

宇宙航空研究開発機構特別資料

JAXA Special Publication

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論文集

Proceedings of the 48th Fluid Dynamics Conference /
the 34th Aerospace Numerical Simulation Symposium

開催日：平成28年7月6日（水）～8日（金）

開催場所：金沢歌劇座

6 July ~ 8 July , 2016

The Kanazawa Theatre

2016年12月

December 2016

宇宙航空研究開発機構

Japan Aerospace Exploration Agency

まえがき

第 34 回航空宇宙シミュレーション技術シンポジウム (ANSS) は、例年通り日本航空宇宙学会空気力学部門委員会による流体力学講演会 (流力講演会) との合同開催という形で、平成 28 年 7 月 6 日、7 日、8 日の 3 日間にわたり金沢歌劇座 (石川県金沢市) において開催されました。講演数は 147 件、参加登録人数は 302 名と過去最高でした。

初日の 6 日には、第 2 回の CFD ワークショップ” Aerodynamics Prediction Challenge (APC-II)” を開催し、JAXA から提示された支持干渉補正済みの新たな風洞試験データと CFD 解析結果との詳細な比較検証が報告され活発な議論が交わされました。その後、産学官の交流を目的に新たな試みとして Networking Session を実施し、基調講演で吉本 稔様 (MHI) より「企業における CFD 活用の取り組みと展望」と題して実機開発に活用するために CFD 解析が取り組むべき課題を提示していただきました。

7 日には、招待講演として青山学院大学の林 光一教授に「航空宇宙と燃焼」という題目でご講演を頂き、海外からは German Aerospace Center (DLR), Institute of Aerodynamics and Flow Technology の Dr. Lars Koop をお招きし、「Advanced measurement techniques for high Re-number testing and CFD validation」という題目でご講演を頂きました。Koop 氏の講演では、航空機実機を念頭においた高レイノルズ数における最新の計測技術が紹介され世界の最先端の空力計測技術を知ることができました。

最終日の 8 日には、金沢工業大学の竺 覚暁教授より「力学的宇宙から場の宇宙への転換 - 『世界を変えた書物』から」という題目でご講演を頂きました。金沢工業大学が収集したプリンキピアを初めとする膨大な科学稀観書コレクション『工学の曙文庫』を紹介して頂き、科学がどのように発展してきたか改めて知ることができました。

企画セッションは、流力/ANSS 合同企画として「EFD/CFD 融合・解析技術」、「民間超音速機実現のための空力設計技術」、「非定常空力と空力音響技術」、「低レイノルズ数流れ」、「航空教育支援フォーラム」、ANSS 単独企画として「航空宇宙における HPC の動向-JSS2 重点課題-」、「宇宙輸送を支えるシミュレーション」、「H3 ロケット開発を支える数値シミュレーション」を実施しました。とくに H3 ロケットの企画に関しては関心が高く、設計の主要フェーズで数値シミュレーションがどのように役立っているか活発な議論が交わされました。

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浅井 圭介東北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、また金沢コンベンションビューロの方々等、関係者各位のご尽力に謝意を表します。

平成 28 年 11 月 4 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 張替 正敏

ANSS 運営委員会委員

張替 正敏 (委員長)、松尾 裕一、嶋 英志、青山 剛史、牧田 光正、池田 友明、村山 光宏、山根 敬、齊藤 健一、牧野 好和、相曾 秀昭、阿部 浩幸 (幹事)、高橋 孝、藤田 直行、村上 桂一、清水 太郎、佐藤 茂、長谷川 進

目 次

Advanced measurement techniques for high Re-number testing and CFD validation	1
Dr. Lars Koop (DLR, German Aerospace Center)	
流体力学講演会 (FDC)/ 航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム (ANSS) 合同企画「航空教育支援フォーラム」を開催して	45
相曾秀昭/村上桂一 (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)	
凹状物体まわりの超音速流に関する振動特性	51
乾大知/高倉葉子 (東海大学工学部)	
凹状物体まわりの超音速流れに対する運動座標法の検討	57
野村将之/高倉葉子 (東海大学工学部)	
ブロック境界条件を応用したマルチブロック LES 解析コードの開発と検証	63
青野光 (東京理科大学工学部機械工学科), 野々村拓 (東北大学大学院工学研究科航空宇宙工学専攻)	
D-SEND#2 飛行試験のソニックブームにおける大気乱流効果の数値解析	69
金森正史/高橋孝/牧野好和/中右介/高橋英美 (宇宙航空研究開発機構), 石川敬掲 (ASI 総研)	
小型超音速旅客機の後端低ブーム設計と風洞試験による検証	79
上野篤史/野口正芳/牧野好和 (宇宙航空研究開発機構)	
エンジンインテーク統合時における超音速最適翼型の平面形依存性に関する調査	85
岸祐希/北崎慎哉/ Atthaphone ARIYARIT /金崎雅博 (首都大学東京大学院), 牧野好和 (宇宙航空研究開発機構)	
地球観測衛星データ処理における JAXA スパコン活用の効果検証	91
齋藤紀男/上田陽子/田中誠/中西功/仁尾友美/小西利幸/南貴博 (宇宙航空研究開発機構第一宇宙技術部門衛星利用運用センター), 井口茂 (日本電気株式会社), 井上淳一/鳥居雅也 (富士通株式会社)	

ロケット開発における HPC の利用	97
嶋英志 (国立研究開発法人宇宙航空研究開発機構)	
ステンシル系プログラムの低メモリバンド幅 CPU 向け高速化手法の検討	101
高木亮治 (宇宙航空研究開発機構), 杉崎由典/鈴木清文 (富士通株式会社)	
aFJR プロジェクトにおける数値シミュレーション	107
西澤敏雄/榎本俊治/賀澤順一/北條正弘/石井達哉 (宇宙航空研究開発機構)	
「数値風洞」のこれまでとこれから	113
松尾裕一/橋本敦/村上桂一/青山剛史 (宇宙航空研究開発機構航空技術部門)	
スクラムジェットエンジンの性能向上に関する一考察	125
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), 渡邊孝宏/宗像利彦 (日立ソリューションズ東日本)	
酸化剤流量制御によるハイブリッドロケット消炎再着火の有効運用	131
Kazuhisa CHIBA (The University of Electro-Communications, Tokyo, Japan), Masahiro KANAZAKI (Tokyo Metropolitan University, Tokyo, Japan), Toru SHIMADA (Japan Aerospace Exploration Agency, Sagami, Japan)	
デュアルベルノズル・サブスケール燃焼試験における作動点遷移予測について	137
高橋政浩/高橋英美/富田健夫 (宇宙航空研究開発機構)	
マルチコプタのロータ間の空力干渉	141
田辺安忠/青山剛史/杉浦正彦 (宇宙航空研究開発機構), 菅原瑛明 ((株) 菱友システムズ), 砂田茂 (大阪府立大学), 米澤宏一 (大阪大学), 得竹浩 (金沢大学)	
JAXA2m × 2m 低速風洞突風発生装置の気流特性計測試験について	147
齊藤健一/小池俊輔 (宇宙航空研究開発機構), 鈴木幸一 (IHI エアロスペース・エンジニアリング), 岩崎昭人 (宇宙航空研究開発機構)	
スプース構造学習による二つの非定常流体解析結果データの変化点検出	151
磯島宣之 (東北大学院(現日立ハイテクノロジーズ)), 下山幸治/大林茂 (東北大学流体科学研究所)	
計測データに基づく格子細分化手法	157
三坂孝志/鶴飼孝博/小西康郁/大林茂 (東北大学)	

粘弾性流体中でのマッハコーンの形成	161
三神史彦／八木良明（千葉大学大学院工学研究科）	
超低高度衛星の希薄空力特性評価に向けた希薄風洞計測と数値解析	167
小澤宇志／今村俊介／川崎春夫／鈴木俊之／藤田和央／佐々木雅範（宇宙航空研究開発機構）	
境界埋め込み法を用いた等間隔直交格子ソルバにおける DDM 並列計算	173
安田章悟／菱田学（菱友システムズ），高木正英（海上技術安全研究所）， 南部太介／溝渕泰寛／松尾裕一（JAXA）	
ジェットエンジン燃焼器における燃料初期粒径が排出物特性に与える影響に関する 数値解析	177
山本姫子（早稲田大），溝渕泰寛（JAXA），佐藤哲也（早稲田大）	
膨張領域を持つ waverider の数値解析および簡易空力評価法との比較	183
森田直人／土屋武司（東京大学）	
機体後部上方エンジンマウント幅広胴体の尾部設計と空力性能評価	189
後藤駿／金崎雅博（首都大学東京大学院），村山光宏／伊藤靖／山本一臣（宇宙航空研究開発機構）	
界面捕獲法を用いた液体ロケットエンジン亜臨界圧燃焼流解析	195
谷洋海／大門優／梅村悠／根岸秀世（宇宙航空研究開発機構研究開発部門第三研究ユニット）	
自由飛行試験によるバドミントン用シャトルコックの非定常空力特性の解明	201
板倉嘉哉／赤井貴洋／桑原直弘（千葉大学教育学部）	
温度による粘度変化を補正した油膜干渉法	207
栗田 充／飯島秀俊（宇宙航空研究開発機構）	
円筒デトネーション波の伝播限界へ流路幅と円筒波面の曲率が与える影響	211
桧物恒太郎／亀山頌太／大関敦／榎並聖也／脇田督司／戸谷剛／永田晴紀（北海道大学）	

Advanced measurement techniques for high Re-number testing and CFD validation

Dr. Lars Koop

DLR, German Aerospace Center
 Institute of Aerodynamics and Flow Technology
 Experimental Methods



Introduction 1/2

General topic: Advanced measurement techniques

Mission: Development of **optical and acoustical field measurement techniques** for the acquisition of fluid-mechanical and aero-acoustical quantities.

Application mainly in **large industrial wind tunnels** and at **in-flight testing** for aerodynamics.

Objective: Quality of the results obtained is comparable with the results attained in the laboratory.

Pressure and temperature on surfaces

2D and 3D flow field measurements

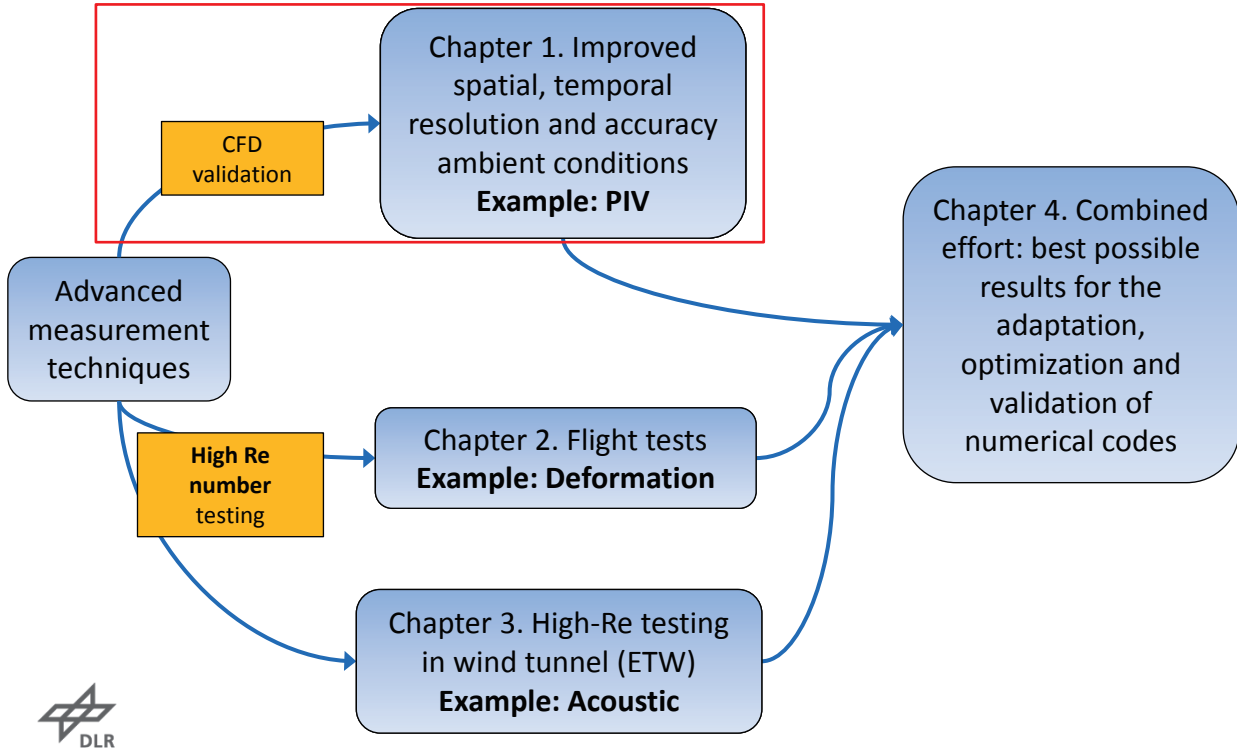
Deformation measurement

Source localization

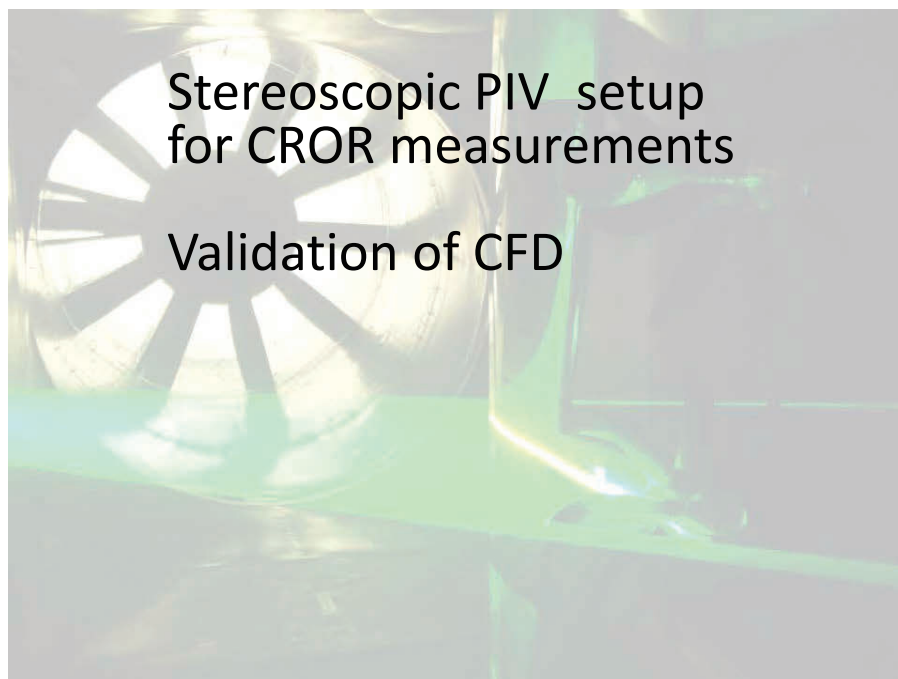


Introduction 2/2: Overview

CFD validation and High Re-number testing



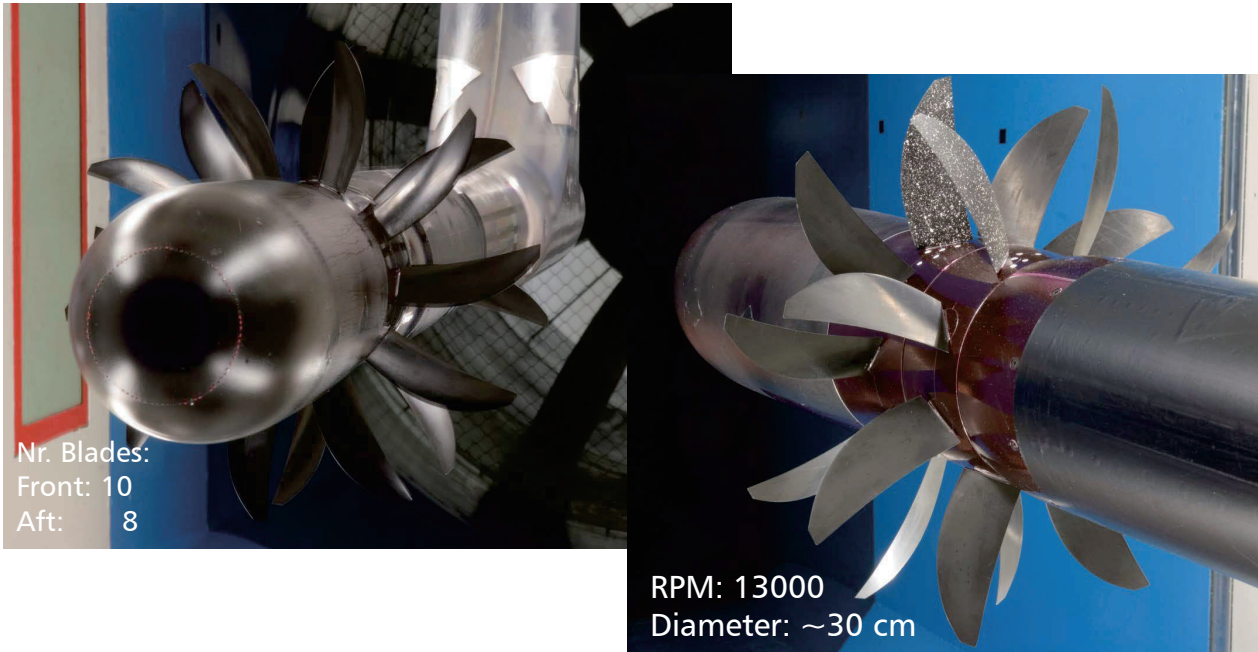
Improved spatial and temporal resolution for CFD validation



DLR.de • Chart 5 > L. Koop • High-Re Testing > July 7th 2016

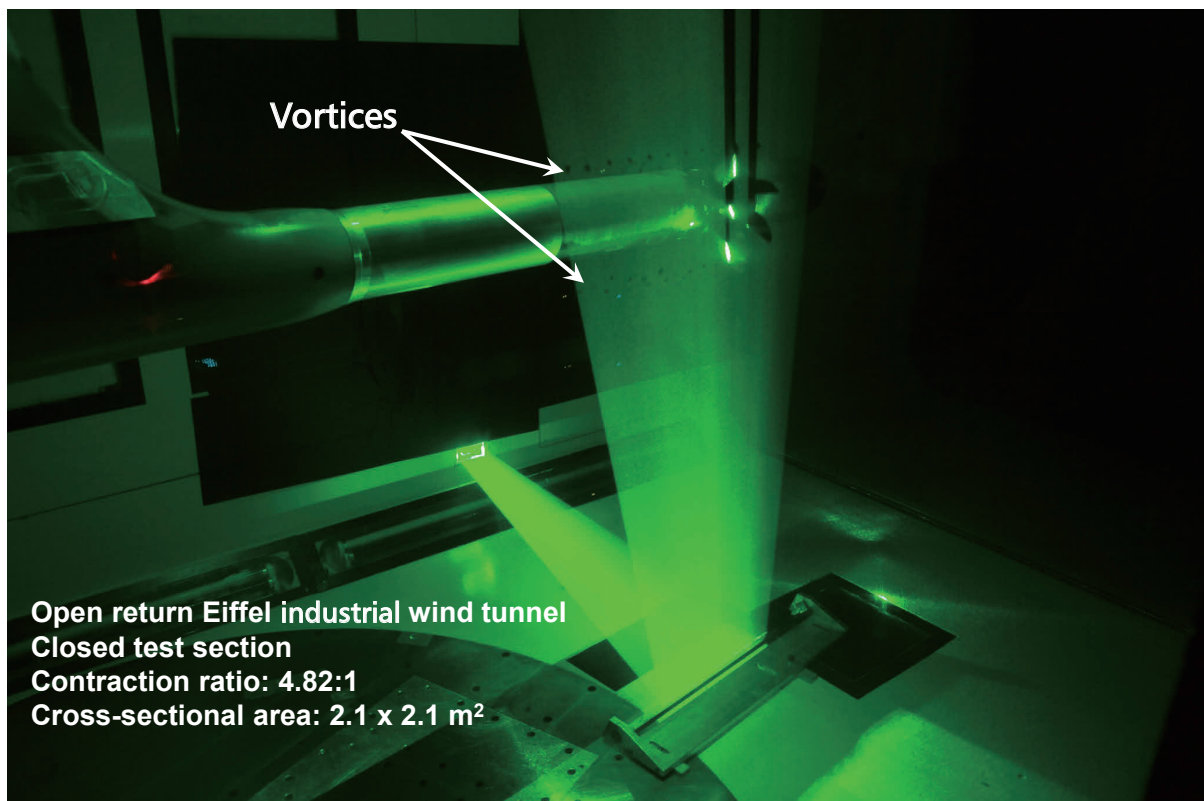
PIV measurements at AIRBUS (BLSWT)

