.9×10^{-3}
スラット後縁での格子幅[in]	2×10^{-3}
母翼とフラップ上面の格子幅 [in]	7.8×10^{-3}
母翼とフラップ下面の格子幅 [in]	1.6×10^{-2}



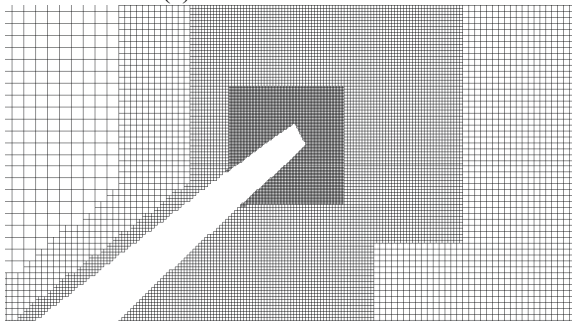
(a) 全体図



(b) スパン方向のセルの分布



(c) スラットの拡大図



(d) スラット後縁の拡大図

図3. 計算格子.

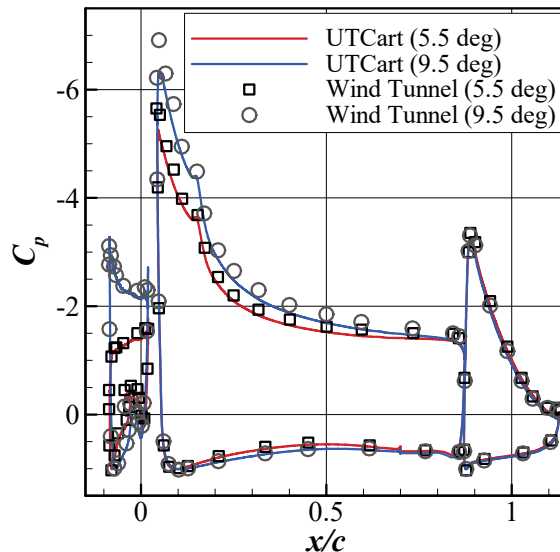
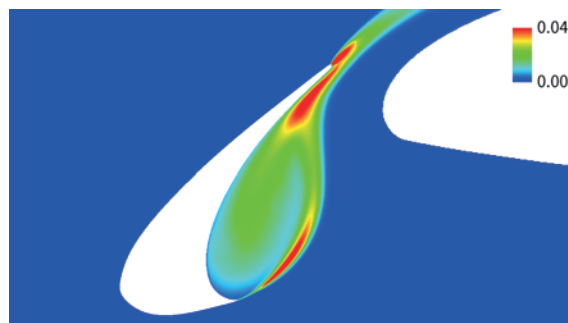
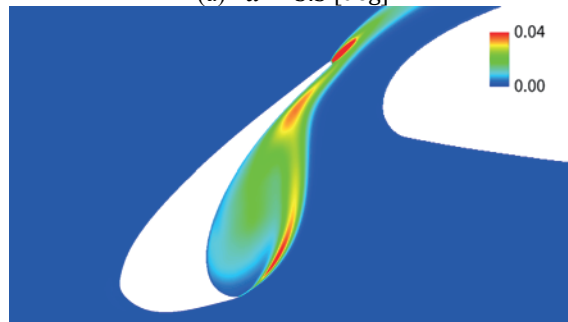


図4. 表面圧力係数分布の比較.



(a) $\alpha = 5.5$ [deg]



(b) $\alpha = 9.5$ [deg]

図5. スラットでの2DTKE.

6.2. 非定常流れ場

図6は迎角が 9.5 [deg] のスラットでの瞬時流れ場で、速度勾配テンソルの第二不変量 (Q値) の等値面である。等値面は、スパン方向速度で色付けされている。スラット下面側の角部であるカスプよりせん断層が生じ、スラット内側のコーブを囲んでいる。またせん断層が三次元的な渦になり、スラット後縁側でスラットと衝突し、縦渦が生じている。図7は瞬時流れ場で、スラットでのスパン方向渦度分布である。スラットの後縁から、カルマン渦が放出されている。また迎角の増加に伴い、カスプからのせん断層とコーブが衝突する位置が上流側に移動し、再循環領域が小さくなっている。

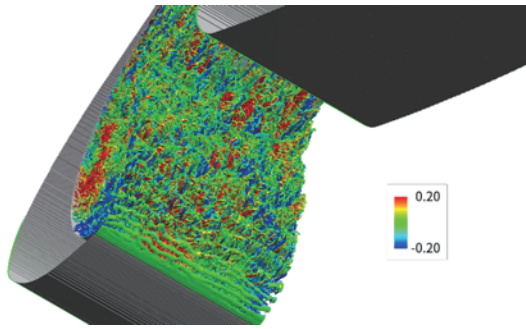
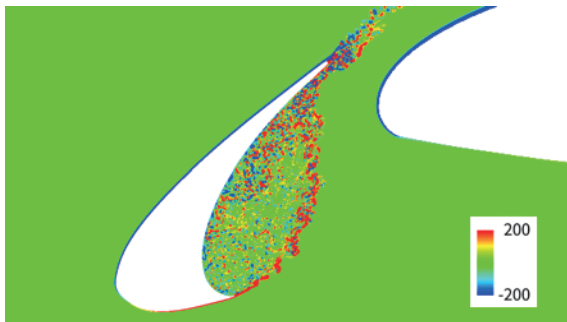
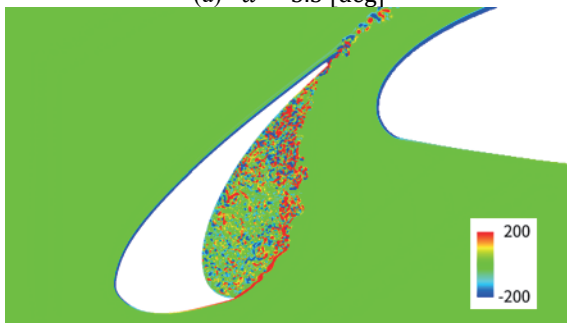


図6. スラット内側でのQ値の等値面 ($\alpha = 9.5$).



(a) $\alpha = 5.5$ [deg]

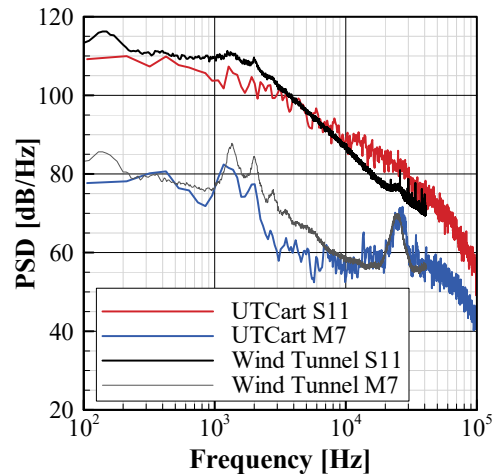


(b) $\alpha = 9.5$ [deg]

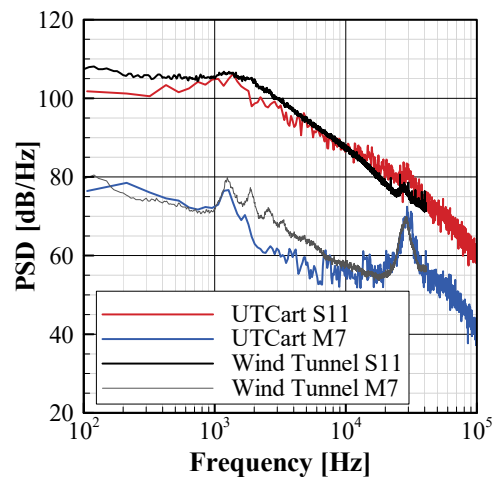
図7. スパン方向の渦度分布.

6.3. 表面圧力のパワースペクトル密度

図8は表面圧力のPSDである。PSDの取得位置は、図1のS11とM7である。S11のPSDは、計算結果は風洞試験と一致している。またUTCartの計算はM7の25~30 [kHz] のピークについて、ピーク周波数とPSDの大きさを良く再現している。25~30 [kHz] のピークはスラット後縁から放出されるカルマン渦が関係している。風洞試験に対し、物体適合格子でのDDES解析ではピーク周波数が低周波側に存在しPSDの大きさが過大評価されることが報告されているが、本研究ではピーク周波数とPSDの両方が風洞試験と一致している^{14,15)}。1~2 [kHz] のピークは、ピーク周波数が風洞試験と一致している。風洞試験のS11でのPSDは迎角の増加に伴い、カスプで生じるせん断層とコープが衝突する位置が上流側に移動しS11から離れることで、全体的に減少する。計算結果は、迎角増加に伴うPSDの減少を再現している。また風洞試験では迎角の増加に伴いM7の25~30 [kHz] のピーク周波数がより高周波数に変化するが、UTCartでの計算結果も周波数の変化を再現できている。計算結果はM7での2~7 [kHz] のPSDを過小評価しているが、同様の



(a) $\alpha = 5.5$ [deg]



(b) $\alpha = 9.5$ [deg]

図8. 表面圧力のPSD.

傾向は物体適合格子での計算でも観察されている¹⁵⁾。

7. 結論

本研究では、直交格子を用いるCFDによる航空機からの機体騒音の予測精度を検証することを目的とし、30P30N高揚力装置の非定常流れを解析した。壁面近傍の流れは、埋め込み境界法と壁関数でモデル化した。計算格子のセル数は1.04億セルであり、特にスラット全体とスラット後縁で格子を細分化した。風洞試験に対し、計算結果では表面圧力係数の大きさと迎角への依存性が再現されていた。近傍場での音響予測の精度を評価するため、翼型表面での圧力のPSDを風洞試験と比較した。その結果、スラット後縁から放出されるカルマン渦が原因のピークについて、ピーク周波数とPSDレベルが風洞試験と良く一致した。1 [kHz] から2 [kHz] のピークは、ピーク周波数が風洞試験と概ね一致した。また迎角の変化に伴うPSDの大きさやピーク周波数の変化を再現できた。

謝辞

本研究は東京大学情報基盤センター「若手・女性利用者推薦」2019年度後期課題として行われた。計算結

果の可視化には Intelligent Light University Partner Program (UPP) の提供を受け、FieldView を用いた。ここに感謝の意を表す。

参考文献

- (1) Yamamoto, K., Ura, H., Yokokawa, Y., Imamura, T., Nakakita, N., Camargo, H., Remillieux, M., Boor, Z., Burdisso, R. A., Ng, W. F., Uchida, H., and Ito, T., “Aeroacoustic Testing of a High-Lift Device Model in the Virginia Tech Anechoic Wind Tunnel,” 13th CEAS-ASC Workshop & 4th Scientific Workshop of X3-Noise, Bucharest, Romania, 2009.
- (2) Dobrzynski, W., “Almost 40 Years of Airframe Noise Research: What Did We Achieve?,” *Journal of Aircraft*, Vol. 47, No. 2, 2010, 353–367.
- (3) Mittal, R., and Iaccarino, G., “Immersed Boundary Methods,” *Annual Review of Fluid Mechanics*, Vol. 37, No. 1, 2005, pp.239–261.
- (4) Capizzano, F., “Turbulent Wall Model for Immersed Boundary Methods,” *AIAA Journal*, Vol. 49, No. 11, 2011, pp. 2367–2381.
- (5) Péron, S., Benoit, C., Renaud, T., and Mary, I., “An immersed boundary method on Cartesian adaptive grids for the simulation of compressible flows around arbitrary geometries,” *Engineering with Computers*, 2020.
- (6) Tamaki, Y., and Imamura, T., “Turbulent Flow Simulations of the Common Research Model Using Immersed Boundary Method,” *AIAA Journal*, Vol. 56, No. 6, 2018, pp. 2271–2282.
- (7) “Fourth Aerodynamics Prediction Challenge (APC-IV),” JAXA Special Publication, JAXA-SP-18-008, 2019.
- (8) Murayama, M., Yokokawa, Y., Ura, H., Nakakita, K., Yamamoto, K., Ito, Y., Takaishi, T., Sakai, R., Shimoda, K., Kato, T., and Homma, T., “Experimental Study of Slat Noise from 30P30N Three-Element High-Lift Airfoil in JAXA Kevlar-Wall Low-Speed Wind Tunnel,” 2018 AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA 2018-3460, Atlanta, Georgia, USA, 2018.
- (9) Imamura, T., and Tamaki, Y., “Unsteady Flow Simulation around Two-Wheel Main Landing Gear based on Compressible Navier-Stokes Solver with Immersed Boundary Method,” AIAA AVIATION 2020 FORUM, 2020.
- (10) Shima, E., and Kitamura, K., “Parameter-Free Simple Low-Dissipation AUSM-Family Scheme for All Speeds,” *AIAA Journal*, Vol. 49, No. 8, 2011, pp. 1693–1709.
- (11) Tamaki, Y., and Imamura, T., “Efficient dimension-by-dimension higher order finite-volume methods for a Cartesian grid with cell-based refinement,” *Computers & Fluids*, Vol. 144, 2017, pp. 74 – 85.
- (12) Jameson, A., “Time dependent calculations using multigrid, with applications to unsteady flows past airfoils and wings,” 10th Computational Fluid Dynamics Conference, 1991.
- (13) METIS - serial graph partitioning and fill-reducing matrix ordering, <http://glaros.dtc.umn.edu/gkhome/metis/metis/overview> [Retrieved on July 29, 2020].
- (14) Terracol, M., Manoha, R., Murayama, M., Yamamoto, K., Amemiya, K., and Tanaka, K., “Aeroacoustic Calculations of the 30P30N High-lift Airfoil using Hybrid RANS/LES methods: Modeling and Grid Resolution Effects,” AIAA 2015-3132, 2015.
- (15) Ueno, Y., and Ochi, A., “Airframe Noise Prediction Using Navier-Stokes Code with Cartesian and Boundary-fitted Layer Meshes,” 25th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA 2019-2553, Delft, The Netherlands, 2019.

NASA-CRM の抵抗予測精度の向上に向けた埋め込み境界法の改善

菅谷 圭祐 (東大院), 今村 太郎 (東大院)

Modification of the Immersed Boundary Method for Improving Drag Prediction Accuracy of NASA-CRM

SUGAYA Keisuke, IMAMURA Taro (The University of Tokyo)

ABSTRACT

Cartesian grid method and Immersed Boundary method is suitable for aerodynamic design of aircraft because of its fast, automatic and robust grid generation. In this study, we propose a modification of the Immersed Boundary method for improving the accuracy of pressure drag prediction. The key idea of the modified method is to choose the reference points which are used for enforcing boundary conditions according to the primitive variables. The Image Point is used to determine the velocity boundary conditions, and the cell which is closest to the wall is used for calculating the pressure boundary condition. The capability of the modified method is evaluated through the two- and three-dimensional transonic flow simulations. The RANS simulation around NASA Common Research Model shows that the drag coefficient calculated by the modified method is closer to that of the body fitted grid than the original method. Therefore, the accuracy of drag prediction by using the modified method is better than the original method.

1. 序論

直交格子を用いた数値流体力学 (CFD) には, 複雑な三次元形状に対し高速・ロバストに格子を生成可能であるという利点がある. そのため異なる形状に対し解析を繰り返す, 航空機の空力設計に有利な手法である. 直交格子を用いた解析には物体の壁面が階段状に表現される弱点があるが, 壁面近傍の流れのモデル化する埋め込み境界法 (Immersed Boundary 法, IB 法)¹⁻⁵⁾ や, セルを切断し壁面に沿った格子を生成するカットセル法^{6,7)}などを組み合わせることで, 解析の精度が向上する. これまでにIB法を用いて, 遷音速旅客機形状であるNASA Common Research Model (NASA CRM)⁸⁾の巡航状態の解析がなされており, 空力平均翼弦長に対し最小格子幅が 1/1000 程度の格子を用いることで, 物体適合格子の解析に対し 20 drag count 程度の精度で抵抗係数を予測できることが報告されている⁹⁾.

IB法による RANS 解析では, 壁面近傍に層状の格子を配置しないため境界層の計算が困難であったが, 近年 IB法に適した壁関数の研究がなされ, 摩擦抵抗の高精度な予測が可能になりつつある^{3,4)}. 一方, 衝撃波が生じる遷音速解析では, 圧力抵抗予測に課題が残る. IB法を用いた非粘性流解析では, 翼の上下面に生じる衝撃波の位置が, 壁面での格子幅に依存する^{2,9)}. また RANS 解析では, 物体適合格子の解析に対し圧力抵抗が過大に評価される^{4,5)}. IB法を用いて抵抗係数をより正確に予測するためには, 圧力抵抗予測の改善が必要である.

本研究の目的は, IB法の境界条件を改善し, 直交格子を用いたCFDでの抵抗予測精度を向上させることで

ある. 本研究では圧力抵抗の予測精度を向上させるために, 特に壁面での圧力境界条件に着目する. 本研究の IB法による解析には, 階層型直交格子ベースの圧縮性流体ソルバである UTCart^{4,5)}を利用する. はじめに, 従来の IB法と本研究で提案する修正手法について述べる. 次に, NACA 0012 翼型の非粘性流解析と, RAE 2822 翼型¹⁰⁾の RANS 解析を, 従来手法と修正手法で比較する. 最後に, NASA CRM の RANS 解析を行う.

2. 数値解析手法

2.1. 従来手法の IB 法

本研究では, Discrete Forcing 型の IB法¹⁾を用いる. また本研究では流体計算にセル中心有限体積法を用いる. 図 1 は本研究で用いる IB法の概略図である. はじめに格子のセルを, 流体領域に存在するセル (Fluid Cell), 壁面と交差するセル (Wall Cell), 物体の内側に埋没するセル (Body Cell) に分類する. 次に, Fluid Cell と Wall Cell のセル境界中心 (Face Center, FC) に, 境界条件を課す. 従来手法では, FC を通る壁面に対する法線に Image Point (IP) を配置し, IP での基本変数と壁面での条件から, FC での基本変数を決定する. IP が流体領域に存在するためには, IP と壁面の距離である IP 長さが, 二次元では最小格子幅の $\sqrt{2}$ 倍以上, 三次元では $\sqrt{3}$ 倍以上であることが条件である. 最後に, Wall Cell に隣接する Fluid Cell (図 1 の Cell i) と FC での基本変数を利用し, 非粘性流束を計算する. 以下の説明では, IP, FC, Cell i での値をそれぞれ下添え字 IP, FC, i で表す.

非粘性流解析では、壁面に滑り壁条件を課し、

$$u_{t,FC} = u_{t,IP} \quad (1)$$

$$u_{n,FC} = u_{n,IP} \frac{d_{FC}}{d_{IP}} \quad (2)$$

とする。ここで、 u_t, u_n はそれぞれ壁面に対する接線方向速度と法線方向速度、 d は壁面との距離である。また、曲率半径が無限大の場合の壁面での法線方向の運動方程式から得られる条件と、壁面での断熱条件から、壁面では

$$\frac{\partial p}{\partial n} = 0 \quad (3)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial n} = 0 \quad (4)$$

が境界条件である¹¹⁾。そこで、IP と壁面の間で圧力と密度が一定であることを仮定し、

$$p_{FC} = p_{IP} \quad (5)$$

$$\rho_{FC} = \rho_{IP} \quad (6)$$

とする。

RANS 解析では、IP と壁面の間壁関数を用いた速度プロファイルを仮定する。本研究では、Tamaki and Imamura が提案した手法⁴⁾を用いる。FC での接線方向速度を、次式で計算する。

$$u_{t,FC} = u_{t,IP} - \left\{ \frac{\partial f_{wall}}{\partial y^+} (y_{IP}^+) \right\} (y_{IP}^+ - y_{FC}^+) u_t \quad (7)$$

ここで f_{wall} は壁関数である。本研究では乱流モデルに Spalart-Allmaras モデル¹²⁾を用いるので、壁関数には Spalart-Allmaras の壁関数¹³⁾を利用する。法線方向速度は式 (2) で計算する。また FC での温度は次式である。

$$T_{FC} = T_{IP} - \left. \frac{dT}{dy} \right|_{IP} (y_{IP} - y_{FC}) \quad (8)$$

dT/dy は Crocco-Busemann の関係式¹⁴⁾から計算する。圧力の境界条件は、圧力が境界層内で一定という仮定に基づき、IP と FC の圧力を同じにする。つまり、 p_{FC} は式 (5) で計算する。密度は状態方程式から計算する。

$$\rho_{FC} = p_{FC} / RT_{FC} \quad (9)$$

ここで R はガス定数である。FC での粘性流束の計算には、壁関数から計算されるせん断応力を用いる。

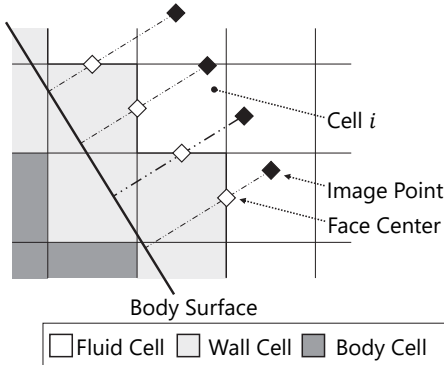


図1. IB 法の概略図。

2.2. 修正手法の IB 法

従来の IB 法での滑り壁条件は、IP と壁面の間で圧力と密度が一定であることを仮定している。しかし IP と壁面の距離は、二次元では最小格子幅の $\sqrt{2}$ 倍、三次元では $\sqrt{3}$ 倍以上離れているため、IP と壁面の間で圧力と密度が一定であるという仮定では、壁面近傍での計

算精度が低下すると考えられる。そこで修正手法では、IP よりも FC に近い Cell i に着目し、Cell i と壁面の間で圧力と密度が一定であることを仮定し、FC の圧力と密度を次式で計算する。

$$p_{FC} = p_i \quad (10)$$

$$\rho_{FC} = \rho_i \quad (11)$$

FC での速度は、従来手法と同様に式 (1),(2) で計算する。つまり修正手法は、圧力と密度は Cell i から補間し、速度は IP から補間する、基本変数に応じて補間に用いる点を切り替える手法である。

RANS 解析では、境界層内で圧力が一定という仮定に基づき、修正手法では FC の圧力を Cell i と同じ値にする。つまり、 p_{FC} は式 (10)で計算する。その他の FC での基本変数は、従来手法と同じ方法で計算する。

3. NACA0012 非粘性流解析

3.1. 計算の設定

NACA0012 の非粘性流解析を、カットセル法^{6,7)}による物体適合格子の計算と比較する。格子の設定は IB 法とカットセル法で共通であり、翼弦長 c に対し壁面での最小格子幅 Δx_{min} が $\Delta x_{min}/c = 0.005$ (Coarse), 0.0025 (Medium), 0.00125 (Fine) の格子を用い、セル数 N はそれぞれ 6900, 12000, 19000である。IP 長さは $d_{IP} = 2\Delta x_{min}, 3\Delta x_{min}$ である。図 2 に計算格子を示す。計算条件は、一様流マッハ数が0.8, 迎角が1.25 [deg] である。非粘性流束評価には SLAU¹⁵⁾ を、空間高次精度化には線形補間を、勾配計算には WLSQ(G)¹⁶⁾ を用いる。

3.2. 計算結果

図 3 は Medium 格子での表面圧力係数分布の比較である。従来手法は、翼型上下面の衝撃波の位置が、カットセル法よりも後流側である。一方、修正手法は IP 長さに依らず、カットセル法の結果と一致している。翼型下面の衝撃波位置での表面圧力係数分布を図 4 に示す。カットセル法に対し、従来手法は衝撃波の位置が最小格子幅に依存し、最小格子幅が小さいほど衝撃波が上流側に位置する。一方修正手法は、翼型下面の衝撃波位置の最小格子幅への依存は小さい。

図 5 は空力係数の格子収束である。カットセル法と比較し従来手法は抵抗係数を数十 drag count 過大評価しており、また抵抗係数が最小格子幅と IP 長さに強く依存している。一方修正手法は、カットセル法に対し抵抗係数を数 drag count 程度の精度で予測でき、抵抗係数の最小格子幅と IP 長さへの依存が小さい。揚力係数は、どの手法もカットセル法に対し、3% 以内の差で評価できている。モーメント係数は、従来手法は格子が粗い場合にカットセル法よりも小さな値であるが、修正手法は格子に依らず概ねカットセル法と一致している。

以上より、修正手法は従来手法よりも、衝撃波位置と抵抗係数の最小格子幅への依存性が小さい。また修正手法は、解析結果の IP 長さへの依存性が小さい。

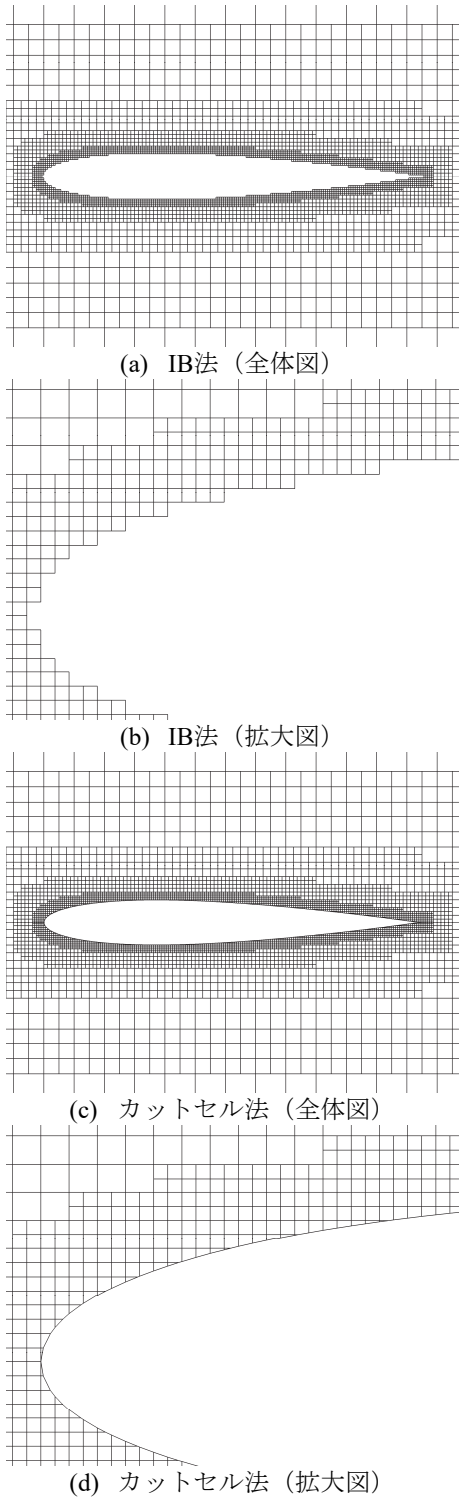


図 2. 計算格子の比較(NACA0012).

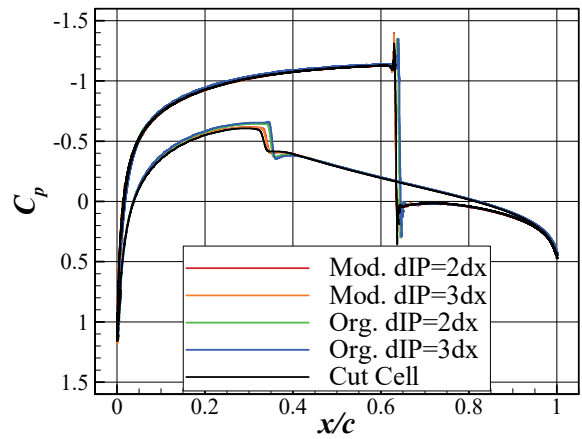


図 3. 表面圧力係数分布の比較 (NACA0012).

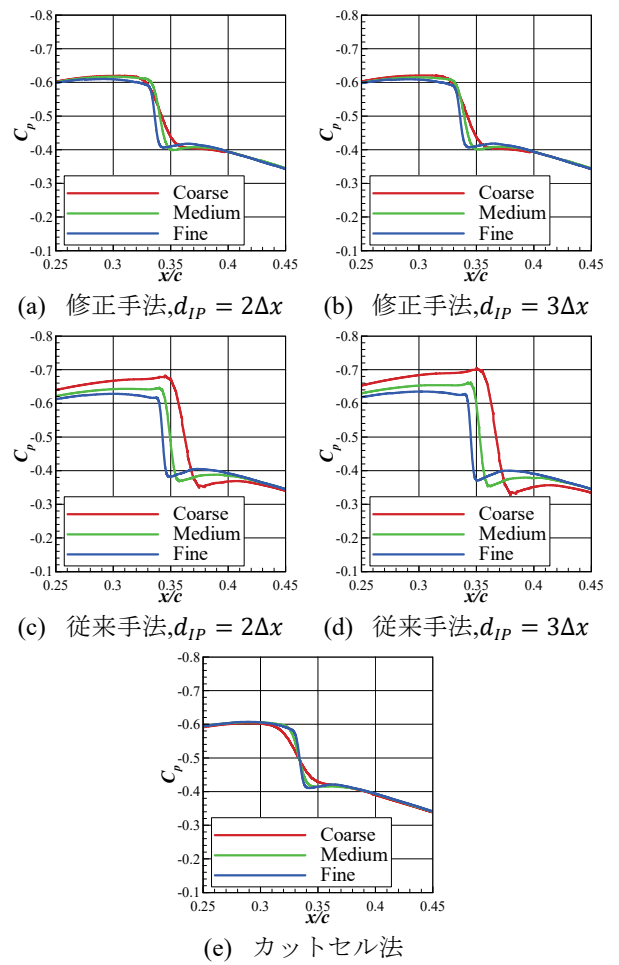


図 4. 翼下面の衝撃波位置の比較.

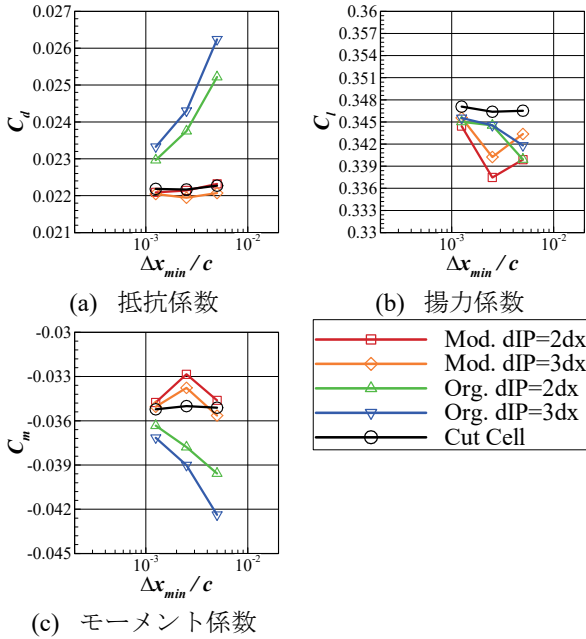


図 5. 空力係数の格子収束 (NACA 0012).

4. RAE2822 RANS 解析

4.1. 計算結果計算の設定

RAE2822 の RANS 解析を、JAXA で開発された流体ソルバである FaSTAR¹⁷⁾ と比較する。計算条件は、一様流マッハ数が 0.75、翼弦長基準のレイノルズ数が $Re = 1.0 \times 10^6$ である。また迎角は、揚力係数が $C_l = 0.5 \pm 0.001$ になるよう設定する。IB 法の計算には $\Delta x_{min}/c = 0.0025$ (Coarse), 0.00125 (Medium), 0.000625 (Fine) の格子を用い、セル数 N はそれぞれ 11000, 20000, 36000 である。IP 長さは $d_{IP} = 2\Delta x_{min}, 3\Delta x_{min}$ である。Medium 格子で IP 長さが $d_{IP} = 2\Delta x_{min}$ の場合、 $x/c \sim 0.5$ における IP での y^+ は 120 程度である。FaSTAR での計算には、文献¹⁰⁾ で公開されている RAE 2822 の構造格子を基に、格子幅と計算領域を変更した非構造格子を利用する。計算手法は、非粘性流束評価は SLAU、空間高次精度化は MUSCL、粘性流束評価は二次精度中心差分である。また勾配計算には、IB 法は WLSQ (G) を、FaSTAR は GLSQ¹⁶⁾ を利用する。乱流モデルは、Spalart-Allmaras モデル (SA-noft2¹⁸⁾) である。

4.2. 計算結果

図 6 は表面圧力係数分布であり、どの計算結果も物体適合格子と概ね一致している。図 7 に空力係数の格子収束を示す。従来手法で IP 長さを変更した計算に着目すると、IP 長さが $d_{IP} = 3\Delta x_{min}$ の場合に抵抗係数は FaSTAR に近づくが、圧力抵抗係数と摩擦抵抗係数の割合が不正確である。モーメント係数は $d_{IP} = 2\Delta x_{min}$ が FaSTAR に近い。次に同じ IP 長さでの従来手法と修正手法を比較すると、修正手法のほうが圧力抵抗係数は小さく、摩擦抵抗係数とモーメント係数はあまり変化しない。特に修正手法で $d_{IP} = 2\Delta x_{min}$ の場合に、圧力抵抗係数と摩擦抵抗係数の割合が概ね FaSTAR と一致し、抵抗係数がより FaSTAR に近づく。

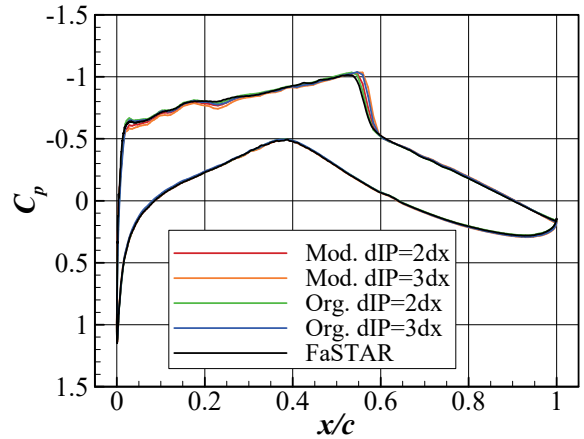


図 6. 表面圧力係数分布の比較 (RAE2822).