Counter-Rotating Open Rotor (CROR) measurements



DLR.de • Chart 6 > L. Koop • High-Re Testing > July 7th 2016

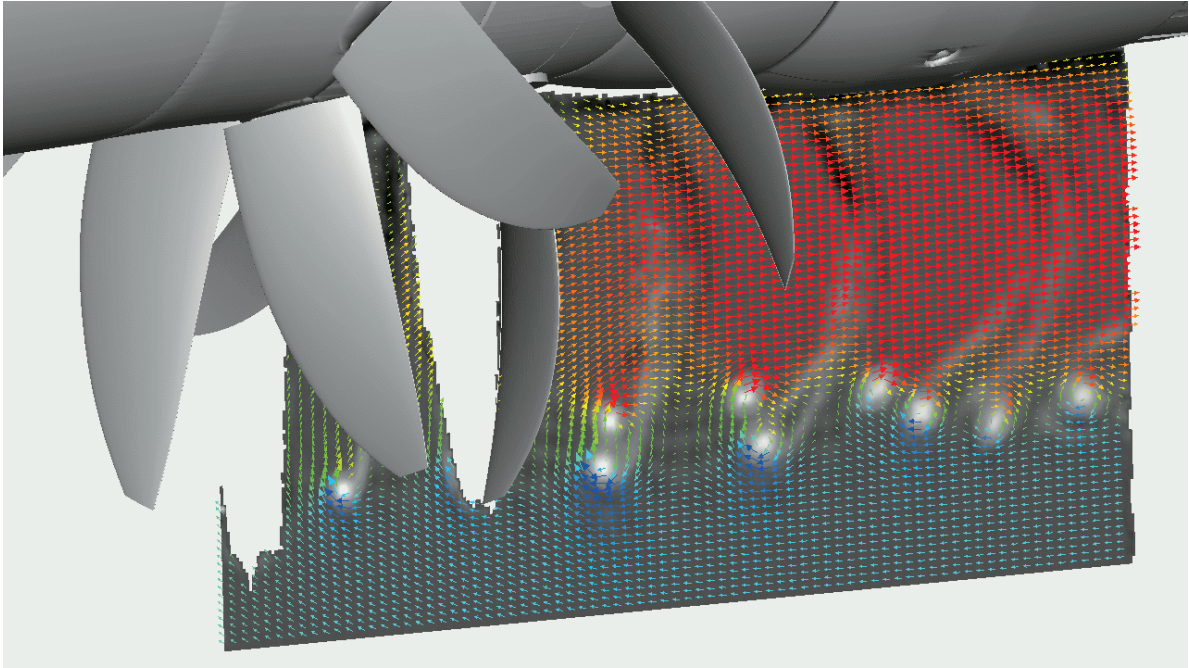
PIV measurements at AIRBUS (BLSWT)



DLR.de • Chart 7 > L. Koop • High-Re Testing > July 7th 2016

PIV measurements at AIRBUS (BLSWT)

Phase averaged PIV results

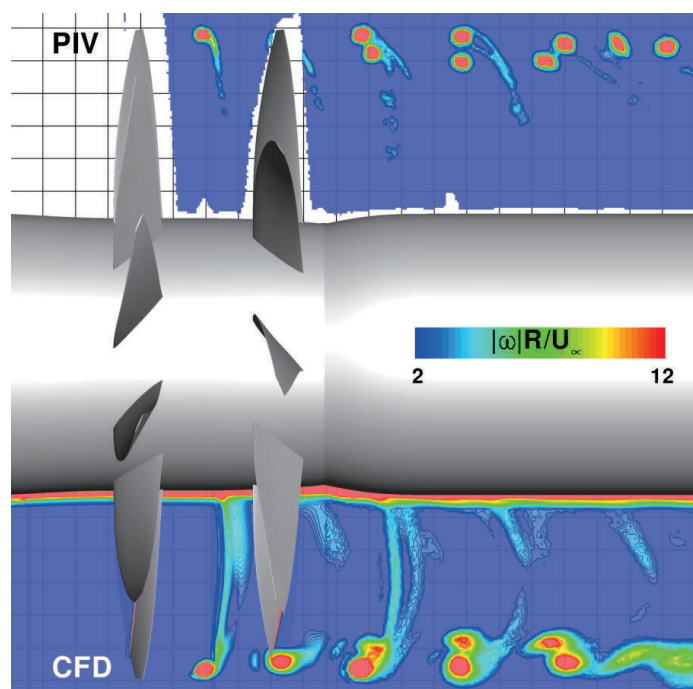


DLR.de • Chart 8 > L. Koop • High-Re Testing > July 7th 2016

PIV measurements at AIRBUS (BLSWT)

Comparison between experiment and CFD

- Favorable agreement between PIV and CFD
- Tip vortex characteristics and trajectories well matched (CFD optimized in near blade region)
- Interactions of the front and aft blade vortices downstream of the rear rotor agree in CFD and PIV results
- However, CFD mesh coarsens with increasing axial distance from rotors, thus the vortices dissipate more rapidly than measured

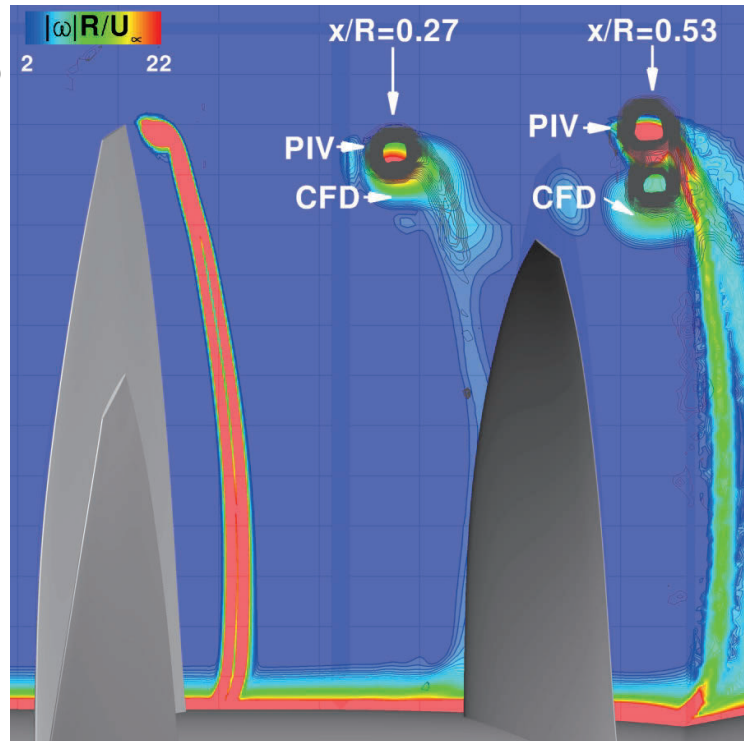


DLR.de • Chart 9 > L. Koop • High-Re Testing > July 7th 2016

PIV measurements at AIRBUS (BLSWT)

Comparison between experiment and CFD

- Slight offset in radial position visible between CFD and PIV
- CFD shows slightly more inboard location, slipstream contraction, (blade loading) might be higher
- Consistent with observed higher velocity magnitude in the CFD simulations
- Caused by differences in blade pitch, i.e. rigid in CFD, flexible in experiment (IPCT)

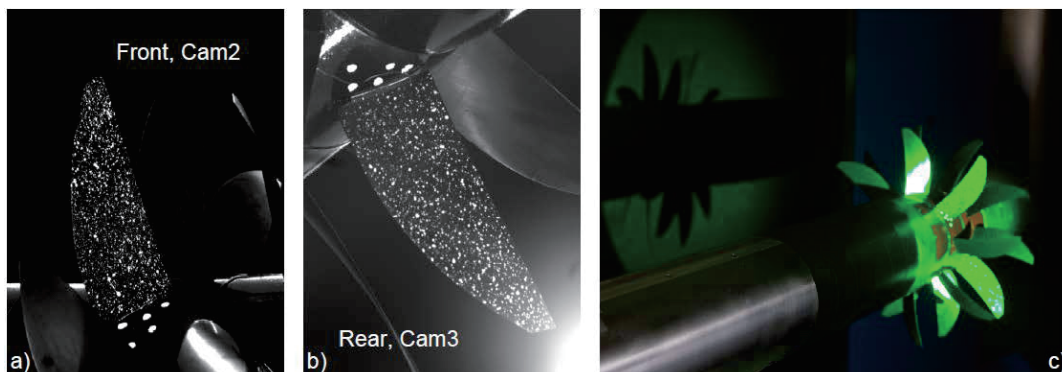


DLR.de • Chart 10 > L. Koop • High-Re Testing > July 7th 2016

IPCT measurements at AIRBUS (BLSWT)

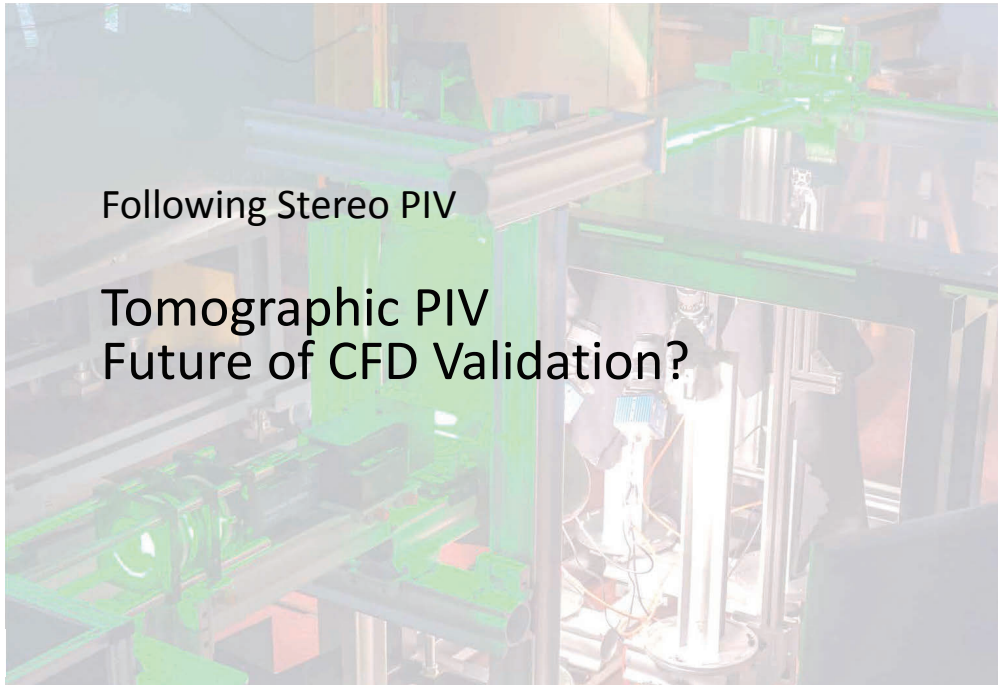
CROR model IPEKA

- Deformation of front and rear propeller measured in separate sequences
→ Phase-locked position of measured propeller
- Laser illumination to enable short exposure time
- Random dot pattern painted on the propeller blades
- Additional reference markers as undeformed reference to be fixed for the evaluation of the deformation



DLR.de • Chart 11 > L. Koop • High-Re Testing > July 7th 2016

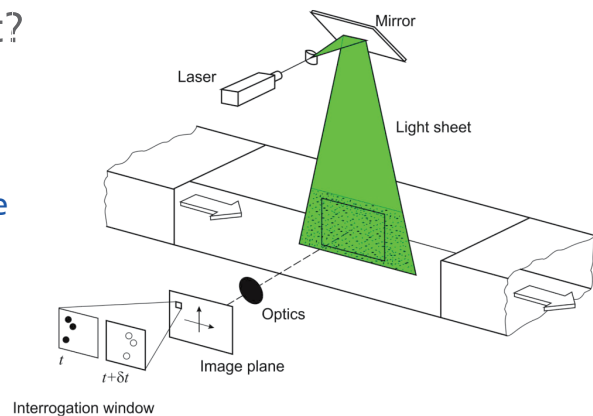
Improved spatial and temporal resolution for CFD validation Step 2: Tomo-PIV



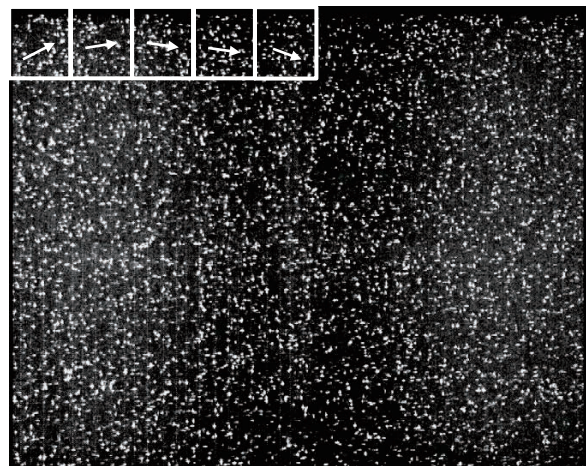
DLR.de • Chart 12 > L. Koop • High-Re Testing > July 7th 2016

Stereo PIV -- What comes next?

- Restrictions of Stereo PIV:
 - Flow velocity in two dimensional plane
 - Spatial filtering/averaging due to interrogation windows
- Tomo-PIV
 - Flow velocity information in a volume
 - But:
 - We will see ...



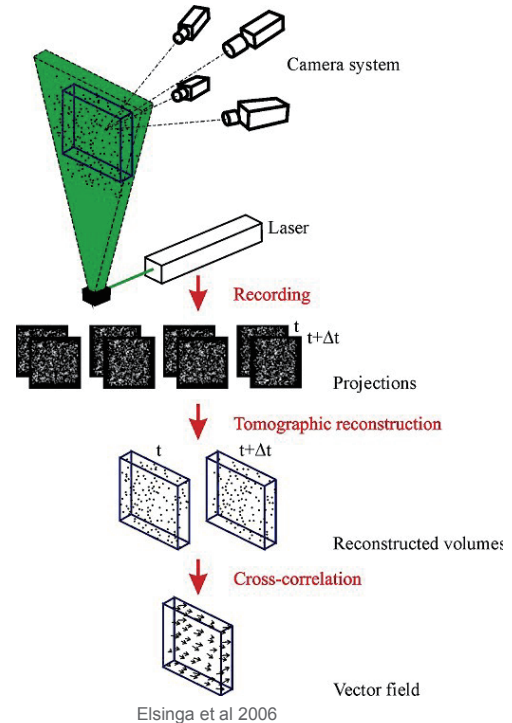
Interrogation window



Tomographic PIV

Working principle

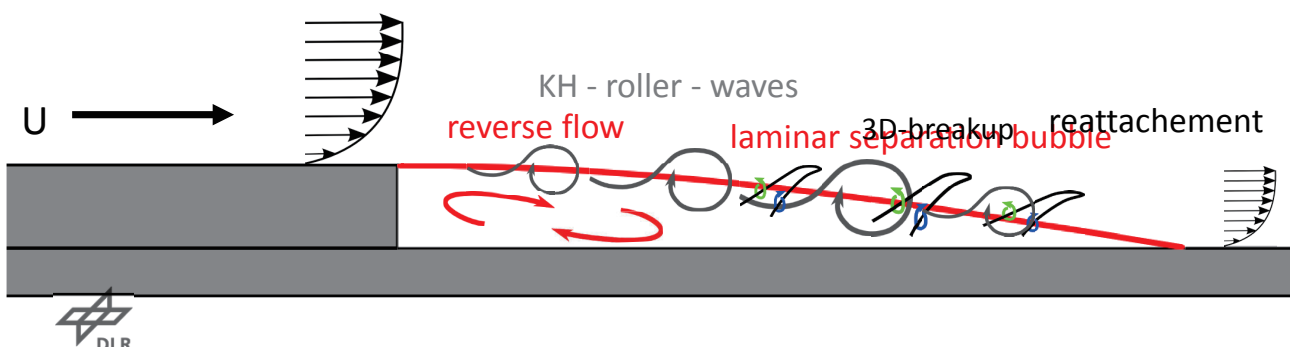
- Fully three dimensional time resolved flow field
- Thick light sheet illuminated by high repetition rate laser
- Scattered light recorded by 4 high-speed cameras
- Image to object 3D mapping function (+self-calibration)
- MART (multiplicative algebraic reconstruction technique)
- Tomographic reconstruction of particle images
- Local 3D cross-correlation
- Time series of 3D-3C velocity information



Tomographic PIV – BFS measurements

Backward facing step

- Development of velocity profile
- Formation of laminar separation bubble behind step
- Occurrence of spanwise 2D roller waves (KH - instabilities)
- Breakup into three-dimensional structures
- Reattachment and anew formation of profile



DLR.de • Chart 15 > L. Koop • High-Re Testing > July 7th 2016

Tomographic PIV – BFS measurements

The model

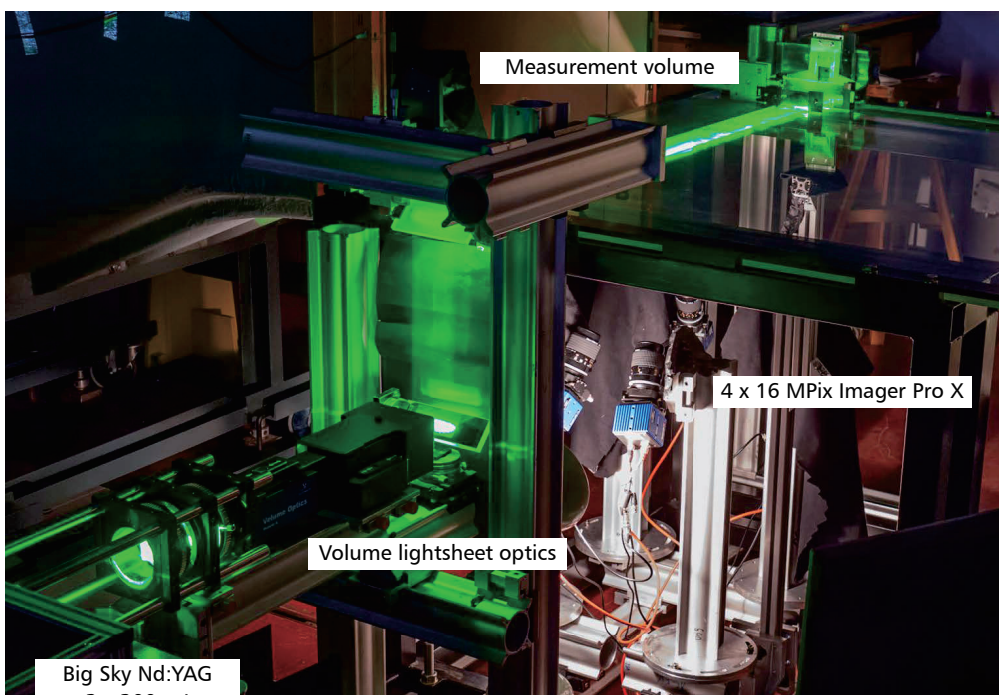
- Elliptical leading edge
- Model on glass plate:
 - 190 mm inclined ramp leading to $h = 6\text{ mm}$
 - 50 mm flat plate
- TOMO volume: 70 x 95 x 7 mm, 10 mm downstream of step
- Camera setup: below glass plate, pyramidal configuration