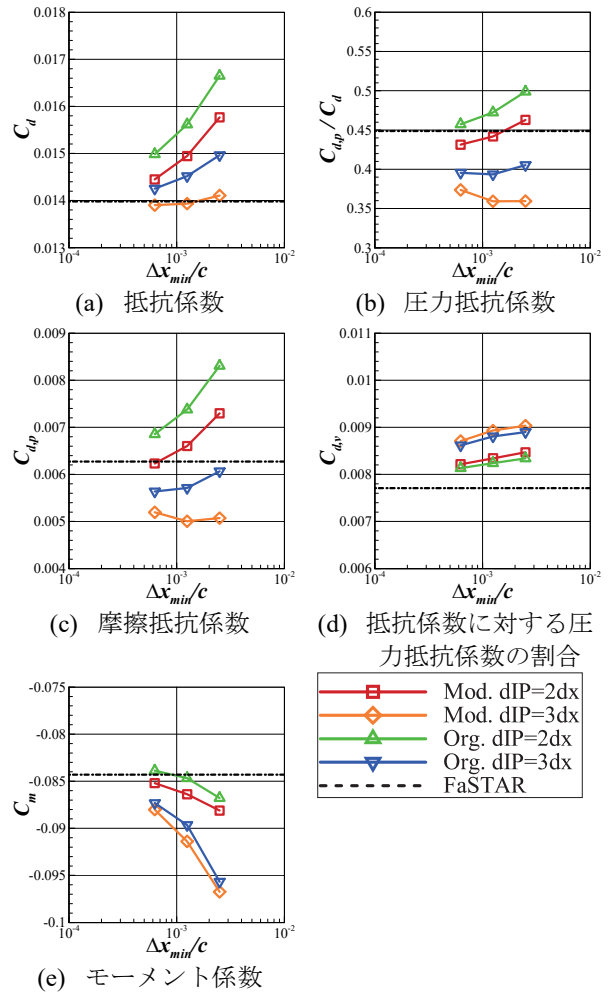


図 7. 空力係数の格子収束 (RAE2822).

5. NASA CRM RANS 解析

5.1. 計算の設定

NASACRM の RANS 解析を, FaSTAR と比較する. 形状データには, Third Aerodynamics Prediction Challenge (APC-III)¹⁹で公開された, 迎角が 2.94 [deg] の主翼-胴体-水平尾翼の半裁形状(図 8)を利用する. 計算条件は, 一様流マッハ数は0.847, 空力平均翼弦長 c 基準のレイノルズ数は 2.26×10^6 である. また迎角は, $C_l = 0.5 \pm 0.01$ になるよう設定する. 格子は, $\Delta x_{min}/c = 0.00354$ (coarse), 0.00177 (medium), 0.00118 (fine) であり, セル数はそれぞれ 1200 万セル, 4900 万セル, 1.1 億セルである. IP 長さは $d_{IP} = 2\Delta x_{min}, 3\Delta x_{min}$ である. FaSTAR の計算には APC-III の提供格子を利用し, セル数は 3000 万セルである. 計算手法は, 4 章の計算手法に加え, リミタに Hishida²⁰ を利用する. 乱流モデルは, Spalart-Allmaras モデル (SA-noft2-R-QCR2000 ($C_{rot}=1$)¹⁸) である.

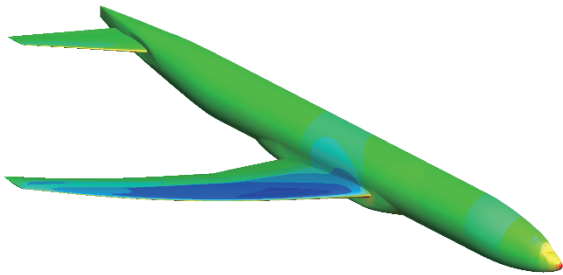


図 8. NASA CRM 主翼-胴体-水平尾翼形態.

5.2. 計算結果

図 9 は空力係数の格子収束である. RAE 2822 の RANS 解析と同様に, 修正手法は従来手法よりも圧力抵抗係数のみが増加し, 値が大きくなる. 特に修正手法で $d_{IP} = 2\Delta x_{min}$ の場合に, 抵抗係数とモーメント係数を精度良く予測できており, Fine 格子での抵抗係数は FaSTAR に対し 12 drag count 大きい.

図 10 は 50.2% スパン位置での表面圧力係数分布の比較である. IB 法と FaSTAR を比較すると, 前縁で表面圧力係数分布の立ち上がりが鈍い. これは, IB 法は主翼前縁で格子解像度が不十分なためだと考えられる. また IB 法は, 衝撃波前後で表面圧力係数が鋭く変化している.

図 11 は FaSTAR と Medium 格子を用いた IB 法の表面圧力係数分布の差分であり, FaSTAR に対し表面圧力係数が過小評価である場合は値が 0 より大きく, 過大評価である場合は 0 より小さい. なお IB 法の計算結果は, 格子生成に利用した形状データに射影し評価する. 図 11 より, IB 法は手法や IP 長さに依らず, 表面圧力係数が主翼・垂直尾翼の前縁と衝撃波前後で FaSTAR と異なる. この原因は, 前縁での格子解像度が不十分であることと, 衝撃波前後で圧力の変化が鋭いことが原因である. 図 11(a) より, 従来手法は主翼上面に生じる衝撃波の上流側で表面圧力係数分

布を過小評価している. また図 11(b) より, 従来手法で $d_{IP} = 3\Delta x_{min}$ の場合は翼端部で表面圧力係数が過小評価され, 翼端部で頭下げのモーメントが強いため, モーメント係数が FaSTAR よりも小さいと考えられる. 一方, 修正手法で $d_{IP} = 2\Delta x_{min}$ の場合は, 従来手法と比べ表面圧力係数分布が FaSTAR に近い.

以上より本研究の条件では, 修正手法で IP 長さを $d_{IP} = 2\Delta x_{min}$ とすると, 従来手法で $d_{IP} = 2\Delta x_{min}$ の場合に対し圧力抵抗係数の予測精度が向上し, 従来手法で $d_{IP} = 3\Delta x_{min}$ の場合と比べモーメント係数をより正確に評価できる. また空力平均翼弦長に対し最小格子幅が 1/1000 程度の格子を用い, 修正手法で $d_{IP} = 2\Delta x_{min}$ として計算すると, 物体適合格子の計算に対し抗力係数を 10 drag count 程度の精度で評価できる. また IB 法の解析では, IP 長さに加えて, 壁面境界条件の計算に用いる点の選び方が, 計算結果に影響を与えることがわかる.

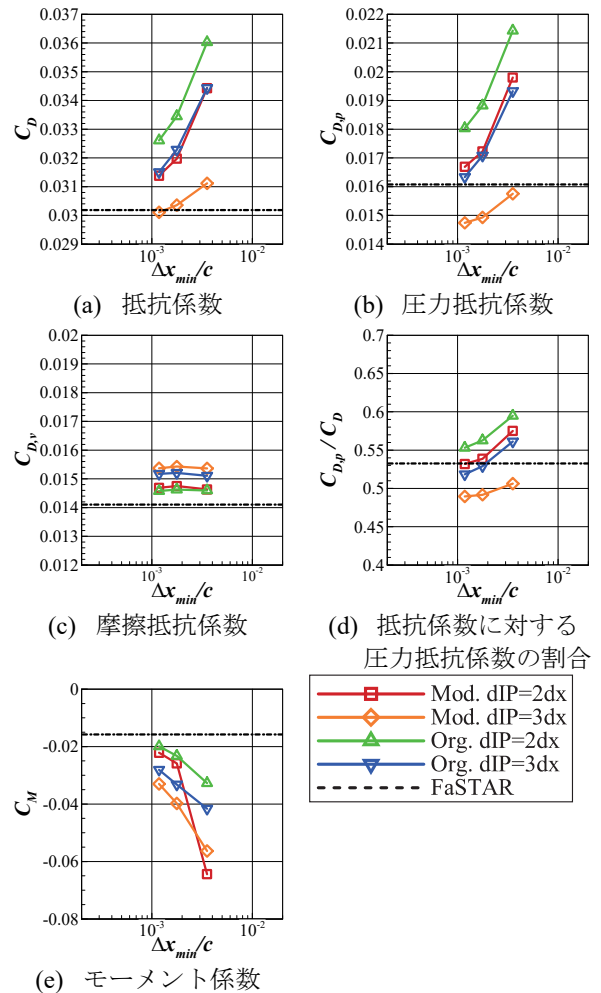


図 9. 空力係数の格子収束 (NASA CRM).

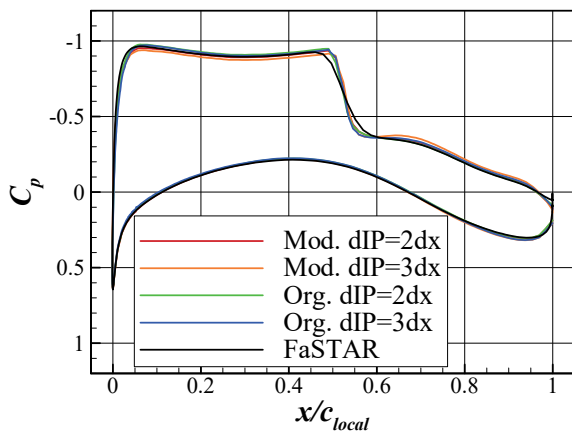
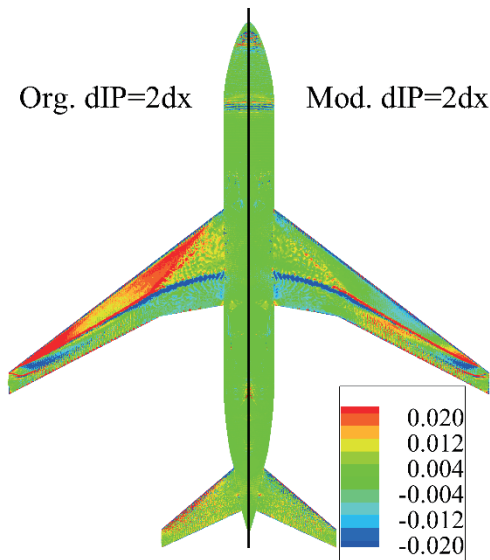
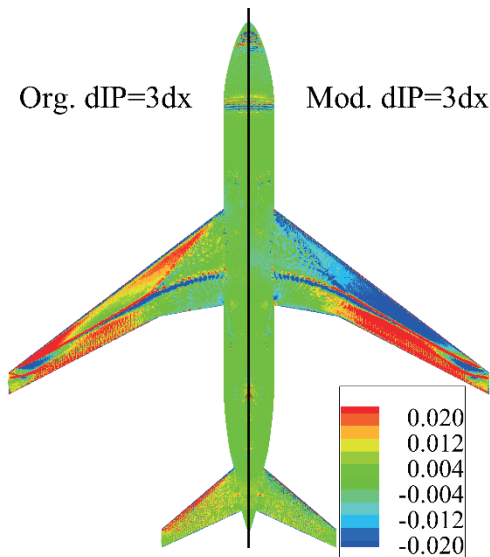


図 10. 50.2% スパン位置での表面圧力係数分布の比較 (NASA CRM).



(a) $d_{IP} = 2\Delta x_{min}$ での従来手法と修正手法の比較



(b) $d_{IP} = 3\Delta x_{min}$ での従来手法と修正手法の比較
図 11. FaSTAR と IB 法の表面圧力係数分布の差分.

6. 結論

本研究では、直交格子を用いる CFD の抵抗予測の精度向上に向けた、IB 法の改善法を提案した。修正手法は圧力境界条件に着目した手法であり、境界条件を与える基本変数に応じて補間に用いる点を切り替える手法であった。NACA0012 の非粘性流解析では、衝撃波位置の最小格子幅と IP 長さへの依存性が小さくなり、物体適合格子の計算結果に近づいた。RAE 2822 の RANS 解析では、修正手法で IP 長さを最小格子幅の 2 倍に設定すると、圧力抵抗係数と摩擦抵抗係数の割合を妥当に評価し、抵抗係数がより物体適合格子の解析に近づくことが分かった。NASA CRM の RANS 解析では、修正手法で IP 長さを最小格子幅の 2 倍に設定した場合が、表面圧力係数分布が物体適合格子の解析に近い結果が得られた。また従来手法と比べて、抵抗係数とモーメント係数を精度良く評価可能であった。本研究の修正手法で最小格子が空力平均翼弦長に対し約 1/1000 の格子を用い、巡航状態の NASA CRM の解析を行うと、物体適合格子の解析に対し抗力係数を 10 drag count 程度で評価可能であった。本研究より、壁面と IP の長さ長さに加えて、壁面境界条件の計算に用いる点の選び方が、計算結果に影響を与えることがわかった。

謝辞

本研究には、JAXA が開発した非構造格子用の高速流体解析ソルバである FaSTAR を利用した。ここに感謝の意を示す。

参考文献

- (1) Mittal, R. and Iaccarino, G., "Immersed Boundary Methods," *Annual Review of Fluid Mechanics*, Vol. 37, No. 1, 2005, pp. 239-261.
- (2) 西村 康孝, 佐々木 大輔, 中橋 和博, "圧縮性 Building Cube Method を用いた翼周りの Euler 解析," JAXA-SP-11-015, 2012.
- (3) Capizzano, F., "Turbulent Wall Model for Immersed Boundary Methods," *AIAA Journal*, Vol. 49, No. 11, 2011.
- (4) Tamaki, Y., and Imamura, T., "Turbulent Flow Simulations of the Common Research Model Using Immersed Boundary Method," *AIAA Journal*, Vol. 56, No. 6, 2018, pp. 2271-2282.
- (5) 周 健文, 玉置 義治, 今村 太郎, "Adaptive Mesh Refinement を用いた階層型直交格子による遷音速旅客機形態周り流れ場の 3 次元定常乱流解析," 第 32 回計算力学講演会 (CMD2019) 講演論文集, 2019.
- (6) Lahur, P. R., and Nakamura, Y., "A Cartesian Grid Generation Method Considering a Complicated Cell Geometry at the Body Surface," *Transactions of the Japan Society for Aeronautical and Space Sciences*, Vol. 43, No. 139, 2000, pp. 8-15.
- (7) Berger, M., Aftosmis, M. J., and Allmaras, S. R.,

- “Progress Towards a Cartesian Cut-Cell Method for Viscous Compressible Flow,” AIAA Paper 2012-1301, 2012.
- (8) Vassberg, J. C., DeHaan, M. A., Rivers, S. M., and Wahls, R. A., “Development of a Common Research Model for Applied CFD Validation Studies,” AIAA Paper 2008-6919, 2008.
- (9) 菅谷 圭祐, 玉置 義治, 今村 太郎, “直交格子簡易カットセル法を用いた 3 次元複雑形状まわりの格子生成法の研究,” JAXA-SP-18-005, 2019.
- (10) NPARC Alliance Validation Archive, <https://www.grc.nasa.gov/WWW/wind/valid/raetaf/raetaf.html> [Retrieved on December 20th, 2020].
- (11) Balakrishnan, N., Fernandez, G., “Wall boundary conditions for inviscid compressible flows on unstructured meshes,” *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, Vol. 28, 1998, pp.1481–1501.
- (12) Spalart, P. R., and Allmaras, S. R., “A One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows,” AIAA Paper 92-0439, 1992.
- (13) Allmaras, S. R., Johnson, F. T., and Spalart, P. R., “Modifications and Clarifications for the Implementation of the Spalart-Allmaras Turbulence Model,” 7th International Conference on Computational Fluid Dynamics, ICCFD7-1902, 2012.
- (14) White, F. M., “Viscous Fluid Flow,” McGraw-Hill, New York, 1974, pp. 627–629.
- (15) Shima, E., and Kitamura, K., “Parameter-Free Simple Low-Dissipation AUSM-Family Scheme for All Speeds,” *AIAA Journal*, Vol. 49, No. 8, 2011, pp. 1693–1709.
- (16) Shima, E., Kitamura, K. and Haga, K., “Green-Gauss/Weighted-Least-Squares Hybrid Gradient Reconstruction for Arbitrary Polyhedra Unstructured Grids,” *AIAA Journal*, Vol. 51, 2013, pp. 2740-2747.
- (17) Hashimoto, A., Murakami, K., Aoyama, T., Ishiko, K., Hishida, M., Sakashita, M., and Lahur, P. R., “Toward the Fastest Unstructured CFD Code ‘FaSTAR’,” AIAA Paper 2012-1075, 2012.
- (18) Turbulence Modeling Resource, <https://turbmodels.larc.nasa.gov/> [Retrieved on December 13th, 2019].
- (19) “Third Aerodynamics Prediction Challenge (APC-III),” JAXA-SP-17-001, 2017.
- (20) 菱田 学, 橋本 敦, 村上 桂一, 青山 剛史: 高速非構造 CFD ソルバFaSTAR における新勾配制限関数, JAXA-SP-10-012, 2010.

火星ヘリコプタ用ロータブレード平面形状の空力的最適設計

杉浦 正彦 (宇宙航空研究開発機構), 田辺 安忠 (宇宙航空研究開発機構), 菅原 瑛明 (宇宙航空研究開発機構), 木村 桂大 (宇宙航空研究開発機構), 竹川 国之 (菱友システムズ), 大山 聖 (宇宙航空研究開発機構), 佐藤 允 (工学院大学), 金崎 雅博 (東京都立大学), 岸 祐希 (東京都立大学)

Aerodynamic Optimal Design of Mars Helicopter Rotor Blade Planform

SUGIURA Masahiko (JAXA), TANABE Yasutada (JAXA), SUGAWARA Hideaki (JAXA), KIMURA Keita (JAXA), TAKEKAWA Kuniyuki (Ryoyu Systems), OYAMA Akira (JAXA), SATO Makoto (Kougakuin University), KANAZAKI Masahiro (Tokyo Metropolitan University), KISHI Yuki (Tokyo Metropolitan University)

ABSTRACT

A conceptual study of Mars helicopter for the purpose of observation of the oval tunnels on the Mars has been carried out. Mainly from the limit of the storage size together with the Mars rover, a hexa-rotor drone is proposed with a gross weight of 3 kg. Each rotor consists of 4 blades while the rotor diameter is 460 mm. Optimized design of the airfoil to achieve higher hovering performance is being performed.

1. はじめに

火星大気や地形の観測等を目的に、これまで米国を中心に火星探査が実施されてきたが、2020年は約2年に1度の火星と地球の距離が近づくタイミングのため、米国、中国、UAEの火星探査機が打ち上げられた。一方、欧州とロシア共同で開発しているエクソマーズという探査車は、2020年の打ち上げを予定していたが、COVID-19の影響により2022年に延期された。これらの国の中で、特に、米国はMARS2020というミッションで、火星表面より上空から観測するために、Ingenuityという同軸反転のヘリコプタをPerseveranceというローバに付属する形で打ち上げた。このヘリコプタが無事観測できれば、無人ヘリによる世界初の火星観測となる。

我が国においては、宇宙理工学委員会国際宇宙探査専門委員会 (宇宙航空研究開発機構宇宙科学研究所) の下に「火星探査計画の科学探査タスクフォース」が2018年11月に設置され、2019年2月に火星探査の戦略が中間報告書¹⁾としてまとめられている。この中間報告書では、戦略的火星探査の技術ロードマップ (案) として、2024年の火星衛星探査計画 (MMX; Martian Moons eXploration) に始まり、2026年頃の小型周回機による火星宇宙天気・気候・水環境探査 (MACO; Mars AeroCapture Orbiter)、2030年頃の火星着陸探査が本格的に検討されている。火星表面では放射線の影響で生物が生存するには厳しい環境であるが、直径50m、深さ100mほどの縦穴 (ピット・クレーター、図1) がいくつか発見され、この穴は適温で放射線の影響も少ないことから、生物が発見される可能性が高いと考えられている²⁾。2030年頃の火星着陸探査において、火星地下水圏・生命圏の着陸探査としてこの地下空洞直接探査が我が国独自に提案されている³⁾。地下空洞直接探査においては、従来のローバの利用も可能であるが、移

動が困難かつ時間が大変かかるので、迅速に垂直方向の移動が行えるヘリコプタの活躍が期待されている^{4,5)}。

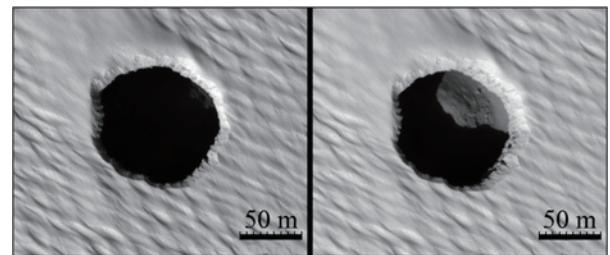


図1 火星表面に観測された縦穴²⁾

なお、火星大気のは半分は二酸化炭素で大気密度は地球の1.36%、音速は地球の72%であり、地球大気に比べて低レイノルズ数、高マッハ数の流れ場となることが特徴である。地球上においては、昆虫のようなセンチメートルサイズの翼が一般的に低レイノルズ数に分類され、これまで研究されてきた。一方、火星大気では地球よりも高マッハ数となるので、低レイノルズ数・高マッハ数で空力的に効率の良いヘリコプタの形状を使用することが過酷なエネルギー環境である宇宙では求められる。

本論文では、我が国独自の地下空洞直接探査を念頭に、通常のヘリコプタ、同軸反転ヘリコプタ、マルチコプタ等種々のヘリコプタの形態を比較・検討し、最適なブレード形状を提案する。

2. ミッション内容の検討

火星の縦穴につながる地下空洞の探査ミッションのイメージは図2に示す通りだが、火星探査ヘリコプタはローバとともに運用し、ローバの補助を果たすものである。通信もローバとの間での短距離のものなので、飛行誘導もローバから受けるものと考えられる。

電力については、独自に太陽電池を備え、自己充電して飛行ミッションを行うことが最も望ましく、NASA-MH (Mars Helicopter) ⁶⁾もこのタイプだが、機体重量の制約から、ローバから充電を受けることも考えられる。ただ、その際、火星ヘリやローバを正確に充電できる位置へ誘導する必要があり、別の技術課題が生じることになる。

図3に想定される縦穴や地下空洞の側壁などを撮影・観測するミッション要求を示すが、ローバから100m水平飛行し、その後100mの深さに降下し、地下空洞を150m往復するミッションである。水平飛行速度や上昇・降下の速度によって、ミッションの全飛行時間が変わってくるが、撮影のことも考慮し、最大水平飛行速度、降下・上昇速度とも、2m/s程度と仮定すると、全飛行時間は350秒程度になる。一般的に回転翼機は一定の水平飛行速度を有した方が飛行効率が向上するが、この程度の低速では、常にホバリング飛行と同じパワー消費が必要であると仮定できる。撮影と飛行制御性能を向上させることにより、飛行速度を例えば、4m/s程度に増やせれば、ミッション全体の飛行時間が半減し、必要な電力も半減できるので、機体のバッテリー重量などを削減することにつながり、今後の検討課題としたい。

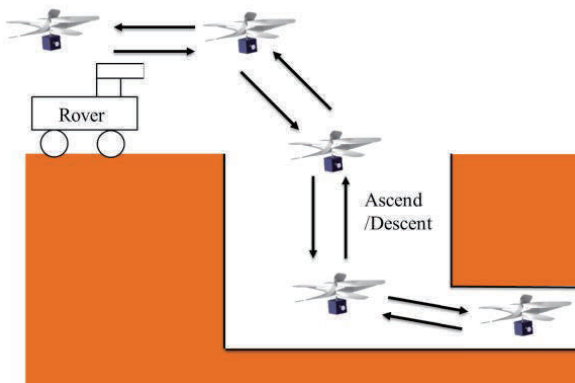


図2 火星上の地下空洞観測ミッション

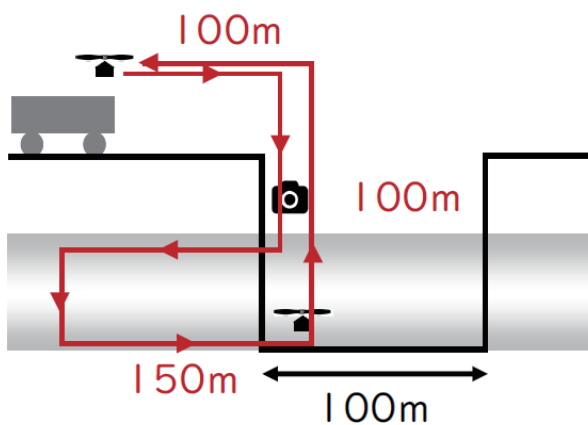


図3 地下空洞探査ミッション要求

3. ヘリコプタ形態の比較検討

火星で飛行するヘリコプタの形態としては図4に示すMHに採用された2重反転ロータ型のもがまず注目

される⁷⁾。機体をコンパクトにでき、大きなロータ面積が取れて、ホバリング効率もよい。ただ、ロータ制御機構が複雑であり、機体サイズが大きくなると、集中駆動するモータも大きなものになってしまう。また、火星での複雑な地形での運用を考えると、転倒した場合の自己回復も困難と思われる。また、上面全体がロータであるため、空力性能に影響しない範囲での太陽電池の取り付け面積の確保にも不利である。

火星で科学探査を実施できる次期ヘリコプタ (MSH: Mars Scientific Helicopter) は図5に示すように、マルチロータ型のものも検討されている⁸⁾。全体の機体サイズは大きくなるが、複数のロータの分散駆動のため、拡張性に優れ、制御もロータの回転数制御の場合は、機構が不要になる。転覆からの回復もロータの逆転などで可能であると考えられる。中央の胴体部などに太陽電池の取り付け面積も確保しやすいなどの利点がある。しかしながら、ロータの回転数制御の場合は、風への対応が若干弱い恐れがある。

マルチロータ型ドローンの耐風性能を向上させる手段として、図6に示すような可変ピッチ制御の機体が試作されており、各ロータの制御応答時間が可変回転数制御のものに比べ、1/10程度に短くなることが報告されている⁹⁾。機構的にはヘリコプタのテールロータのピッチ制御のように、全ブレードのピッチ角を同時に変更するための制御機構が必要であるが、図7に示すように、比較的単純な機構で実現可能である。

図8に2重反転ロータ、固定ピッチのマルチロータ、可変ピッチのマルチロータの3種類の機体の各方面の評価を比較したグラフを示す。青線は、2重反転ロータ、赤線は、固定ピッチのマルチロータ、緑線は可変ピッチのマルチロータをそれぞれ表している。この評価は、著者らの見解であり、異論もあるかと思うが、独自性も勘案すれば、可変ピッチ制御のマルチロータ型のを推したい。



図4 NASA-MHで採用された2重反転ロータ型⁷⁾

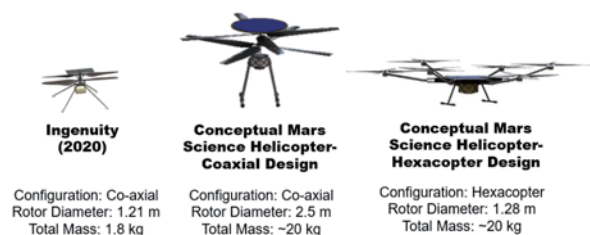


図5 NASAで検討しているMHとMSHの比較⁸⁾



図6 可変ピッチ制御の6ロータ試作機⁹⁾

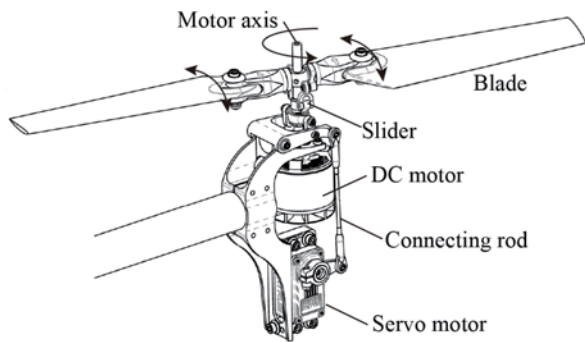


図7 ロータの可変ピッチ制御機構⁹⁾

により、4枚のブレードが90度以内に収めることができ、モータを回す遠心力によって、ブレードを展開させるイメージである。一つのロータの直径は460mmで、6個のロータで、全備重量3kgの機体を持ち上げる設計である。図11に示す概念設計においては、機体の空虚重量は全備重量の43%程度と仮定し、搭載機器重量は約1.1kgで、機体全備重量の20%をバッテリーとすると、満充電で最大約14分程度飛行できる計算である。洞窟探査を満足できる計算ではあるが、実際の運用では、夜間の機体搭載機器自体の保温のためにも電力が必要で、充電はローバから取るか、太陽電池搭載で自己発電させるかなど、システム的な検討がさらに必要である。また、可変ピッチ制御機構の重量軽減も課題である。地球上の約1%程度の気体密度で機体を浮揚させる必要があるため、ロータの回転数が7000RPMと非常に高速で、1ロータの4枚のブレードで作り出す揚力はわずか2N弱で、ロータの設計においては、構造的にはブレードが受ける遠心力に耐えうる剛性の確保が一番の設計課題であるように思える。

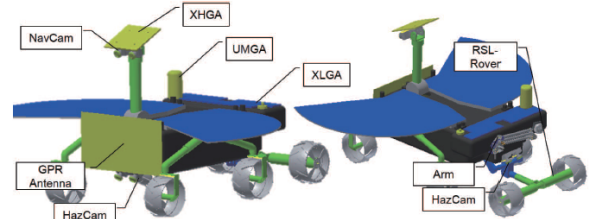


図9 我が国で検討されている火星探査ローバ¹⁰⁾

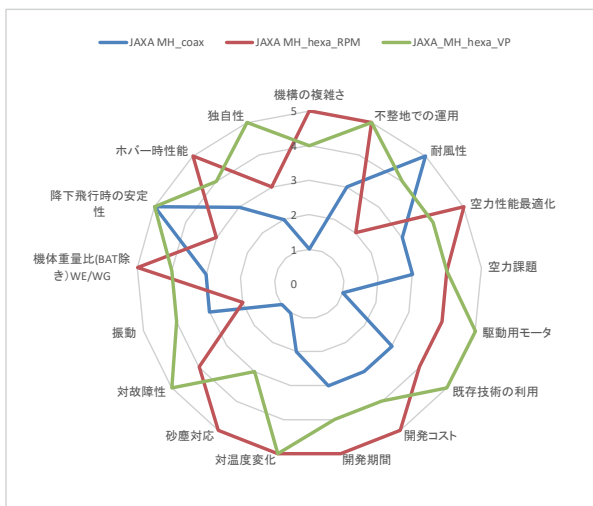


図8 各種火星ヘリ形式の評価

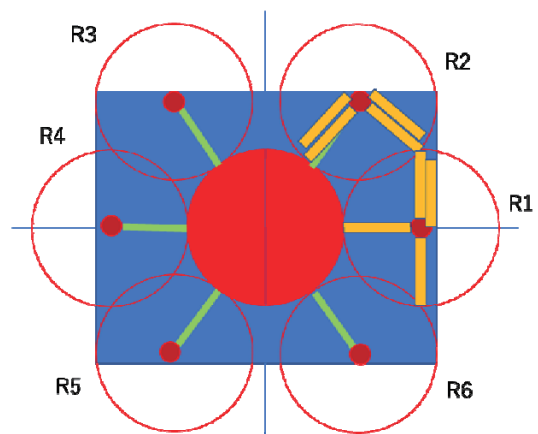


図10 火星探査ローバの収納サイズ (1m×0.8m) に合わせたHexa-Rotor型ドローン設計

4. 概念設計

我が国においても火星探査ローバの研究がなされており、図9に示すような探査ローバが提案されている¹⁰⁾。このローバの収納時（打ち上げ時）のサイズは1m×0.8mであり、このサイズ内に収まる火星ヘリの設計が望ましい。

図10に今回検討したHexa-Rotor型の火星ヘリの収納の様子を示す。ブレードを取り付け部で織り込むこと

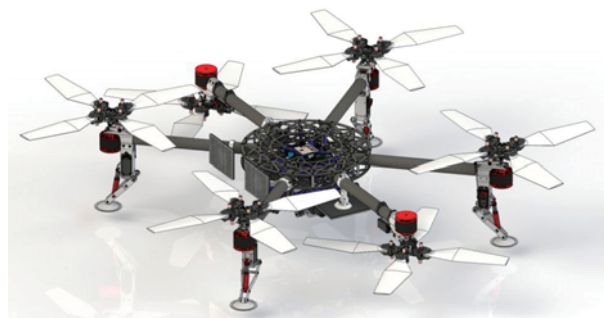


図11 可変ピッチ制御のHexa-Rotor型火星ヘリの概念図

5. ブレード平面形状の最適化

前章の概念設計で得られたブレード形状をもとに、飛行中の消費電力を最小限に抑え、ペイロードを増やすという観点で、ホバリング性能を最大化するねじり角分布を求める。

5.1. 計算手法

Krigingモデルに基づく最適化手法によって、ロータブレードのねじり角を最適化した。なお、ホバリング性能については翼素理論とCFDで同等の傾向が得られるので¹¹⁾、計算コストを下げる観点から翼素理論を採用した。ただし、翼素理論において、翼素に働く空気をマッハ数と迎角の空力テーブルから推算するが、2次元のCFD計算を実施し、空力テーブルを作成した。本概念設計ではNASA-MH同様、clf5605翼型と同等の翼型を採用しているため、この翼型を対象に2次元のCFD計算を実施した。

5.1.1. 最適化手法

最適化手法には、Krigingモデルに基づき探索を行う手法Efficient Global Optimization (EGO)¹²⁻¹⁵⁾を採用する。Krigingモデルを求める際に必要となる共分散は設計点間の距離に基づき、正規分布に従うものとして求め、探索手法には進化計算(Evolutionary Algorithm: EA)を用いる。求められたKrigingモデルは誤差を含むことから、解の改善量の期待値を表すExpected Improvement(EI)を最大化することによって最適化を進める。EGOではEI値最大化によって求められた設計解に対して、CFDによる評価を行ったうえで、Krigingモデルの更新を行う。

5.1.2. 空力推算手法

空力推算手法には、翼素理論と2次元のCFDを使用した。翼素理論は、翼型の空力テーブルを参照して、翼素の空力係数を補間するものである。なお、空力テーブルは-180から180度の迎角をカバーし、マッハ数の効果も含む。

CFD計算には、JAXAで開発しているFaSTAR¹⁶⁾を使用した。FaSTARは、非構造格子に対応した圧縮性流体解析ソルバである。

5.1.3. 2次元CFD計算

本論文では、表1の計算条件で、2次元CFD計算を実施した。なお、表2に用いた計算手法を示す。

図14は使用した計算格子であり、コード方向に約400点、コード方向に垂直方向に約200点ある。火星大気条件は、¹⁷⁾を参照して、表3とする。

図15には、概念設計での翼端マッハ数(0.77)に近いマッハ数0.7の流れ場を示す。迎角-15°から20°の範囲で5°刻みの流れ場の様子である。この図より、迎角5°で既に前縁より剥離している様子がわかる。このようにして、2次元CFD計算した結果から、迎角と揚力係数、抗力係数の関係にまとめたものが図16、17である。

¹⁷⁾とほぼ同じ傾向である。

表1 計算条件

一様流マッハ数, Mach	0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6, 0.7, 0.8, 0.9, 1.0
迎角, α	-15° ~ 20° (Mach=0.5のみ-180° ~ 180°)
Re数	1,470~14,700

表2 計算手法

CFDソフトウェア	FaSTAR
支配方程式	N-S
数値流束関数	SLAU
粘性項	2次精度中心差分
勾配計算法	WGG
空間高次精度化	U-MUSCL($\chi=0.0$)
時間積分法	DTS/LU-SGS
乱流モデル	なし

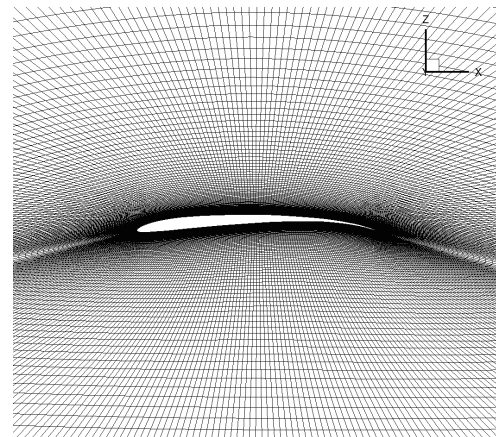
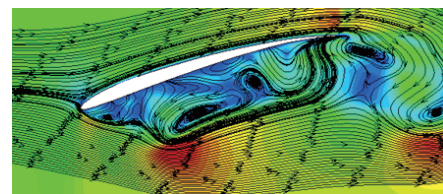


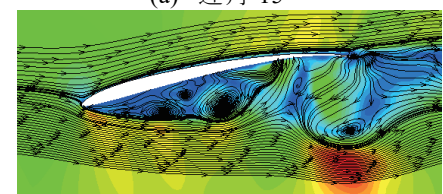
図14 計算格子

表3 火星大気条件

大気密度	0.017 kg/m ³
比熱比	1.289
音速	233.099 m/s
一様流マッハ数	0.4
コード長ベースの Re 数	1.38 × 10 ⁵
迎角	-5 ~ 10° (1° 刻み)



(a) 迎角-15°



(b) 迎角-10°

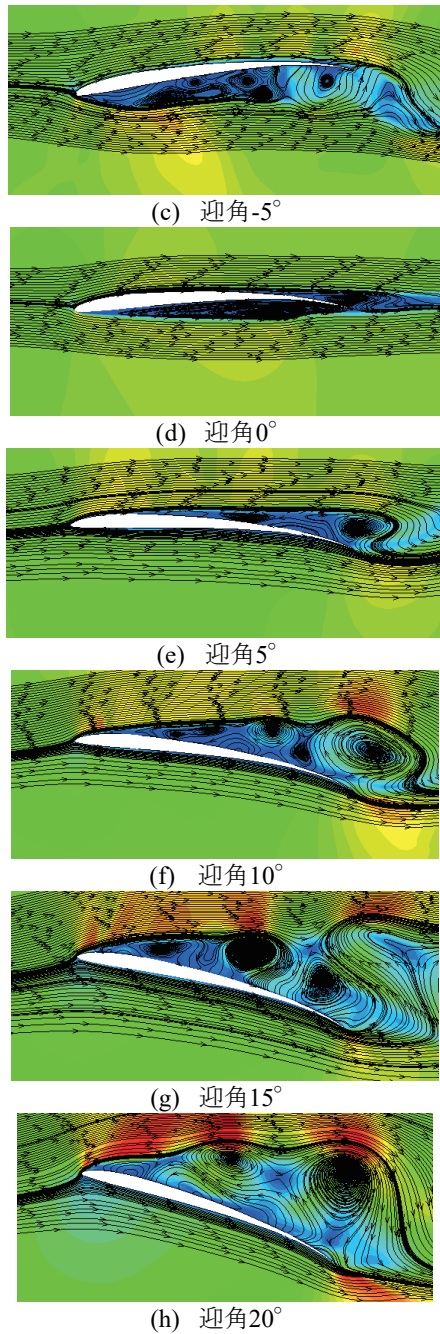


図15 マッハ数0.7のときの流れ場

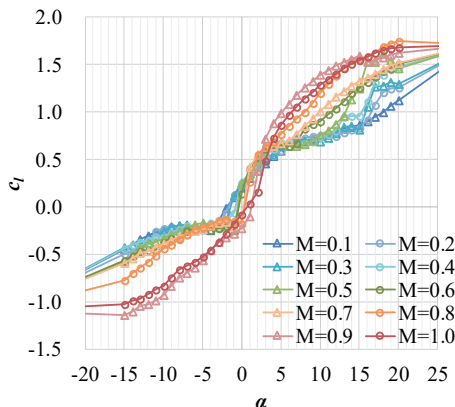


図16 翼型の迎角と揚力係数の関係

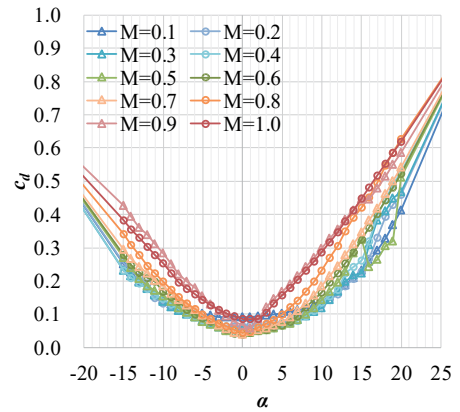


図17 翼型の迎角と抗力係数の関係

5.1.4. ロータ性能

前節で翼型の空力性能について確認できたが、次に、前節で得られた空力テーブルを利用して、ロータ性能の検証を行う。図18, 19にNASA-MHとのロータ性能を比較したグラフを示す。図18は推力係数とパワー係数の関係、図19は推力係数とフィギュアオブメリットの関係である。なお、黒線はNASA-MHのロータ性能で、2枚ブレードを2重反転にした機体で、ロータ性能はCAMRAD-IIと呼ばれるロータ解析ソフト、二次元空力係数はCFDで求められた結果である。破線は、二次元CFD計算の乱流モデルで完全に乱流と仮定したもの、実線は、層流から乱流に移るモデルである。一方、青線は、4枚ブレードのシングルロータを翼素理論により推算した性能である。この図より、NASA-MHの運用推力係数（機体重量1.8kg、図中赤線）近辺では、翼素理論でロータ性能をおおよそ予測できていることがわかる。ただし、高推力係数では、翼素理論は失速と抵抗増大の二次元翼型特性の影響により、急激に性能が低下する。したがって、翼素理論では、性能予測ができる推力係数の限界には注意する必要がある。

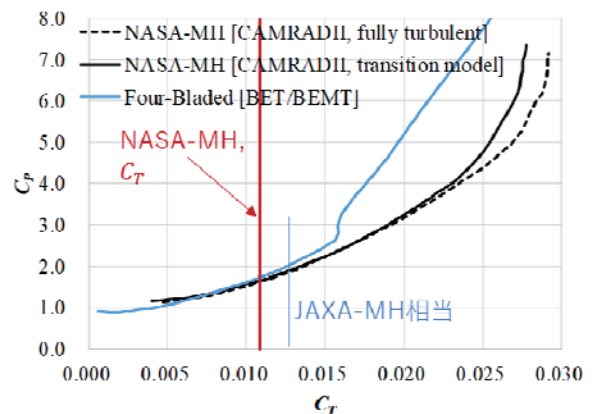


図18 NASA-MHとのロータ性能比較（推力係数とパワー係数の関係）

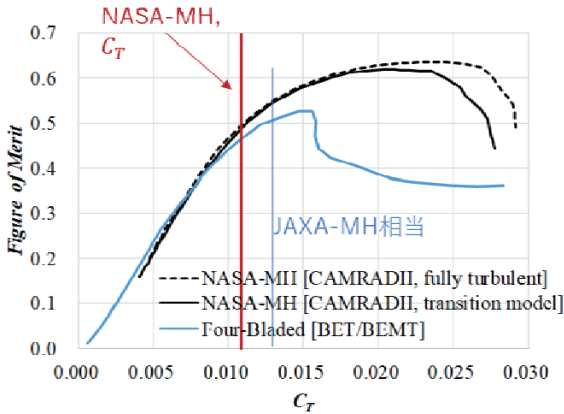


図19 NASA-MHとのロータ性能比較（推力係数とフィギュアオブメリットの関係）

5.1.5. 平面形状の最適化

前節において、高推力係数を除いて、翼素理論でロータ性能を推算できることを確認したので、翼素理論を用いてブレードの平面形状を最適化する。目的関数は、ホバリング性能、すなわち、フィギュアオブメリットである。4章より、火星ヘリのロケットフェアリングへの収納上、図20のようなブレード形状が得られた。翼型はclf5605翼型と同等のものを使用している。本節では、ブレードのねじり角について最適化を実施する。図20には、設計変数の制御点も合わせて示してある。加えて、表4には、設計変数とその制約条件を示す。ブレードの翼根とスパン方向75%位置でねじり角を0°とし、コード長が最大となる位置と翼端でねじり角を変更する。また、スパン方向60%から90%の任意の位置でもねじり角を変更する。なお、これらのねじり角の間の分布は3次スプラインにより補間する。

表5にはブレードの最適設計条件、すなわち、飛行条件、ロータ諸元を示す。このとき、平均揚力係数は0.500、ブレード荷重係数は0.084となる。NASA-MHの飛行条件では、平均揚力係数0.437、ブレード荷重係数0.073であるが、本論文同様に平均揚力係数0.500を利用すると、ブレード荷重係数は0.083となり、両者はロータ性能として比較可能である。

図21に最適化の履歴を示す。青の点は初期値のランダムなサンプルで、オレンジの点が最適化の過程のサンプルである。なお、ねじり角なしの場合のホバリング性能（フィギュアオブメリット）も合わせて赤線で示してある。ねじり角なしの場合とねじり角を最適化した結果を比較すると、フィギュアオブメリットが約15%増加していることがわかる。ホバリング性能の向上は、火星ヘリの消費電力に直結しているため、15%の性能向上は効果的であることがうかがえる。また、図22には、最適化により得られたブレードのねじり角分布を青線で示す。スパン方向90%まではゆるやかなねじり角だが、そこから翼端にかけては、10°ほどの大きなねじり角があることがわかる。図23には、設計変数 r_2 、 θ_{t3} に対する目的関数のKrigingモデルを示す。目的関数の最大値が一山となっており、設計変数 r_2 、 θ_{t3} が支配的な要素で、大域的な探索により妥当な解

が得られていることがわかる。

得られた最適ねじり角分布のときのスパン方向の有効迎角と垂直力の分布を、図24と図25にそれぞれ示す。図24より翼端での変動があるものの、スパン方向に向けて緩やかに有効迎角が減少していることがわかる。それにもない、図25のように、翼端では垂直力がほぼゼロで、スパン方向に沿ってほぼ線形な垂直力が得られている。これは、最もトルクが大きくなる翼端での抵抗を減らし、ホバリング効率を向上させているためと考えられる。

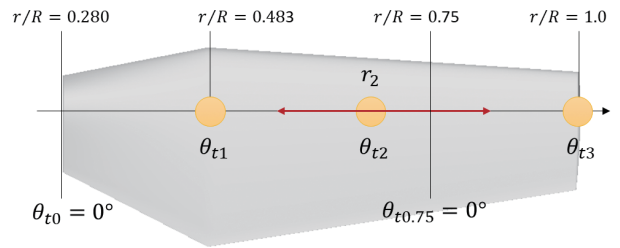


図20 ブレード設計変数の制御点

表4 ブレード設計変数および制約条件

設計変数	制約条件
制御点2のブレード半径位置, r_2	$r/R=0.6\sim 0.9$
ねじり角($r/R=0.483$), θ_{t1}	$-10^\circ \sim 20^\circ$
ねじり角($r/R=r_2$), θ_{t2}	$-10^\circ \sim 20^\circ$
ねじり角($r/R=1.0$), θ_{t3}	$-20^\circ \sim 10^\circ$
ねじり角($r/R=0.28$), θ_{t0}	0.0°
ねじり角($r/R=0.75$), $\theta_{t0.75}$	0.0°

表5 ブレード最適設計条件

飛行条件	ホバリング
ロータ半径	0.230 m
等価コード長	0.044 m
ソリディティ	0.184 (AR=6.9)
翼端マッハ数	0.761 ($V_{tip}=177$ m/s)
ブレード枚数	4 枚
設計推力	1.86 N ($C_T=2.10 \times 10^{-2}$)

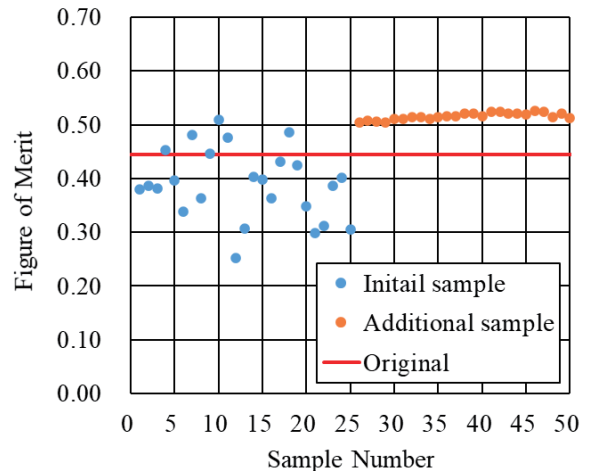


図21 最適化の履歴

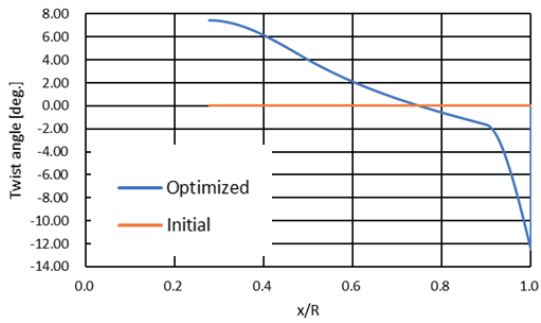


図22 最適化したブレードのねじり角分布

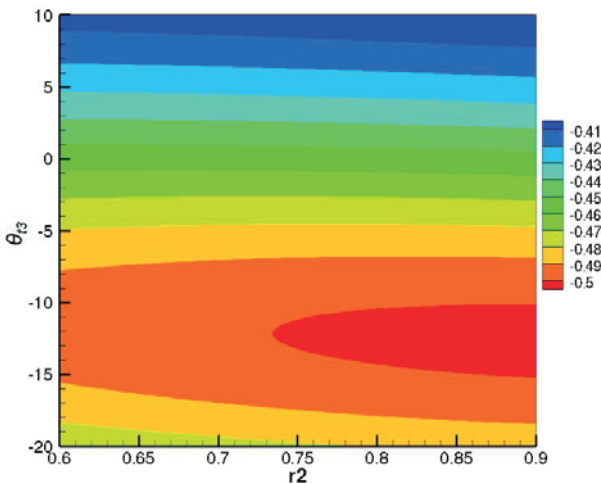


図23 Krigingモデル (変数: r_2 、 θ_{t3} 、目的関数: フィギュアオブメリット)

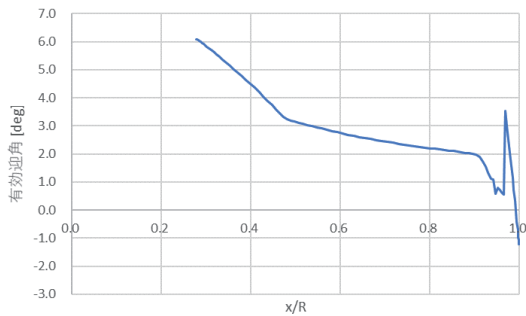


図24 有効迎角の分布

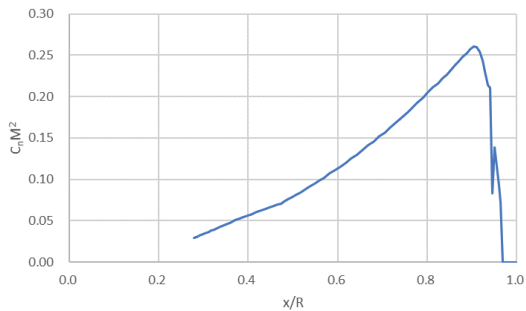


図25 垂直力の分布

6. おわりに

本論文では、2030年代の火星着陸探査を念頭に、火星ヘリコプタの具体的なミッション内容の検討、ヘリコプタ形態の比較検討、概念設計、ブレード平面形状の最適化を実施した。まず、縦穴や地下空洞の側壁などを撮影・観測するミッション要求にもとづき、保守的な飛行速度ではあるが、火星ヘリの飛行時間を推定した。つぎに、ヘリコプタの形態を、機体の複雑さ、転倒時の自己回復能力、機体での充電等の観点で、通常のヘリコプタ、同軸反転ヘリコプタ、マルチコプタについて比較した。その結果、マルチコプタが有利であると判断した。特に、可変ピッチ制御は、通常の回転数制御の1/10の応答時間となるので、採用した。さらに、我が国で検討されている火星ローバに搭載することを前提に、マルチロータのブレードのサイズや折り畳みを設計した。最後に、この概念設計で得られたブレード形状について、ねじり角の分布を最適化した。その結果、ねじり角なしの場合に比べて、ホバリング性能が15%ほど向上することが示された。今後はこの数値解析結果を風洞実験で検証する予定である。また、本研究では、既存の翼型を採用したが、翼型についても最適化を実施し、さらなる性能向上を図る。

参考文献

- (1) 白井寛裕, 石上玄也, 笠原慧, 亀田真吾, 関華奈子, 関根康人, 長勇一郎, 寺田直樹, 野口里奈, 藤田和央, 宮本英昭, 山岸明彦, 吉岡和夫, 「宇宙理工学委員会 国際宇宙探査専門委員会 火星探査計画の科学探査タスクフォース 中間報告書」, 2019.
- (2) Cushing, G. E., Okubo, C. H. and Titus, T. N., “Atypical pit craters on Mars: New insights from THEMIS, CTX, and HiRISE observations,” J. Geophys. Res. Planets, Vol. 120, No. 6, 2015, pp. 1023–1043.
- (3) Haruyama, J., Kawano, I., Iwata, T., Nishibori, T., Yamamoto, Y., Otsuki, M., Sakurai, M., Shimada, K. and the UZUME research group, “Japan’s Exploration of Holes and Caves on the Moon and Mars – UZUME Project,” 2nd International Planetary Caves Conference, Arizona, LPI Contribution No. 1883, 2015, p.9012.
- (4) 青木理紗子, 大山聖, 藤田昂志, 永井大樹, 加納健佑, 井上菜生, 曾我部崇, 金崎雅博, 「火星の縦孔探査のためのヘリコプターの概念設計」, 第61回宇宙科学技術連合講演会, 新潟県新潟市, 2017年10月25-27日.
- (5) Aoki, R., Oyama, A., Fujita, K., Nagai, H., Kanou, K., Inoue, N., Sokabe, S., Kanazaki, M., Tomisawa, K., and Uwatoko, K., “Conceptual Helicopter Design for Exploration of Pit craters and Caves on Mars,” AIAA SPACE and Astronautics Forum and Exposition, Orlando, Florida, September 17-19, 2018.
- (6) NASA RELEASE 18-035, “Mars Helicopter to Fly on NASA’s Next Red Planet Rover Mission,” <https://www.nasa.gov/press-release/mars-helicopter-to-fly-on-nasa-s-next-red-planet-rover-mission>, May 12, 2018.
- (7) Grip, H. F., Lam, J., Bayard, D. S., Conway, D. T., Singh, G., Brockers, R., Delaune, J. H., Matthies, L. H., Malpica, C., Brown, T. L., Jain, A., San Martin, A. M.,

- and Merewether G. B., "Flight Control System for NASA's Mars Helicopter," AIAA SciTech 2019, San Diego, CA. AIAA 2019-1289, January 7-11, 2019.
- (8) Withrow-Maser, S., Koning, W., Kuang, W., Johnson, W., "Recent Efforts Enabling Future Mars Rotorcraft Missions," The VFS Aeromechanics for Advanced Vertical Flight Technical Meeting, San Jose, CA, January 21-23, 2020.
 - (9) Yonezawa, K., Yoshida, N., Sugiyama, K., Tokutake, H., Tanabe, Y., Sunada, S., "Development of a Multicopter with Ducted and Variable Pitch Rotors," 5th Asian/Australian Rotorcraft Forum, Singapore, Nov. 17-18, 2016.
 - (10) Ishigami, G., Fujita, K., Hatakenaka, R., Toyota, H., Sato, T., Takai, M., Nonomura, T., "Mission Scope Definition and Preliminary Design Study of Mars Surface Exploration Rover," Proceedings of the 30th International Symposium on Space Technology and Science (ISTS 2015), 2015.
 - (11) Sugiura, M., Tanabe, Y., Sugawara, H., and Takekawa, K., "Optimal Design of Rotor Blade for a Winged Compound Helicopter at High Advance Ratio," Vertical Flight Society's 76th Annual Forum & Technology Display, October 6-8, 2020.
 - (12) Kanazaki, M., Yokokawa, Y., Murayama, M., Ito, T., Jeong, S. and Yamamoto, K., "Nacelle Chine Installation Based on Wind-Tunnel Test Using Efficient Global Optimization," Transactions of the Japan Society for Aeronautical and Space Sciences, Vol. 51, No. 173, 2008, pp. 146-150.
 - (13) Kanazaki, M., Jeong, S. and Yamamoto, K., "High-Lift System Optimization Based on Kriging Model Using High Fidelity Flow Solver," Transactions of Japan Society for Aeronautical and Space Science, Vol. 49, No. 165, 2006, pp. 169-174.
 - (14) Jeong, S., Murayama, M., Yamamoto, K., "Efficient Optimization Design Method Using Kriging Model," Journal of Aircraft, Vol. 42, No. 2, 2005, pp.413-420.
 - (15) Jones, D. R., Schonlau, M., and Welch, W. J., "Efficient Global Optimization of Expensive Black-Box Functions," Journal of Global Optimization, Vol. 13, 1998, pp. 455-492.
 - (16) Hashimoto, A., Murakami, K., Aoyama, K., Ishiko, K., Hishida, M., Sakashita, M., and Lahur, P., "Toward the Fastest Unstructured CFD Code 'FaSTAR'," 50th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition, Nashville, TN, January 09-12, 2012.
 - (17) Koning, W. J. F., Johnson, W., and Grip, H. F., "Improved Mars Helicopter Aerodynamic Rotor Model for Comprehensive Analyses," AIAA Journal, Vol.57, No.9, 2019.

単一噴射器シミュレーションによる 回転デトネーションエンジンの噴射圧力損失予測手法の提案

鈴木 寛人 (慶応大院), 松尾 亜紀子 (慶応大), 大門 優, 川島 秀人 (JAXA),
川崎 央, 松岡 健, 笠原 次郎 (名大)

Prediction of Pressure Loss in Injector for Rotating Detonation Engines Using Single-element Simulations

SUZUKI Tomohito, MATSUO Akiko (Keio University), DAIMON Yu, KAWASHIMA Hideto (JAXA),
KAWASAKI Akira, MATSUOKA Ken and KASAHARA Jiro (Nagoya University)

ABSTRACT

Prediction of pressure loss in the injector for rotating detonation engine (RDE) needs to reproduce friction loss, entry loss, and shock wave back-propagation in injectors. This is challenging because calculation cost is high when whole region of RDE is studied. This paper proposes a new prediction method, "single-element simulation" to estimate pressure loss in injector with lower computational load. The calculation domain is limited to single-element of injector and its plenum in this method. The time-evolving boundary condition at injector outlet gives the effects of combustion chamber including the detonation propagation. In this paper, the single-element simulations are carried out for the rectangle injector and the chamfered injector for validation of the new method. The error of pressure loss prediction is less than 0.6%, which is 32-50 times faster than full-scale simulation.

1. はじめに

回転デトネーションエンジン(RDE)はデトネーションを燃焼室内で回転伝播させ、連続的に推力を得るロケットエンジンである。デトネーションは先行衝撃波による高圧環境下で化学反応が生じるため、通常のデフラグレーションによる熱機関よりも熱効率が高いことが特長である。初めてデトネーションによる熱機関を提案したZeldovich¹⁾は、デトネーションをサイクルに取り入れることで、従来型の熱機関と比較して13%の熱効率向上が見込めるとした。デトネーションをロケットエンジンに活用することのもう一つの利点として構造の簡素化が挙げられる。Kawatsu et al.²⁾は理想的な

RDEをH-IIAロケット上段エンジンに搭載することを想定すると、ターボポンプ省略と高い比推力による、最大512 kgのペイロード増加が可能であると試算した。

図 1aに示すように、RDEはプレナム(貯気槽)と燃焼室の2つの空間から成り、それらを円環状に配列したインジェクタが接続している。インジェクタはプレナムの推進剤を加速して燃焼室内へ注入するノズルの役割と、その圧力勾配で燃焼室内のデトネーションがプレナムやさらに上流へ逆流しないように防ぐ役割がある。十分な流量の推進剤を安定して燃焼室内へ供給するためには、プレナム圧は燃焼室圧よりも十分高くなければならない。このプレナム圧と燃焼室圧の差を"圧力損失"と呼ぶ。RDEの大きな利点であるターボポンプ省略・簡略化の可能性が高まる点で、圧力損失はできる限り小さい方が好ましい。しかし、デトネーションの先行衝撃波直後は非常に高圧であり、高圧部由来の衝撃波や圧縮波がインジェクタ内部を逆流するという問題が生じている³⁾。この圧縮波がインジェクタによる推進剤の注入を阻害するため、圧力損失が小さい場合には流量が保てずにデトネーションが消失してしまう場合がある⁴⁾。Schwer et al.⁵⁾は数値解析でプレナムの変動を解析し、圧縮波の影響が小さくなるようなインジェクタ形状を探ったが、大きな効果が得られる形状は見つかりなかった。より正確に圧力損失を再現するためには、逆流する圧縮波の他に分子粘性や乱流による損失を考慮する必要があると考えられる。しかし、これらに加えて燃焼室内のデトネーションを数値解析で再現すると、現象のスケールのアンバランスが問題とな

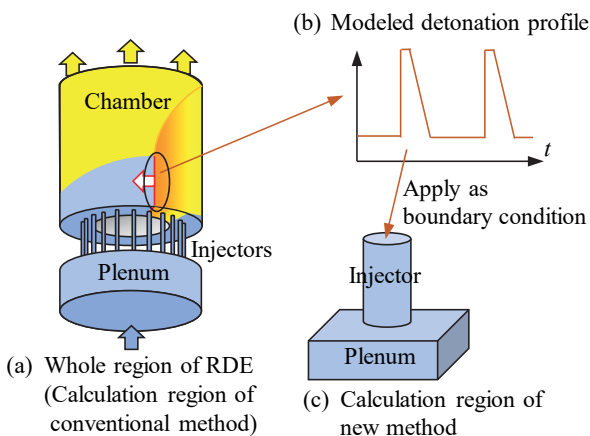


図 1 単一噴射器シミュレーションの模式図

る。つまり、従来のようにRDE全体を再現するような数値解析では計算コストが増大してしまう。

本報告は、形状をパラメータスタディで探索することを想定して、単一のインジェクタのみに着目して圧力損失を予測する新手法(単一噴射器シミュレーション, 以下, *single-element*)を提案することを目的とする。単一噴射器シミュレーションは計算領域を1つのインジェクタのみとするため、実用的な時間の範囲内でより詳細な解析を行うことが可能である。この新手法とRDE全体を解析する従来の手法(フルスケールシミュレーション, 以下, *full-scale*)を比較することによるバリデーション, および計算コストの比較についても本報告で述べる。

2. 解析対象と数値解析手法

2.1. 単一噴射器シミュレーション

Single-element simulationの概略図を図1に示す。従来のfull-scale simulationでは、図1aに示すようなRDEのプレナム、全てのインジェクタ、燃焼室を含む全体を解析対象としていた。しかし、この手法では粘性や乱流を考慮した場合に、インジェクタ内部の準定常的な圧力分布を得るために非現実的な計算時間が必要となってしまう。そのため、single-elementでは燃焼室を時間変化する保存量 Q の分布として陽的に与えることで、計算コストを削減する。保存量の分布を得る手法は、他の精度の低いfull-scaleの結果を用いたり、デトネーションの理論式から分布を計算したりすることが考えられるが、任意である。図1cのように計算領域が1つのインジェクタおよびプレナムのみに限定されるため、計算コストが削減される。保存量のプロファイルはインジェクタ出口に境界条件として与えられる。

Single-elementの具体的な手順を図2のフローチャートに示す。この手法は解析のための準備段階と、圧力損失を求める4つのステップのイタレーションから成る。準備段階では境界条件として用いる1サイクル分のデトネーションを作成する。ここでの1サイクルとは、準定常状態のRDE燃焼室において、デトネーションの先行衝撃波があるインジェクタに到達した瞬間から、そのデトネーションがRDE内を1周して再びそのインジェクタに到達するまでである。次にステップ1では、新しいインジェクタ形状を設計し、その計算格子を作成する。ステップ2ではデトネーション点火前の定常流を、化学反応を含まない数値解析によって求める。ステップ3では、ステップ2の流れ場を初期条件として、非定常流の計算を行う。準備段階で作成した1サイクル分のデトネーションをインジェクタの出口境界条件に与えると、そのデトネーション由来の衝撃波、圧縮波がインジェクタ内を逆流する現象が再現できる。このとき、1サイクル分の計算では初期条件の影響が残ってしまうため、同じ1サイクル分のデトネーションを与えることを20回繰り返す。20回目の1サイクルについて、インジェクタ内の時間平均圧力分布 \bar{p} を得る。ステップ4では圧力損失を求める。圧力損失 \bar{p}_{loss} は以下の式で表せる。

$$\bar{p}_{\text{loss}} = \bar{p}_p - \bar{p}_c \quad (1)$$

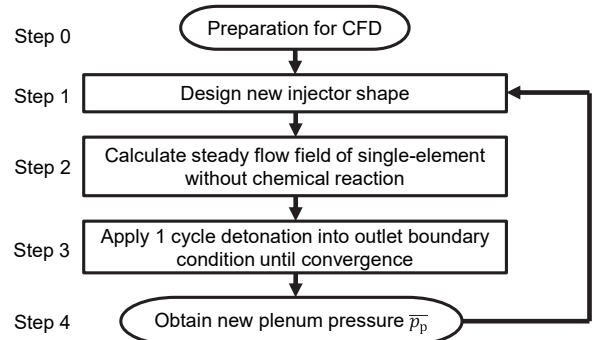


図2 単一噴射器シミュレーションのフローチャート

ここで \bar{p}_p はプレナム圧、 \bar{p}_c は燃焼室圧(インジェクタ出口部分の圧力)である。なお、ステップ4の後、ステップ1に戻り別の形状のインジェクタについて \bar{p}_{loss} を算出することになる。このとき、どの形状についても同じデトネーションを出口境界条件として与える。つまり、 \bar{p}_c はどの形状についても同じ値を示し、 \bar{p}_p がインジェクタの形状および流量に対応して変化することになる。さらに、どの形状に対しても同じ流量固定の流入境界条件を用いることで、 \bar{p}_{loss} はインジェクタ形状のみに依存するようになる。

2.2. 解析対象

RDE燃焼室の半径方向の幅は周方向の長さおよび軸方向の燃焼室長さに比べて十分小さく、半径方向の流れの変化は僅かである⁹⁾。本解析では次の仮定によってRDEを周方向に展開することで二次元化し数値解析を行った。

- 半径方向の流れ場の変化は無視できるほど小さい
- インジェクタは半径方向に一樣な流れ場を持つスリット状のインジェクタである
- 推進剤は燃料、酸化剤が予混合の状態で供給される
- プレナムは半径方向の流れ場の変化が無視できる

プレナム、インジェクタ、燃焼室の全てを計算対象とするfull-scaleの計算領域を図3aに示す。解析に用いる座標系は燃焼室周方向を x 軸、軸方向を y 軸とする。 x 方向の格子は境界層解像のため壁面近傍 $200\ \mu\text{m}$ を最小格子幅 $\Delta x_{\text{min}} = 16\ \mu\text{m}$ とした。 y 方向の格子はインジェクタ内部およびプレナム底面から $12\ \text{mm}$ の領域は $\Delta y_{\text{min}} = 87\ \mu\text{m}$ であり、それ以外の領域については y 方向の格子幅が増加するようにストレッチをかけて計算コストを低下させた。燃焼反応が起こらない定常流(Cold Flow)において、燃焼室底面の静圧の平均値は $36\ \text{kPa}$ 、静温度の平均値は $150\ \text{K}$ であり、ここから算出されるCJデトネーションの反応誘導長は $470\ \mu\text{m}$ であった。Single-elementにおいて、ステップ2では図3b、ステップ3では図3cに示すインジェクタ1つ分の計算領域を用いた。

3. 1節で述べる乱流を考慮しない解析では、full-scaleの流入境界として全圧 $p_0 = 1.01\ \text{MPa}$ 、全温度 $T_0 =$

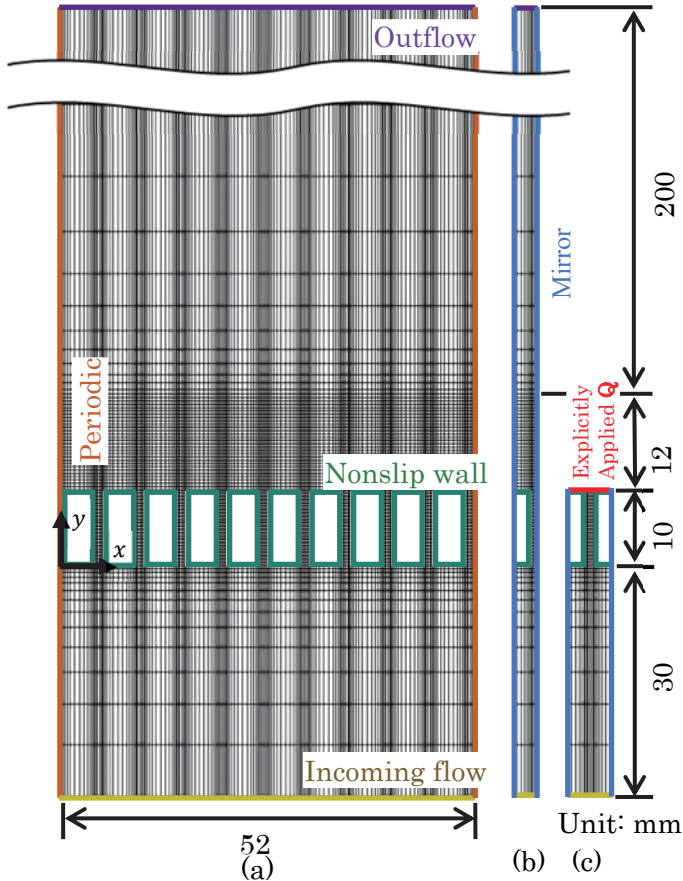


図 3 (a) フルスケール, (b) 単一噴射器のステップ 2, (c) 単一噴射器のステップ 3 の計算領域および境界条件

298 K 固定の条件を用い, single-element の流入境界として流量 \dot{m} 固定の条件を用いた. \dot{m} は出口境界における 1 サイクル分のインジェクタ流量を時間平均した値を用いた. 3. 2 節で述べる乱流を考慮した解析では, full-scale, single-element 共に \dot{m} 固定の境界条件を用いた. Full-scale の \dot{m} は乱流を考慮しない解析の結果の 1 サイクル分の流量を時間平均した値を用いた.