DLR.de • Chart 16 > L. Koop • High-Re Testing > July 7th 2016

Tomographic PIV – BFS measurements

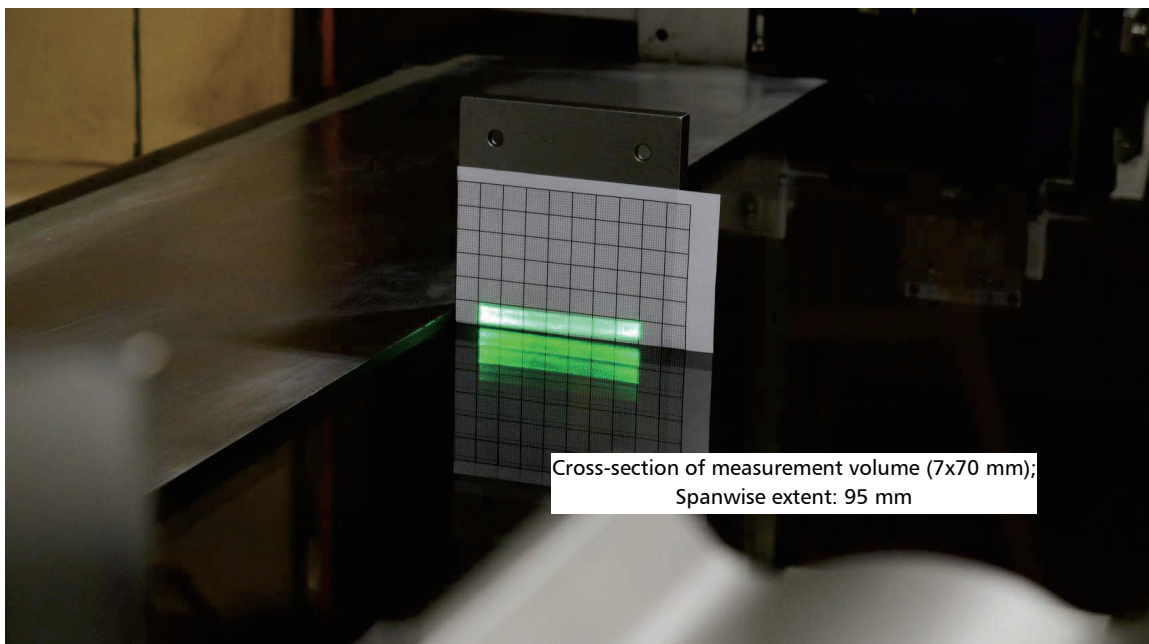
Experimental setup



DLR.de • Chart 17 > L. Koop • High-Re Testing > July 7th 2016

Tomographic PIV – BFS measurements

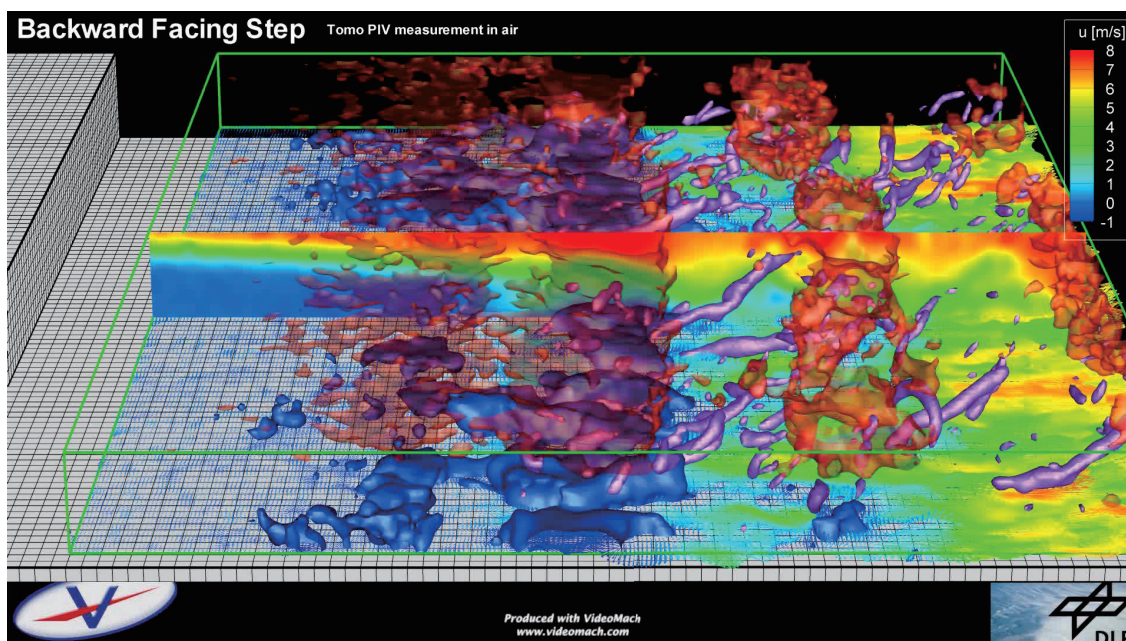
Experimental setup



DLR.de • Chart 18 > L. Koop • High-Re Testing > July 7th 2016

Tomographic PIV – BFS measurements

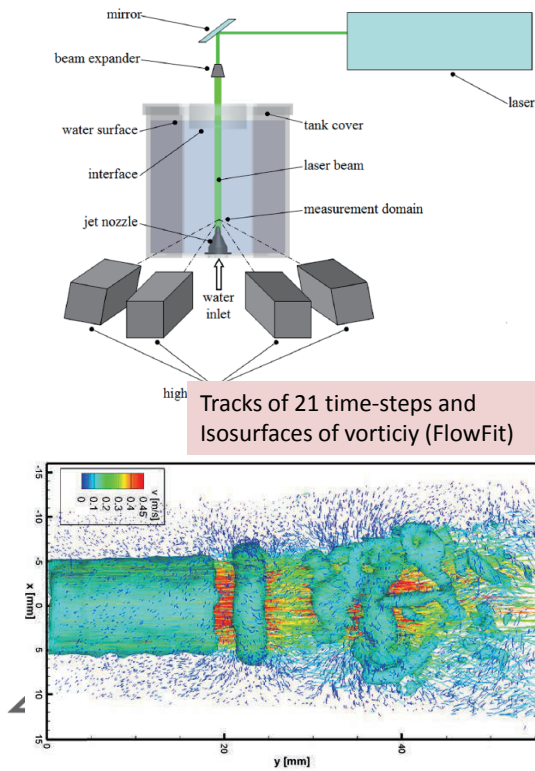
Result



DLR.de • Chart 19 > L. Koop • High-Re Testing > July 7th 2016

Improved spatial and temporal resolution for CFD validation

Advantages and limitations



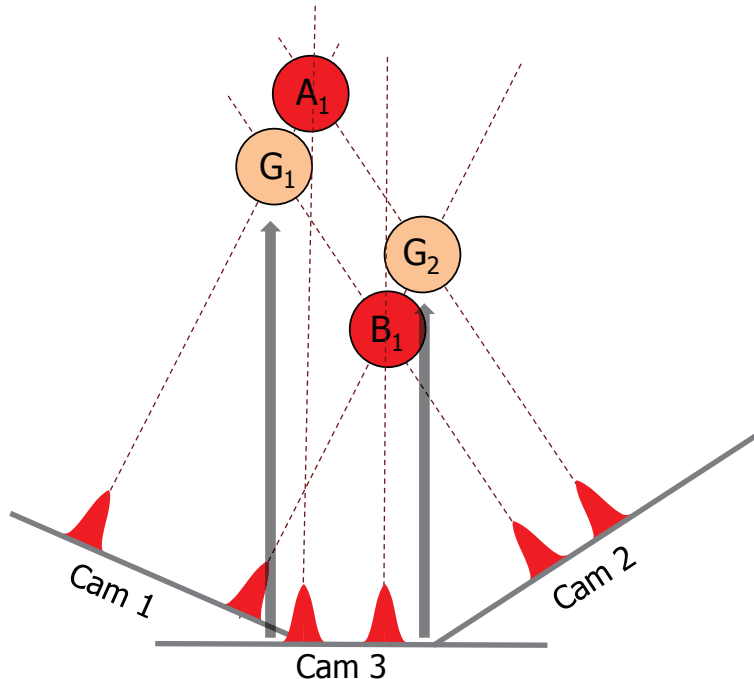
Images from multiple cameras are used to reconstruct the 3D particle field
(**tomographic reconstruction**)

- ✓ Flow velocity information in a volume
- ✗ spatial filtering/averaging
- ✗ computational cost
- ✗ ghost particle problem
- ✗ powerful illumination required

DLR.de • Chart 20 > L. Koop • High-Re Testing > July 7th 2016

Tomographic PIV

The ghost particles



- ✓ increase number of cameras
- ✗ increase costs
- ✗ increase setup complexity
- ✗ limited optical access



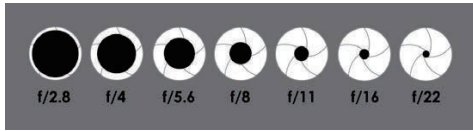
DLR.de • Chart 21 > L. Koop • High-Re Testing > July 7th 2016

Tomographic PIV

Volume illumination

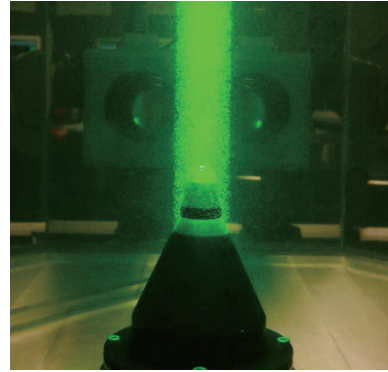
Depth of field:

$$\delta z = 4.88 f_{\#}^2 \left(\frac{M+1}{M} \right)^2 \lambda$$



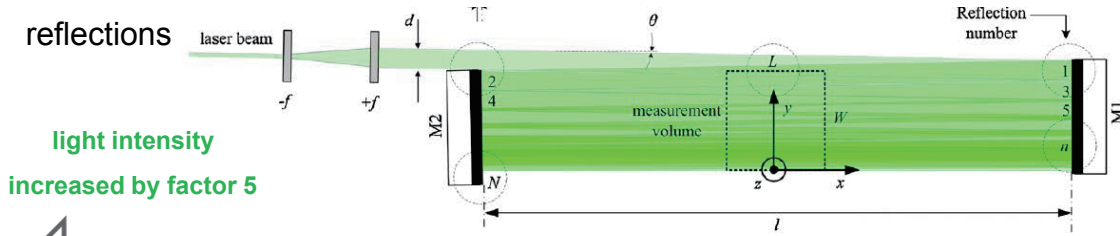
particles in focus
Image intensity decreases

Expanding the laser beam causes a decrease of light intensity



Violato et al 2011

Light amplification based on multi-pass reflections



light intensity increased by factor 5

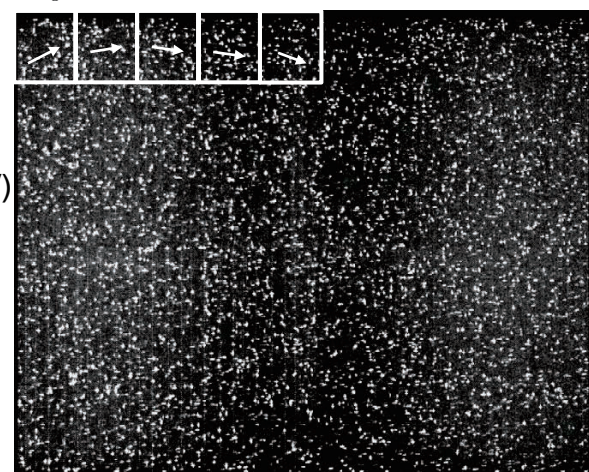
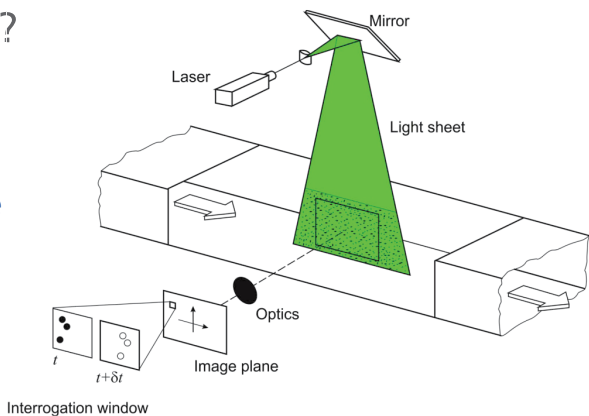


Ghaemi & Scarano 2010

DLR.de • Chart 22 > L. Koop • High-Re Testing > July 7th 2016

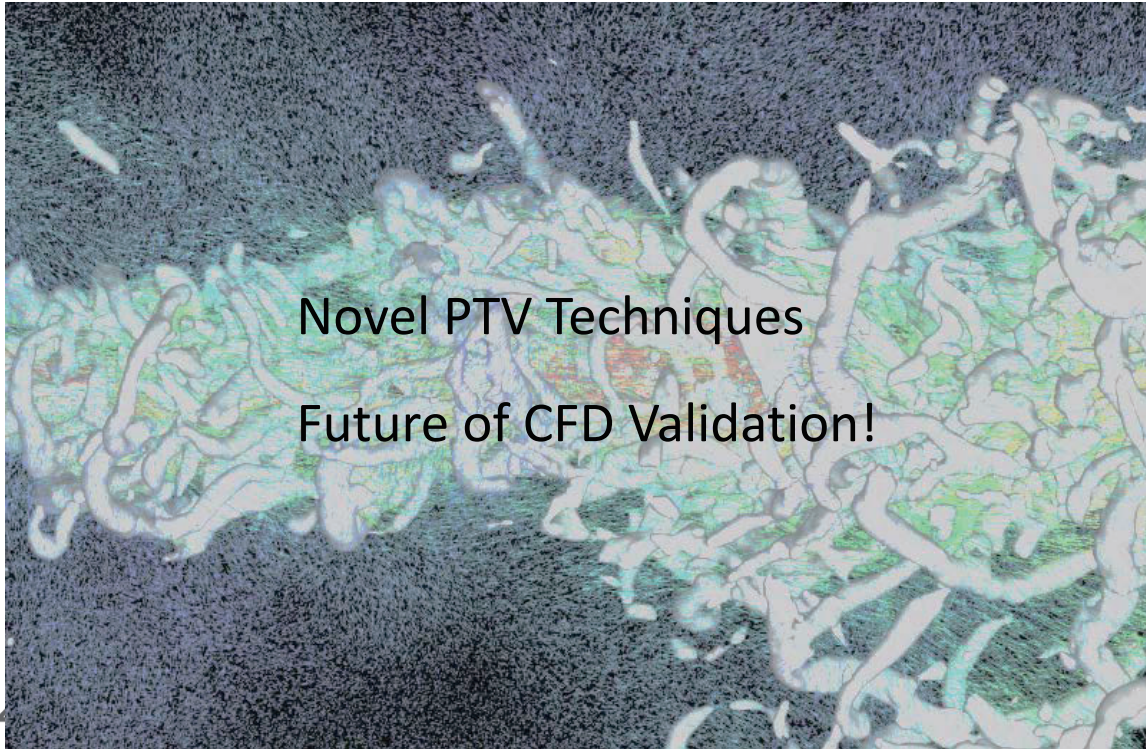
Stereo PIV -- What comes next?

- Restrictions of Stereo PIV:
 - Flow velocity in two dimensional plane
 - Spatial filtering/averaging due to interrogation windows
- Tomo-PIV
 - Flow velocity information in a volume
 - But:
 - Spatial filtering/averaging
 - Very high computational cost
 - Ghost particle problem
 - Powerful illumination required
- Standard Particle Tracking Velocimetry (PTV)
 - 3D velocity information of a particle
 - But:
 - Only moderate seeding densities
 - Ghost particle problem
- Novel PTV technique: *Shake-The-Box*



DLR.de • Chart 23 > L. Koop • High-Re Testing > July 7th 2016

Improved spatial and temporal resolution for CFD validation Step 3: Novel PTV Techniques

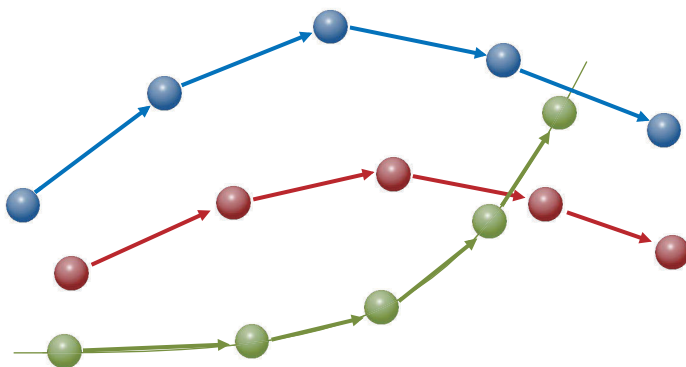


DLR.de • Chart 24 > L. Koop • High-Re Testing > July 7th 2016

Shake The Box (Schanz et al 2013)

Particle based reconstruction of trajectories → objects are represented by particle locations **no interrogation volumes (voxels)**

1. Perform standard Tomo-PIV reconstruction for initial time steps
2. Time resolved data: Knowledge of tracks allows prediction of next time step
 - a. fit curve to time-steps $n-k$ to n



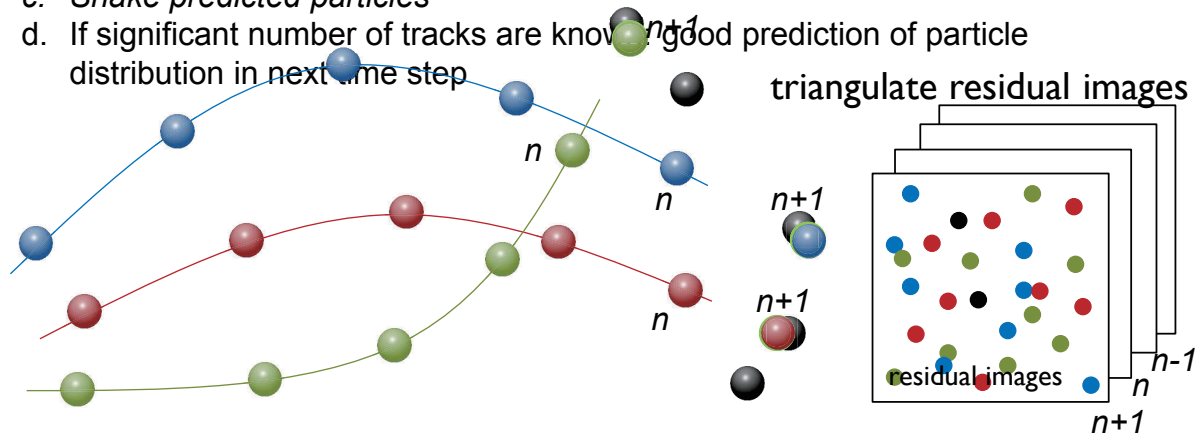
4-step tracks with low deviation from fit

DLR.de • Chart 25 > L. Koop • High-Re Testing > July 7th 2016

Shake The Box (Schanz et al 2013)

Particle based reconstruction of trajectories → objects are represented by particle locations (**no voxels**)

1. Perform standard Tomo-PIV reconstruction for initial time steps
2. Time resolved data: Knowledge of tracks allows prediction of next time step
 - a. fit curve to time-steps $n-k$ to n
 - b. Extrapolate to $n+1$
 - c. *Shake predicted particles*
 - d. If significant number of tracks are known → good prediction of particle distribution in next time step

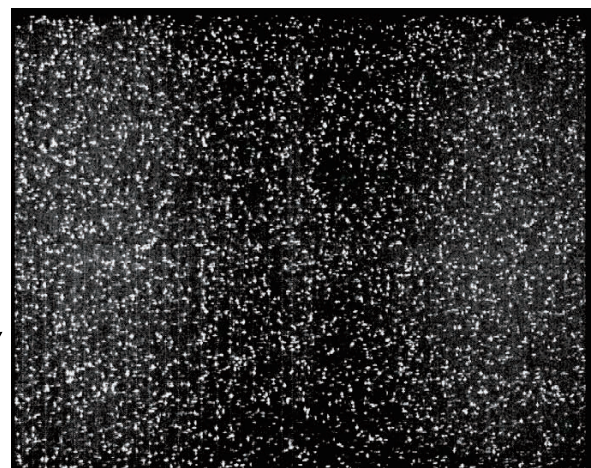
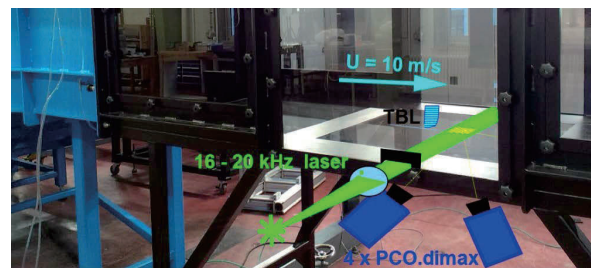


Particle tracking with high seeding density and high accuracy, no ghost particles and low computational costs

DLR.de • Chart 26 > L. Koop • High-Re Testing > July 7th 2016

Application of STB on tubulent boundary layer flow

- 1 meter wind tunnel Göttingen
- Velocity: 10 m/s
- Measurement volume:
 - $16 * 1.5 * 16 \text{ mm}^3$ (y wall-normal)
- 4 * PCO dimax cameras at 15.9 kHz each
- Resolution: 528 x 420 pixels, 30 mm/px
- 115300 successive images per run
- Up to 5600 particles per frame



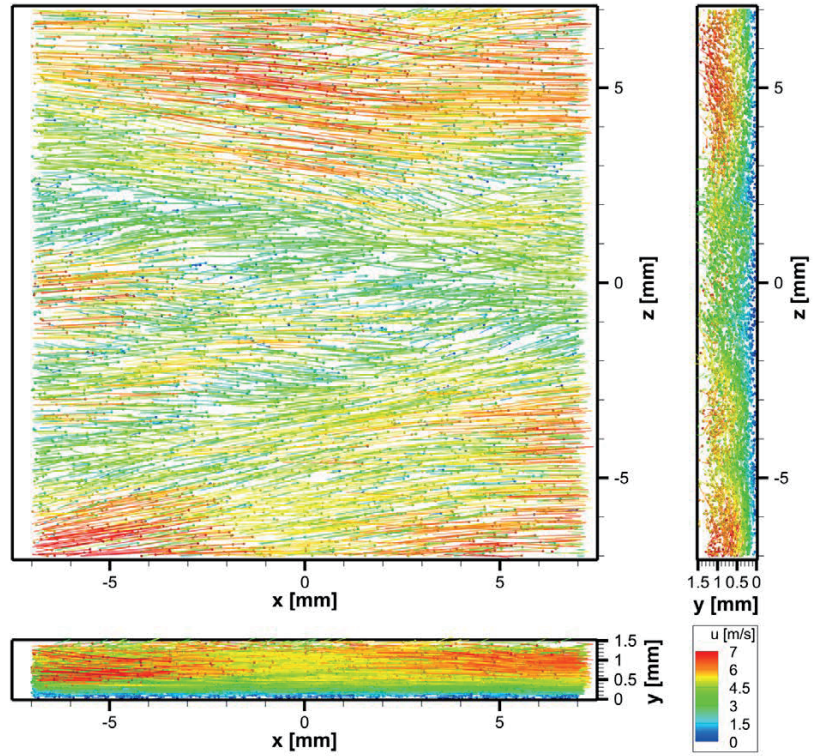
Exemplary camera image



DLR.de • Chart 27 > L. Koop • High-Re Testing > July 7th 2016

Application of STB on tubulent boundary layer flow

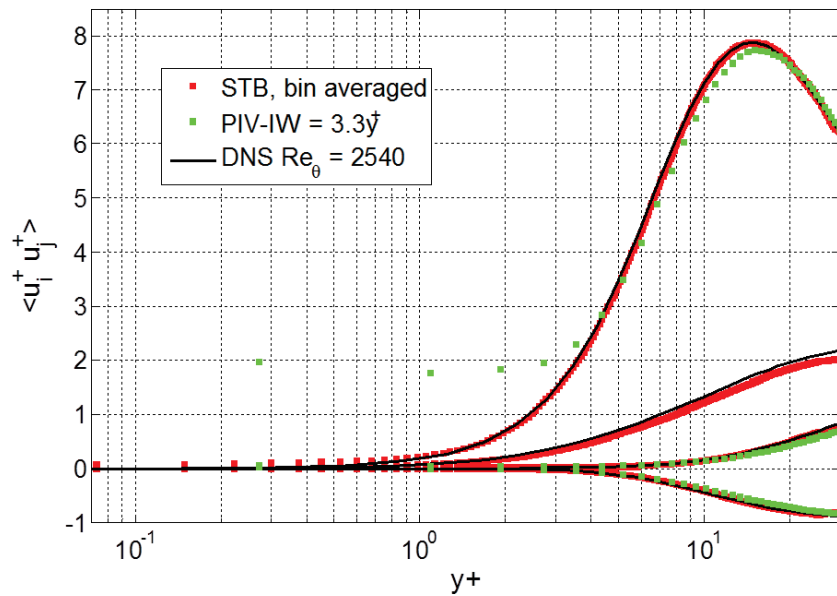
- Preliminary results
- Shown are particles for one time instance, followed by a seven-time-step trail
- Bin averaging of the particle properties allows for the generation of profiles with high spatial resolution (below 1/10 pixel)



DLR.de • Chart 28 > L. Koop • High-Re Testing > July 7th 2016

TBL: Profiles of Reynolds stresses

- Very good agreement to DNS
- Unprecedented accuracy and resolution
- Non-intrusive
- No band-pass filtering due to binning

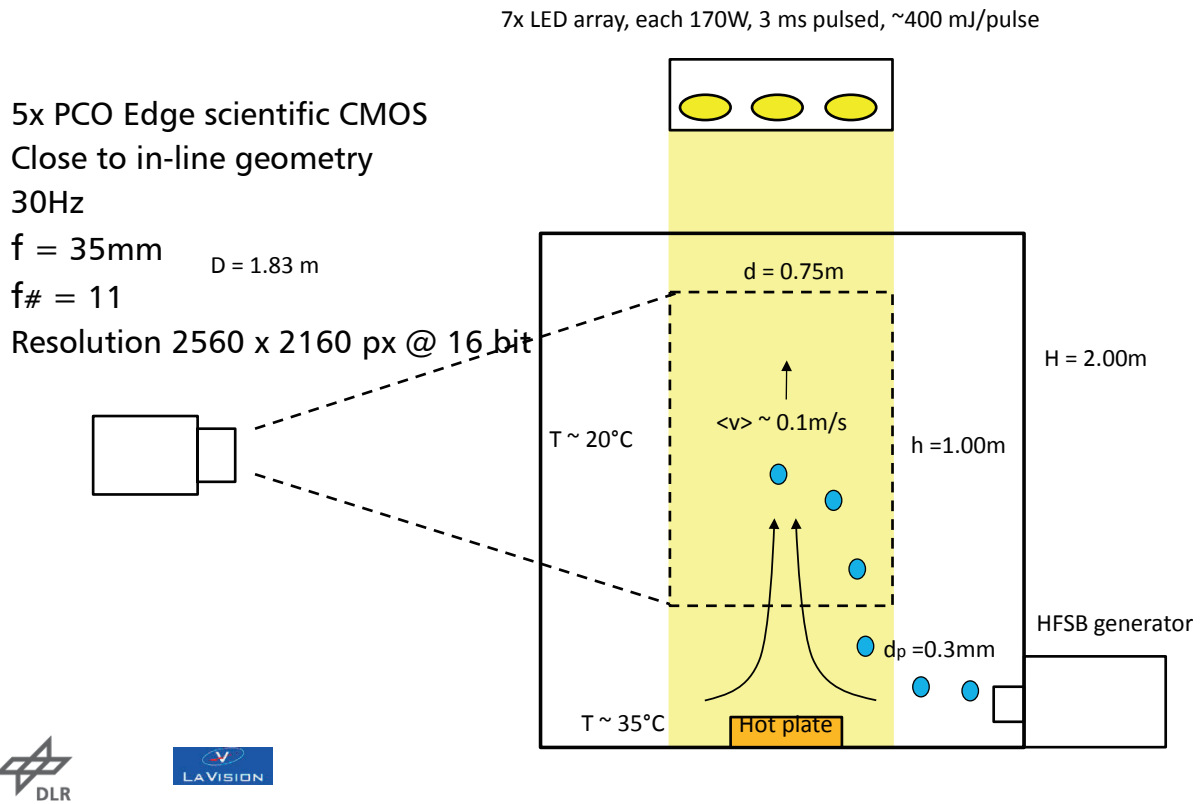


High-magnification 2C PIV-measurement

Shake-The-Box 3D particle tracking



Experimental setup of large-scale thermal plume with HFSB



STB results of thermal plume with HFSB

ppp ~ 0.1
(side to middle section)

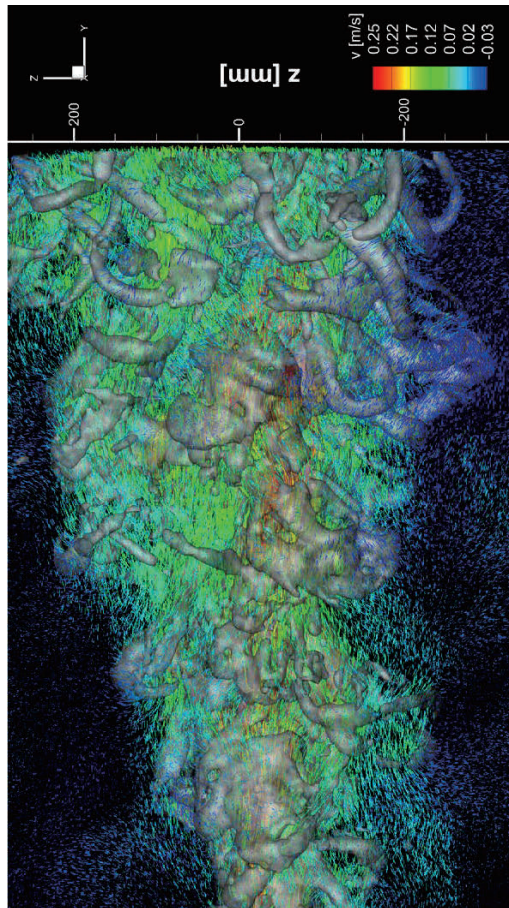
~280,000 tracked particles per time step

Up to 3,000 time steps

Sphere for each particle

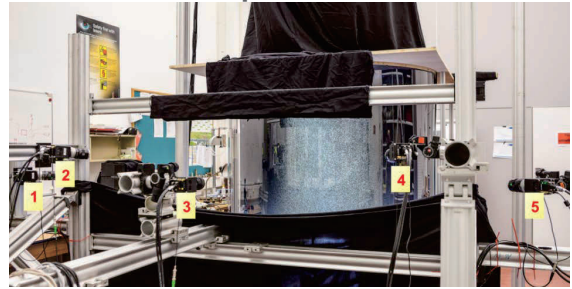
Color coding:
streamwise velocity

STB won the PIV-Challenge in 2014 for cases C and D



Thermal plume, seeded by Helium filled soap bubbles

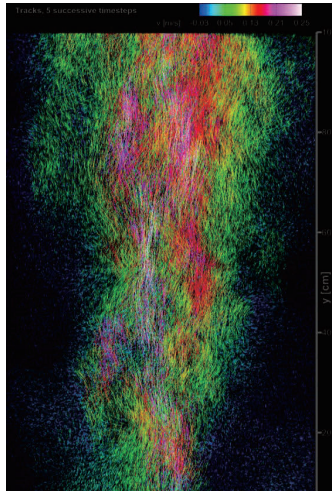
Volume: $\sim 1\text{m}^3$
 15°temperature difference
 5 cameras at 30 Hz
 STB: 270,000 bubble tracked simultaneously



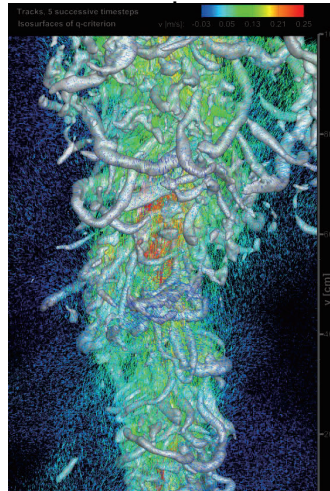
Soap bubbles, illuminated by LED



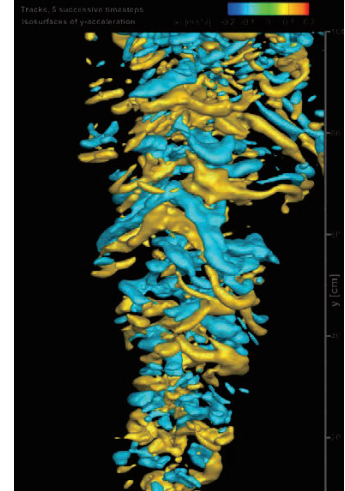
STB: Lagrangian particle tracks



FlowFit: Eulerian grid from track velocity



FlowFit: Eulerian grid from track acceleration



Comparison of 3D measurement methods

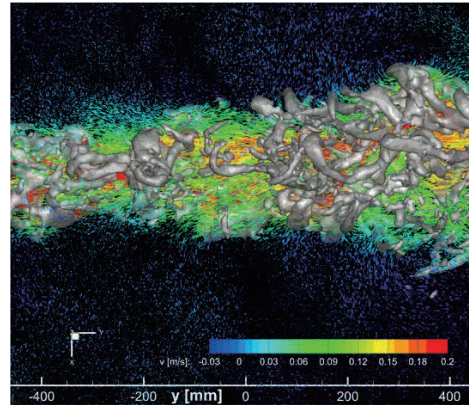
	Classic 3D PTV	TOMO-PIV	Shake-The-Box
Max. particle density	< 0.01 ppp	0.1 ppp	0.1 ppp
Lagrangian data	✓	✗	✓
Eulerian data	✗	✓	✓
Ghost particles	High	Medium	None
Accuracy	Medium	Medium	High
Acceleration calc.	Intrinsic	Indirect	Intrinsic
Calculation time	Low	Very high	Low
Memory req.	Low	Very high	Low
High speed flows	✗	✓	(✓)*



Summary; Chapter 1

Improved spatial, temporal resolution and accuracy (ambient condition)

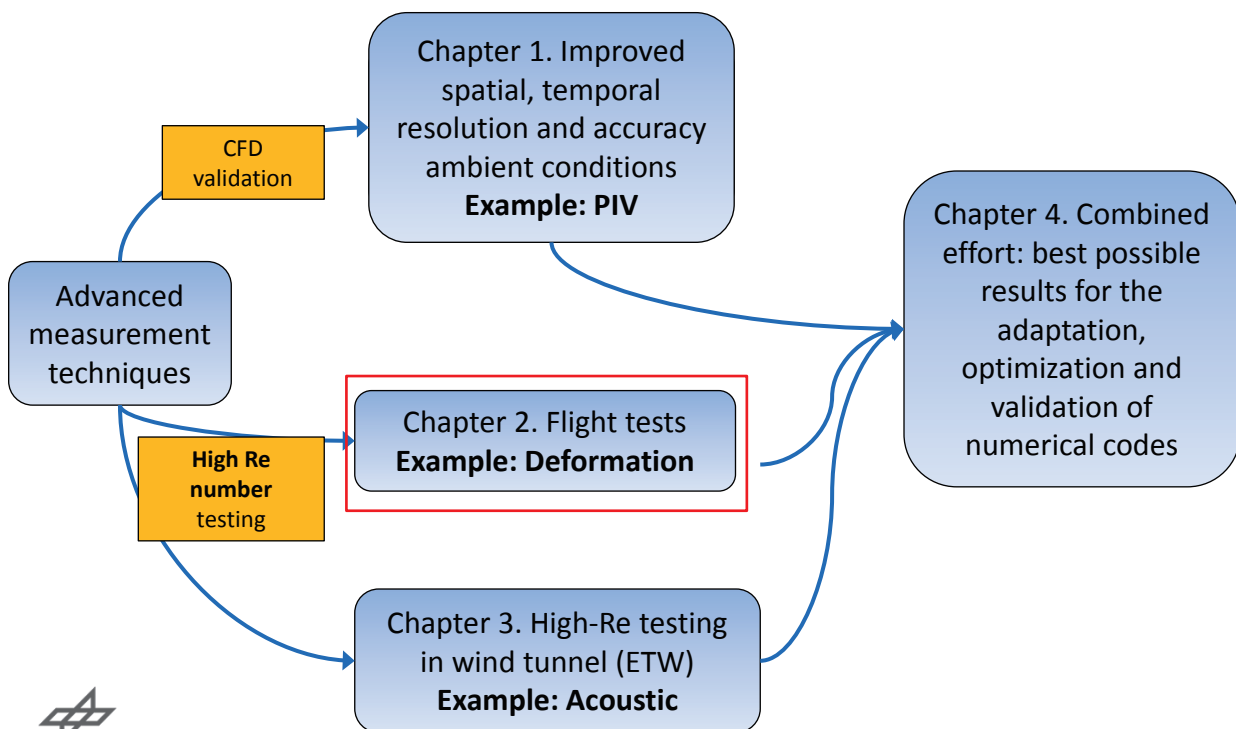
- **Advanced optical measurement techniques offer:**
 - Efficient measurements not only in research laboratories but in **industrial test facilities** as well
 - **High accuracy and high level of adaptation** (mobile systems)
 - High quality experimental data sets as required for **numerical code validation** and as boundary conditions for CFD
- Development towards **improved resolution measurement with optimal accuracy is mandatory** for optical non intrusive measurement techniques
 - New PTV Techniques: Future of CFD Validation!