2.3. 数値解析手法

支配方程式として二次元圧縮性 Navier-Stokes 方程式・9 化学種 ($\text{H}_2, \text{O}_2, \text{H}, \text{O}, \text{OH}, \text{H}_2\text{O}, \text{O}, \text{HO}_2, \text{H}_2, \text{O}_2, \text{N}_2$) の保存式を用いた. 乱流を考慮した解析では, 二次元圧縮性 Reynolds Averaged Navier-Stokes 方程式・ファールブル平均された 9 化学種の保存式を用いた. 以下に乱流モデルを用いた場合の支配方程式を示す. 乱流モデルは Wilcox による $k-\omega$ モデル⁶⁾ を用いた. $\bar{\phi}$ は ϕ のアンサンブル平均, $\tilde{\phi}$ は ϕ の Favre 平均を表す. $\sigma, \alpha, \beta, C_{\text{lim}}$ は表 1 に示すモデルパラメータ, 下添字 i, j, l, m は空間を表す指標, k は化学種を表す指標である.

$$\frac{\partial \mathbf{Q}^*}{\partial t} + \frac{\partial (\mathbf{E}_j^* - \mathbf{E}_{v,j}^*)}{\partial x_j} = \bar{\mathbf{S}} + \mathbf{P} + \mathbf{e} + \mathbf{C} \quad (2)$$

$$\mathbf{Q}^* = [\bar{\rho} \quad \bar{\rho} \tilde{u}_i \quad \bar{e} \quad \bar{\rho} k \quad \bar{\rho} \omega]^T \quad (3)$$

$$\mathbf{E}_j^* = [\bar{\rho} \tilde{u}_j \quad \bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j + \delta_{ij} \bar{p} \quad (\bar{e} + \bar{p}) \tilde{u}_j \quad \bar{\rho} k \tilde{u}_j \quad \bar{\rho} \omega \tilde{u}_j]^T \quad (4)$$

$$\mathbf{E}_{v,j}^* = \left[0 \quad \tau_{ij}^* \quad \tau_{ij}^* \tilde{u}_i + \bar{q}_j \quad \bar{J}_j \left(\mu + \frac{\sigma_k \bar{\rho} k}{\omega} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \quad \left(\mu + \frac{\sigma_\omega \bar{\rho} \omega}{\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right]^T \quad (5)$$

$$\mathbf{S} = [0 \quad 0 \quad 0 \quad \tilde{\omega}_{\text{chem},k}]^T \quad (6)$$

表 1 $k-\omega$ モデルのパラメータ

σ_k	σ_ω	α	β^*
0.6	0.5	$\frac{13}{25}$	0.09
σ_d		C_{lim}	C_μ
$0 \left(\frac{\partial k}{\partial x_i} \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \leq 0 \right)$		7	0.09
$\frac{1}{8} \left(\frac{\partial k}{\partial x_i} \frac{\partial \omega}{\partial x_i} > 0 \right)$		$\frac{7}{8}$	

$$\mathbf{P} = \left[0 \quad 0 \quad 0 \quad 0 \quad \min \left(\tau_{\text{lim}}^t \frac{\partial \tilde{u}_l}{\partial x_m}, 20 \beta^* k \omega \right) \quad \frac{\alpha \omega}{k} \tau_{\text{lim}}^t \frac{\partial \tilde{u}_l}{\partial x_m} \right]^T \quad (7)$$

$$\mathbf{e} = [0 \quad 0 \quad 0 \quad 0 \quad -\beta^* \bar{\rho} k \omega \quad -\beta^* \bar{\rho} \omega^2]^T \quad (8)$$

$$\mathbf{C} = \left[0 \quad 0 \quad 0 \quad 0 \quad 0 \quad \frac{\bar{\rho} \sigma_d}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_i} \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \right]^T \quad (9)$$

$$\tau_{ij}^* = \tau_{ij} + \tau_{ij}^t \quad (10)$$

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} \mu \frac{\partial u_l}{\partial x_l} \quad (11)$$

$$\tau_{ij}^t = \mu_t \left(2 S_{ij} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial \tilde{u}_l}{\partial x_l} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} \bar{\rho} k \quad (12)$$

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (13)$$

$$\mu_t = \bar{\rho} k / \hat{\omega} \quad (14)$$

$$\hat{\omega} = \max \left(\omega, C_{\text{lim}} \sqrt{\frac{2 S_{ij}^* S_{ij}^*}{\beta^*}} \right) \quad (15)$$

$$S_{ij}^* = S_{ij} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial \tilde{u}_l}{\partial x_l} \quad (16)$$

$$q_j = \kappa \frac{\partial T}{\partial x_j} + h_k D_k \frac{\partial \rho_k}{\partial x_j} \quad (17)$$

$$J_j = D_k \frac{\partial \rho_k}{\partial x_j} \quad (18)$$

ここで, ρ は密度, u は速度, p は静圧, $\omega_{\text{chem},k}$ は化学種の反応速度, e は全エネルギーを表す. 粘性係数 μ , 熱伝導率 κ は Gordon et al.⁸⁾ の手法, 拡散係数 D_k は Chapman et al.⁹⁾ の手法により求めた. さらに, 方程式系を閉じるため熱的完全気体を仮定し, 式 (19) の状態方程式を用いた. 気体定数 R は式 (20) で定義される. ここで \mathcal{R} は一般気体定数, W_k は分子量である. 温度 T は式 (19-21) の関係式から, ニュートン法による繰り返し計算で算出する.

$$p = \rho R T \quad (19)$$

$$R = \frac{\rho_k R_k}{\rho} = \frac{\rho_k \mathcal{R}}{\rho W_k} \quad (20)$$

$$e = \rho_k h_k - p + \frac{1}{2} \rho u_i u_i \quad (21)$$

各熱力学的特性量の算出には NASA 多項式¹⁰⁾ を用いた. 標準生成エンタルピーを含めたエンタルピー h_k , 定圧比熱 $c_{p,k}$, 標準生成エントロピー $s_{c,k}$ は以下で表せる.

$$\frac{h_k}{R_k T} = a_{1k} + \frac{a_{2k} T}{2} + \frac{a_{3k} T^2}{3} + \frac{a_{4k} T^3}{4} + \frac{a_{5k} T^4}{5} + \frac{b_{1k}}{T} \quad (22)$$

$$\frac{c_{p,k}}{R_k} = a_{1k} + a_{2k} T + a_{3k} T^2 + a_{4k} T^3 + a_{5k} T^4 \quad (23)$$

$$\frac{s_{c,k}}{R_k} = a_{1k} \ln T + a_{2k} T + \frac{a_{3k} T^2}{2} + \frac{a_{4k} T^3}{3} + \frac{a_{5k} T^4}{4} + b_{2k} \quad (24)$$

式(2)の対流項の離散化積分手法にはMUSCLにより三次精度化されたAUSM-DV¹¹⁾を用い、拡散項の離散化積分手法には二次精度中心差分法を用いた。Full-scaleでは、燃焼室内のみ化学反応を考慮した。生成項の時間積分にはMulti Timescale法¹²⁾を用い、化学反応モデルには20素反応を考慮したHong et al.¹³⁾の詳細反応モデルを用いた。

3. 結果と考察

3.1. 乱流を考慮していない場合の結果

まず、乱流を考慮していない解析結果について議論する。支配方程式には二次元圧縮性Navier-Stokes方程式を用いた。Full-scaleの解析結果の瞬時場を図4に示す。図示するように、本解析では双方向に伝播する2つのデトネーションが観測された。この伝播モードのため、インジェクタ位置によってインジェクタを逆流する衝撃波の波数や強さが変化する。例えば、図中の左から4番目のインジェクタ出口ではデトネーション同士が衝突するため、強い衝撃波が1サイクルにつき1つだけインジェクタ内へ進入する。一方で、左から7番目のインジェクタ出口は1サイクルにつき2回デトネーションに曝露するため、1サイクルにつき2つの衝撃波が進入する。そこで、本報告では1つの衝撃波が進入するインジェクタの代表として左から4番目のインジェクタの結果を“1wave”，2つの衝撃波が進入するインジェクタの代表として左から7番目のインジェクタの結果を“2waves”として表す。

まず、full-scaleの結果と、single-elementの結果を比較する。両手法で条件を揃えるため、single-elementのインジェクタ出口境界条件はfull-scaleの結果を用いて作成した。瞬時場の比較を図5に示す。y方向の圧力分布は以下の式でx方向に空間平均することで得た。

$$\hat{p}(t, y) = \int p(t, x, y) f_w(x, y) dx / \int f_w(x, y) dx \quad (25)$$

ここで、 f_w は点 (x, y) が流路であるか($f_w = 1$)、流路でないか($f_w = 0$)を示す関数であり、 τ_{cyc} はデトネーションの1サイクルの時間($\tau_{cyc} = 41.8 \mu s$)、 $t = 0$ は1サイクルが開始した時刻を表す。また、赤線は時刻 $t = 1/8 \times \tau_{cyc}$ 、茶色の線は $t = 3/8 \times \tau_{cyc}$ 、緑線は $t = 5/8 \times \tau_{cyc}$ 、青線は $t = 7/8 \times \tau_{cyc}$ を表す。図5aより、圧縮波がインジェクタの出口($y = 10 \text{ mm}$)から入口($y = 0 \text{ mm}$)へ向けて遡る様子が確認できる。波形や圧力のピークはfull-scaleとsingle-elementで非常に良い一致を示している。2 wavesのインジェクタについての結果を図5bに図示する。ここではfull-scaleでもsingle-elementでもインジェクタ内部に2つの圧縮波が確認できる。赤線で示した時刻 $t = 1/8 \times \tau_{cyc}$ に着目し、インジェクタ出口に近い方の波をWave A、入口に近い方の波をWave Bとする。Wave Aはfull-scaleとsingle-elementで非常に良い一致を示しているが、Wave Bでは波形や位置が一致していない。これはWave Bが今回再現したデトネーションの1サイクルの1つ前のサイクル由来の圧縮波であり、陽的に境界条件として与

0.1 ρ [kg/m³](log) 8.5

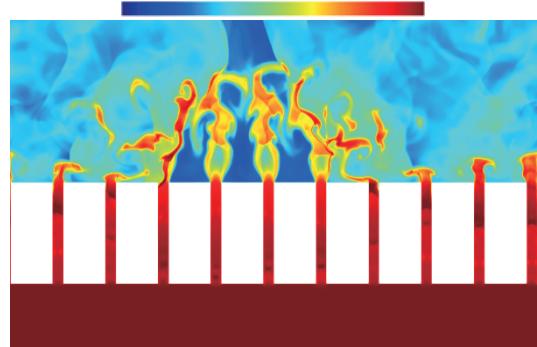
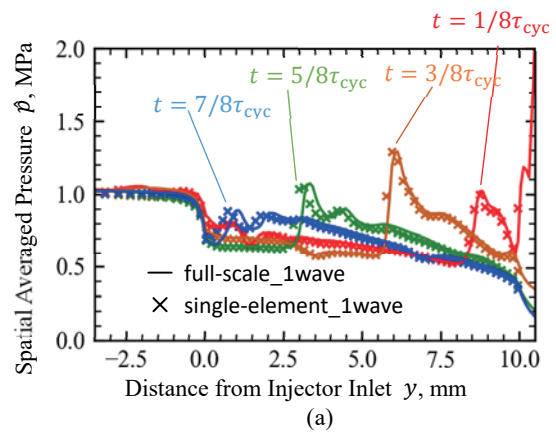
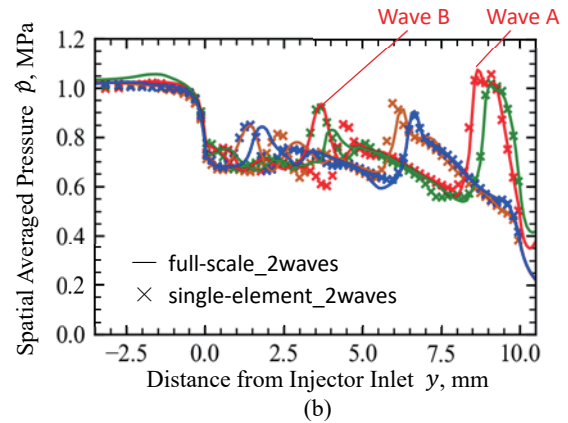


図4 full-scaleでの瞬時の流れ場



(a)



(b)

図5 (a) 1 wave, (b) 2 wavesの瞬時のy方向圧力分布

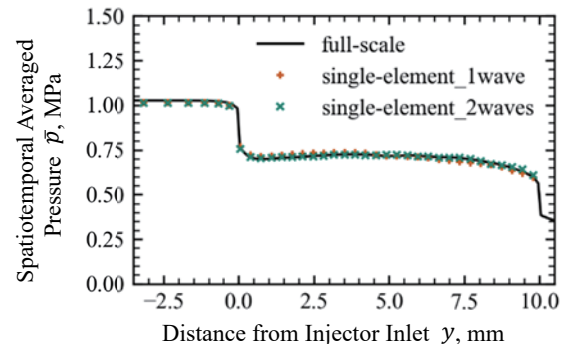


図6 インジェクタ内の時間平均圧力分布

表 2 full-scale と single-element の時空間平均したプレナム圧の比較

	Full-scale	Single-element 1 wave	Single-element 2 waves
\bar{p}_p	1.01 MPa 100.0%	1.01 MPa 100.1%	1.02 MPa 100.3%
\dot{m} per inj.	1.49 kg/s/m	1.50 kg/s/m	1.53 kg/s/m

表 3 full-scale と single-element の計算コストの比較

	Full-scale	Single-element
Calculation time	455 hours 100.0%	9.4 hours 2.1%

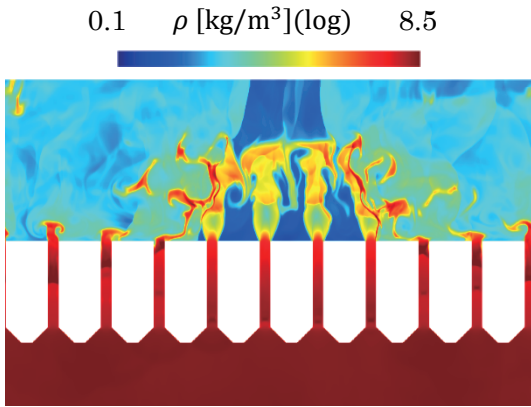


図 7 スラントをつけた場合の full-scale の瞬時場

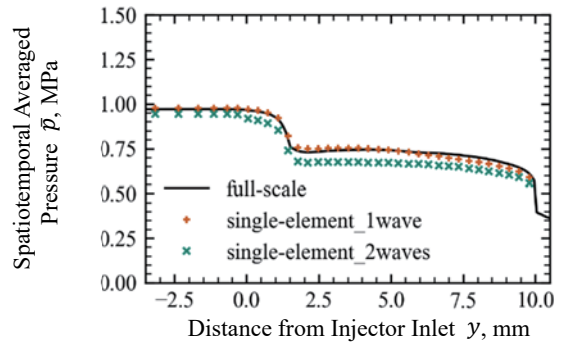


図 8 スラントつきインジェクタ内の時間平均圧力分布

表 4 full-scale と single-element の時空間平均したプレナム圧の比較

	Full-scale	Single-element 1 wave	Single-element 2 waves
\bar{p}_p	0.972 MPa 100.0%	0.977 MPa 100.5%	0.966 MPa 99.4%
\dot{m} per inj.	1.49 kg/s/m	1.50 kg/s/m	1.53 kg/s/m

えたデトネーションと強さが異なったことが原因と考えられる。

次に、前述した前サイクル由来の誤差が時間平均に与える影響を調査した。y方向の時間平均圧力分布 \bar{p} は以下の式で求める。時間積分の範囲には1サイクル分の時間 τ_{cyc} を用いた。結果を図6に示す。

$$\bar{p}(y) = \int \hat{p}(t, y) dt / \int dt \quad (26)$$

時間平均した圧力分布の誤差は1 waveも2 waveも共に最大で2%程度であった。さらに、圧力損失を求めるために用いるプレナム圧を式(27)で定義した。結果を表2に示す。

$$\bar{p}_p = \int \bar{p}(y) g_p(y) dy / \int g_p(y) dy \quad (27)$$

ここで g_p は点 (x, y) がプレナム内であるか($g_p = 1$)、インジェクタ内であるか($g_p = 0$)を示す関数である。表2より、時間平均したプレナム圧は両手法で最大0.3%の差であり、非常によく一致していることが分かる。つまり、full-scaleとsingle-elementを完全に同じ条件下で比較した場合、0.3%の誤差で結果が一致することが言える。

表3はfull-scaleとsingle-elementで結果が得られるまでに使用した計算時間である。Full-scaleの計算時間は、デトネーションの伝播が一定となる準定常状態を得るのに必要な時間、および圧力分布を得るための1サイクル分の計算に必要な時間の和である。Single-elementの計算時間はイタレーションのステップ2およびステップ3を実行するのに必要な時間である。表から分かる通り、single-elementはfull-scaleに対して計算時間が2.1%になっており、50倍高速であると言える。

最後に、single-elementによって全く新しい形状のインジェクタの圧力損失を予測できるか確認を行う。ここでは、full-scaleによってプレナム圧 \bar{p}_p を計算し、それと独立してsingle-elementによる \bar{p}_p を算出する。Single-elementのイタレーションで新規形状の圧力損失を算出することを想定しているため、出口境界条件には前述した矩形のインジェクタで用いたデトネーションを与えることとする。図6を見ると、インジェクタ入口付近で大きな損失が認められる。これは入口における急縮小で縮流が生じたことが原因と考えられる。そのため、インジェクタ入口を面取りし、スラントをつけた形状を考案した。インジェクタ形状をfull-scaleの瞬時場と共に図7に示す。スラントをつけたインジェクタの場合も矩形インジェクタと同様に2つの双方向に伝播するデトネーションが観測された。図8はfull-scaleで計算したスラントつきインジェクタの時間平均圧力分布とsingle-elementによるものの比較を示したものである。Single-elementでは、インジェクタ内部の圧力を最大10%過小評価している。また、1 waveおよび2 wavesの場合のインジェクタ出口での平均圧力は0.5 MPaであり、full-scaleの0.6 MPaよりも小さくなっている。このことから、single-elementとfull-scaleとにおいてインジェクタに進入する衝撃波の強さが違うため、時間平均圧力分布を過小評価したと考えられる。しかし、表4に示したスラントつきインジェクタのプレナム圧力は

0.6%という高い精度で予測できた。これは、衝撃波の発生による誤差がプレナム圧力に大きな影響を与えていないことを示している。

次に、矩形インジェクタとスラントつきインジェクタのプレナム圧の差に着目した。表4に示したスラントつきインジェクタを用いた場合のプレナム圧は、表2の矩形インジェクタに比べて0.04 MPa(4.1%)低くなっている。これは、面取りにより急縮小が抑えられ、入口損失が減少しているためである。本解析では、full-scaleとsingle-elementの誤差が0.6%であることから、この誤差は面取りによる圧力損失の低減よりも十分に小さいと考えられる。したがって、燃焼室内のデトネーションをインジェクタ出口に境界条件として陽的に与えるsingle-elementは、インジェクタの圧力損失を予測するために十分な精度を有して、full-scaleと比較して十分高速化が期待できると考えられる。

3.2. 乱流を考慮した場合の解析

本節では、乱流の影響を考慮した場合にもsingle-elementで十分な計算負荷の低減が得られることの検証を行う。支配方程式は2.3節で述べた通りであり、乱流モデルとして $k-\omega$ モデルを用いている。本来であれば、速度境界層を解像するために非常に細かい格子が必要となるが、ここでは図3で示した格子をそのまま用いる。これは本節がfull-scaleとsingle-elementの比較

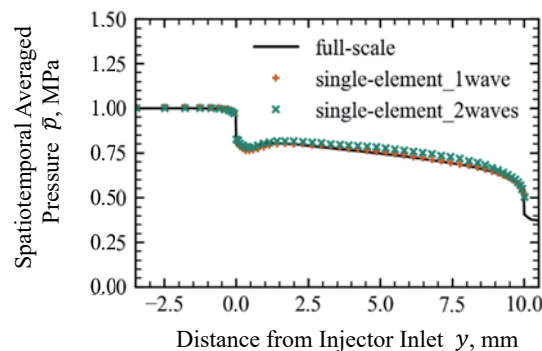


図9 乱流を考慮した場合のインジェクタ内圧力分布

表5 乱流を考慮した場合の full-scale と single-element の時空間平均したプレナム圧の比較

	Full-scale	Single-element 1 wave	Single-element 2 waves
\bar{p}_p	0.994 MPa 100.0%	0.995 MPa 100.1%	1.00 MPa 100.6%
\dot{m} per inj.	1.40 kg/s/m	1.45 kg/s/m	1.38 kg/s/m

表6 乱流を考慮した場合の full-scale と single-element の計算コストの比較

	Full-scale	Single-element
Calculation time	729 hours 100.0%	23 hours 3.2%

を目的としており、full-scaleでそのような細かい格子を用いることが非現実的であるためである。

Full-scaleとsingle-elementそれぞれ乱流を考慮した計算を行い、得られた時間平均圧力分布を図9に示す。Single-elementの結果はfull-scaleに対し過大評価する部分もあったが、概ね良い一致を示している。3. 1節と同様にプレナム圧の時空間平均を求めると表5のようになった。Single-elementとfull-scaleのプレナム圧の差異は乱流を考慮しなかった場合と比較すると大きいものの、0.6%であり、インジェクタ形状を変更した場合の圧力損失低減と比較すると十分小さいと考えられる。また、計算コストは表6に示す通りである。Full-scaleは、乱流モデル無しでデトネーションの伝播が一定となる準定常状態を得た後、 ρ , ω を概算して計算を再開し、再び準定常状態となるのに必要な時間、および圧力分布を得るための1サイクル分の計算に必要な時間の和である。Single-elementの計算時間はイタレーションのステップ2およびステップ3を実行するのに必要な時間である。表から分かる通り、single-elementはfull-scaleに対して計算時間が3.2%になっており、32倍高速であると言える。

4. 結論

本報告では、単一噴射器シミュレーション(single-element)を用いた、低計算コストでインジェクタ内の圧力損失を予測する新手法を提案した。従来の手法(full-scale)では、プレナム、全てのインジェクタ、燃焼室を計算領域に含んでいたが、single-elementでは計算領域をインジェクタ1つに限定することで計算コストを低減した。また、燃焼室内の化学反応を解くのではなく、インジェクタ出口に時間変化する保存量の分布を境界条件として与えることで、燃焼室がインジェクタに与える影響を再現した。提案手法を用いて実際に矩形インジェクタとスラントつきインジェクタの圧力損失を算出し、full-scaleとの比較により以下の知見を得た。

Single-elementとfull-scaleの両手法を用いて、同じ条件で矩形インジェクタのプレナム圧を計算した。インジェクタ内部では局所的に2%の差が生じるものの、プレナム圧の時空間平均の誤差は0.3%以下であった。このとき、single-elementはfull-scaleと比較して50倍高速であった。次に、入口部分を面取りしてスラントをつけたインジェクタの計算を行った。Full-scaleの結果では、入口損失が低減によって、4.1%圧力損失が減少した。Single-elementとfull-scaleを比較したところ、その誤差は0.6%であり、圧力損失低減の4.1%より十分小さい値であり、single-elementは圧力損失の低減を再現することができたとと言える。最後に、乱流を考慮した計算を行ったが、single-elementを用いたことによるプレナム圧の誤差は0.6%、計算速度は32倍であった。以上から、single-elementはfull-scaleより十分高速であり、十分な圧力損失予測精度を持っていることが分かった。よって、single-elementは低圧力損失のインジェクタ形状をパラメータスタディで探索する場合に役立つと考えられる。

謝辞

本研究の一部は、学際大規模情報基盤共同利用・共同研究拠点、および、革新的ハイパフォーマンス・コンピューティング・インフラの支援による。(課題番号: jh-200028-NAH)そして、本研究の計算の一部は、東北大学サイバーサイエンスセンター大規模科学計算システムを利用して得られた。

参考文献

- (1) Y. B. Zeldovich, To the Question of Energy Use of Detonation Combustion, Journal of Propulsion and Power, Vol. 22, No. 3, 2006, pp. 588-592 (Translation of Article Originally Published in Russian in Zhurnal Tekhnicheskoi Fiziki, 10, 1940, pp. 1453-1461).
- (2) K. Kawatsu, G. Fujii, Y. Daimon, M. Kojima, H. Kawashima, 'System-Level Case Study with Rotating Detonation Rocket Engine Targeting Several Space Applications', SPACE PROPULSION Conference, 2018.
- (3) S. Nakagami, K. Matsuoka, J. Kasahara, Y. Kumazawa, J. Fujii, A. Matsuo, and I. Funaki, 'Experimental Visualization of the Structure of Rotating Detonation in a Disk-Shaped Combustor', Journal of Propulsion and Power, Vol. 33, No. 1, 2017, pp. 80-88.
- (4) V. Anand, A. St. George, R. Driscoll, E. Gutmark, 'Investigation of Rotating Detonation Combustor Operation with H2-Air Mixtures', Int. J. Hydrogen Energy, Vol. 41, 2016, pp. 1281-1292.
- (5) D. A. Schwer, K. Kailasanath, 'On Reducing Feedback Pressure in Rotating Detonation Engines', AIAA Aerospace Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition, 2013.
- (6) D. A. Schwer, K. Kailasanath, "Numerical investigation of the physics of rotating-detonation-engines", Proceedings of the Combustion Institute, Vol. 33, Issue 2 2011, pp. 2195-2202.
- (7) D. C. Wilcox, 'Turbulence Modeling for CFD', DCW Industries, 2006.
- (8) B. J. McBride, S. Gordon, 'Computer Program for Calculation of Complex Chemical Equilibrium Compositions and Applications', NASA Reference Publication 1311, 1996.
- (9) S. Chapman, T. G. Cowling, 'The Mathematical Theory of Non-uniform Gases', Cambridge University Press, 1939.
- (10) B. J. McBride, S. Gordon, M. A. Reno, 'Coefficients for Calculating Thermodynamic and Transport Properties of Individual Species', NASA Technical Memorandum 4513, 1993.
- (11) Y. Wada, M. Liou, 'A Flux Splitting Scheme with High-Resolution and Robustness for Discontinuities', 32nd Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 1994.
- (12) X. Gou, W. Sun, Z. Chen, and Y. Ju, 'A Dynamic Multi-Timescale Method for Combustion Modeling with Detailed and Reduced Chemical Kinetic Mechanisms', Combustion and Flame, Vol. 157, Issue. 6, 2010, pp. 1111-1121.
- (13) Z. Hong, D. F. Davidson, and R. K. Hanson, 'An improved H2/O2 Mechanism Based on Recent Shock Tube/Laser Absorption Measurements', Combustion and Flame, Vol. 158, Issue. 4, 2011, pp. 633-644.

埋め込み境界法における二次元薄翼表面での解析精度の検証

高木 亮治 (宇宙航空研究開発機構), 河合 宗司, 久谷 雄一, 玉置 義治 (東北大学)

Verification of analysis accuracy on a two-dimensional thin airfoil surface in the immersed boundary method

TAKAKI Ryoji (JAXA), KAWAI Soshi, KUYA Yuichi, TAMAKI Yoshiharu (Tohoku Univ.)

ABSTRACT

In the immersed boundary method used in the hierarchical cartesian grid method, the geometry shape needs to be modeled by an algorithm, etc., unlike the geometry-adaptive grid using general curvilinear coordinates, and it is necessary to discuss the analysis accuracy near the geometry surface. In this paper, we will report the verification results of the analysis accuracy on the surface of the two-dimensional thin airfoil (NACA4402).