Ambient condition W/T !

Introduction 2/2: Overview

High Re-number testing and CFD validation



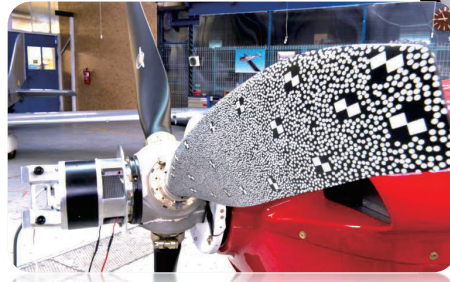
DLR.de • Chart 35 > L. Koop • High-Re Testing > July 7th 2016

High Reynolds number measurements

In-flight testing

- **Flight testing**
 - Necessary part of A/C certification
 - Critical and most expensive phase
 - Provide final validation of full scale A/C design
- **Advanced non-intrusive optical measurement techniques**
 - Can minimize the installation effort on the flight test bed
 - Structure has not to be modified/damaged
 - Deliver planar or volumetric measurement data
 - Well established for wind-tunnel applications
- **But they have to be:**
 - Further tested for in-flight application
 - Improved concerning user-friendliness

} Real-flight
Reynolds-number



DLR.de • Chart 36 > L. Koop • High-Re Testing > July 7th 2016

AIM – Project Overview (1)

- **Advanced Inflight Measurement Techniques**
 - STReP in the 6th European Framework
 - funded by the European Commission
 - Duration: 3 Years + 6 Months (11/06 – 04/10)
- **Objective:**
 - Testing the **feasibility of wind tunnel proven optical measurement techniques** to in-flight application
- **11 Partnerorganisations:**
 - DLR, Airbus France, Eurocopter (D+F), Piaggio, EVEKTOR, NLR, ONERA, Cranfield University, MPEI (TU), Braunschweig Airport

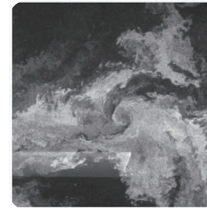


DLR.de • Chart 37 > L. Koop • High-Re Testing > July 7th 2016

AIM – Project Overview (2)

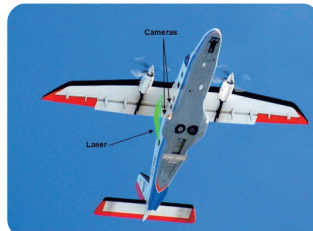


Wing deformation measurements

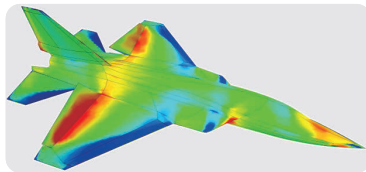
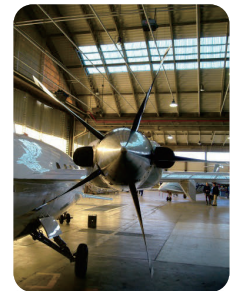


Blade tip vortex measurements

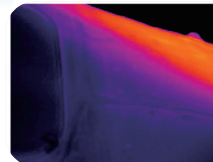
Full scale and inflight flow field investigations



Propeller and rotor deformation measurements



Surface pressure measurements



Surface temperature measurements



DLR.de • Chart 38 > L. Koop • High-Re Testing > July 7th 2016

AIM2 – Project Overview (1)

- **Advanced Inflight Measurement Techniques 2**

- CP in the 7th European Framework
- Duration: 42 Months + 6 Months (10/10 – 9/14)
- Funded by the European Commission



- **Objective:**

- further develop of selected (AIM) optical measurement techniques to
 - obtain quantitative aerodynamic data
 - be easily and routinely applied to in-flight testing with industrial demands
- developing reliable and easy to use dedicated measurement systems
- defining design and application rules for these new in-flight measurement techniques

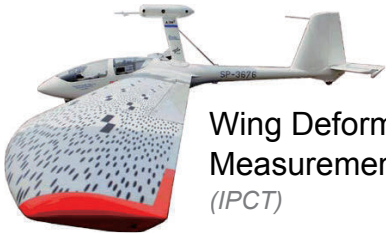
- **11 Partnerorganisations:**

- DLR, Airbus Operations SAS, Avia Propellers, Piaggio Aero Industries, EVEKTOR, NLR, Rzeszów University of Technology, ONERA, Cranfield University, MPEI (TU)



AIM² Tasks

Advanced In-Flight Measurement Techniques 2



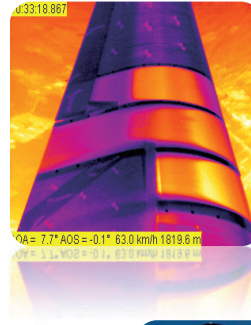
Wing Deformation Measurements (IPCT)



Propeller Deformation Measurements (IPCT)



Inflight Flow Field Measurements (PIV)



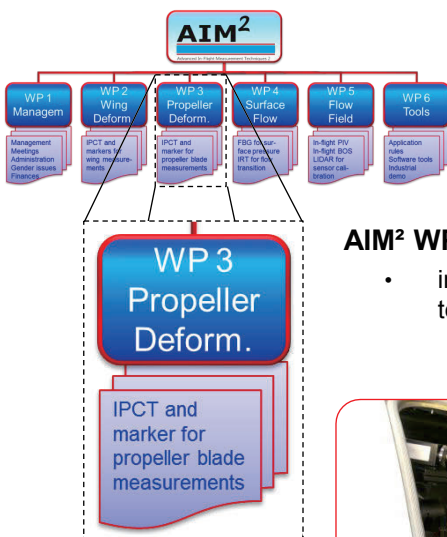
Flow Transition Measurements (IRT)

Pressure and Strain Measurements (Fiberoptic Sensors)



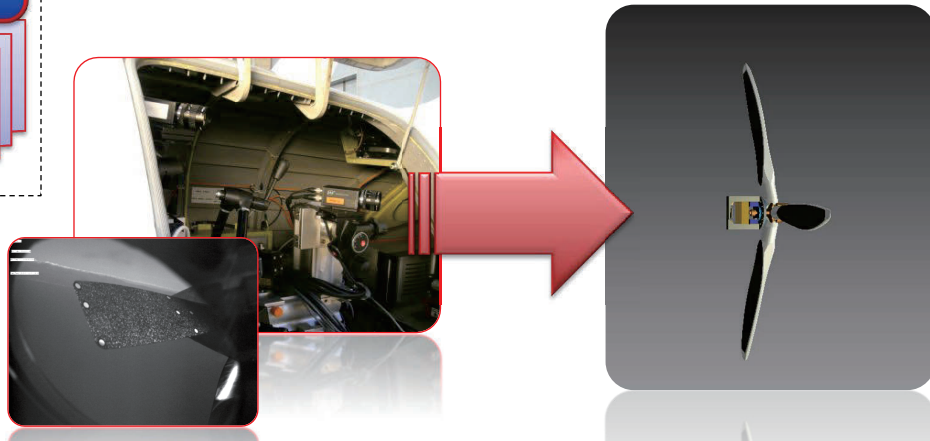
DLR.de • Chart 40 > L. Koop • High-Re Testing > July 7th 2016

AIM2 Tasks – Example 2: Deformation



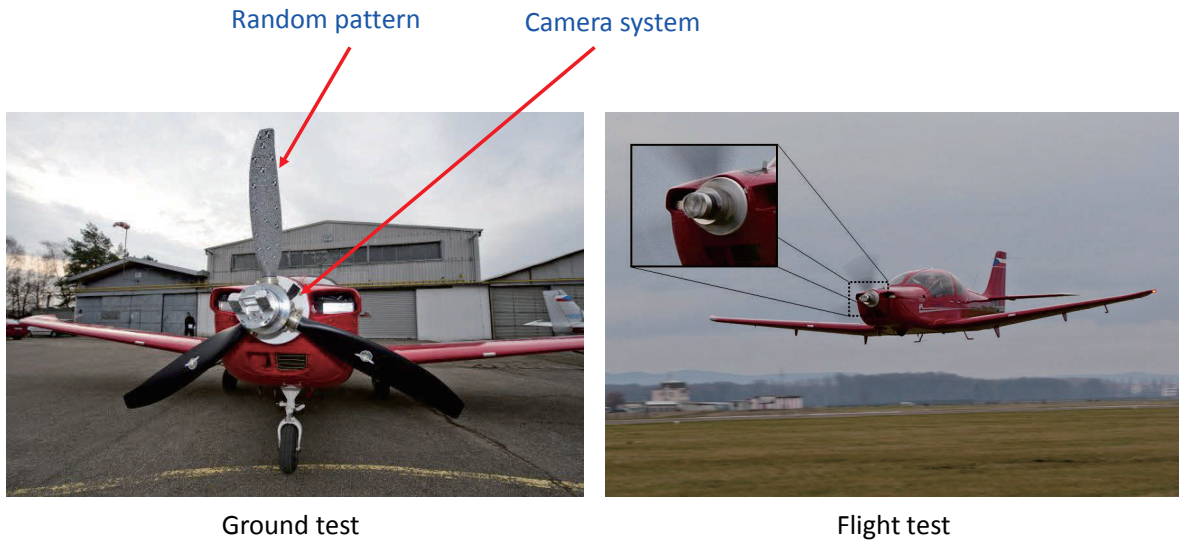
AIM² WP 3 – Deformation Measurements on Propeller Blades

- improvement of IPCT and Marker based deformation measurement techniques for 360° propeller deformation measurements



DLR.de • Chart 41 > L. Koop • High-Re Testing > July 7th 2016

Rotating IPCT Camera System

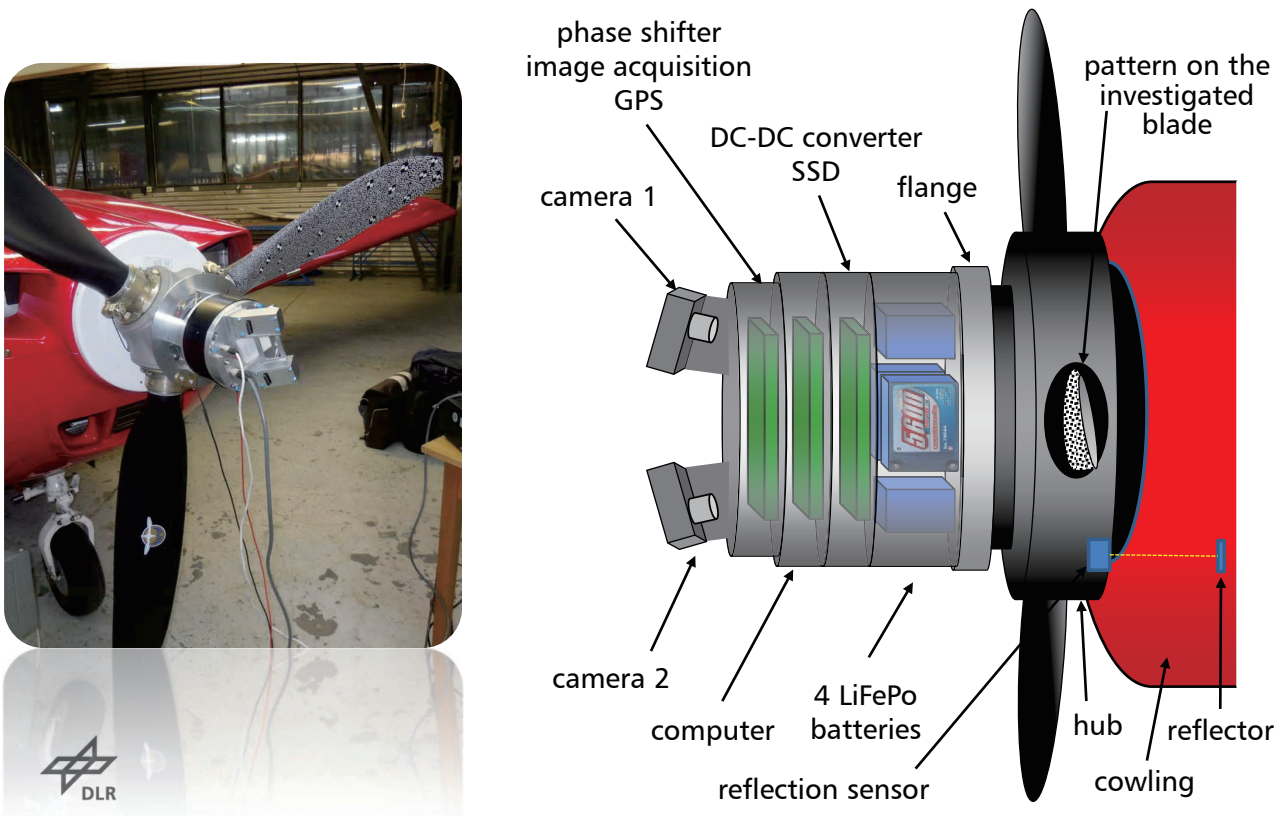


An **IPCT measurement system** is **rotating together with the propeller** at its full speed. The **blade deformation** can be **investigated over a complete revolution**. A small aircraft **COBRA VUT100** has been chosen for the tests as a “worst case” because of its very high propeller rotation speed of 2700 rpm and a high vibrations of up to 20g in the range 20-150 Hz



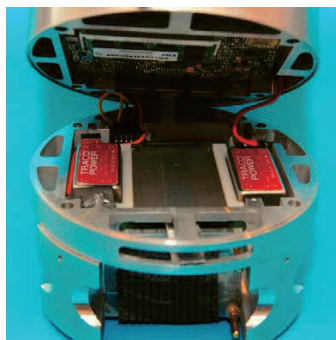
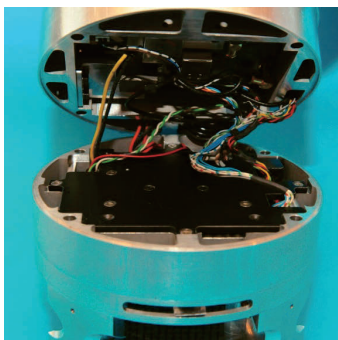
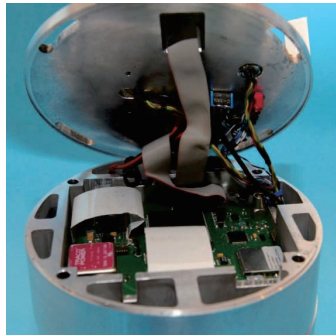
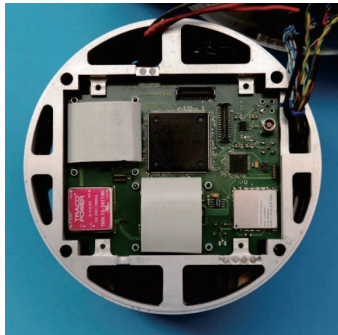
DLR.de • Chart 42 > L. Koop • High-Re Testing > July 7th 2016

Rotating IPCT Camera System – Detail



DLR.de • Chart 43 > L. Koop • High-Re Testing > July 7th 2016

Assembling of the Rotating Camera System



Electronic boards of the camera system placed inside of the cabinet



DLR.de • Chart 44 > L. Koop • High-Re Testing > July 7th 2016

Performing the Ground Test



Calibrating procedure



Testing the WLAN connection



The aircraft ready for the ground test



The full speed ground test

DLR.de • Chart 45 > L. Koop • High-Re Testing > July 7th 2016

Performing the Flight Test



Ready for take-off



Take off for the flight test



Satisfactory result viewed on the cabin laptop



Happy team



DLR.de • Chart 46 > L. Koop • High-Re Testing > July 7th 2016

Example Recordings at Rotating Phase Angle



frame # 2861 angle 60.0 deg 1000 100 2014-1-15 12:49:45

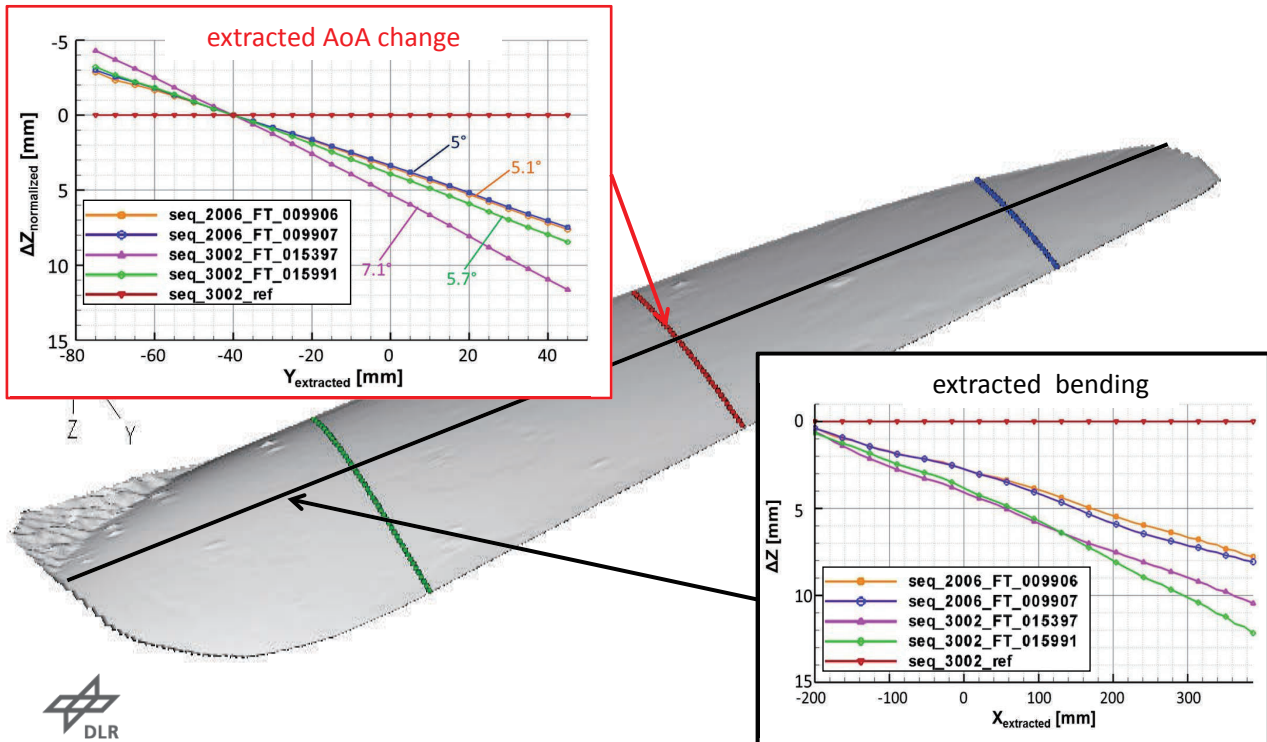
- pattern is imaged in sufficient quality (no blurring, good contrast and sharpness, size contribution uniformly)
- camera is able to cope with changing illumination (no artificial illumination required)



DLR.de • Chart 47 > L. Koop • High-Re Testing > July 7th 2016

Example Results

example of data extraction from several single evaluated image pairs



DLR.de • Chart 48 > L. Koop • High-Re Testing > July 7th 2016

Conclusion and Summary; Chapter 2

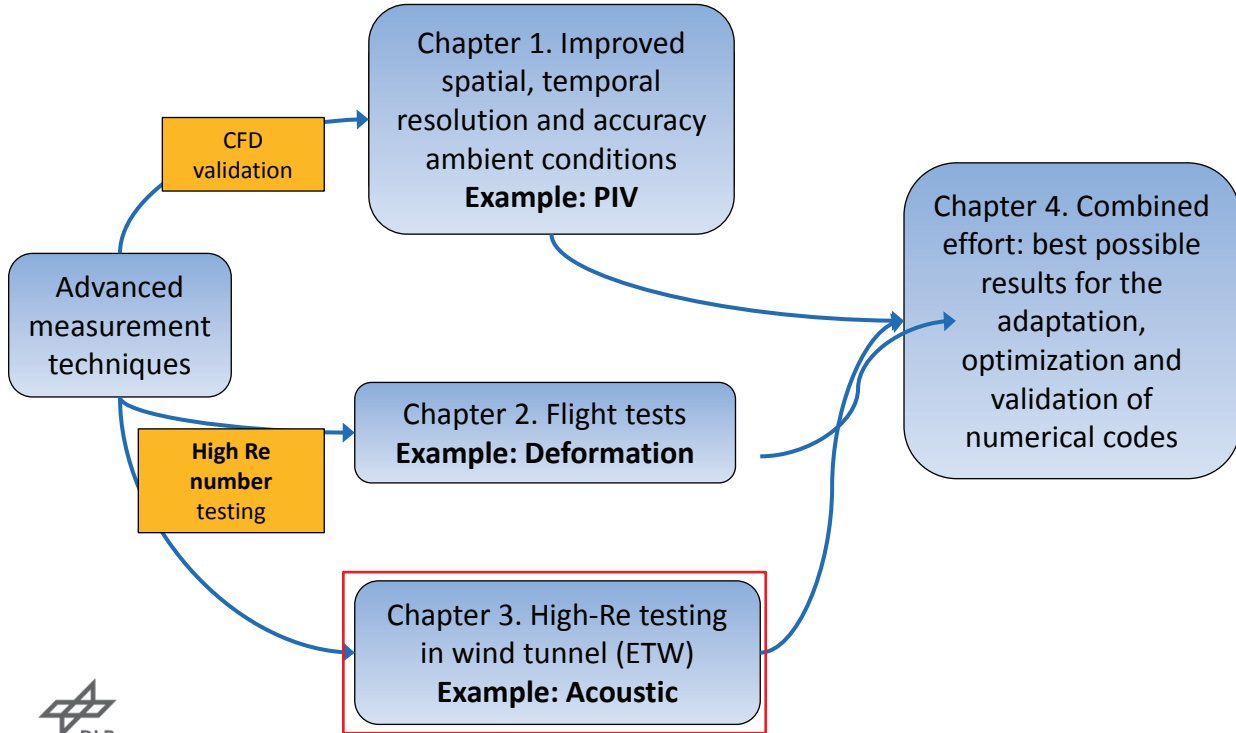
- Test of rotating camera performed successfully
- Feasibility of **360° propeller blade deformation measurements** with IPCT shown
- Preparation of future applications, e.g. **helicopter rotor**
- Invited lecture at the *International Congress on High-speed Imaging and Photonics*
- AIM and AIM² have been **first steps in establishing modern optical measurement techniques** in flight testing
- Important strategic development towards **high Re measurement capabilities**
- Real flight Re number measurements **requested by industry and research**



DLR.de • Chart 49 > L. Koop • High-Re Testing > July 7th 2016

Introduction 2/2: Overview

High Re-number testing and CFD validation

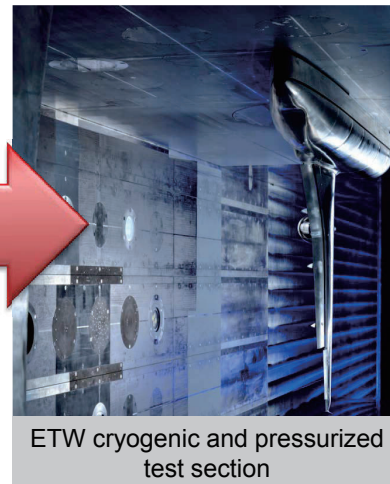
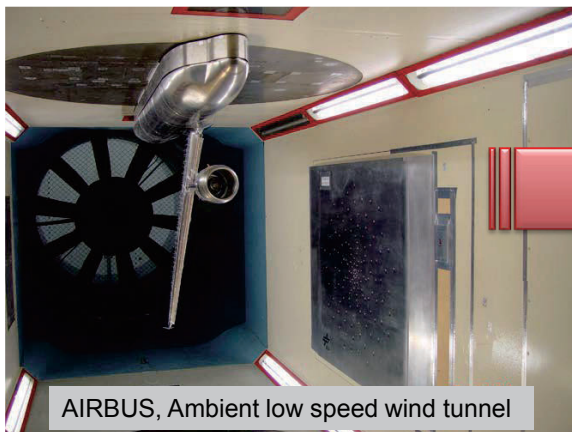


DLR.de • Chart 50 > L. Koop • High-Re Testing > July 7th 2016

High Reynolds number measurements

European Transonic Wind tunnel (ETW)

- Common practice: Acoustic measurement on small-scale models ...
- Conventional wind tunnel: real-flight Reynolds numbers not achieved
→ cryogenic and/or pressurized wind tunnel



DLR.de • Chart 51 > L. Koop • High-Re Testing > July 7th 2016

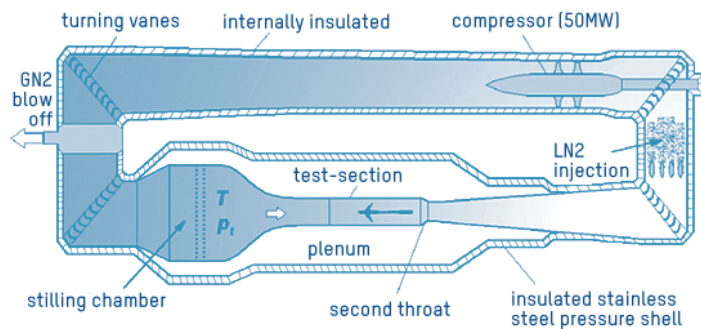
High Reynolds number measurements

Wind Tunnel

- European Transonic Windtunnel (ETW)
- Provision of real-flight Reynolds numbers by virtue of both decreased temperature and increased pressure
- Test section:
2.0 m x 2.4 m x 9.0 m
- Operational range:



$0.15 < M < 1.35$
$313 \text{ K} > T > 110 \text{ K}$
$110 \text{ kPa} < p_{tot} < 450 \text{ kPa}$



DLR.de • Chart 52 > L. Koop • High-Re Testing > July 7th 2016

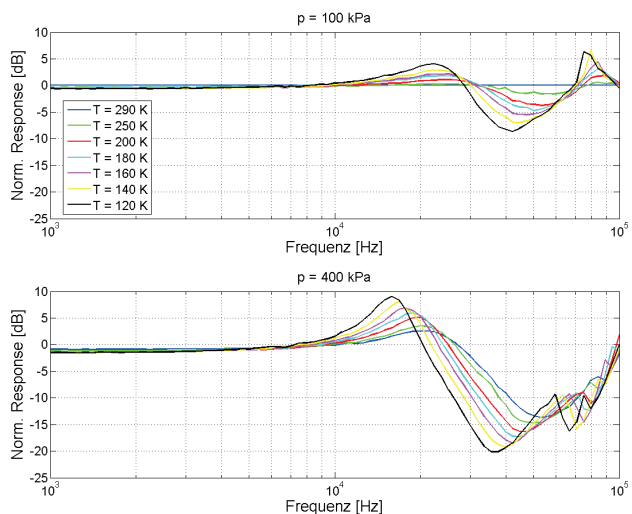
High Reynolds number measurements in ETW

Cryogenic & pressurized *Microphones*



Brüel&Kjær cryogenic-type 4944A

- Variation of amplitude response:
⇒ function of T and p_{tot}
(known from manufacturer and a previous test*)



Ahlefeldt T. et. al., "High-Reynolds Number Aeroacoustic Testing under Pressurized Cryogenic Conditions in PETW", 50th AIAA-ASM, 2012.



DLR.de • Chart 53 > L. Koop • High-Re Testing > July 7th 2016

High Reynolds number measurements in ETW

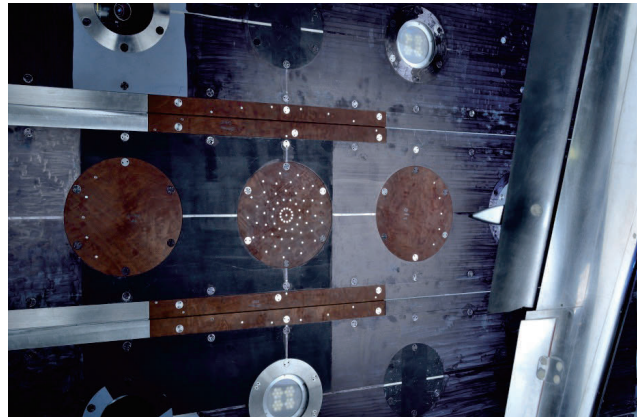
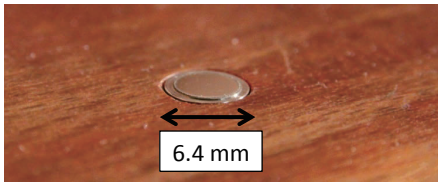
Array optimization

Microphone-Array

- 96 microphones (flush mounted)
- Inserts: compressed laminated wood



Brüel&Kjær cryogenic-type 4944A



DLR.de • Chart 54 > L. Koop • High-Re Testing > July 7th 2016

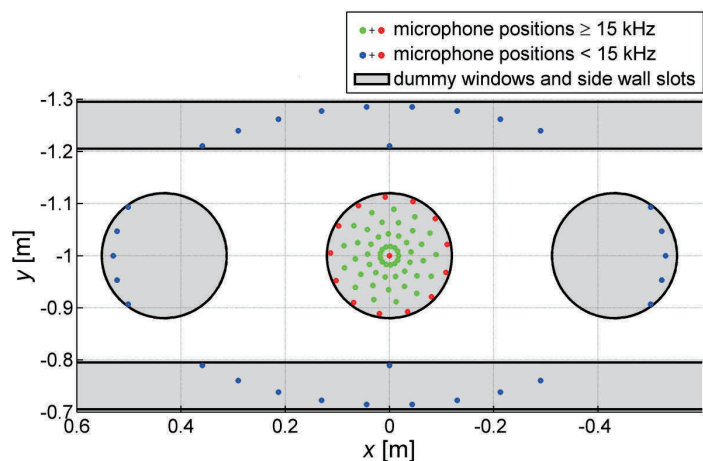
High Reynolds number measurements in ETW

Array pattern

- Limited positioning of microphones:
 - Significantly restricted angle/area of observation
 - Conventional BF-maps: strong sidelobes

- Different microphone groups used for conventional maps ("nested arrays")

- All microphones used for CLEAN-SC maps



High Reynolds number measurements in ETW

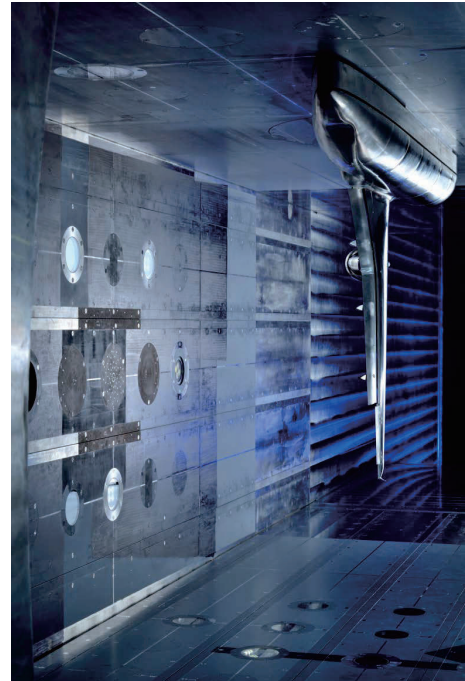
Setup

Airbus K3DY half-model

- Scale: 1:13.6 (7.35%)
- High-lift configuration identical to EWA-Benchmark test 2007 at LSWT

Data points ($M = 0.203$)

	T [K]	ρ_{tot} [kPa]	Re_δ [10^6]	q/E [10^{-8}]
DP I	310	110	1.42	1.57
DP II	125	115	5.16	1.57
DP III	310	399	5.16	5.70
DP IV	120	419	20.00	5.70



Results – Source maps (CLEAN-SC)

$M = 0.203$ | $\alpha = 3^\circ$ / Variation of Strouhal number

- Different Reynolds number
- **7%** to **26%** of real-flight Re_δ
- Same deformation

$Re_\delta = 1.42 \cdot 10^6$
$q/E = 1.57 \cdot 10^{-8}$

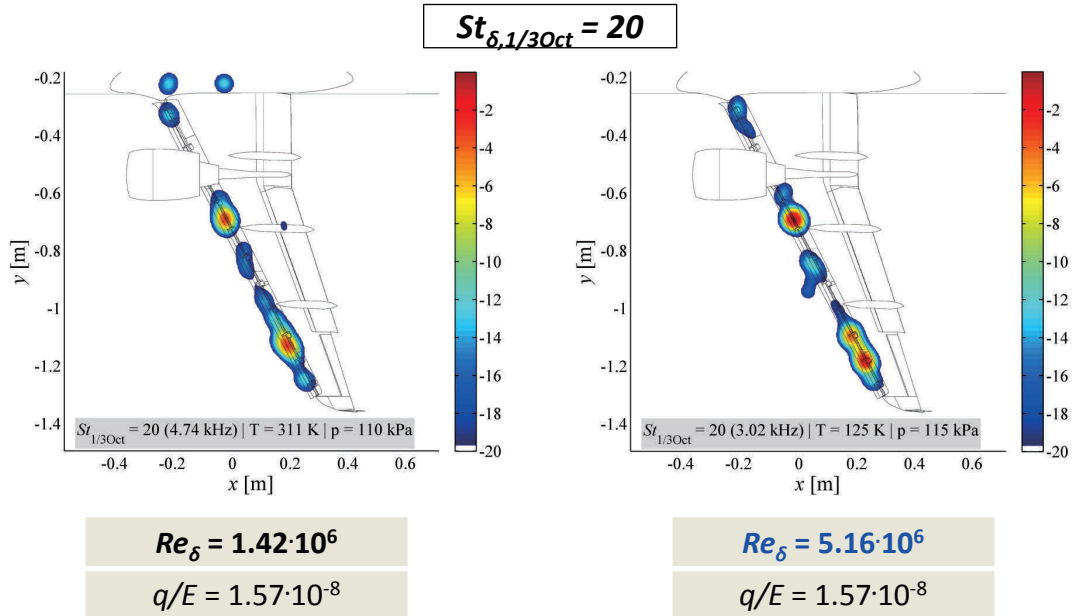
$Re_\delta = 5.16 \cdot 10^6$
$q/E = 1.57 \cdot 10^{-8}$



DLR.de • Chart 57 > L. Koop • High-Re Testing > July 7th 2016

Results – Source maps (CLEAN-SC)

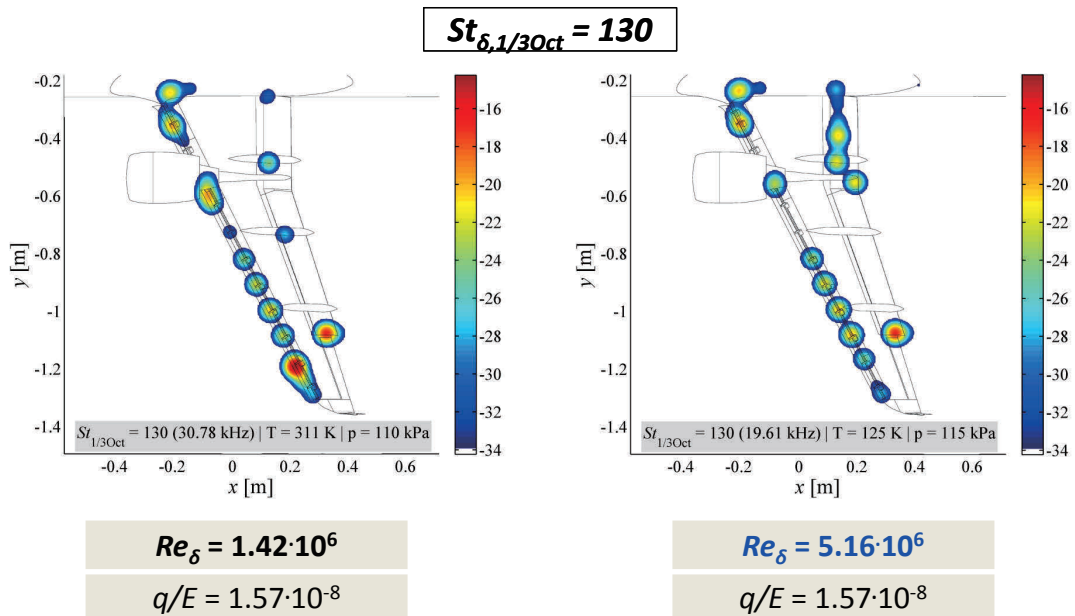
$M = 0.203 \mid \alpha = 3^\circ \mid$ Variation of Strouhal number



DLR.de • Chart 58 > L. Koop • High-Re Testing > July 7th 2016

Results – Source maps (CLEAN-SC)

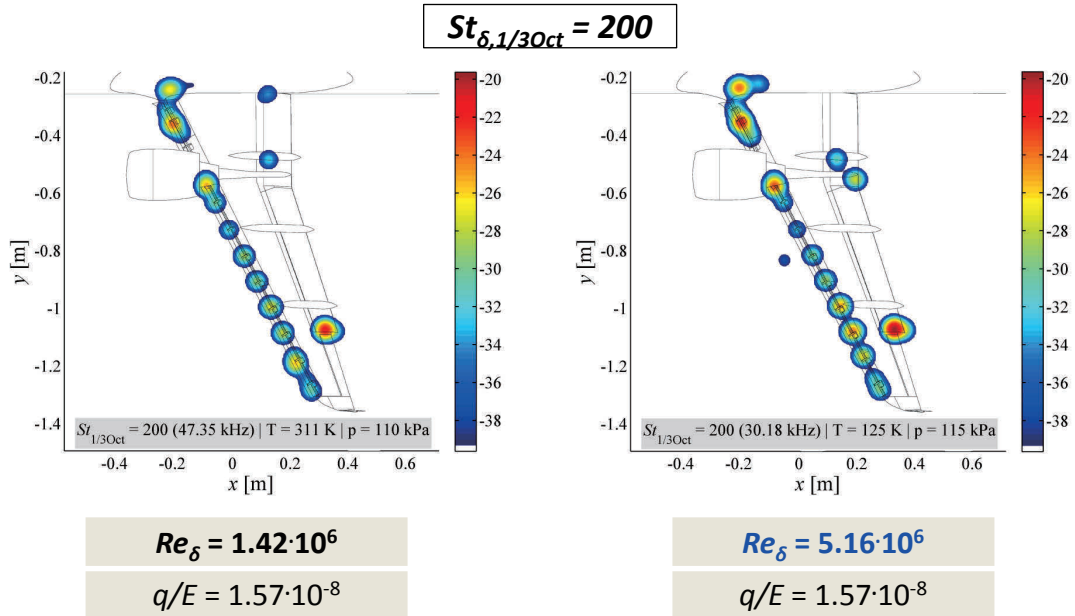
$M = 0.203 \mid \alpha = 3^\circ \mid$ Variation of Strouhal number