1. はじめに

現在、我々のグループでは、スーパーコンピュータ「富岳」を用いた航空機の実フライトレイノルズ数におけるLES解析の実現に向けた研究開発を行っている¹⁾。そこでの課題の一つが航空機の実機複雑形状に対する大規模計算格子の作成である。昨今、市販の計算格子作成ソフトウェアが整備され、単純な形状であれば比較的簡単に計算格子が作成できるようになったが、実用的な形状の多くは複雑な形状であり、そういった複雑形状への計算格子の作成は未だに困難である。更に数億点、数兆点規模の大規模計算格子を複雑形状の物体周辺に作成することは非常に困難である。超大規模な計算格子はもはや手作業で作成することは不可能であり、計算格子の自動生成が必須となる。このため、我々のグループでは、階層型等間隔直交格子法と埋め込み境界 (Immersed boundary : IB) 法を組み合わせた手法を採用し、大規模計算格子の自動生成に取り組んでいる^{2,3)}。

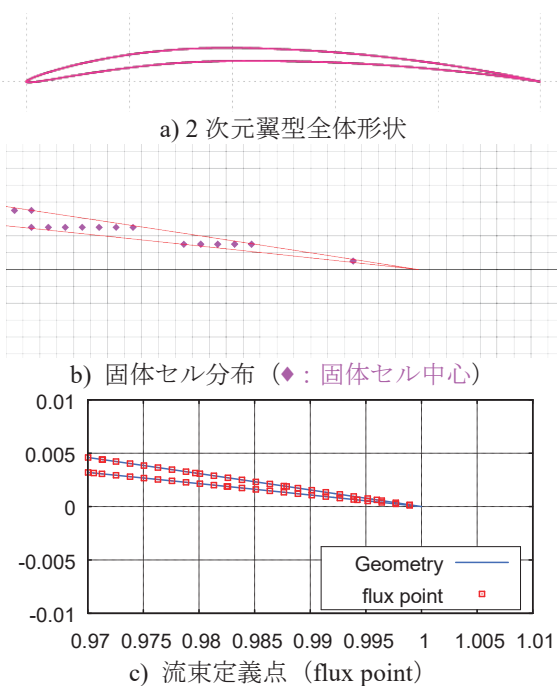
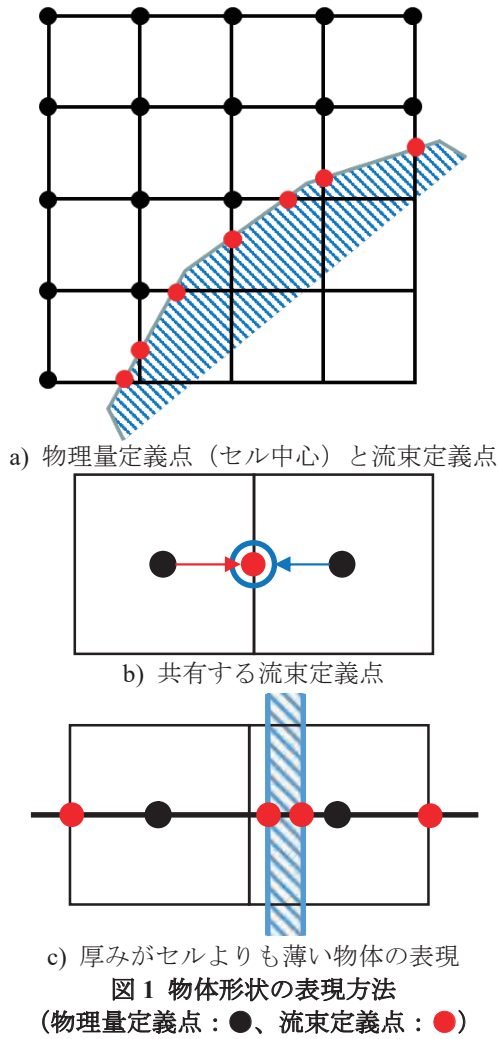
通常使われる物体適合格子では物体形状に沿った形で計算格子を作成するので、言わば、計算格子 (直接的には解析ソルバーの中で使われるメトリック) が物体形状を表現する。一方、直交格子法では直交格子の中に物体が存在するため、物体を解析ソルバー内でのアルゴリズムとして表現することになる。そのため、流れ場の計算はもとより、物体表面での物理量分布や物体に働く力を計算するための表面積分に関しても工夫が必要となる。最も簡易的な方法である階段状近似では、表面分布や表面積を正しく計算することができないため、新たな計算手法を提案した³⁾。今回、新たに提案した手法を用いて計算する圧力係数や摩擦係数の表面分布、更にはそれらを表面積分した空気力の精度検証を目的に二次元薄翼 (NACA4402) まわりの流れの解析を行った。得られた結果は、これまで一般的に使われている物体適合格子を用いた解析結果と比較し、提案手法の精度検証を行った。ここではこの比較結果について報告する。

2. 物体形状の表現と表面積分手法³⁾

2.1. 物体形状の表現

通常の物体境界適合格子法では物体表面に沿った形で計算格子を生成するため、計算格子は流体領域のみ存在し物体を内包しない。一方、直交格子法では流体領域と物体とを区別せず、計算空間全体に直交格子を作成するため、物体を内包することになる。そのため、計算の際には物体形状を何らかのアルゴリズムで表現することになる。埋め込み境界法は、もともとは適切な外力を設定することで、物体が存在する影響を流れ場に取り込む手法であるが、ここではより一般的に、物体形状を表現するアルゴリズムの総称として捉えることとする。

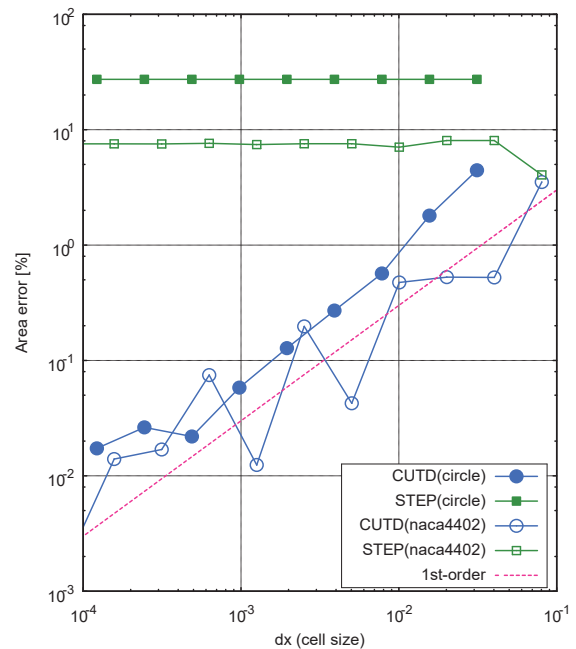
我々の手法では図1a)で示す様に、隣接する物理量定義点 (セル中心) を結ぶ直線と物体表面 (2次元の場合は線、3次元の場合はポリゴンで表現) の交点に流束定義点を設定し、流束定義点で、壁を考慮した対称条件により流束を設定することで物体を表現している。この手法の利点として、セルよりも薄い物体でも取り扱う事ができる事が挙げられる。セルよりも薄い物体が存在した場合、所謂固体セルが確保できない状況が発生するなど、通常の埋め込み境界法では取り扱いが難しいが、ここで用いている手法では、セル中心を結ぶ線と物体との交点を流束定義点として利用し、かつ図1b)で示す様に、両隣のセルで共有する流束を別々 (赤●、青○) に計算している。壁がない領域では、流束の計算量とメモリ量が単純に2倍になり無駄な計算をすることになるが、固体セルが定義できない領域でも、図1c)で示す様に物体を表現することが可能となる。この手法を用いることで、NACA4402など薄翼の後縁も図2で示す様に、ある程度粗い格子でも形状を表現できるようになる。



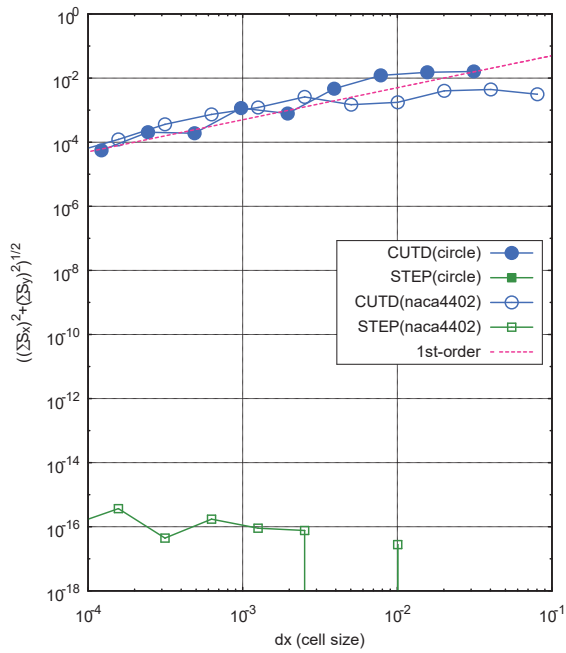
2.2. 表面積分手法

物体に働く力を計算するためには、物体表面に働く力を表面積分する必要がある。直交格子法+埋め込み境界法では、物体形状をアルゴリズムで表現するために表面積分にも工夫が必要となる。ここで用いる手法では、流束を物体表面で定義しており、計算で用いる流束を直接積分することが可能である。一方、各流束定義点での面積要素をどう評価するかが問題になる。物体形状を階段状に近似し、それに基づいて積分を計算する方法が最も簡単であるが、フラクタル性のために格子サイズをいくら細かくしても、正しい表面積には収束しない。そのため、ここでは階段状近似ではなく面の傾斜情報を活用する手法を用いている。

面積要素を考える際に必要となる要件として、格子を細かくしていくと表面積が正しい値に収束する、面積要素ベクトルの和が0になる(物体が閉じている)の2点が必要となる。表面積分の検証として、2次元形状として円(circle)および薄翼(NACA4402)での検証結果を図3に示す。この図でSTEPは階段状近似を行ったもの、CUTDが壁の傾斜を考慮した提案手法である。STEPは、計算格子サイズを小さくしても誤差が0に収束しない(面積が正しい値に収束しない)が、CUTDは1次のオーダーで収束することがわかる。一方、面ベクトルの和に関しては、STEPでは原理的に0となるが、実際マシン0の結果となった。CUTDは1次のオーダーで収束することがわかる。



a) 表面積分



b) 面ベクトルの和

図 3 2次元形状での表面積等の検証結果

3. 表面分布および表面積分の検証

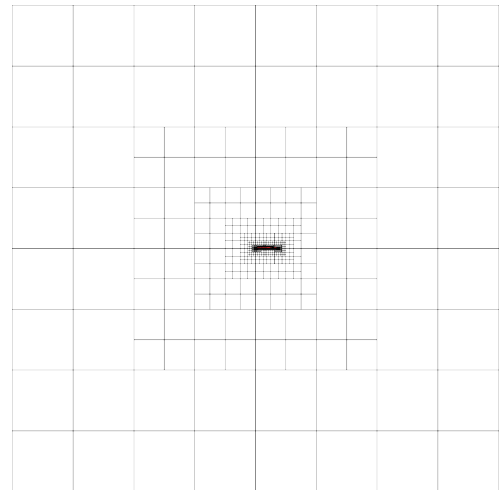
圧力係数や摩擦係数の表面分布、それらを表面積分して得られる力に関して、これまで一般的に使われている物体適合格子を用いた解析結果との比較検証を行った。

3.1. 解析条件

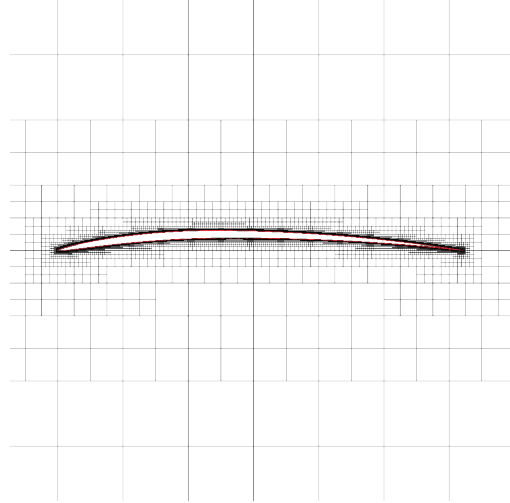
解析対象は2次元の薄翼 (NACA4402) とし、乱流モデルなど他要因の影響を避けるため低速 (マッハ数は 0.1)、低レイノルズ数流れ (10^3) とした。比較対象としたのは通常の物体適合格子を用いた解析 (UPACS を利用) ⁴⁾ である。以後、ここで用いる直交格子と埋め込み境界法を用いた手法を BCM と呼称する。

BCM で用いた計算格子 (ブロック配置) の例を図 4 に示す。BCM では計算領域を四分木で分割し、階層構造を構築していくが、階層構造の階層レベルを Level で表す。Level が大きいほど階層が深く、最小格子幅が小さく、全体のセル数が増加することとなる。それぞれのブロックは 16×16 のセルに分割している。

解析条件を表 1 に示す。この表でセル数に着目すると、BCM のセル数は UPACS に比べかなり大きいことがわかる。これは、BCM では等方的にセルを細かくするが、UPACS では必要に応じてアスペクト比の大きなセルを利用できるからである。ちなみに、計算領域の大きさ (表では遠方境界) は、セル数の違いにあまり影響を与えない。実際、BCM で遠方境界を UPACS 並み (-100 ~ 100) かつ最小格子幅を 0.97×10^{-4} とした場合 (Level 17)、セル数は 210 万点となり、BCM (Level 14) とほぼ同じセル数となった。物体適合格子に比べて格子点数が大きくなってしまうのは BCM の大きなデメリットであり、後程言及する。



a) 全体



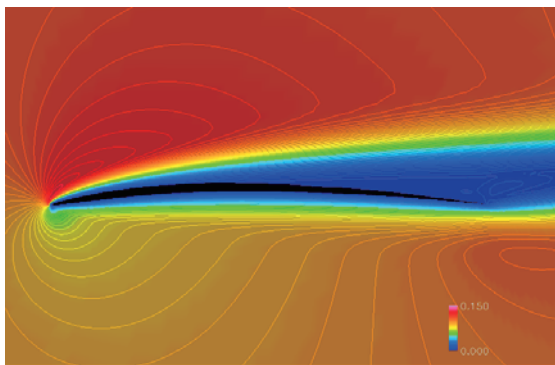
b) 翼近傍

図 4 NACA4402 まわりに配置された BCM のブロック (Level 14)

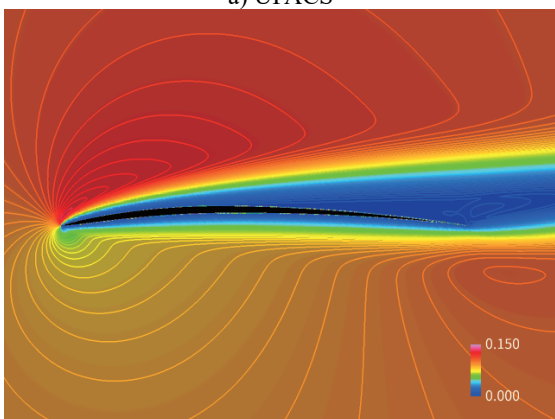
表 1 解析条件

	BCM (Level14)	UPACS
遠方境界	-10.3 ~ 10.3	-100 ~ 100
最小格子幅	0.79×10^{-4}	1.0×10^{-4}
セル数	250 万	2 万
マッハ数	0.1	
迎角	8 度	
レイノルズ数	10^3	

図 5 に BCM と UPACS の解析結果を比較した一例を示す。それぞれマッハ数分布を示している。全体的な流れ場に関して、BCM と UPACS とで同様の結果が得られていることがわかる。



a) UPACS



b) BCM (Level14)

図5 解析例の比較 (マッハ数分布)

3.2. 形状再現性

BCMのアルゴリズムの違いによる物体形状再現性の違いを図6に示す。STEPが形状を階段状に近似したもの、CUTDが提案手法である。

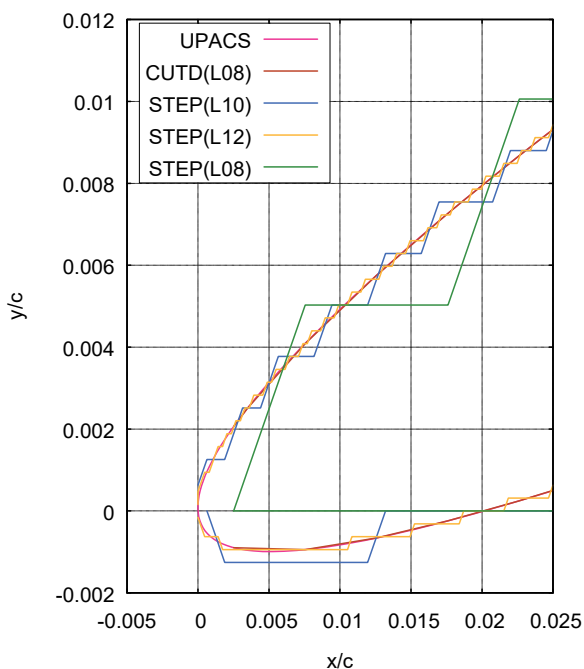
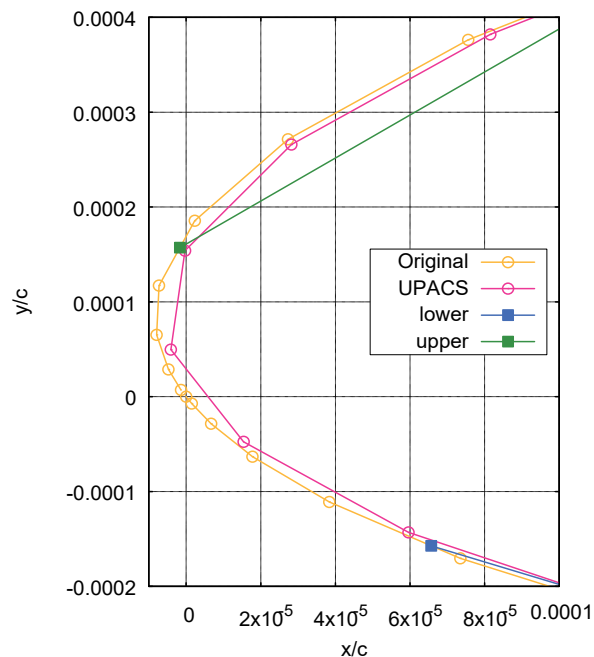


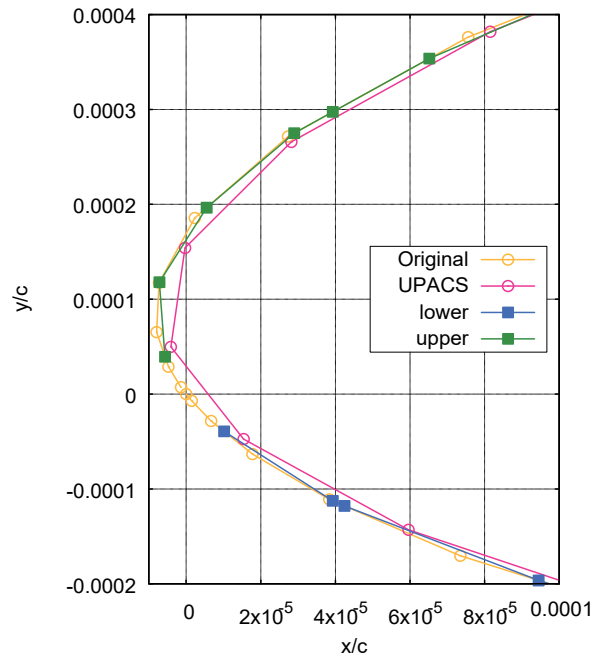
図6 前縁付近での形状再現性の比較

この図はコード長2%の前縁付近の形状再現性を示

しているが、STEPでは常にセル面で物体形状を表現するので、セルサイズが比較的大きい場合、精度良く物体形状を再現することができていないことが分かる。Level8 (図ではL08) はもとより、Level12 (図ではL12) でもSTEPは形状再現性に難が見られる。一方CUTDはLevel8でもUPACSの形状と良く一致している。なお、CUTDでも若干の問題があり、その状況を図7で示す。



a) Level12、最小格子幅： $\Delta x=0.31 \times 10^{-3}$



b) Level14、最小格子幅： $\Delta x=0.79 \times 10^{-4}$

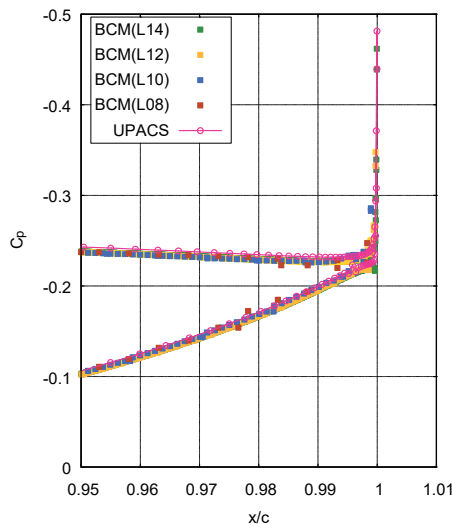
図7 CUTDにおける前縁付近の形状再現性

BCMでは、空間を自動的に分割するため、物体形状の特徴線などにセルの位置をぴったりと合わせることは通常はできない。そのため、この図7で示す様に、前

縁の場所はピンポイントで再現することができず、最終的にはセルサイズに応じて離散的に形状を再現することになる。エラー！参照元が見つかりません。a)で示すLevel12では、特に下面において、翼前縁が正確に表現できていない。Level14まで格子を詰めると、UPACSとほぼ同じ形状再現性となることがわかる。なお、UPACSも元の形状からの若干ずれが認められる。

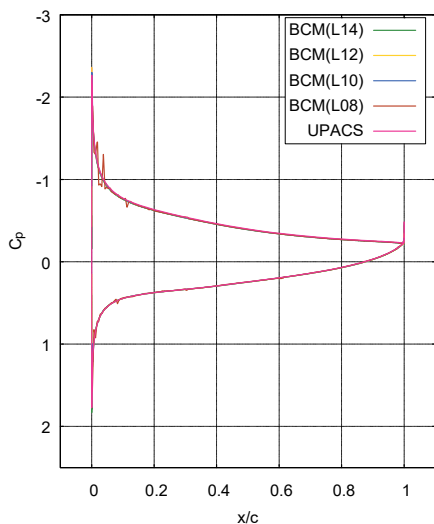
3.3. 表面物理量分布の比較

図8に表面圧力係数 (Cp) 分布を、図9に表面摩擦係数 (Cf) 分布をそれぞれBCMとUPACSで比較したものを示す。図では全体的な分布と前・後縁付近を拡大したものを示している。なお、BCMではCUTDを用いている。BCMでは、Level8において前縁上面の圧力係数分布でスパイク状の振動が若干見られるが、全体的な分布としてはUPACSの結果と非常に良く一致している。前・後縁付近を拡大しても、圧力係数、摩擦係数ともに、Level8でBCMとUPACSで若干差が見られるが、Level10以上では非常に良く一致していることがわかる。

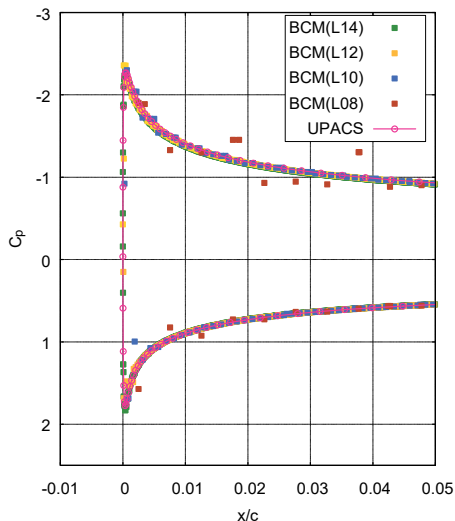


c) 後縁付近

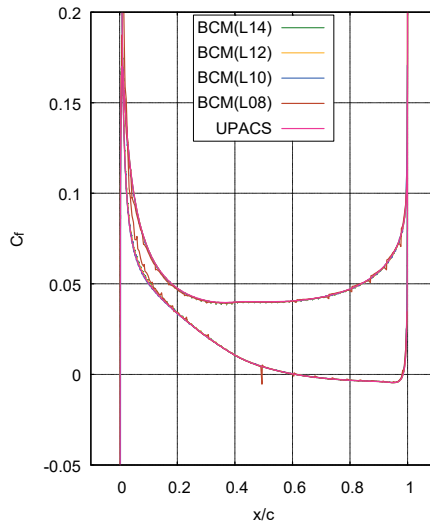
図8 表面圧力係数 (Cp) 分布の比較



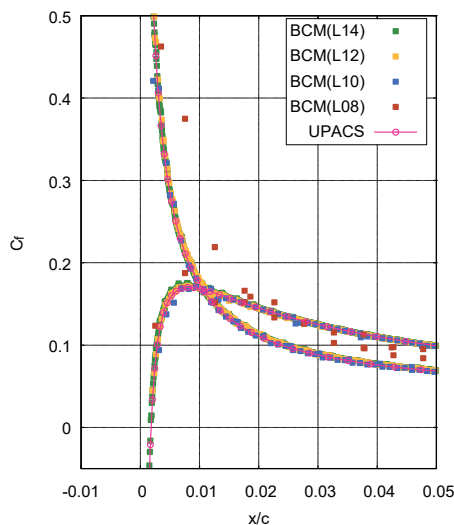
a) 全体



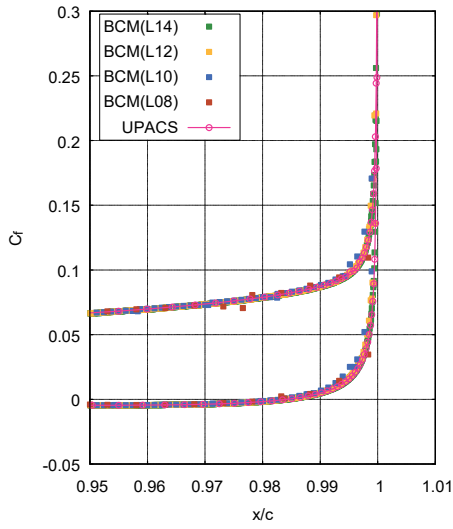
b) 前縁付近



a) 全体



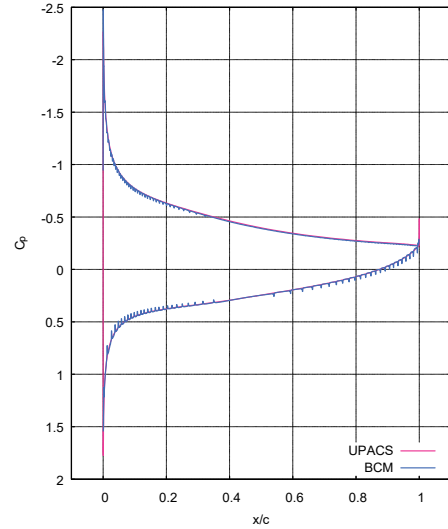
b) 前縁付近



c) 後縁付近

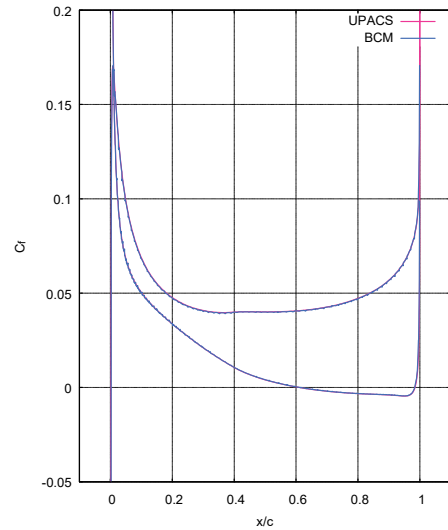
図9 表面摩擦係数 (Cf) 分布の比較

表面圧力係数分布、表面摩擦係数分布をBCMのCUTDとSTEPとで比較した結果を、それぞれ図10および図11に示す。ここで示しているのはLevel10での結果である。圧力係数に関しては、STEPで微小な振動が見られる他はCUTDとSTEPで非常に良い一致を示している。一方、摩擦係数に関しては、STEPで大きな振動が見られる。この振動は、階段状近似における形状の切り替え点（離散的な変化）で発生している。実際に確認をしていないが、図から判断すると、振動を平均して得られる分布はCUTDと同じ分布と思われる。

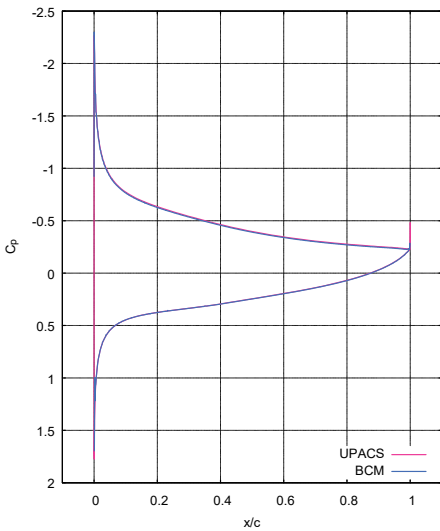


b) STEP

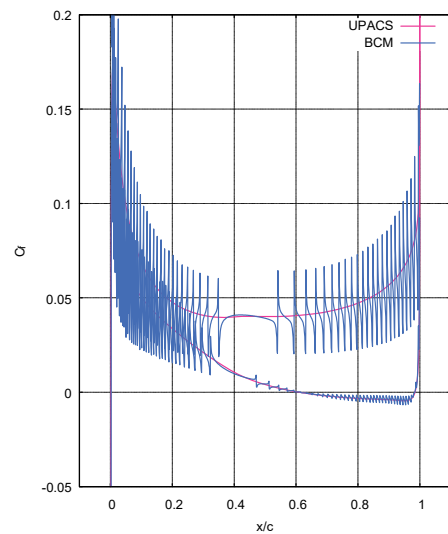
図10 BCM手法の違いによる表面圧力係数分布の差



a) CUTD



a) CUTD



b) STEP

図11 BCM手法の違いによる表面摩擦係数分布の差

3.4. 表面積分値の比較

x軸方向の力(Fx)、y軸方向の力(Fy)をBCMとUPACSで比較した結果を図12に示す。BCMのLevelとしてはLevel6,8,9,10,11,12,13,14がプロットされている。図12の横軸は次元当たりのセル数=(総セル数)^{1/2}であり、右に行くほど、セル数が増加、Levelが増加、最小格子幅が減少となる。Levelの増加に伴い、BCMの積分力(FxとFy)はUPACSのそれに、一様ではないが収束していることがわかる。BCMの最小格子幅がUPACSのそれとほぼ同じ大きさになるのがLevel14であり、その辺りでBCMの積分力とUPACSの積分力がほぼ一致する状況が見られる。ちなみに、Level14では形状の表面積自体の計算誤差は0.0017%であり、面積計算の誤差が積分力に与える影響は非常に小さいと考えられる。積分力FxおよびFyから求めたCl(揚力係数)、Cd(抵抗係数)の値を、Level14のBCMとUPACSとで比較した結果を表2に示す。Clの差が0.17%、Cdの差は1.6%で比較的良く一致していると考えられる。物体形状の再現性も含め、同程度の最小格子幅によりBCMとUPACSとで同程度の結果が得られた。

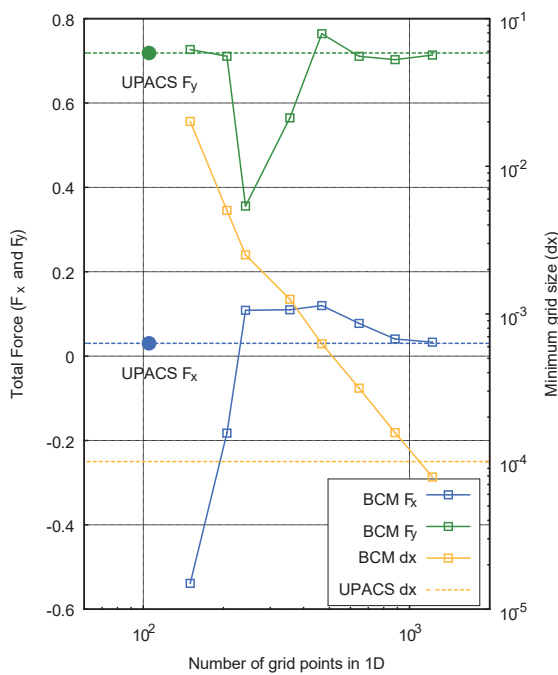


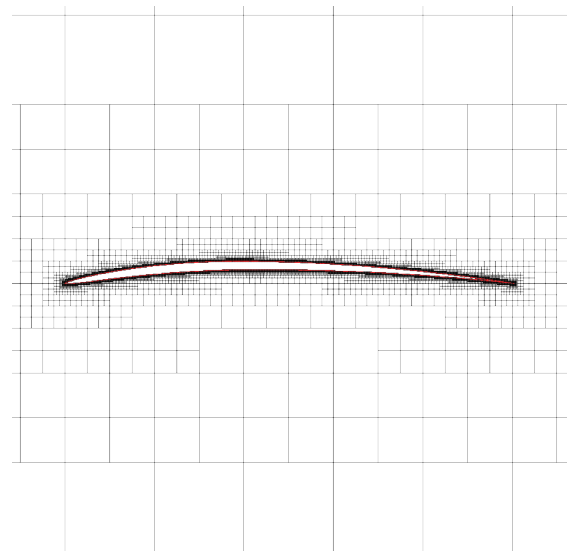
図 12 格子点数と表面積分力の関係

表 2 Cl, Cd の比較

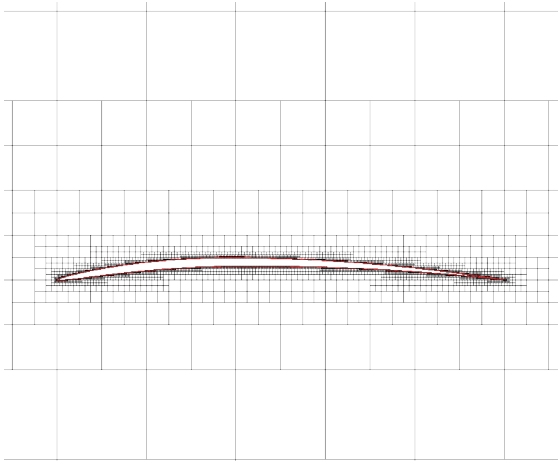
	Cl (差)	Cd (差)	最小格子幅
BCM (L14)	0.7061 (0.17%)	0.1322 (1.6%)	0.79×10^{-4}
UPACS	0.7073	0.1301	1.00×10^{-4}

ほぼ同程度の結果が得られているBCM (Level14) とUPACSとで、解析に用いたセル数を比較する。UPACSと比較すると、BCMは次元当たり10倍の格子点数を用いていることになる。これは単純に計算領域を最小格子幅まで分割する際の問題である。UPACSでは、特に

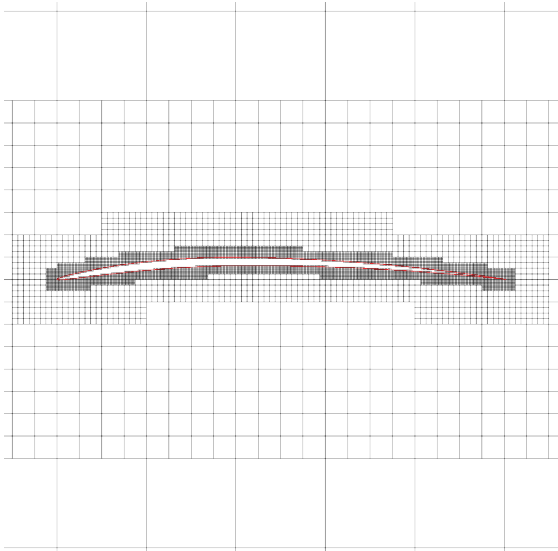
今回のようにRANS的な解析では、非等方的なアスペクト比の大きなセルを利用できる。また、隣接セル間でサイズ比を自由に設定できる、物体まわりでも場所(前・後縁と中間領域など)に応じてセルのサイズを変えられるなど、効率良くセルを分布させることができ、結果的にセル数を削減することができている。一方、BCMでは等方的なセルで分割する点、ブロック内は同じ大きさのセルを分布させる点、ブロック間でサイズ比を2に固定している点、物体周りを全て最小セルで覆うなど、ある意味分割に対する制約が大きくセル数が増大する原因となっている。ただ、境界層の壁面極近傍 ($y \leq 0.1$ 程度) の非等方的な内層乱流をモデル化し、境界層の大部分を占める比較的等方的な外層乱流をLESとして準直接的に解像する壁面モデルLESなど高レイノルズ数の乱流解析などでは、少なくとも、物体付近では等方的なセルが必要となり、BCMとは親和性が高いと考えている。また若干ではあるが、図13で示す様に、ブロック分割の工夫(隣接ブロックの分割制御の緩和、十六分木の利用など)により、最小格子幅は保ったまま、ある程度のセル数の削減は可能である。しかしながら、セル数を削減する場合、物体近傍のセル密度を下げることになり、解析精度の低下をもたらす場合がある。そのため最終的には解析精度との兼ね合いとなる。総セル数は同じにして図13c)の様に物体近傍のセル密度をある程度の範囲で確保する方が良い場合もあると考えられる。



a) 標準的分割 ($\Delta x = 0.97 \times 10^{-4}$ 、210万セル)



b) 隣接ブロックの分割制限 ($\Delta x=0.97 \times 10^{-4}$ 、122万セル、物体近傍のセル密度が低下)



c) 十六分木 ($\Delta x=1.9 \times 10^{-4}$ 、210万セル、物体近傍のセル密度が向上)

図 13 分割手法の違いによるブロック配置の差

4. おわりに

複雑形状への大規模計算格子の自動生成の実現を目指して、階層型等間隔直交格子法と埋め込み境界法を組み合わせた手法における表面付近の物理量分布並びに表面積分の計算手法に関して検証を行った。一般的な物体適合格子を用いた解析結果と比較することで、物体形状の再現精度を確保し、物体適合格子と同程度の最小格子幅での解析を行うことで、同程度の解析結果が得られことがわかった。今回の結果は一例に過ぎないが、別途開催される直交格子WS等、引き続き比較検証例を積み上げて行くことで、本手法の信頼性を確認していきたいと考えている。

謝辞

本研究は文部科学省が主導するポスト「京」重点課題、およびスーパーコンピュータ「富岳」成果創出加速プログラムの元で実施した。また実際の計算には宇

宙航空研究開発機構スーパーコンピュータJSS2を用いた。

参考文献

- (1) スーパーコンピュータ「富岳」成果創出加速プログラム 領域③産業競争力の強化 “航空機フライト試験を代替する近未来型設計技術の先導的実研究(代表：河合宗司)”，
<https://www.r-ccs.riken.jp/jp/fugaku/promoting-researches>
- (2) 柴田他，“階層型直交格子法における流束ベース壁面境界条件の検討”，第49回流体力学講演会/第35回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム, 1D14, 2017.
- (3) 高木他，“階層型等間隔直交構造格子を用いた高速・高精度乱流解析プログラムの開発”，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論文集, pp165-171, JAXA-SP-19-007, 2020.
- (4) 高木，“低レイノルズ数流れにおけるNACA4402翼空力特性解析”，日本航空宇宙学会論文集, Vol. 54, No. 631, pp367-373, 2006.