DLR.de • Chart 59 > L. Koop • High-Re Testing > July 7th 2016

Results – Source maps (CLEAN-SC)

$M = 0.203 \mid \alpha = 3^\circ \mid$ Variation of Strouhal number



DLR.de • Chart 60 > L. Koop • High-Re Testing > July 7th 2016

Results – Source maps (CLEAN-SC)

$M = 0.203 \mid \alpha = 3^\circ \mid$ Variation of Strouhal number

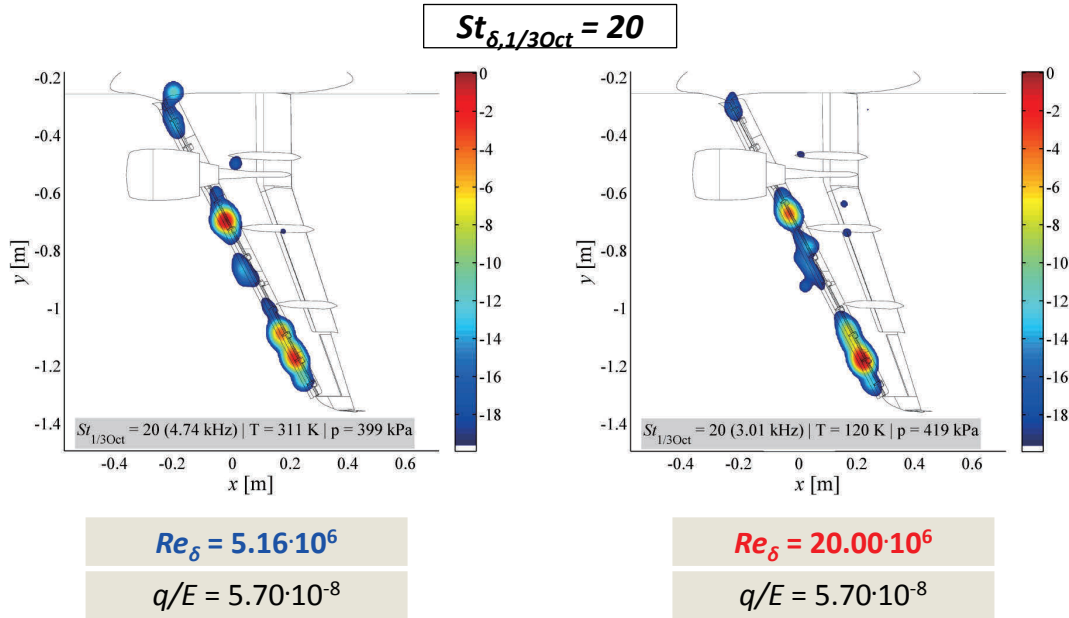
- Different Reynolds number
- **26%** to **100%** of real-flight Re_δ
- Same deformation



DLR.de • Chart 61 > L. Koop • High-Re Testing > July 7th 2016

Results – Source maps (CLEAN-SC)

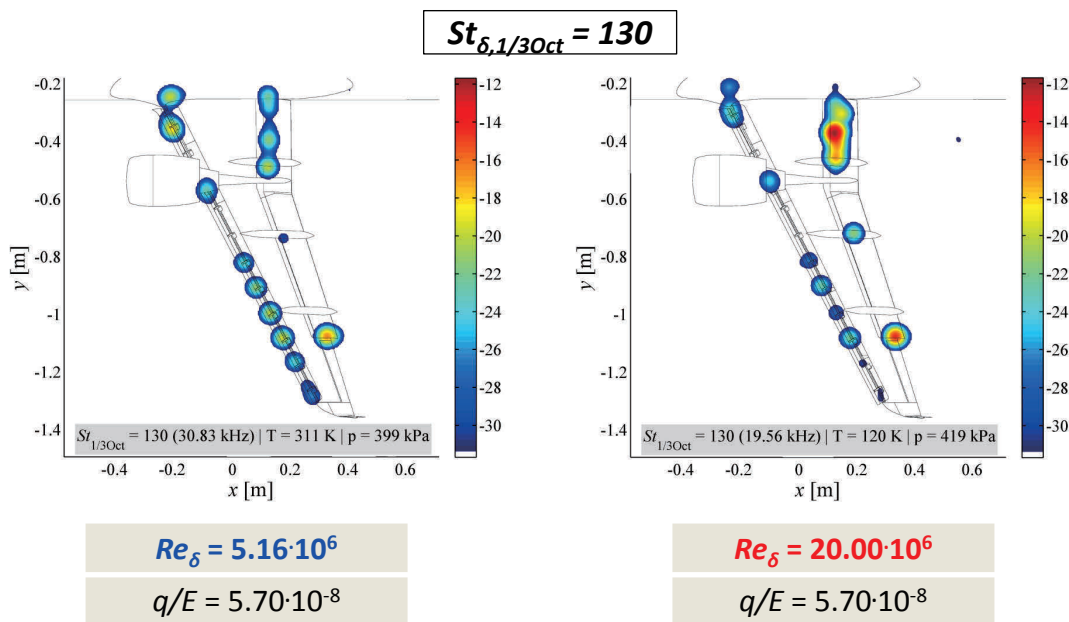
$M = 0.203 \mid \alpha = 3^\circ \mid$ Variation of Strouhal number



DLR.de • Chart 62 > L. Koop • High-Re Testing > July 7th 2016

Results – Source maps (CLEAN-SC)

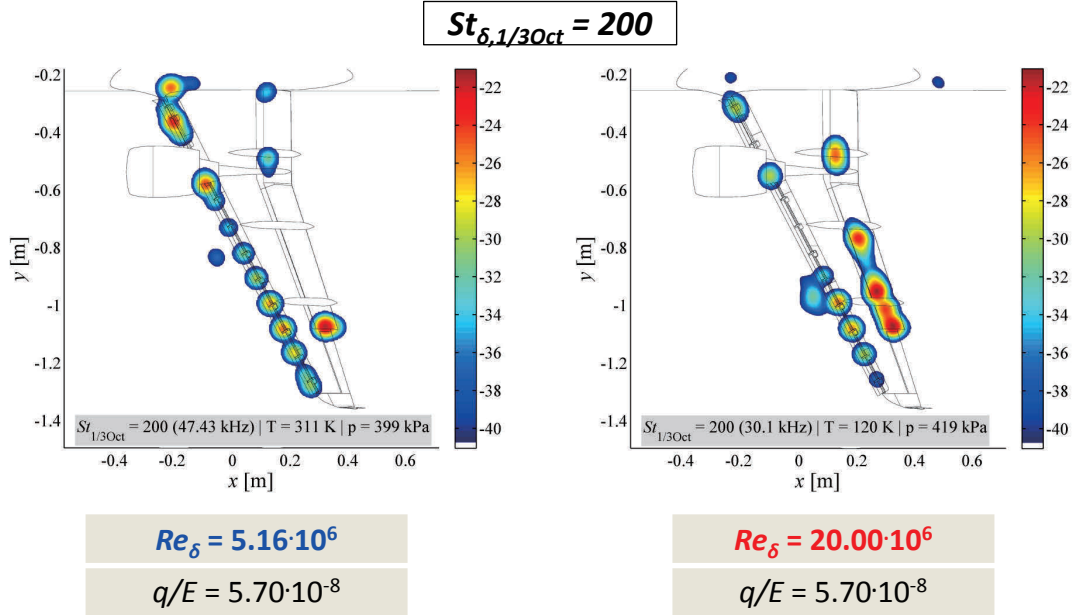
$M = 0.203 \mid \alpha = 3^\circ \mid$ Variation of Strouhal number



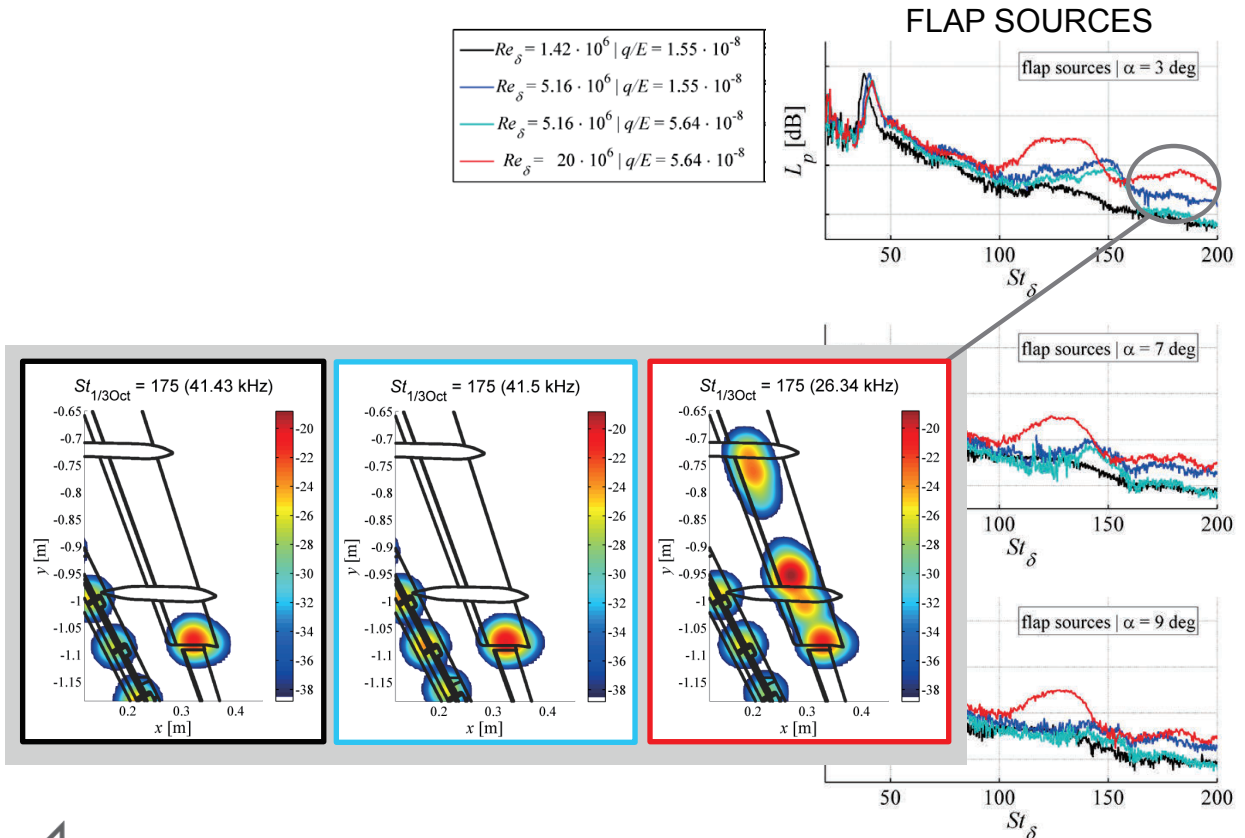
DLR.de • Chart 63 > L. Koop • High-Re Testing > July 7th 2016

Results – Source maps (CLEAN-SC)

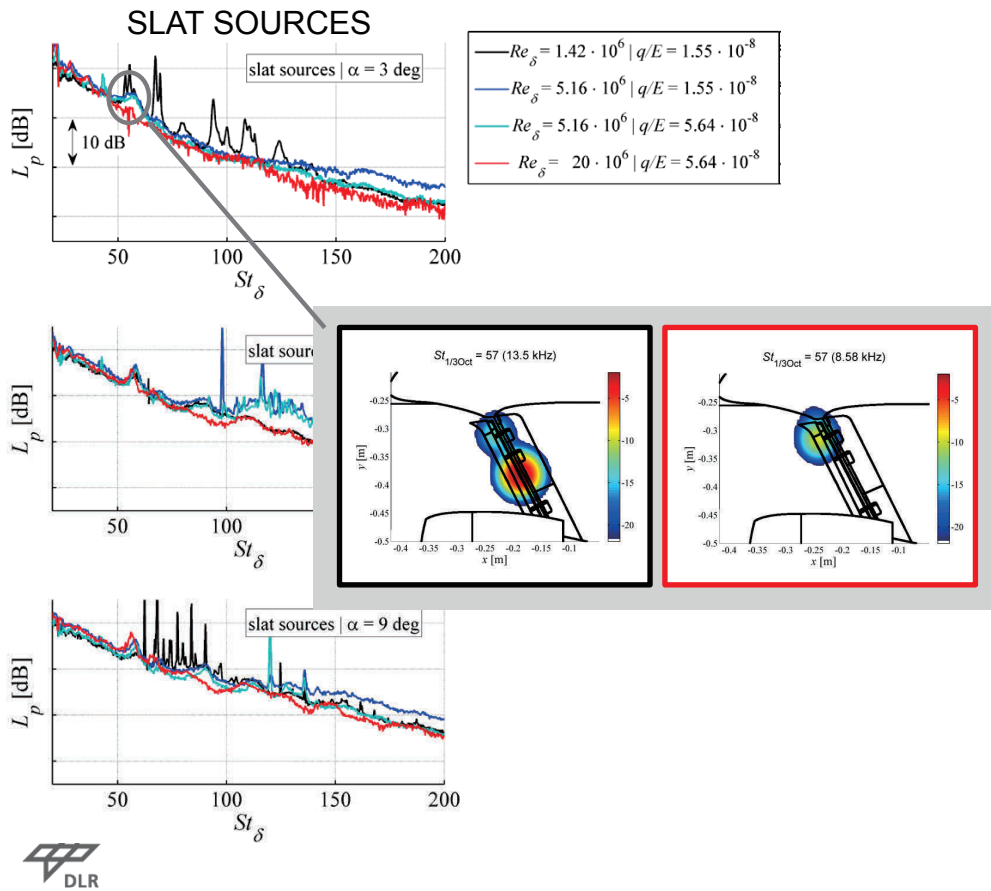
$M = 0.203 \mid \alpha = 3^\circ \mid$ Variation of Strouhal number



DLR.de • Chart 64 > Real-Flight Microphone-Array Measurements on a Scaled Model in ETW > AIAA SciTech, January 2014. National Harbor (MD), USA



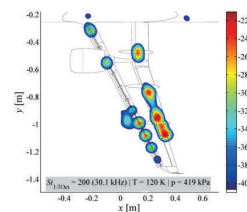
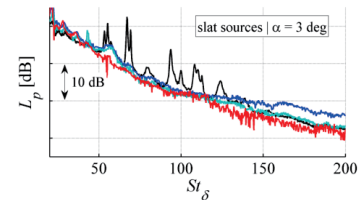
DLR.de • Chart 65 > Real-Flight Microphone-Array Measurements on a Scaled Model in ETW > AIAA SciTech, January 2014, National Harbor (MD), USA



DLR.de • Chart 66 > L. Koop • High-Re Testing > July 7th 2016

Summary; Chapter 3

- First time: airframe noise data of a small-scale model at real-flight Reynolds numbers
- Significant Reynolds number dependency
 - $St_\delta < 100$ ($f_{original} < 1,8$ kHz):
 - Slat tones at low Re
 - Various peaks with combined Re & St dependency
 - $St_\delta > 100$ ($f_{original} > 1,8$ kHz):
 - Inboard slat sources at mid-level Re
 - Dominant broadband peaks on flap at real-flight Re
 - ! flap more dominant than slat !



Advanced measurement techniques in ETW

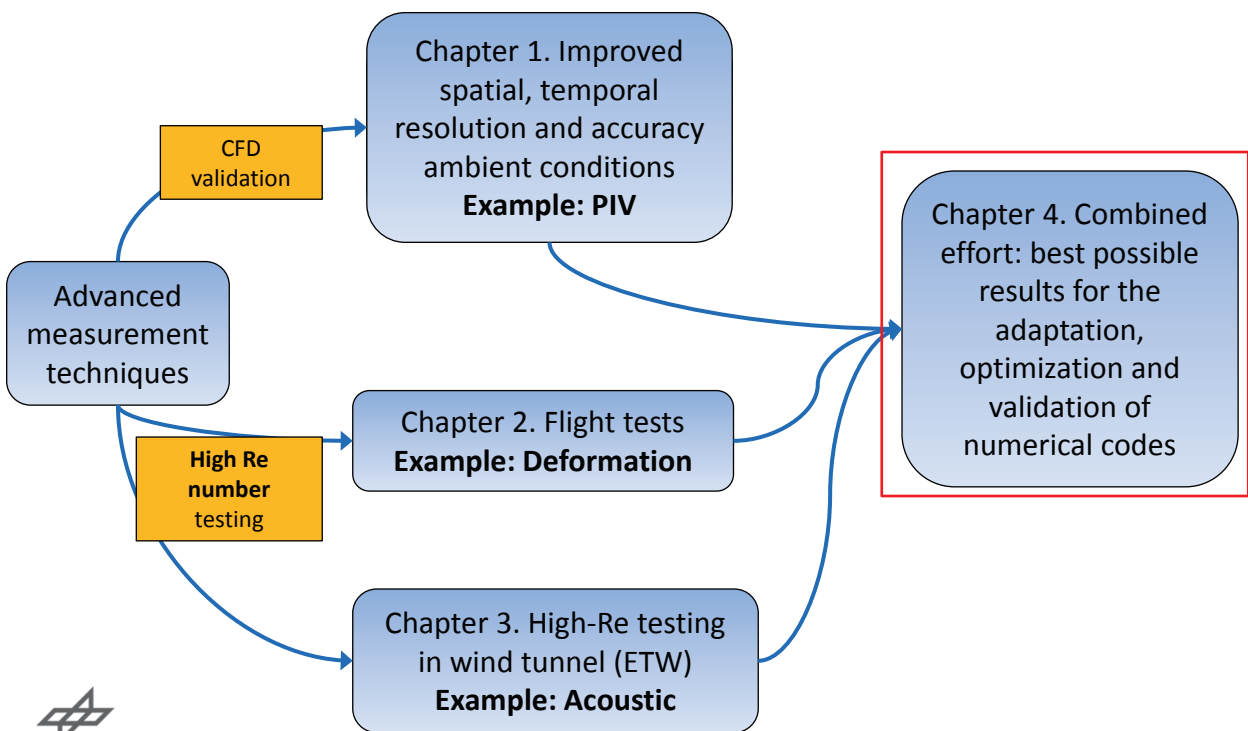
Operational techniques

TSP	PIV	Sound pressure	PSP
<p>RLH59 - TSP Result - S3 Conditions: Flow (K) 12:59:26 18.10.2012 M0 = 0.750 T01 = 138.8 08LZ = 0.0 Assignment Re = 18.1 Turb = 138.8 OSLZ = 0.0 Flow = 0088 A0/A = 1.8 Turb2 = 138.8 0905 = 0.0 DPH1 = 0079 Cu1 = 0.80 STEP = 85 um 0906 = 0.0 DPH2 = 0085</p>	<p>$T_0 = 115\text{ K}$ $p_0 = 335\text{ kPa}$ $M = 0.2$ $R_C = 16.7 \cdot 10^6$</p>		<p>$T = 290\text{ K}$ $T = 150\text{ K}$</p>
Mature	Mature	Mature	Current development