相互作用を受ける二次元円形渦対の運動における 圧縮性の寄与に関する研究

谷口 伸隆（東大院），鈴木 宏二郎（東大新領域）

The effect of compressibility on the motion of a pair of interacting two-dimensional circular vortices

TANIGUCHI Nobutaka, SUZUKI Kojiro (Univ. of Tokyo)

ABSTRACT

In this paper, the effect of compressibility on the motion of a pair of interacting vortices was investigated by numerical analysis and eigensystem analysis. The numerical calculation showed that both inviscid incompressible and inviscid compressible flows have similar vorticity evolution process. The eigenvalue analysis using Implicitly Restarted Arnoldi Method revealed the characteristic pattern of the density distribution in the case of colliding vortices. The stability condition for thermodynamically nonequilibrium state was applied to understand the behavior of colliding vortices in terms of entropy and eigenmodes.

1 緒言

渦は安定な現象であり，大気や海洋の流れ，渦巻銀河のように自然界に一般的に存在し，鳴門の渦潮，竜巻や台風のような気象災害として実生活に身近なものである。複数の渦が存在すると，渦は相互作用により様々な現象を引き起こすことが知られている。重要な物理現象である乱流は渦のストレッチング効果による小スケールの渦の形成と大スケールから小スケールの渦へのエネルギー伝達により維持されていることが指摘されている [1]。3次元の渦管の相互作用による渦の再結合現象が知られており，粘性流体，量子力学の超流体，太陽コロナにおける磁気再結合など様々な流体に共通して見られる。渦は現象として広い一般性と関連性を備えており，このような渦の性質の理解を行うことが重要である。

非圧縮性流の渦が相互作用の下で複雑な挙動を取ることが実験的に広く知られており [2]，理論・数値計算の両方の観点から多くの研究が行われてきた [3]，[4]。一方で圧縮性流の渦の挙動に対する研究例は少数であるが，直接数値シミュレーションを行った研究では小衝撃波の発生・つなぎ替え速度の低下など非圧縮性流と異なった挙動を取ることが指摘されており [5]，[6]，圧縮性が渦の運動に大きく寄与することが示唆されている。渦の相互作用が大きく関連する圧縮性乱流は航空・機械分野で重要な流れであり活発な研究対象となっているが，高レイノルズ数流れであるため多くの計算資源を要し，正確な数値計算が難しい現状にある [7]。このような現象の解明に向け

て，渦の運動に作用する圧縮性の基礎的な研究を行うことが必要である。

本研究の目的は相互作用の下で運動する渦に圧縮性がどのように寄与するか明らかにすることである。モデル問題として2次元非粘性流中を運動する渦対の挙動を考え，数値計算と線形解析を行うことで議論を行った。第2,3章では数値計算により理想流体と圧縮性流体に対する渦対の運動を調べた。前者は渦対の運動に対する計算法である Contour dynamics の手法により，また後者は4次精度 CO コンパクト TVD スキームにより行った。第4章では圧縮性の寄与を調べるため，Contour dynamics の手法で得た状態を基本状態とした線形方程式の導出と離散化方程式による固有値解析を行なった。渦対の衝突が生じる場合には密度の固有モードに特徴的な反応が見られることを確認した。

2 渦運動の数値計算

2.1 モデル問題の設定

本研究ではモデル問題として，二次元流体中に配置された2円形渦の重ね合わせを初期状態とする時間発展を考えた。この円形渦はオイラー方程式の定常解の1つであり，渦の内部で一定の渦度 ω_0 を取り，外部では渦度を持たない。半径を a_0 とすると流れ関数 $\psi(x, y)$ ，圧力 P は次のように表される。

$$\psi(x, y) = \begin{cases} -\frac{\omega_0}{4}r^2 & (r < a_0) \\ -\frac{\omega_0}{2}a_0^2 \log \frac{r}{a_0} - \frac{\omega_0}{4}a_0^2 & (r > a_0) \end{cases} \quad (1)$$

$$P(x, y) = \begin{cases} \frac{\omega_0^2}{8} r^2 & (r < a_0) \\ -\frac{\omega_0^2 a_0^4}{8 r^2} + \frac{\omega_0^2}{4} a^2 & (r > a_0) \end{cases} \quad (2)$$

ここで $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ である. このような円形渦を中心が $(0, d_0/2), (0, -d_0/2)$ になるように配置した (図 1). 渦対は初期条件に依存して衝突する系と衝突せずに一定の距離を保って公転する系の両方が存在する, ここでは次のようにそれぞれの系の初期条件を設定した.

Case (1) 渦対の衝突が生じる系:

初期相対距離 $d_0 = 2.0$, 初期渦径 $a_0 = 0.8$

Case (2) 渦対の衝突が生じない系:

初期相対距離 $d_0 = 3.0$, 初期渦径 $a_0 = 0.8$

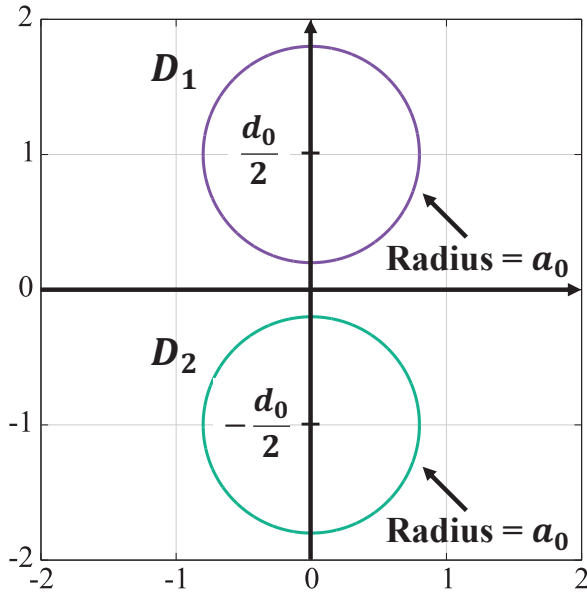


図 1 モデル問題の初期状態として与えた 2 円形渦対 D_1, D_2 の配置と初期相対距離 d_0 と初期渦径 a_0 の定義.

2.2 Contour dynamics の原理

非圧縮性オイラー方程式の弱解の一種として領域 D の内部で渦度が一定値 ω_0 を取り, それ以外では 0 となるような解が存在する. Contour dynamics はこのような解の挙動を常微分方程式に帰着させることで計算する手法である [8]. ここで 2 領域 D_1, D_2 に対して渦度が

$$\omega = \begin{cases} \omega_0 & x \in D_1 \cup D_2 \\ 0 & \text{else} \end{cases} \quad (3)$$

であるとする. 領域の内部で渦度は一定であるから流れ関数は,

$$\psi(x, t) = -\frac{\omega_0}{2\pi} \int \int_{D_1 \cup D_2} \log |\mathbf{x} - \mathbf{x}'| d\mathbf{x}' \quad (4)$$

として与えられる. 流れ関数と速度の関係を用いると, 速度場は

$$u = \frac{\partial \psi}{\partial x_2} = -\frac{\omega_0}{2\pi} \sum_i \int \int_{D_i} \frac{x_2 - x'_2}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|^2} d\mathbf{x}' \quad (5)$$

$$v = -\frac{\partial \psi}{\partial x_1} = \frac{\omega_0}{2\pi} \sum_i \int \int_{D_i} \frac{x_1 - x'_1}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|^2} d\mathbf{x}' \quad (6)$$

である. 部分積分を行い, 領域それぞれの境界の閉曲線を正規化された弧長変数 s を用いて $x(t, s), (0 \leq s \leq 1)$ と媒介変数表示をすると,

$$\frac{\partial x_1}{\partial t}(t, s) = -\sum_i \frac{\omega_0}{2\pi} \int_0^1 x_1(t, s') \log |\mathbf{x}(t, s) - \mathbf{x}(t, s')| ds'$$

$$\frac{\partial x_2}{\partial t}(t, s) = -\sum_i \frac{\omega_0}{2\pi} \int_0^1 x_2(t, s') \log |\mathbf{x}(t, s) - \mathbf{x}(t, s')| ds'$$

を得る. これを 2,000 点で折れ線近似することで渦の挙動を境界曲線の運動に帰着させ数値積分を行った.

2.3 圧縮性流体に対する数値計算法

基礎方程式として圧縮性流体のオイラー方程式を用いる.

$$\frac{\partial q}{\partial t} + \sum_{i=1,2} \frac{\partial F_i}{\partial x_i} = 0 \quad (7)$$

ここで,

$$q = (\rho, \rho u, \rho v, e)^T \quad (8)$$

$$F_i = (\rho u_i, \rho u_1 u_i + \delta_{1i} P, \rho u_2 u_i + \delta_{2i} P, \rho H u_i)^T \quad (9)$$

である, 空間方向に次のような 4 次精度 CO コンパクト TVD スキーム [9], [10] を用いた.

$$\left(\frac{\partial F_i}{\partial x_i} \right)_l = \frac{1}{\Delta x_i} \left\{ (H_i)_{l+\frac{1}{2}} - (H_i)_{l-\frac{1}{2}} \right\} \quad (10)$$

$$(H_i)_{l+\frac{1}{2}} = (H_i)_{l+\frac{1}{2}}^{(1)} + \frac{1}{6} (\Delta \tilde{F}_i^+)_{l-\frac{1}{2}} + \frac{1}{3} (\Delta \tilde{F}_i^+)_{l+\frac{1}{2}} - \frac{1}{6} (\Delta \tilde{F}_i^-)_{l+\frac{1}{2}} - \frac{1}{3} (\Delta \tilde{F}_i^-)_{l+\frac{1}{2}} \quad (11)$$

$$(H_i)_{l+\frac{1}{2}}^{(1)} = \frac{1}{2} \{ (F_i)_l + (F_i)_{l+1} \} - \frac{1}{2} \{ (\Delta F_i^+)_{l+\frac{1}{2}} - (\Delta F_i^-)_{l+\frac{1}{2}} \} \quad (12)$$

ここで,

$$(\Delta \tilde{F}_i^\pm)_{j+\frac{1}{2}} = \minmod \left[(\Delta F_i^\pm)_{j+\frac{1}{2}}, 4(\Delta F_i^\pm)_{j-\frac{1}{2}} \right] \quad (13)$$

$$(\Delta \tilde{F}_i^\pm)_{j+\frac{1}{2}} = \minmod \left[(\Delta F_i^\pm)_{j+\frac{1}{2}}, 4(\Delta F_i^\pm)_{j+\frac{3}{2}} \right] \quad (14)$$

$$(\Delta F_i^\pm)_{j+\frac{1}{2}} = (\Delta F_i^\pm)_{j+\frac{1}{2}} - \frac{1}{6} (\Delta^3 \tilde{F}_i^\pm)_{j+\frac{1}{2}} \quad (15)$$

である.

計算領域は $[-5, 5] \times [-5, 5]$ とし, 400×400 の等間隔直交格子に分割して計算を行なった. 時間刻み幅 Δt は音速を c として CFL 条件

$$\Delta t = \frac{CFL}{\max \left(\frac{|u|}{\Delta x} + \frac{|v|}{\Delta y} + c \sqrt{\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2}} \right)} \quad (16)$$

で $CFL = 0.1$ とすることで各ステップごとに決定した。時間積分スキームとして 4 次精度 Runge-Kutta 法を用いた。

3 渦対の運動に対する数値計算の結果

理想流体と圧縮性流体のそれぞれに対する渦対の発展を図 2 に示した。このときほぼ同様の渦度発展過程が観察された。一方で

1. 圧縮性流体では理想流体に比較して類似の渦形が遅い時刻に観察され、渦対の発展速度が遅くなる傾向がみられた。
2. 渦の中心付近で渦度が低くなり (領域 a), 圧縮性流体では一体化した渦の"腕"に負の渦度が形成された (領域 b)。

というような差異が観測された。

図 3 に非粘性圧縮性流の渦対の衝突が生じた時刻 $t = 1.5$ における各状態量, また図 4 に一体化した渦対が十分に成長した時刻 $t = 6.1$ における各状態量を示した。状態量の中でエントロピー s は次のように計算され, s/R を可視化した。

$$s = C_v \log \left(\frac{T_2}{T_1} \right) - R \log \left(\frac{\rho_2}{\rho_1} \right) \quad (17)$$

ここで C_v は定積熱容量であり, R は気体定数である。圧縮性流体では一体化する渦対の"腕"が高密度の領域 (図中 c1) となり, 中心付近の渦側面で低密度の領域が形成される (c2) という特徴的な挙動が観察された。この高密度の領域では高いエントロピー密度が見られた (d)。圧力分布は時刻 $t = 1.5$ で渦対が衝突した後, 渦対が相互作用により一体化するにつれて滑らかな楕円形の圧力分布 (e) を形成した。

4 線形化方程式の導出と固有値解析

4.1 線形化方程式の導出とその性質

渦対の運動に圧縮性がどのように作用するか考えるため, Contour dynamics に従う理想流体の非定常解

$$\rho = \text{Const.}, u = \int \frac{\partial \psi}{\partial y} dx, v = - \int \frac{\partial \psi}{\partial x} dx \quad (18)$$

を基本状態とする線形方程式を導出し, 固有値解析を行うことで圧縮性の寄与を調べた。圧縮性流の基準状態として考えるため, 内部エネルギー ρe と圧力 P の間に関係

$$\rho e = \frac{P}{\gamma - 1} \quad (19)$$

が成立すると仮定した。

圧縮性流体の基本流として考えるため, 内部エネルギー ρe を熱量的完全気体の状態方程式

$$\rho e = \frac{P}{\gamma - 1} \quad (20)$$

を用いて定義する。圧力はポアソン方程式

$$\Delta P = \rho \nabla \cdot \{(\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u}\}$$

を中心差分により離散化し計算領域の端点でディリクレ境界条件 $P = 0$ を課すことにより, 共役勾配法を用いて求められた。

変数 $(\rho, u, v, \rho e)$ に対して記述された圧縮性流体のオイラー方程式

$$\partial_t \rho + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (21)$$

$$\partial_t \mathbf{u} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\frac{1}{\rho} \nabla P \quad (22)$$

$$\partial_t \rho e + \nabla \cdot (\rho e \mathbf{u}) = -(\nabla \cdot \mathbf{u}) P \quad (23)$$

を基礎方程式とする。摂動量

$$\delta z = (\delta \rho, \delta u, \delta v, \delta \rho e) \quad (24)$$

の 2 次以上の微量を無視し理想流体では速度場の発散が 0 であることを用いれば,

$$\partial_t \delta \rho + (\nabla \cdot \delta \mathbf{u}) \rho + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \delta \rho = 0 \quad (25)$$

$$\partial_t \delta \mathbf{u} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \delta \mathbf{u} + (\delta \mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} - \frac{\gamma - 1}{\rho} (\delta \rho \nabla \rho e - \nabla \delta \rho e) = 0 \quad (26)$$

$$\partial_t \delta \rho e + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \delta \rho e + \delta \mathbf{u} \cdot \nabla \rho e + \gamma (\nabla \cdot \delta \mathbf{u}) \rho e + \gamma (\nabla \cdot \mathbf{u}) \delta \rho e = 0 \quad (27)$$

を得る。

この方程式の性質を調べるため, ある点 (x, y) における方程式の係数行列を, 摂動量に対する空間方向の微分を含む行列 A と含まない行列 B に分け

$$\partial_t \delta z = A \delta z \quad (28)$$

$$\partial_t \delta z = B \delta z \quad (29)$$

のそれぞれの固有値問題を考える。行列 A は作用素のフーリエ変換を行うことで次のような形に表すことができる。

$$A = \begin{pmatrix} i\mu & ipk_x & ipk_y & 0 \\ 0 & i\mu & 0 & i\frac{\gamma-1}{\rho} k_x \\ 0 & 0 & i\mu & i\frac{\gamma-1}{\rho} k_y \\ 0 & i\gamma \rho e k_x & i\gamma \rho e k_y & i\mu \end{pmatrix} \quad (30)$$

ここで $\mu = k_x u + k_y v$ である。固有値は音速を c として

$$\lambda_A = i\mu, i \left(\mu \pm c \sqrt{k_x^2 + k_y^2} \right) \quad (31)$$

として表される。一方で行列 B は

$$B = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ -\frac{\gamma-1}{\rho^2} \partial_x \rho e & \partial_x u & \partial_y u & 0 \\ -\frac{\gamma-1}{\rho^2} \partial_y \rho e & \partial_x v & \partial_y v & 0 \\ 0 & \partial_x \rho e & \partial_y \rho e & 0 \end{pmatrix} \quad (32)$$

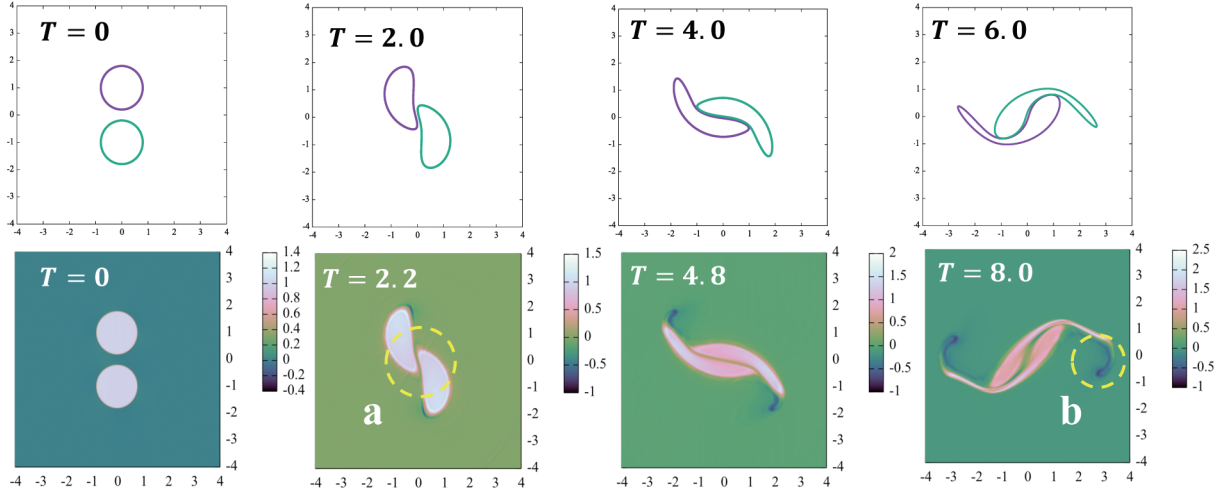


図2 Contour dynamics で計算を行なった理想流体での渦対の発展 (上列), 圧縮性流体における渦対の発展の渦度分布 (下列).

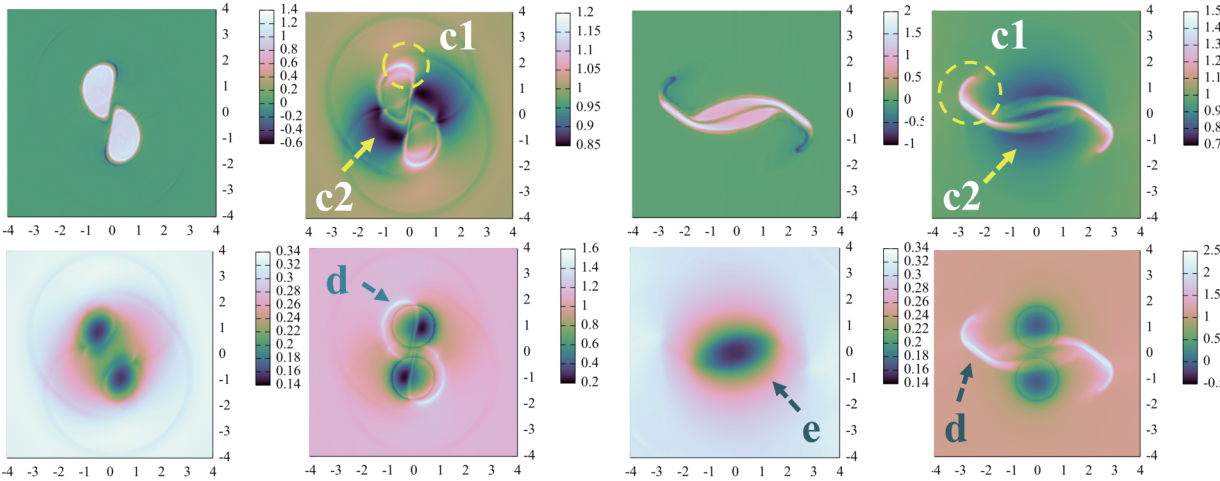


図3 時刻 $t = 1.5$ における渦度 (左上), 密度 (右上), エントロピー分布 (右下), 圧力分布 (左下) の可視化.

図4 時刻 $t = 6.1$ における渦度 (左上), 密度 (右上), エントロピー分布 (右下), 圧力分布 (左下) の可視化.

であり, 固有値は

$$\lambda_B = 0, \pm \sqrt{\partial_y u \partial_x v - \partial_x u \partial_y v} \quad (33)$$

となる. 固有値から行列 A は物理量が波として伝播する性質を反映しており, 行列 B は基準として考えている理想流体の速度・圧力場が一様ではない構造を持つことによる摂動量への影響を表すと考えられる. この方程式は圧縮性流体の性質と基準の流れ場の構造の性質を反映しており, 圧縮性の寄与を調べるのに適切な式になっていることが分かる.

4.2 離散化方程式の導出

流れ場全体の挙動を調べるため, 前節で得た方程式の離散化を行なった. 2次元変数を1次元変数に

並び替えた変数

$$\xi = (\delta z_{0,0}, \delta z_{0,1}, \dots, \delta z_{0,N}, \dots, \delta z_{N,N}) \in \mathbb{R}^{4N \times N} \quad (34)$$

$$\delta z_{i,j} = (\delta \rho, \delta u, \delta v, \delta \rho e)_{i,j} \quad (35)$$

を用い, 摂動量に対する偏微分項を2次精度の中心差分

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial x} &= \frac{f(x + \Delta x, y) - f(x - \Delta x, y)}{2\Delta x} + o(\Delta x^2) \\ \frac{\partial f}{\partial y} &= \frac{f(x, y + \Delta y) - f(x, y - \Delta y)}{2\Delta y} + o(\Delta y^2) \end{aligned}$$

を用いて近似した. 係数行列に含まれる基本流の空間微分を伴う項に対しても2次精度の中心差分を用いて近似を行った.

計算領域は渦対の運動領域より十分に大きく取り,

境界条件は計算領域の端点でノイマン型の境界条件

$$\partial_t \xi = 0 \quad (36)$$

を課した。このとき次のような離散化方程式を得た。

$$\partial_t \xi = A\xi \quad (37)$$

$$A = \begin{pmatrix} 0 & \dots & \dots & \dots & 0 & 0 & \dots & \dots & \dots & 0 \\ \vdots & 0 & & & \vdots & \vdots & 0 & & \vdots & \\ \vdots & & \ddots & & \vdots & \vdots & & \ddots & \vdots & \dots \\ \vdots & & & & \vdots & \vdots & & & 0 & \vdots \\ 0 & \dots & \dots & \dots & 0 & 0 & \dots & \dots & 0 & \\ \hline 0 & 0 & \dots & \dots & 0 & 0 & 0 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & G_x & \ddots & & \vdots & G_y & G & G_{-y} & \vdots & \\ \vdots & \ddots & \ddots & \ddots & \vdots & 0 & \ddots & \ddots & \ddots & 0 \\ \vdots & & \ddots & G_x & 0 & \vdots & \ddots & G_y & G & G_{-y} \\ 0 & \dots & \dots & 0 & 0 & 0 & \dots & 0 & 0 & 0 \\ \hline \vdots & & & & \vdots & & & & \ddots & \end{pmatrix} \quad (38)$$

ここで小行列 $G, G_{\pm x}, G_{\pm y}$ は

$$G_{\pm x} = \begin{pmatrix} \pm \frac{u_x}{2\Delta x} & \pm \frac{\rho}{2\Delta x} & 0 & 0 \\ 0 & \pm \frac{u_x}{2\Delta x} & 0 & \pm \frac{\gamma-1}{2\rho\Delta x} \\ 0 & 0 & \pm \frac{u_x}{2\Delta x} & 0 \\ 0 & \pm \frac{\gamma\rho e}{2\Delta x} & 0 & \pm \frac{u_x}{2\Delta x} \end{pmatrix} \quad (39)$$

$$G_{\pm y} = \begin{pmatrix} \pm \frac{u_y}{2\Delta y} & 0 & \pm \frac{\rho}{2\Delta y} & 0 \\ 0 & \pm \frac{u_y}{2\Delta y} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \pm \frac{u_y}{2\Delta y} & \pm \frac{\gamma-1}{2\rho\Delta y} \\ 0 & 0 & \pm \frac{u_y}{2\Delta y} & \pm \frac{u_y}{2\Delta y} \end{pmatrix} \quad (40)$$

$$G = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ \frac{\gamma-1}{\rho^2} \partial_x \rho e & -\partial_x u & -\partial_y u & 0 \\ \frac{\gamma-1}{\rho^2} \partial_y \rho e & -\partial_x v & -\partial_y v & 0 \\ 0 & -\partial_x \rho e & -\partial_y \rho e & 0 \end{pmatrix} \quad (41)$$

と表現され、 $G_{\pm x}, G_{\pm y}$ は摂動量に対するそれぞれ x, y 方向の空間微分の係数行列である。

4.3 固有値解析の方法

得られた離散化方程式は非対称な大規模疎行列であり、このような行列の固有値問題に適した Implicitly Restarted Arnoldi Method (IRAM) [11] を用いて解析を行なった。Arnoldi 法は Arnoldi 過程によりクリロフ部分空間の正規直交基底の行列 V を生成し、

$$AV_m = V_m H_m + f_m e_m^* \quad (42)$$

とヘッセンベルグ行列 H_m に変換する手法である。行列 A の固有値は行列 H_m の固有値で近似される。IRAM はクリロフ部分空間の次数を固定した上で、各反復のステップに k 本のベクトルを残しシフト付き QR 法を用いることで、Arnoldi 法の問題点である計算メモリの増大を避け効率良く固有値を計算することができる。表 1 に IRAM を用いた複数固有値の計算手法をまとめた。

表 1 IRAM のアルゴリズム

- 1: Starting with $v_1 = v/\|v\|$,
- 2: compute an $m = k + p$ step Arnoldi factorization.
- 3: $AV_m = V_m H_m + f_m e_m^*$
- 4: **while** Until convergence **do**
- 5: Compute $\sigma(H_m)$ and select p shifts $\mu_1 \cdots \mu_p$
- 6: Set $q = e_m^*$
- 7: **for** $j = 1, \dots, p$ **do**
- 8: Factor $[Q_j, R_j] = qr(J_m - \mu_j E)$
- 9: $H_m \leftarrow Q_j^* H_m Q_j$
- 10: $V_m \leftarrow V_m Q_j$
- 11: $q \leftarrow q^* Q_j$
- 12: **end for**
- 13: $f_k \leftarrow V_{\cdot, k} H_{k, k+1} + f_m q_k$
- 14: $H_k = H_m(1:k, 1:k), V_k = V_m(\cdot, 1:k)$
- 15: Starting from $AV_k = V_k H_k + f_k e_k^*$,
- 16: compute an p step Arnoldi factorization.
- 17: **end while**

計算領域は $[-2.5, 2.5] \times [-2.5, 2.5]$ とし、これを 50×50 の直交格子に分割して固有値解析を行なった。ここでは

1. 渦対の衝突が生じる初期相対距離 $d_0 = 2.0$, 初期渦径 $a_0 = 0.8$ の時刻 $t = 1.25$ の状態。
2. 渦対の衝突が生じない $d_0 = 3.0$, $a_0 = 0.8$ の時刻 $t = 1.25$ における状態。

のそれぞれに対し Contour dynamics により理想流体として求めた状態量 (図 5) を基準状態として離散化方程式の固有値と固有モードを求めた。

Contour dynamics は速度場 (u, v) を直接計算する手法であり、固有値解析に用いる圧力はポアソン方程式

$$\Delta P = -\rho \nabla \cdot \{(\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u}\} \quad (43)$$

を解くことで求める必要がある。ポアソン方程式を 2 次精度中心差分を用いて離散化を行った。

$$\left(\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} \right)_i = \frac{p_{i+1, j} - 2p_{i, j} + p_{i-1, j}}{(\Delta x)^2} + o(\Delta x^2) \quad (44)$$

係数行列である正定対称行列の連立 1 次方程式を CG

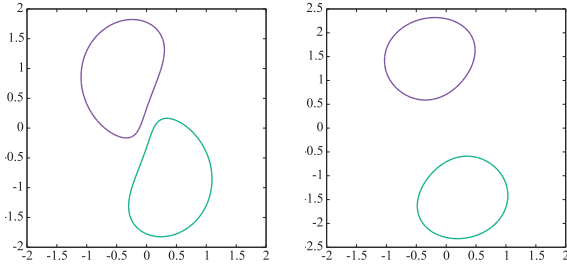


図5 渦対の衝突が生じる系(左), 衝突が生じない系(右)の時刻 $t = 1.25$ における渦の概形. Contour dynamics の手法により理想流体として求めた.

法を用いて解くことで圧力分布を求めた.

4.4 熱力学的な観点を用いた安定性の解析

得られた固有モードの熱力学的な安定性を調べるため, 非平衡状態における熱力学・流体力学的安定条件 [12] を局所的に用い各モード毎に適用した. ここで安定性条件は

$$\partial_t \int \left\{ \delta^2(\rho s) - \frac{\rho}{T} (\delta u)^2 \right\} dV \geq 0 \quad (45)$$

として与えられ, 熱力学的にみたゆらぎの減衰率を示す. この式で基準となる状態量の時間変化は十分に遅いと仮定する. 安定化が行われている領域を調べるため, 局所的なゆらぎ ζ を

$$\zeta = \frac{1}{2} \left\{ \delta^2(\rho s) - \frac{\rho}{T} (\delta u)^2 \right\} \quad (46)$$

と表す. この時間微分を関係式 $Tds = de + p(1/\rho)$ を用いて展開すると,

$$\partial_t \zeta = \partial_t \frac{1}{2} \left\{ \delta^2(\rho s) - \frac{\rho}{T} (\delta u)^2 \right\} \quad (47)$$

$$= -\delta \left(\frac{1}{T} \right) \partial_t \delta \rho e - \frac{\rho}{T} \delta u \partial_t \delta u \quad (48)$$

を得る. 固有値解析で得られた各モードに対してこの式を適用することで空間のどの領域で安定化が生じているのかを調べた.

4.5 IRAM を用いた固有値の計算の結果

渦対が衝突する系 (初期相対距離 $d_0 = 2.0$) に対して IRAM を用いて固有値計算を行うと, 多くの固有値で反復に伴い一定の値に近づく様子が見られたが, いくつかの固有値では絶対値の値が近い固有値と互いに入れ替わるような挙動が観察された. このような挙動は渦対の衝突が生じる系に対してより多くみられた. 図6にクリロフ部分空間の次数を $m = 20, 30, 40, 50$ とし, 絶対値の小さいものからそれぞれ $k = 4, 12, 16, 20$ 個の固有値を求めたときの絶対値を図示した. クリロフ部分空間の次数が低いもの

では, $m = 50$ の場合に比べて疎な固有値分布を得たが, 得られた近似固有値自体は高い次数の IRAM においても共通して得られた. 次数が高くなると, 低い次数では得られないより密な固有値分布が得られた.

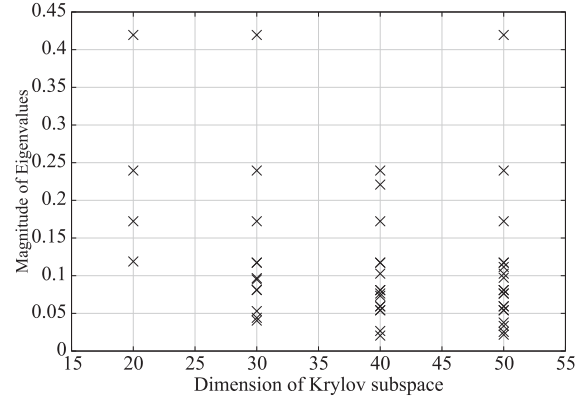


図6 渦対が衝突する系に対するクリロフ部分空間の次数に対する固有値の絶対値の挙動.

クリロフ部分空間の次数を $m = 50$ とし, 絶対値の小さい順から $k = 20$ 個の固有値を求める計算を IRAM を用いて 1,200 ステップ行なった. このときの衝突・非衝突系に対する固有値分布を図7, 8, 9に示した. 図7, 9は時刻 $t = 1.25$ のそれぞれ衝突, 非衝突系に対して, また図8は時刻 $t = 2.5$ の衝突系に対する図示である. 時刻 $t = 1.25$ において固有値の分布は互いに似通った傾向を示すが, 衝突系では非衝突系に比べて固有値の分散が大きく, また実部が負の固有値が多く存在する傾向にあることが観察された. 時刻 $t = 2.5$ ではこのような固有値の分布は見られず, 規則性が少ない固有値分布が得られた.

時刻 $t = 1.25$ における衝突する系における密度, 圧力の固有モードを図10に示した. ここでは複数の固有値に対して同一の固有モードが存在しており, これを Type 1-4 として示した. また衝突しない系に対して密度・圧力の固有モードの組を図11に可視化し, 得られた固有値の絶対値最小から4つの固有モードを示した. 時刻 $t = 1.25$ の衝突系において複数の固有値に対して図10中の Type 1 の固有値モードが対応した(図7). 密度の固有モードに対して, 渦が存在するそれぞれの領域に馬蹄形の反応が見られた. この反応は Type 1,3 では逆位相, Type 2,4 では同位相のものとして観察された. 時刻 $t = 2.5$ においては密度の固有モードにこのような反応は見られず, 波面状の固有モードが観察された. 衝突しない系の密度固有モードに対しても同様の固有モードが観察され, 渦それぞれから波状に広がるようなモードが得られた. 圧力の固有モードに対しては Type 4 のみが逆位相である, それ以外では全て同位相であった.

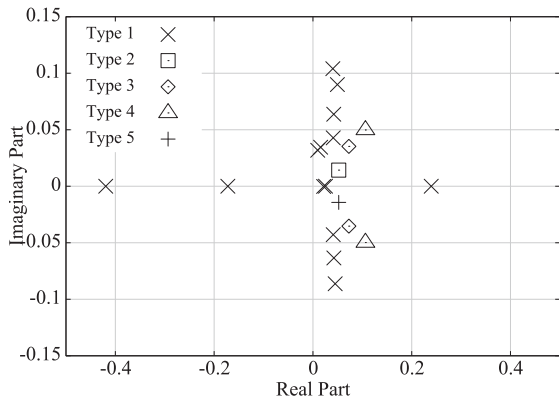


図7 時刻 $t = 1.25$ における渦対の衝突が生じる系の絶対値が小さい順に 20 の固有値分布. 図中の Type 1, ..., 4 は図 10 で可視化された密度・圧力の固有モードの組を表し, Type 5 はこの中に該当するものがないことを示している.

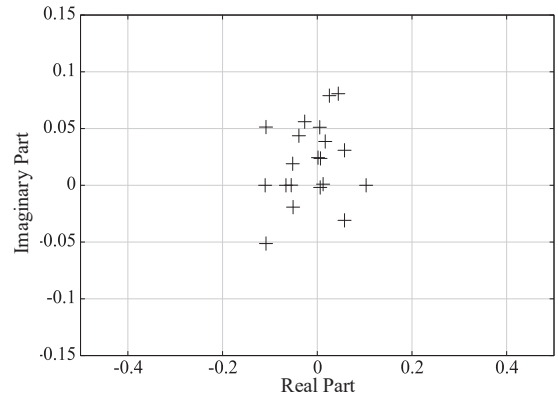


図8 時刻 $t = 2.5$ における渦対の衝突が生じる系の絶対値が小さい順に 20 の固有値分布.

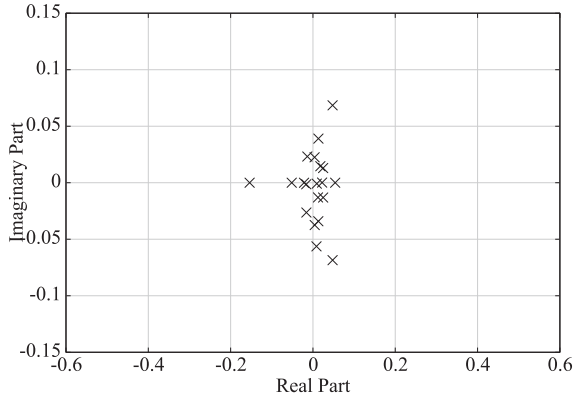


図9 時刻 $t = 1.25$ における渦対の衝突が生じない系の絶対値が小さい順に 20 個の固有値分布.

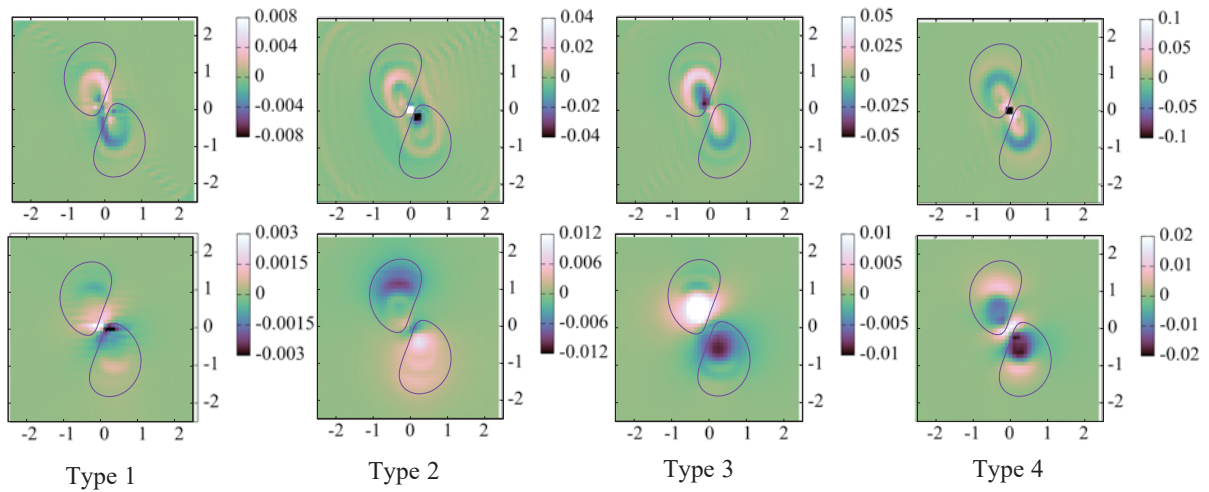


図 10 渦対の衝突が生じる系における密度 (上列), 圧力 (下列) の固有モードの可視化. 基準とした理想流体の渦の概形を重ねて描写した.

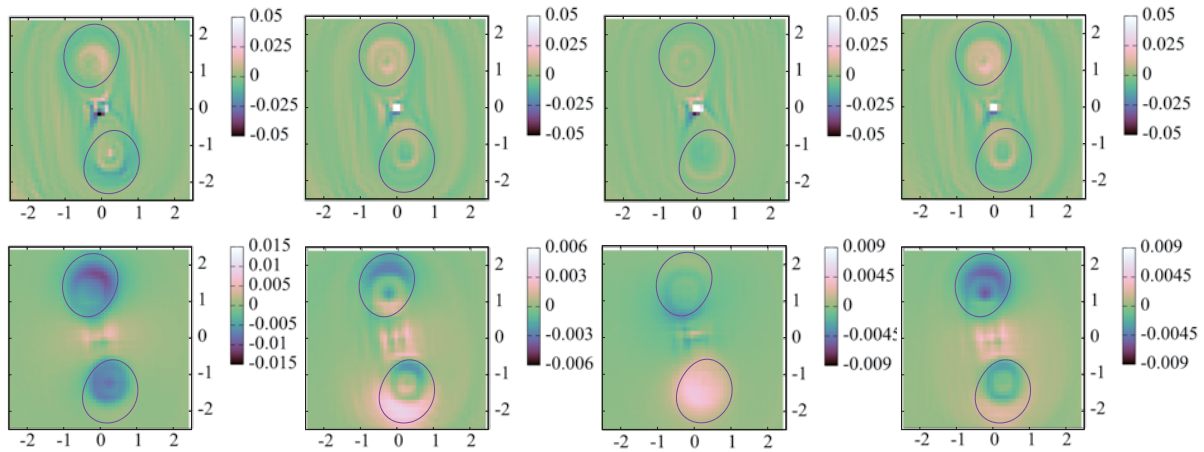


図 11 渦対が衝突しない系における密度(上列), 圧力(下列)の固有モードの可視化。得られた固有モードの中で絶対値最小から4つのモードを左端から順に並べて示した。基準とした理想流体の渦の概形を重ねて描写した。

4.6 考察

理想流体と圧縮性流体における渦対の運動は渦度においてよく類似した結果を示した。圧力分布は衝突後単一の谷を形成しており、渦対は混じり合わずに一体化して運動し、それに伴い密度、エントロピーの濃淡を形成すると考えられる。

時刻 $t = 1.25$ の衝突系において非衝突系の固有値分布と比較して分散が大きく実部が正の固有値が多く得られたことは、衝突系の方が系として変化が大きいことを反映していると考えられる。時刻 $t = 2.5$ において時刻 $t = 1.25$ で得られた規則的な固有値分布・密度モードにおける馬蹄形の反応が観察されなかったことから、特に密度の挙動において密度濃淡の形成は衝突が生じる時刻 $t = 1.25$ で決定されており、それ以降の時刻では一体化した渦の回転運動の慣性により高密度領域が成長することを示唆すると考えられる。

衝突する系の Type 3 の固有モードに対して局所的にみた熱力学的・流体力学的安定条件 $\partial_t \zeta$ を図 12 に示した。この $\partial_t \zeta$ の挙動は Type 4 で見られたが、その他の固有モードでは見られなかった。この安定条件におけるエントロピーの供給源の候補として、この固有モードで生じるバロクリニック・トルク $\nabla(\delta\rho + \rho) \times \nabla(\delta P + P)$ 、渦度 $\nabla \times \delta \mathbf{u} = \partial_x \delta v - \partial_y \delta u$ を合わせて図示した。バロクリニック・トルクと渦度はどちらも基準となる渦の根元付近で生じていることが分かる。ここで観察された渦度は根元付近で負の値をとるが、これは非粘性圧縮性流体に対する数値計算で中心付近に渦度が下がる領域が存在する(図 3, 4) 結果に適合していると考えられる。一方で Type 3 で見られた安定化 $\partial_t \xi$ は回転中心から渦の中心にかけて分布しており、バロクリニック・トルク、渦度が

生成している領域とはやや異なることが観察された。これは基本状態の回転の影響であると考えられ、実際には渦の根元付近で生じるバロクリニック・トルクによるエントロピー生成の影響が基本状態の回転に伴い渦の中心付近に移送されることで系全体として安定化が行われていると考えられる。

5 結言

今回の研究で圧縮性の作用下での渦対の運動において次のような結論を得た。

1. 非圧縮性非粘性流体と圧縮性非粘性流体は良く類似した渦度の発展過程を取る。圧縮性流体に対しては渦度分布の変化や高密度・高エントロピー領域の形成など理想流体では見られない特徴を有する。
2. 固有値解析を行い渦対が衝突する時刻において密度、圧力に特徴的なモードが存在する。得られた固有モードに対する熱力学的な考察から、圧縮性の作用により渦の根元周辺で渦度変化に伴うエントロピー変化が生じており系全体の安定化に寄与している可能性がある。

本研究は渦の2次元的な挙動を調べたが、多くの興味深い物理現象は3次元空間で生じている。3次元に拡張したときどのような原理により2次元的な運動が変化し、実際の物理現象が生じるのか調べるのが今後の研究方向として考えられる。

参考文献

- [1] Susumu Goto, Yuta Saito, and Genta Kawahara. Hierarchy of antiparallel vortex tubes in spatially periodic turbulence at high Reynolds numbers. *Physical Review Fluids*, Vol. 2, No. 6, p. 064603,

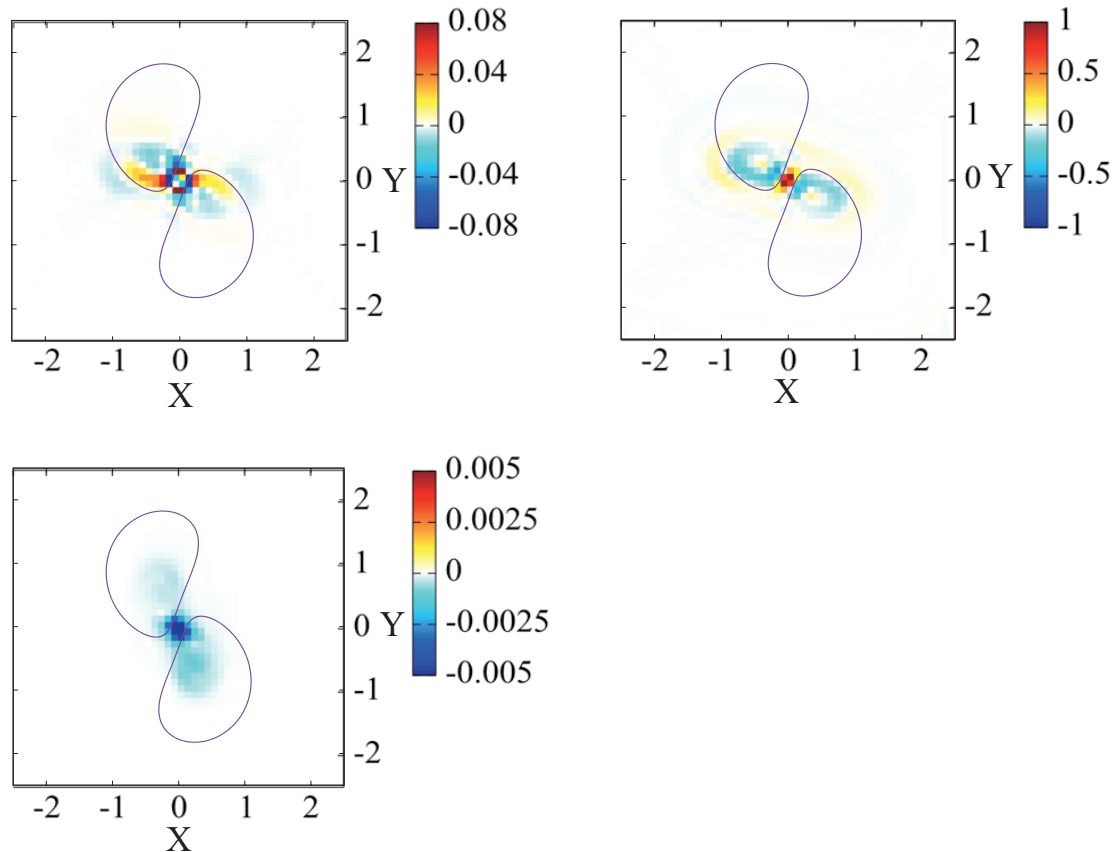


図 12 渦対が衝突する系におけるバロクリニクトルク $\nabla\rho \times \nabla P$ の可視化 (左上), 渦度の可視化 (右上). 図 10 中の Type 3 固有モードにおける $\partial_t \zeta$ の可視化 (左下). また基準とした理想流体の渦の概形を重ねて示した.

- 2017.
- [2] Dustin Kleckner and William TM Irvine. Creation and dynamics of knotted vortices. *Nature physics*, Vol. 9, No. 4, pp. 253–258, 2013.
- [3] Philip G Saffman. A model of vortex reconnection. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 212, pp. 395–402, 1990.
- [4] Christian E Laing, Renzo L Ricca, and L Sumners De Witt. Conservation of writhe helicity under anti-parallel reconnection. *Scientific reports*, Vol. 5, p. 9224, 2015.
- [5] D Virk, Fazle Hussain, and RM Kerr. Compressible vortex reconnection. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 304, pp. 47–86, 1995.
- [6] Bhimsen K Shivamoggi. Vortex stretching and reconnection in a compressible fluid. *The European Physical Journal B-Condensed Matter and Complex Systems*, Vol. 49, No. 4, p. 483, 2006.
- [7] 大宮司久明, 三宅裕, 吉澤徹. 乱流の数値流体力学モデルと計算法, 1998.
- [8] Norman J Zabusky, MH Hughes, and KV Roberts. Contour dynamics for the Euler equations in two dimensions. *Journal of computational physics*, Vol. 30, No. 1, pp. 96–106, 1979.
- [9] H Daiguji, X Yuan, and Satoru Yamamoto. Stabilization of higher-order high resolution schemes for the compressible Navier-Stokes equations. *International Journal of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow*, 1997.
- [10] Satoru Yamamoto and H Daiguji. Higher-order-accurate upwind schemes for solving the compressible Euler and Navier-Stokes equations. *Computers & Fluids*, Vol. 22, No. 2-3, pp. 259–270, 1993.
- [11] Zhaojun Bai, James Demmel, Jack Dongarra, Axel Ruhe, and Henk van der Vorst. *Templates for the solution of algebraic eigenvalue problems: a practical guide*. SIAM, 2000.
- [12] P Glansdorff, I Prigogine, 松本元, 竹山協三. 構造・安定性・ゆらぎ-その熱力学的理論-. みすず書房, 1977.

航空機の脚要素と脚収納部の干渉による騒音発生基礎検討

山本 一臣 (宇宙航空研究開発機構), 梁 裕卓 (スカイマーク), 村山 光宏 (宇宙航空研究開発機構),
野崎 理 (高知工科大学), 平井 亨 (菱友システムズ)

Basic Investigation on Noise Generation Due to Interactions between Aircraft Landing Gear Components and Gear Bay

YAMAMOTO Kazuomi (JAXA), YAN Yutaku (Skymark Airlines), MURAYAMA Mitsuhiro (JAXA),
NOZAKI Osamu (Kochi University of Technology), and HIRAI Tohru (Ryoyu Systems)

ABSTRACT

In order to understand the noise generation due to interactions between the side-brace wake and the gear-bay shear-layer of the main landing gear, a simple numerical flow analysis on a rectangular open cavity including a circular cylinder is conducted by using two-dimensional laminar flow computations. The results show that modification of the cylinder location relative to the cavity leading edge drastically changes the oscillation modes and frequency characteristics of the cavity flow. Although the computational model is too simple to clarify the interaction noise of the real aircraft landing-gear, it provides a basic knowledge of the noise generation physics.

1. はじめに

旅客機の離着陸による空港周辺騒音は、ジェット旅客機が登場した1950年代後半に比べると、大きく低減してきたものの、航空輸送需要の増加により、特に頻繁に離発着が行われる都市圏の空港を中心に今でも重要な環境問題となっている。最近のエンジンのバイパス比向上により離陸上昇時の騒音は段階的に低減が進んでいるが、空港へ低空で進入する着陸進入時の騒音レベルは1990年代から停滞しはじめ、今後の低騒音化の技術課題となっている¹⁾。特に最近の低騒音エンジンを搭載した機体では、着陸進入時に機体騒音が顕在化しているが²⁾、その原因は主に高揚力装置(スラットとフラップ)と降着装置(前脚と主脚)の周囲で大きく乱れた気流によって生じる空力騒音である。そのうち降着装置は、特に大型旅客機において最も大きな騒音源であることが示されている³⁾。降着装置の騒音は様々な大きさの脚要素から発生するとともに、要素間の空力干渉によって発生すると考えられている²⁾。

本研究では、JAXAの機体騒音低減技術の飛行実証FQUROH⁴⁾の結果で報告された、主脚の低周波数騒音の発生原因となり得るサイドブレースの後流と収納

部開口部のせん断層との干渉に着目する。JAXA実験用航空機「飛翔」の主脚(図1)に対する非定常CFDから得られた複雑な流れ場を踏まえ、基礎的な理解を得ることを目的に、円柱とキャビティに単純化した形状について2次元層流の非定常CFD解析を実施した。キャビティに対して相対的に円柱の位置を変化させ、騒音の原因となる、円柱後流とキャビティ開口部のせん断層の振動が大きく変化する様子を調べた。

2. 研究の動機 — 飛翔の主脚収納部の騒音発生

JAXAでは民間企業と共同で機体騒音低減技術の成熟を目的に、FQUROHプロジェクトにおいてJAXAの実験用航空機「飛翔」を用いた技術実証を行った¹⁾。主脚の低騒音化の設計に用いた、実スケール主脚模型による風洞試験結果は、騒音スペクトルを飛行試験結果と比較したとき、図2のように良い一致が得られている⁶⁾。ただし、250Hz以下の低周波数域にはその特性に違いが現れ、風洞床面の境界層厚さと主翼下面の境界層厚さの違いがその原因であることが明らかになっている⁷⁾。このことから低周波数域の主な騒音源が脚収納部であると考えている。

大きな空洞となる主脚収納部では、キャビティ開口部のせん断層がキャビティ後縁で発生する音波のフィードバックによって自励振動を起し、騒音が発生する可能性がある。しかしその周波数をRossiterの経験式⁸⁾から推定すると、飛翔の主脚収納部では50Hzのオーダーの可聴域下限となる。より大きな旅客機の脚収納部におけるキャビティ騒音はさらに低い周波数となるため、音響フィードバックを伴う典型的なキャビティ音では無く、脚要素の後流と収納部との干渉による干渉騒音の可能性が高いと考えられている。



図1. JAXA実験用航空機「飛翔」とその主脚

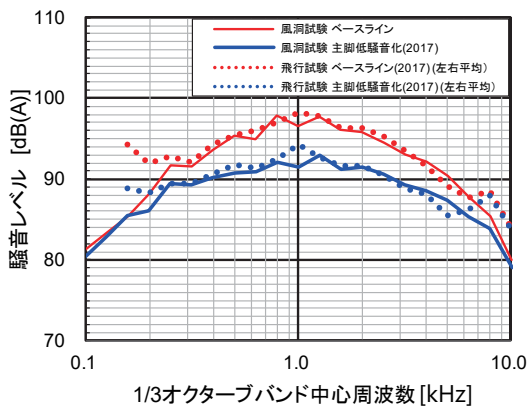


図2. 飛翔主脚の騒音スペクトルの飛行試験と風洞試験との比較

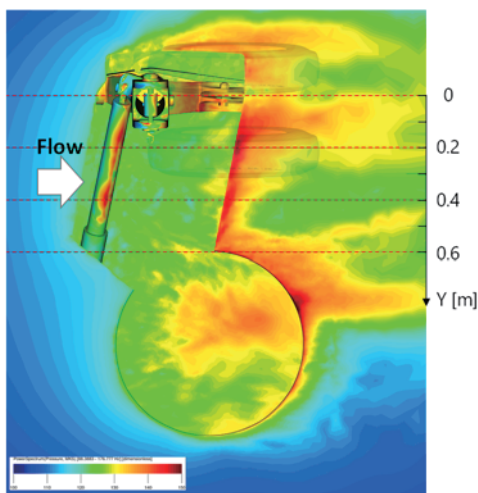


図3. VLESによる収納部周辺の表面圧力変動

飛翔の主脚の場合、図1のように、収納部と干渉する要素として支柱（トラニオンとオレオ・ストラット）、サイドブレースの3つがある。支柱の後流が収納部の後縁で誘起する速度変動は、主に後縁に平行な方向であることにに対し、サイドブレースは主に垂直方向成分を誘起することから、サイドブレースの後流が干渉騒音の発生に大きな影響を与えている可能性がある。

図3は格子ボルツマン法（PowerFLOW）を用いた Very Large Eddy Simulation（村山ら⁹⁾と同様の計算により得た、主脚収納部とサイドブレース、トラニオン表面の圧力変動成分を可視化したものである。空力騒音発生メカニズムとしては双極子音¹⁰⁾に分類され、表面の圧力変動レベルの高い箇所が主な音源になりやすい。図3からは、サイドブレースと収納部のキャビティ後縁の上面がそのような箇所であることが分かる。

図3に示すY座標一定の断面における瞬間の速度分布と圧力変動分布をそれぞれ図4、図5に示す。Y = 0.3 m, 0.4 m 位置では、サイドブレース周囲の流れと収納部のせん断層が干渉し、収納部後縁に大きな速度と圧力の変動をもたらしているように見える。また、図2における飛行試験データは、160Hz以下でさらに騒音レベルが増える傾向もみられるが、仮に円形断面のサイドブレースによって発生するカルマン渦のストローハ

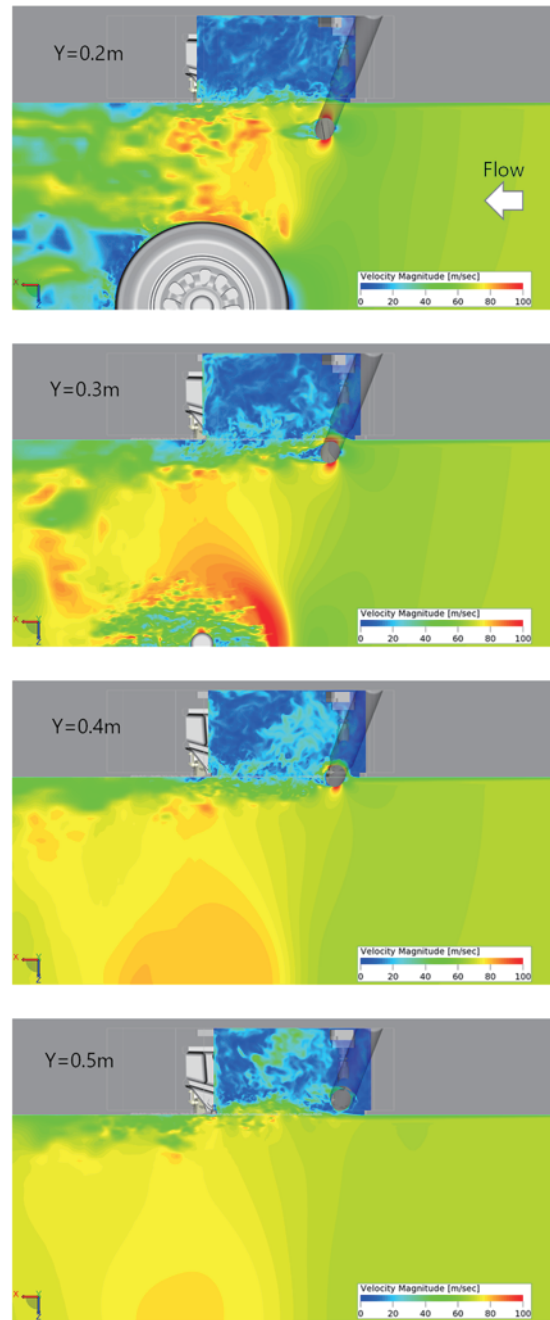


図4. Y座標一定断面上の瞬間の速度分布

ル数を0.2と仮定すると周波数は160Hzとなり、周波数のオーダーが合っている。サイドブレース単独の音とともに、その下流に位置する収納部後縁にサイドブレースの後流が変動を与えることで、収納部から騒音が発生している可能性もある。

このような飛翔の主脚収納部に関連する低周波数騒音の発生メカニズムを理解するために、飛翔の主脚の形状を直接扱って検討を進めることもできるが、Y = 0.2 m の断面の可視化図を見ると明らかなように、車輪や支柱の影響を受けた3次元的な流れ場で、同時に他の要素からの騒音が含まれているため現象の理解は容易ではない。

そこで本研究では、その3次元形状と高レイノルズ数

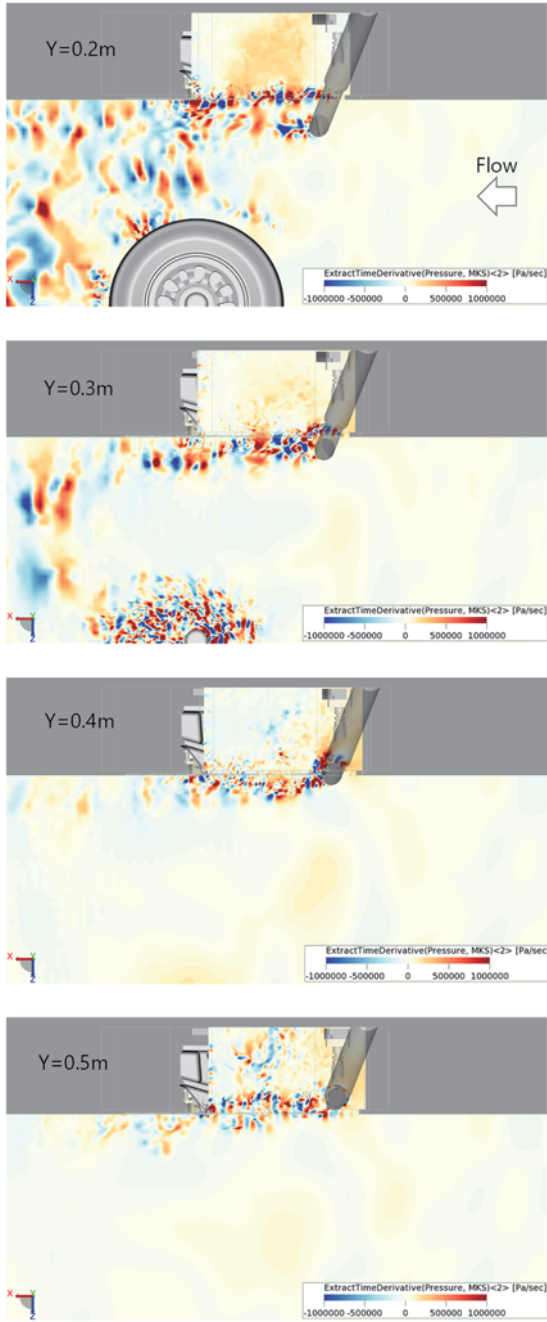
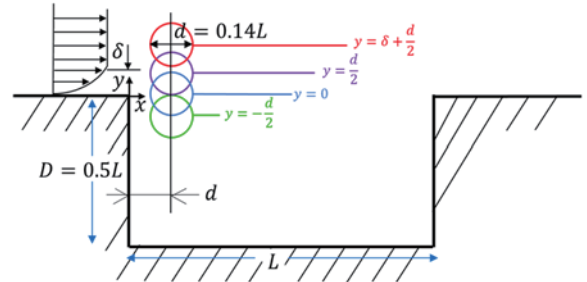


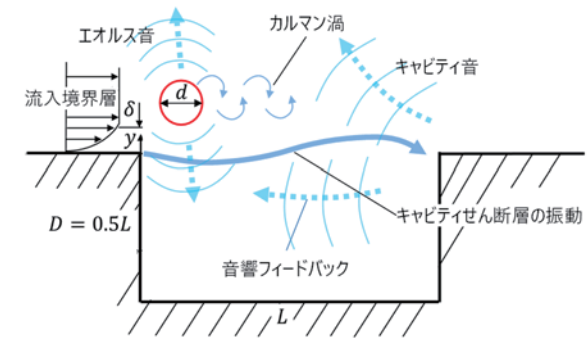
図5. Y座標一定断面上の瞬間の圧力変動分布

の複雑な流れを分析する前段階として、まず、円柱とキャビティという単純な形状ではどのような干渉が起こり得るか、2次元層流まで単純化したCFD解析により基礎的な物理現象を理解することを試みる。以下に示すように、レイノルズ数は実機の約1/300であるため、得られた結果をそのまま図3から図5に示した流れ場の解釈に使うことはできないが、キャビティ開口部のせん断層（以下、キャビティせん断層と呼ぶ）と円柱後流の干渉ではどのような事が起こり得るかを知ること役立つと考えた。

以下、まず脚収納部とサイドブレースを単純化した2次元形状と計算手法について説明し、設定した気流条件とともに、キャビティ、円柱それぞれの流れの振動



(a) キャビティ形状と円柱の配置



(b) 干渉する変動流れの要素

図6. 脚収納部とサイドブレースを単純化した2次元モデル形状

と音の発生について述べた後、円柱位置をキャビティに対して相対的に変化させた時の特性の変化について結果を示し、得られた知見をまとめる。

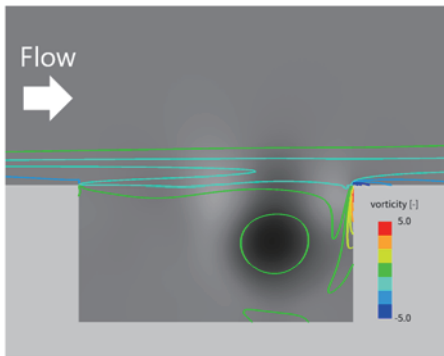
3. 対象とした2次元形状

解析対象とした2次元形状を図6(a)に示す。飛翔の主脚収納部とサイドブレースの寸法比を参考に、それぞれを単純な矩形キャビティと円柱に置き換える。キャビティ長さ L を代表長にした時、キャビティ深さは $D = 0.5L$ 、サイドブレースを模した円柱の直径は $d = 0.14L$ である。主流マッハ数は航空機の着陸進入速度を想定し $M = 0.2$ とする。

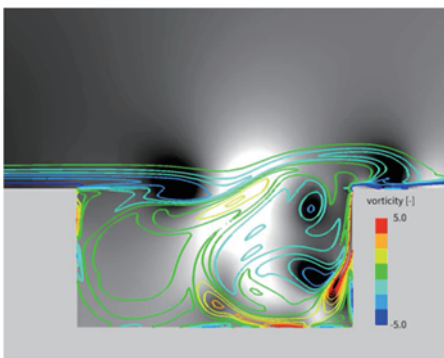
2次元層流を仮定したキャビティ流れについてはRowleyら¹¹⁾が詳しく調べている。キャビティせん断層の振動モードには、キャビティ内に音波のフィードバックが存在することでキャビティせん断層が自励振動を起し、Rossiterの経験式⁹⁾が示す特定の周波数の近くでピーク音が見られるshear-layerモードと、キャビティ内にフィードバックが存在せず、不規則な振動で広帯域音となるwakeモードがあることが示されている。

図7(a)-(c)は、主流マッハ数が0.2の時に、キャビティに流入する境界層の運動量厚さ θ によってキャビティせん断層の振動モードが変化の様子を示している。図7(d)はキャビティ底面中央の圧力変動パワースペクトル密度を、キャビティ長さ L を用いたストローハル数 St_L に対して示しているが、境界層が薄くなるに従い、定常状態から音響フィードバックを伴うShear-layerモード、不規則な振動となるWakeモードに変わっていく。

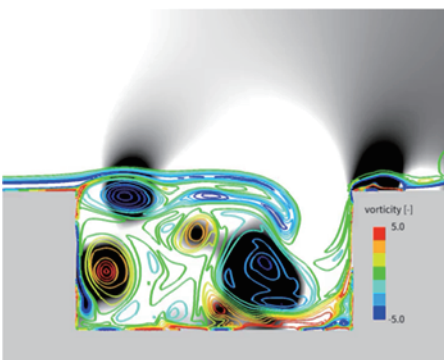
本研究では、矩形キャビティ流れが音響フィードバックによってShear-layerモードを生じる境界層厚さ $\theta/L = 1/80$ の条件に対して、図6(a)に示すように円柱の位置を移動させることにより、両者の干渉とそれによ



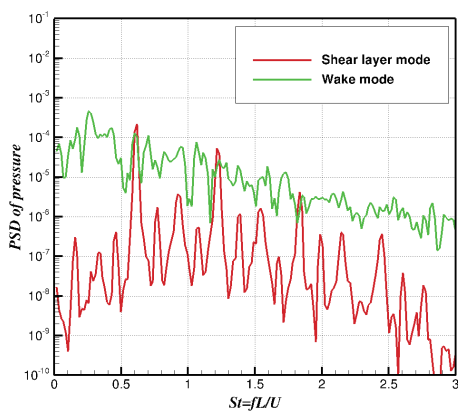
(a) $\theta/L = 1/50$, 定常状態



(b) $\theta/L = 1/80$, Shear-layerモード

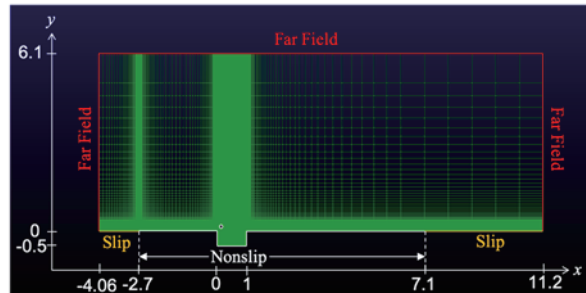


(c) $\theta/L = 1/150$, Wakeモード

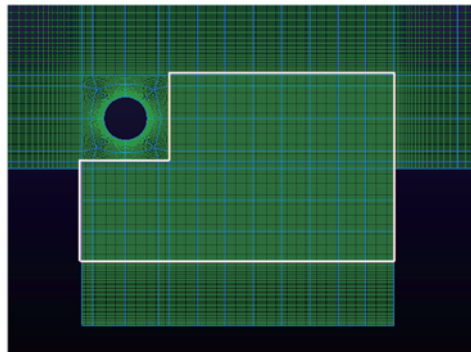


(d) 圧力変動のパワースペクトル密度

図7. 運動量厚さに対するキャビティ流れの振動モードの変化 ; (a)-(c) 瞬時の圧力変動分布と渦度の等高線, (d) キャビティ底面中央の圧力変動のパワースペクトル密度.



(a) 計算格子全体



(b) キャビティと円柱周辺拡大

図8. 計算格子と境界条件

る流れ場の振動の変化を調べることにした. 具体的には図6(b)に示すような, キャビティせん断層の振動とそれに伴う音響フィードバック, 円柱後流のカルマン渦とそれに伴うエオルス音が干渉するときどのような振動現象が生じるのかに注目していく.

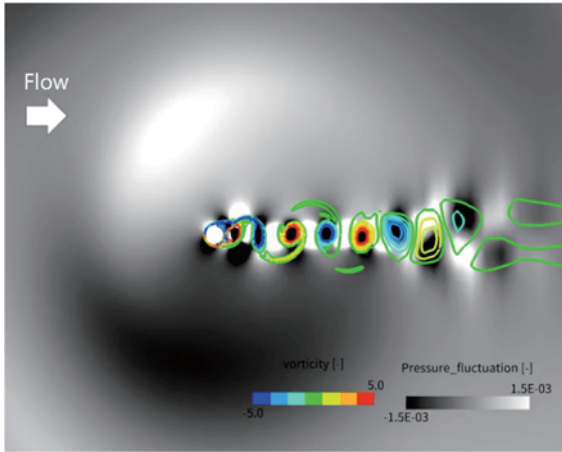
円柱の位置は, 飛翔のサイドブレースの位置を参考にして, 流れ方向はキャビティ前縁から円柱の直径 d だけ離れた位置に中心を置き, 高さ方向は次の4ケースについて計算を行った.

- A: 円柱上面がせん断層に接している ($y = -d/2$)
- B: 円柱中心がキャビティ上端にある ($y = 0$)
- C: 円柱がせん断層に被っている ($y = d/2$)
- D: 円柱下面がせん断層に接する高さ ($y = \delta + d/2$)

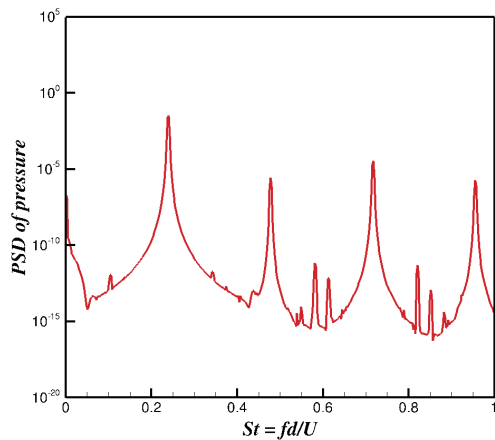
4. 計算方法

CFD解析にはマルチブロック構造格子での有限体積法を基礎にした Navier-Stokes 方程式計算コード UPACS¹²⁾を用いた. 対流項スキームには低速流れで数値粘性が少ないSLAU¹³⁾を用い, 3次精度風上差分によって計算を行った. 粘性項は2次精度中心差分, 時間積分は3次精度Runge-Kutta法による陽解法によって計算を行った.

計算格子, 境界条件は図8のように設定している. 計算格子点数は12.8万点, キャビティ前縁の境界層はy方向に約30点の等間隔格子で捉えている. 特に図8 (b)の白枠で示すキャビティと円柱後流の領域は, 流入境界層の格子幅と同じ幅の等間隔格子とし, せん断層の振動と音波の発生を精度良く捉えられるようにした. キャビティ上流の境界層は, 飛翔の主翼とキャビティの寸法比を参考にキャビティ長さ L の2.7倍の距離から発達させた. この寸法でキャビティ前縁位置での境界層



(a) 瞬時の圧力変動分布と渦度の等高線



(b) 円柱上面の圧力変動パワースペクトル密度
図9. 円柱単独の流れ

の運動量厚さを $\theta/L = 1/80$ とするため、キャビティ長さ L を基準にしたレイノルズ数は7600 (円柱直径 d を基準にしたレイノルズ数は1064) となった。

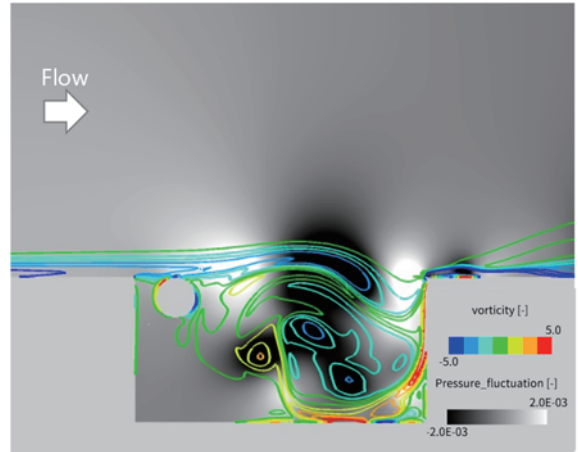
遠方境界条件には外部流の計算に使われるマッハ数を合わせる流入・流出境界条件⁴⁾を用いた。特に積極的に音波を減衰させるバッファゾーンや無反射境界条件を用いていないが、遠方境界で反射波が減衰し、計算領域で共鳴などが起きないことを確認した上で計算を進めた。

2章で述べたように低周波数域 ($St_L = 0.5 \sim 2.0$) に注目するため、一様流 U とキャビティ長さ L を基準にしたとき、非定常データをサンプリングした時間は $T = 87.6L/U$ 、スペクトルを求めるためのサンプリング周波数は $f_s = 35.1U/L$ 、周波数分解能は $\Delta f = 0.017U/L$ である。

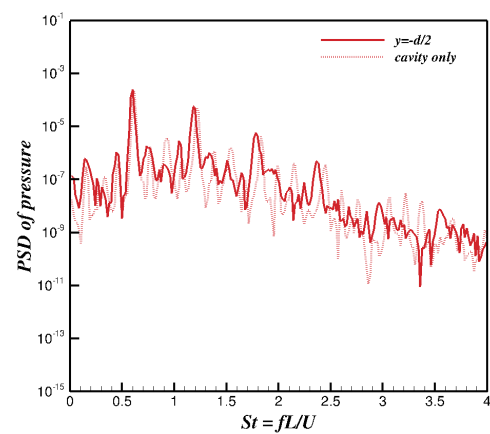
5. 計算結果と考察

5.1. キャビティ、円柱単独のときの流れの特性

続いて説明するキャビティと円柱の干渉を含む計算との比較のために、最初にキャビティと円柱それぞれ単独の特性について述べる。キャビティ単独の場合、3章で述べたように、流入する境界層の厚さによって図7に示すShear-layerモードとWakeモードが発生する。Shear-layerモードではキャビティせん断層の振動によってキャビティ後縁側で発生する音がせん断層の振動



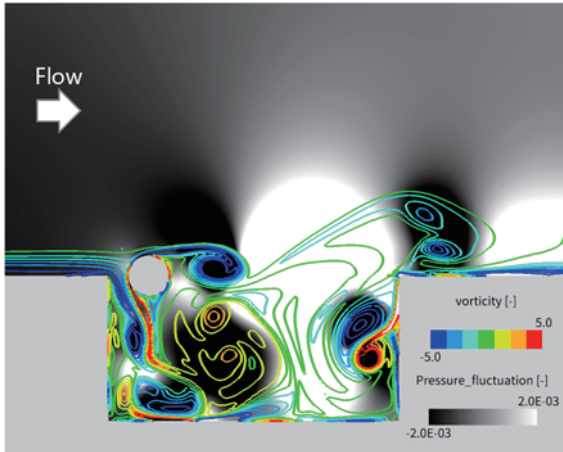
(a) 瞬時の圧力変動分布と渦度の等高線



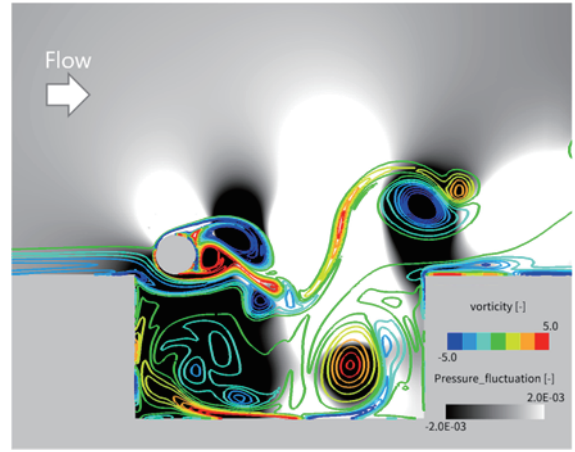
(b) キャビティ底面中央の圧力変動パワースペクトル密度
図10. ケースA ($y = -d/2$) の流れ

を励起する音響フィードバックが存在する。図7(d)のキャビティ底面中央の圧力変動パワースペクトルに現れている強いピークは、せん断層の振動がキャビティ開口部に一波長を持つ1次モードの基本周波数 $St_L = 0.61$ とその高調波成分である。 $St_L = 0.93$ のやや低いピークが二波長となる2次モードに対応している。流入境界層が薄くなるとせん断層はより不安定になり、2次元層流計算では、せん断層がキャビティ内で大きく渦巻くとともに不規則に振動するWakeモードとなる。このときShear-layerモードとは異なり、図7(d)に示すように圧力変動パワースペクトルは広い周波数域で変動レベルが増える。

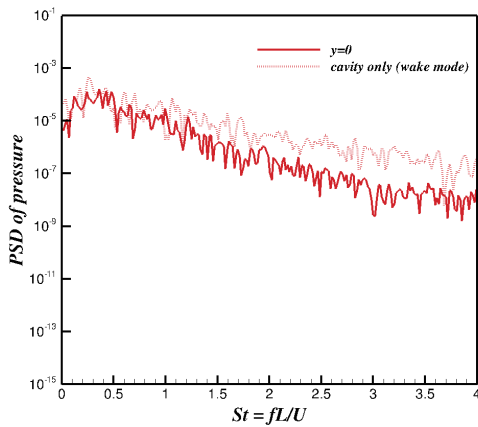
次に円柱の流れの計算結果を図9に示す。図9(a)のようにカルマン渦によりエオルス音が発生していることが分かる。図9(b)の円柱上面の圧力変動スペクトルが示すように、基本周波数は円柱直径 d を基準にしたストローハル数では $St_d = 0.24$ となり、一般に知られている0.2より高めになっている。これは2次元層流を仮定しているため、レイノルズ数が1000になっても、せん断層のスパン方向の不安定性が作られず、2次的に大きな振動になることが原因と考えられる。なお、この基本周波数はキャビティ長さ L を基準にした場合は $St_L = 1.7$ となる。



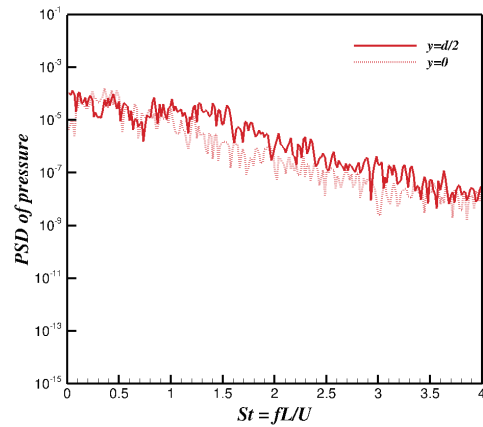
(a) 瞬時の圧力変動分布と渦度の等高線



(a) 瞬時の圧力変動分布と渦度の等高線



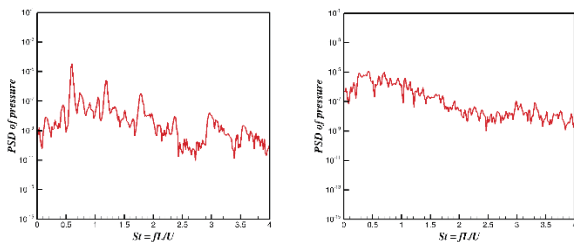
(b) キャビティ底面中央の圧力変動パワースペクトル密度



(b) キャビティ底面中央の圧力変動パワースペクトル密度

図11. ケースB ($y = 0$) の流れ

図13. ケースC ($y = d/2$) の流れ



(a) ケースA ($y = -d/2$) (b) ケースB ($y = 0$)
図12. 円柱の上方(x, y) = (d, L)の位置における圧力変動のパワースペクトル密度.

5.2. ケースA ($y = -d/2$)

まず、円柱がキャビティせん断層の下に隠れる条件での結果を図10に示す. 図10(b)に示す, キャビティ底面中央の圧力変動スペクトルには図7(b)のキャビティ単独のShear-layerモードも重ねている. 円柱とせん断層の干渉が少ないため, ストローハル数2.5以下の特徴的な1次モードのピーク周波数は, キャビティ単独の場合より僅かに低い周波数になるだけでほとんど違いが現れない.

5.3. ケースB ($y = 0$)

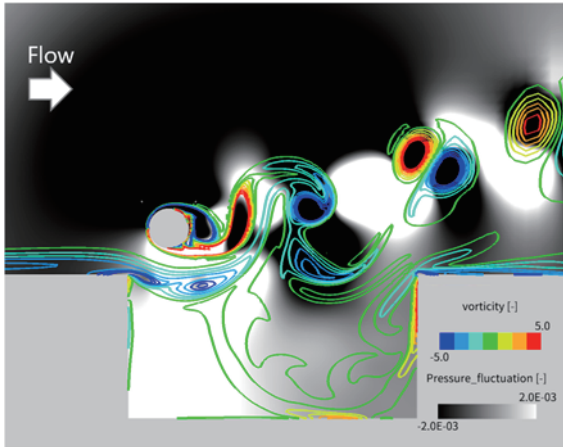
中心位置がキャビティ前縁高さになった場合には, 円柱上部位置は流入境界層の99%厚さ δ よりは低い,

図11(a)に示すように, 流入境界層の大半はキャビティ前縁と円柱の隙間を通過してキャビティ内部に流れ込む. 円柱上面側から新たに薄いせん断層が発達することで, 図11(b)に重ねたキャビティ底面中央の圧力変動スペクトルの比較のように, キャビティ単独のWakeモードと同様の流れになる.

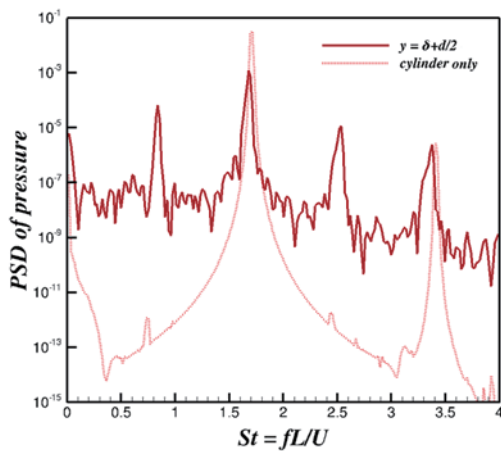
なお, 図12にケースAとケースBを例として, 円柱上方の音響場における圧力変動のパワースペクトルを示す. 図10および図11のキャビティ底面中央のパワースペクトルと比較して分かるように, $St_L < 2.5$ ではそれらの特徴に大きな違いは無い. したがって, 以降の説明でも圧力変動の代表点としてキャビティ底面中央の値を用いて比較する.

5.4. ケースC ($y = d/2$)

円柱上部が流入境界層より若干外側に出ると, 図13(a)に示すように, 不安定ながら円柱の下流にはカルマン渦が形成されるようになる. 図13(b)の圧力変動スペクトルはケースB同様にWakeモードの不規則な振動を示しているが, ケースBと比較した時にストローハル数 $St_L = 1.7$ 周辺の $St_L = 1.3 \sim 2.0$ でレベルが増えており, 円柱のカルマン渦の影響が出始めていることを示している.



(a) 瞬時の圧力変動分布と渦度の等高線

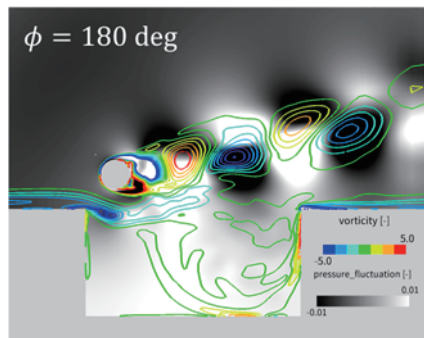
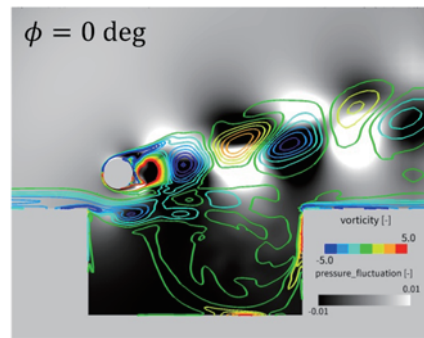


(b) キャビティ底面中央の圧力変動パワースペクトル密度

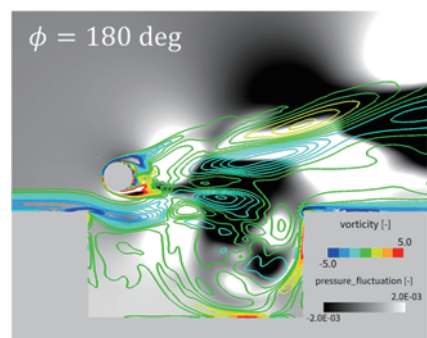
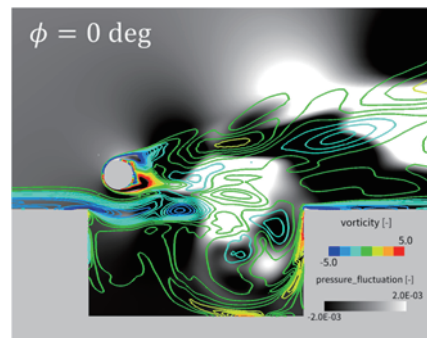
図14. ケースD ($y = \delta + d/2$) の流れ

5.5. ケース D ($y = \delta + d/2$)

さらに円柱を移動し、キャビティせん断層厚さの高さに円柱下面が接する位置に置いた時の結果を図14に示す。図14(a)でわかるように、実際にはせん断層は円柱に接触することなく円柱の下側を流れるようになる。そのためカルマン渦が明確に現れるようになるが、図14(b)の圧力変動スペクトルを見ると、円柱単独の時のピークに相当する $St_L = 1.68$ に加え、その半分の周波数の $St_L = 0.83$ 、1.5倍の $St_L = 2.52$ にも強いピークが現れている。 $St_L = 1.68$ と $St_L = 0.83$ の振動の違いを理解するために、それぞれのピークを含む周波数範囲でバンド・パス・フィルターをかけて流れ場を抽出した結果を図15に示す。図15(a)に示す $St_L = 1.68$ では、円柱後流に明確なカルマン渦が現れ、音波の発生を示す空間の圧力変動も円柱の上下方向に振動している。一方、図15(b)に示す $St_L = 0.83$ では、円柱後流のカルマン渦は不明確になり、図15(a)とは逆にキャビティせん断層がより明確に現れている。また、キャビティ内で前後方向に圧力変動が現れ、キャビティ流れのShear-layerモードに生じる音響フィードバックが起きている可能性がある。上で述べたように、キャビティ単独の場合、 $St_L = 0.83$ に近い $St_L = 0.93$ がShear-layerモードの2次モードに相当していることから、ちょうど円柱



(a) $St_L = 1.68$ の圧力変動分布と渦度の等高線



(b) $St_L = 0.83$ の圧力変動分布と渦度の等高線

図15. バンド・パス・フィルターにより抽出したケースDの $St_L = 1.68$ と $St_L = 0.83$ の流れ

カルマン渦の振動2周期が音響フィードバックによるせん断層の振動を誘起していると考えられる。

6. 計算結果のまとめと飛翔の主脚との類似性

以上の計算結果をできる限り一般化して捉えると次のような知見としてまとめられる。

- ケースA：円柱がキャビティせん断層と接しない場合は、キャビティ流れの振動にはほとんど影響を与えない。
- ケースB：円柱位置がキャビティ前縁高さになり、せん断層を被り始めると、流入してくる境界層はキャビティ内部に流れ込み、円柱上面には新たに薄いせん断層が発達する。キャビティから発生する音はこのせん断層の挙動によって決まる。
- ケースC：円柱の上面がキャビティせん断層より外側に出ると、円柱はせん断層を被っているものの、不安定ながらその後流でカルマン渦を形成し始める。そのため発生する騒音には円柱のカルマン渦による周波数成分が含まれるようになる。
- ケースD：円柱がキャビティせん断層の近傍にあるが、キャビティせん断層に直接接触していない場合、円柱のカルマン渦による流れの振動とキャビティの音響フィードバックの影響を受け、カルマン渦によるエオルス音とともに、カルマン渦に同期したキャビティせん断層のShear-layerモードが生じる可能性がある。

飛翔の主脚(図4, 図5)と比較した時、2次元層流の計算は、ケースAからDに向かって、それぞれ順に $Y=0.5\text{ m}$, 0.5 m と 0.4 m の間、 0.4 m , 0.3 m 断面に相当する。図3から分かるように、サイドブレースが収納部に隠れる $Y=0.5\text{ m}$ 付近(ケースAに相当)でキャビティ後縁の圧力変動が少なく、 $Y=0.4\text{ m}$ 断面付近(ケースCに相当)からサイドブレースが気流に晒されるにつれて圧力変動が増えている。 $Y=0.4\text{ m}$ 断面では、ケースC同様にキャビティ前縁からせん断層がサイドブレース下面側に流れ込み、サイドブレース後流と一体となってキャビティ後縁の圧力変動を増やしている可能性がある。また、飛翔の場合にケースDと同様の音響フィードバックが発生しているは不明であるが、ケースC, ケースDの結果は、発生する騒音の周波数は、キャビティ特有の周波数よりもサイドブレースのカルマン渦の周波数に影響されやすいことを示しており、飛行試験において160Hzの騒音レベルが高かったことと整合している。

7. まとめ

キャビティせん断層と円柱後流の干渉について、2次元層流の非定常流CFD解析を行い、干渉の仕方が流れの振動特性に与える影響を調べた。それにより主脚収納部における低周波数域の干渉騒音のメカニズムを理解し、その低騒音化を検討していくための基礎的な知見を得ることができた。

実際の飛翔の主脚の流れは3次元かつ高レイノルズ数の乱流であり、サイドブレースも斜めであるため、本稿で示した2次元層流の振動よりも非常に複雑になる。今後、段階的に脚収納部の流れに影響を与える複雑さの要因を増やし、脚収納部と脚要素との干渉騒音について検討を進めていきたい。

謝辞

本研究は、第二著者の梁裕卓が高知工科大学大学院修士課程において、宇宙航空研究開発機構(JAXA)の受託指導学生制度の下で取り組んだ研究を基にしている。また、CFD解析には宇宙航空研究開発機構スーパーコンピュータシステム『JSS2』を利用した。

参考文献

- 1) 山本一臣, 葉山賢司, 熊田俊行, 林賢亮: 機体騒音低減技術の飛行実証プロジェクト FQUROH の概要, 日本航空宇宙学会誌, Vol. 67, No. 11, 2019.
- 2) Dobrzynski, W., "Almost 40 Years of Airframe Noise Research: What Did We Achieve?" Journal of Aircraft, Vol. 47, No. 2 (2010) pp353-367.
- 3) Takaishi, T., et al., "Quantitative Modeling of Sound Sources around Civil Aircraft on Final Approach," 8th Berlin Beamforming Conference, BeBeC-2020-D04, 2020.
- 4) Yamamoto, K., et al., "FQUROH: A Flight Demonstration Project for Airframe Noise Reduction Technology—the 2nd Flight Demonstration," AIAA Paper 2018-4087, 2018.
- 5) Takaishi, T., et al., "Further Noise Reduction Design for Landing Gear toward FQUROH Second Flight Demonstration," AIAA Paper 2018-3300, 2018.
- 6) 山本一臣, 葉山賢司, 林賢亮, 熊田俊行: 機体騒音低減技術の飛行実証 FQUROH における成果と今後の課題, 第 57 回飛行機シンポジウム講演集, No. 2A12, 2019.
- 7) Ueno, Y., Isotani, K., Hayama, K., et al., "Validation of Noise Reduction Design for Landing Gear in the FQUROH Flight Demonstration Project," AIAA Paper 2019-2506, 2019.
- 8) Rossiter, J. E., "Wind-Tunnel Experiments on the Flow over Rectangular Cavities at Subsonic and Transonic Speeds," Aeronautical Research Council Reports and Memoranda, No. 3438, 1966.
- 9) Murayama, M., et al., "Numerical Simulation of Main Landing Gear Noise Reduction in FQUROH Flight Demonstration," AIAA Paper 2019-1836, 2019.
- 10) 吉川茂, 和田仁(編): 音源の流体音響学, 日本音響学会編, コロナ社, 東京, 2007.
- 11) Rowley, C. W., Colonius, T. and Basu, A. J., "On self-sustained oscillations in two-dimensional compressible flow over rectangular cavities," J. Fluid Mech. (2002), vol. 455, pp. 315-346.
- 12) Takaki, R., Yamamoto, K., Yamane, T., Enomoto, S. and Mukai, J., "The Development of the UPACS CFD Environment," High Performance Computing, Proc. of ISHPC 2003, Springer, pp. 307-319, 2003.
- 13) Shima, E. and Kitamura, K., "Parameter-Free Simple Low-Dissipation AUSM-Family Scheme for All Speeds," AIAA J., Vol. 49, No. 8, pp 1693-1709, 2011.
- 14) Jameson, A. and Yoon, S., "Multigrid Solution of the Euler Equations Using Implicit Schemes," AIAA J., Vol. 24, No. 11, pp 1737-1743, 1986.

宇宙航空研究開発機構特別資料 JAXA-SP-20-008

JAXA Special Publication

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2020オンライン論文集
Proceedings of Fluid Dynamics Conference /Aerospace Numerical Simulation Symposium
2020 Online

発行 国立研究開発法人 宇宙航空研究開発機構 (JAXA)
〒182-8522 東京都調布市深大寺東町7-44-1
URL: <http://www.jaxa.jp/>

発行日 2021年2月8日
電子出版制作 松枝印刷株式会社

※本書の一部または全部を無断複写・転載・電子媒体等に加工することを禁じます。
Unauthorized copying, replication and storage digital media of the contents of this publication, text and images are strictly prohibited. All Rights Reserved.