Introduction 2/2: Overview

High Re-number testing and CFD validation

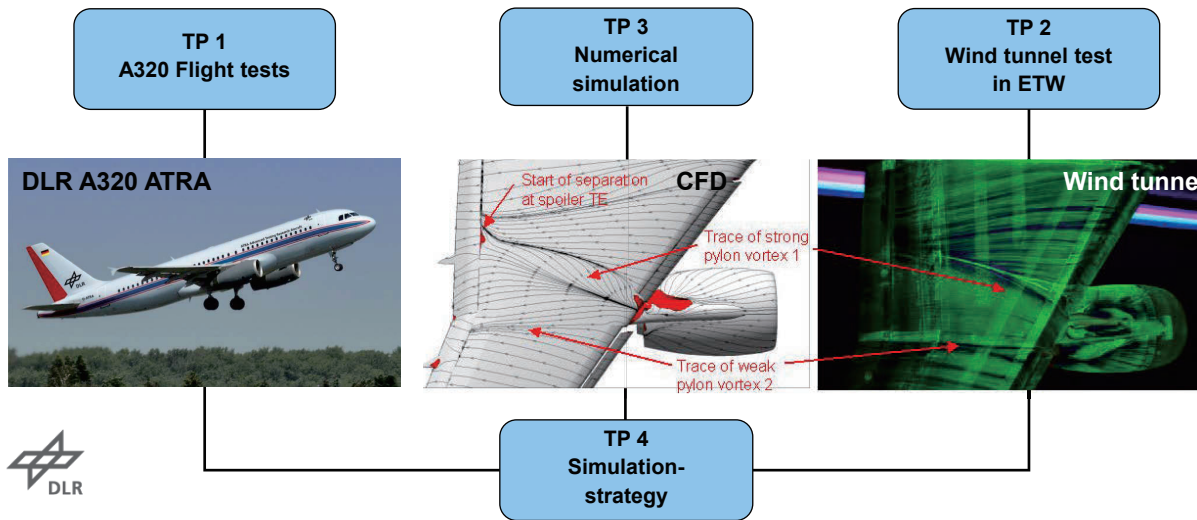


DLR.de • Chart 69 > L. Koop • High-Re Testing > July 7th 2016

High-Lift In-Flight Validation („HINVA“)

Basic idea

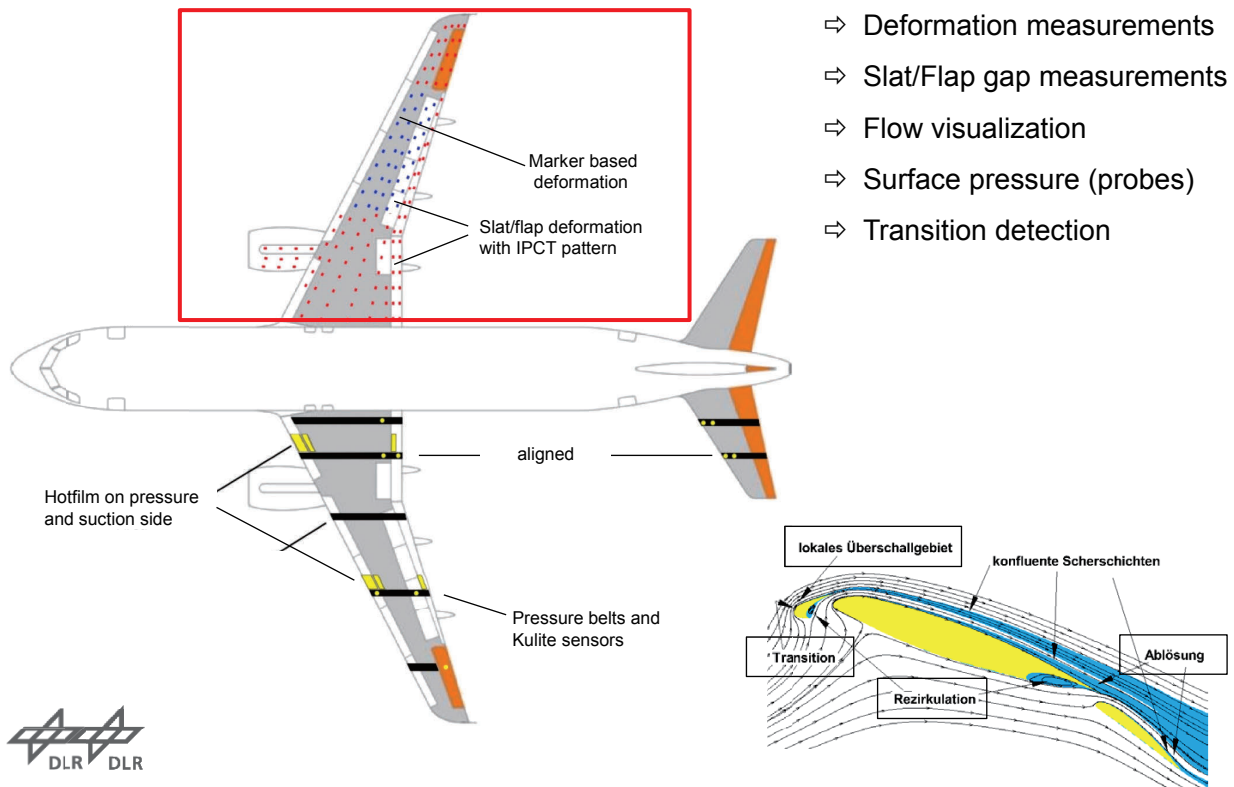
- High lift performance is an essential design parameter of transport aircrafts
- Maximum lift predictions are still characterized by considerable deviations from final performance flight test results
- Provide data base at maximum lift through wind tunnel and flight tests
- Synergetic benefits from all three methods



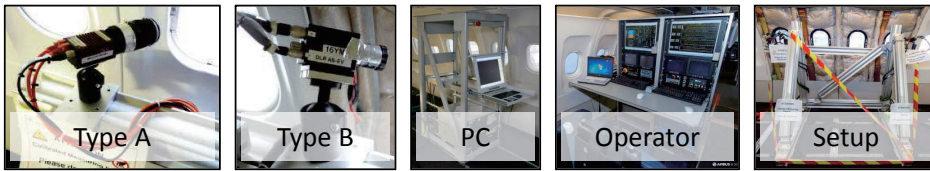
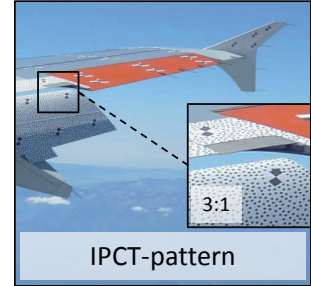
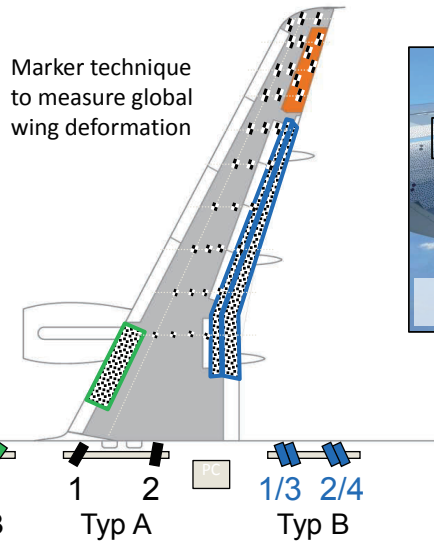
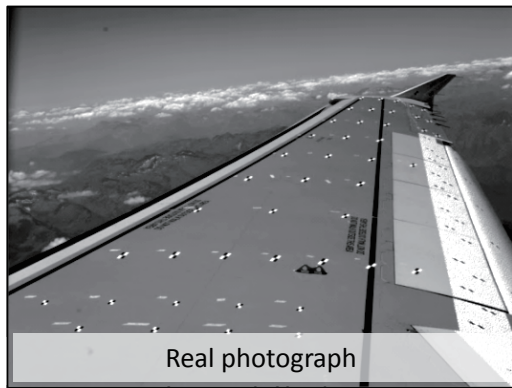
DLR.de • Chart 70 > L. Koop • High-Re Testing > July 7th 2016

HINVA flight test #1: Overview

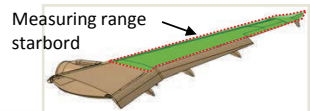
DLR research aircraft ATRA (A320)



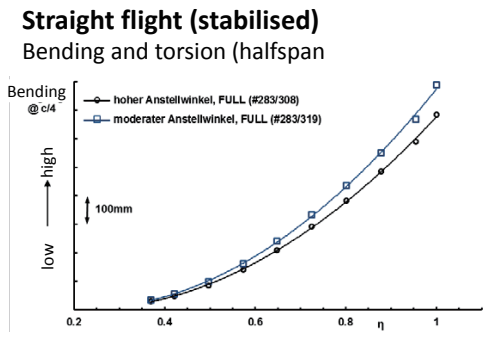
HINVA flight test #1: IPCT deformation measurement



HINVA flight test #1: Marker based deformation measurement

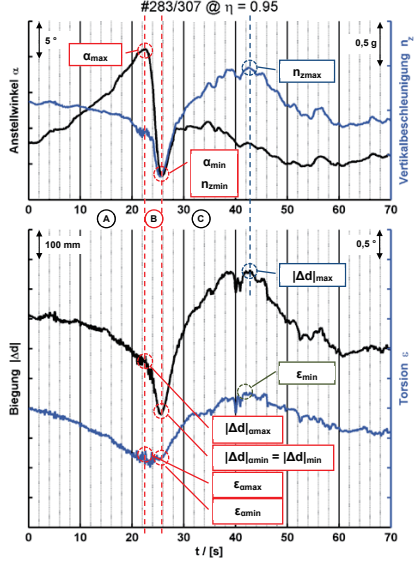


Marker based methods / global wing deformation



Dynamic stall maneuver

Time response of bending and torsion close to wingtip



- Phasen:
- (A) Increase of AoA
 - (B) Stall
 - (C) Stall recovery

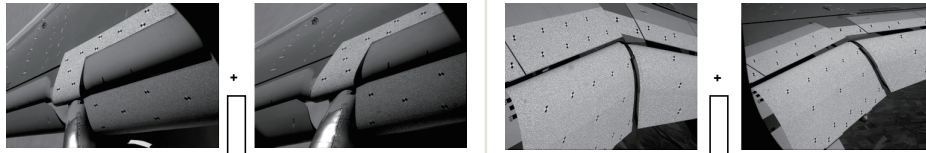
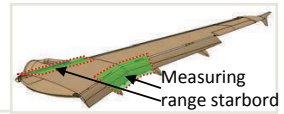
Legende:

- α ... Angle of attack
- n_z ... Vertical acceleration
- $|\Delta d|$... Bending (3D)
- ϵ ... Angle of torsion
- η ... normalized half span width



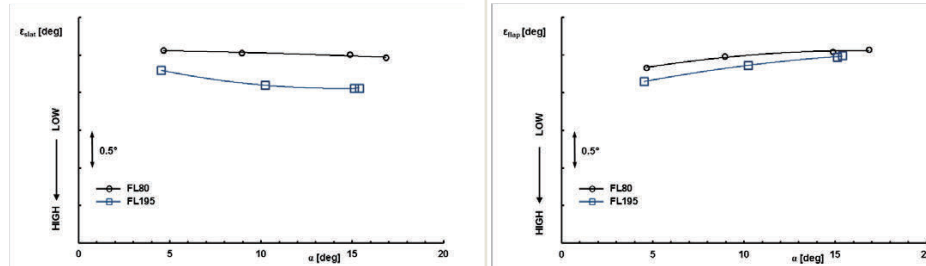
DLR.de • Chart 73 > L. Koop • High-Re Testing > July 7th 2016

HINVA flight test #1: IPCT deformation measurement



Straight flight (stabilised)
Backturn [°] of slat/flap

IPCT / Slat and flaps



Results provide important reference data:
Investigation of **slat and flap gaps during landing approach**
Further developments of IPCT evaluation algorithm



DLR.de • Chart 74 > L. Koop • High-Re Testing > July 7th 2016

HINVA ETW test: PIV flow field measurement

Model based on flight test #1

Reduction of background light and laser light flare on the model surfaces

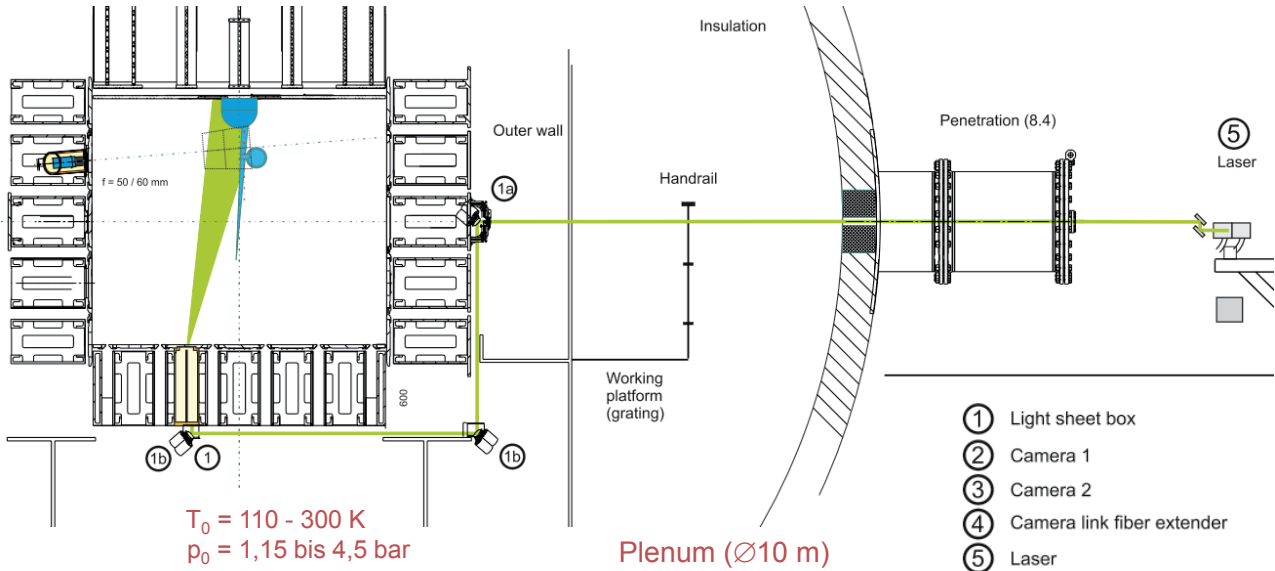
- Wing, slats, fuselage and nacelle are partly coated by a PIV paint (primer + acrylic black paint)
- Polishing of paint to obtain high glossy surface finish
- Pressure taps treatment



DLR.de • Chart 75 > L. Koop • High-Re Testing > July 7th 2016

HINVA ETW test: PIV flow field measurement

Stereo-PIV Arrangement



DLR.de • Chart 76 > L. Koop • High-Re Testing > July 7th 2016

HINVA ETW test: PIV flow field measurement

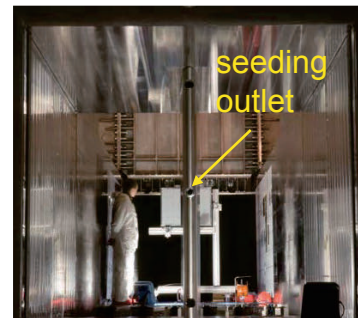
Cryo PIV system for ETW

- Seeding system

⇒ Generation of tiny ice particles using external DLR Laskin generators

Requirements:

Flow tracer size $\cong 1 \mu\text{m}$
 Concentration of up to 10 particles / mm^3



- Laser system placed outside of the wind tunnel plenum

⇒ Nd:YAG laser
 2 x 500 mJ @ 15 Hz

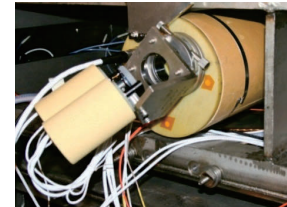
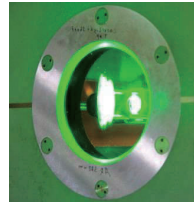
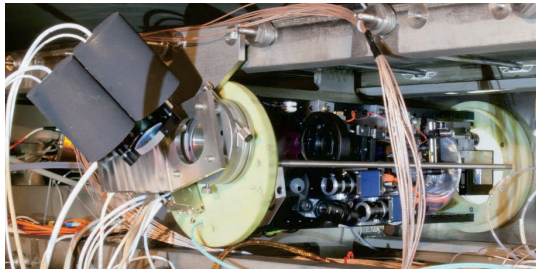


DLR.de • Chart 77 > L. Koop • High-Re Testing > July 7th 2016

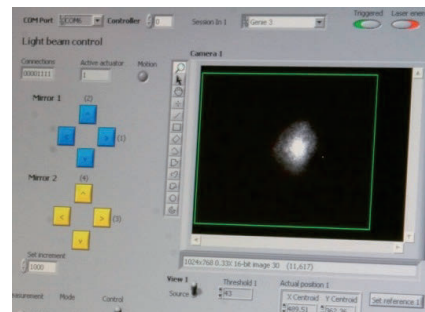
HINVA ETW test: PIV flow field measurement

Cryo PIV system for ETW

- Modules containing **cameras, light sheet optics, beam monitor and electronics** for remote control for a placement within the plenum using heated housings



- Mirror modules
 - ⇒ Equipped with piezo actuators
 - ⇒ Software allows for **automatic beam path corrections** in case of beam deflections

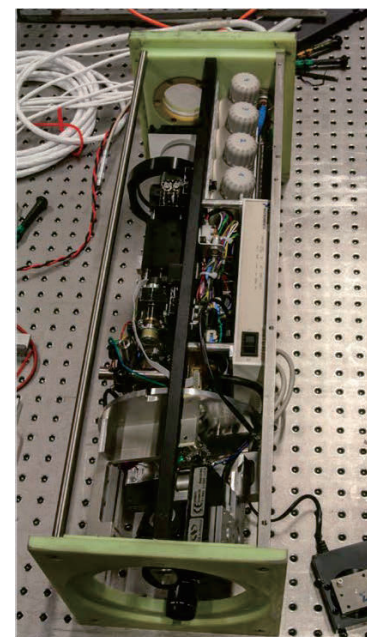
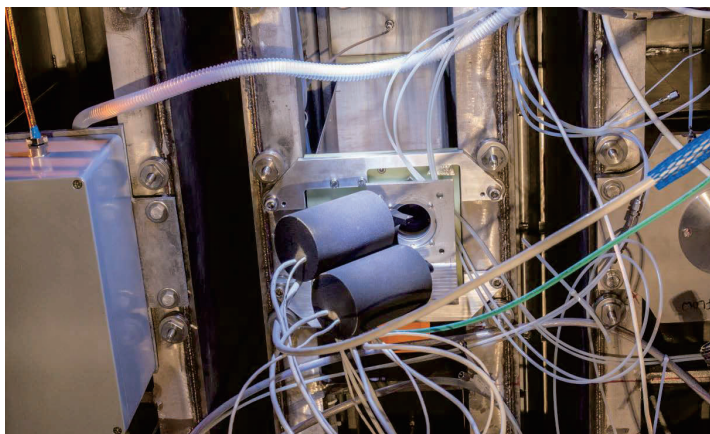


DLR.de • Chart 78 > L. Koop • High-Re Testing > July 7th 2016

HINVA ETW test: PIV flow field measurement

Stereo-PIV Arrangement

- Adaptation and installation of **Light Sheet Module**:
 - Motorized laser mirrors allow for a pivoting of the light sheet about three spatial axes by remote control

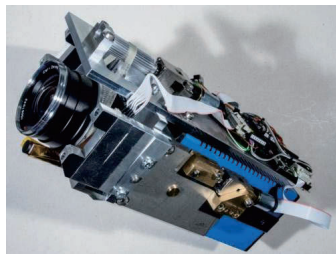


DLR.de • Chart 79 > L. Koop • High-Re Testing > July 7th 2016

HINVA ETW test: PIV flow field measurement

Stereo-PIV Arrangement

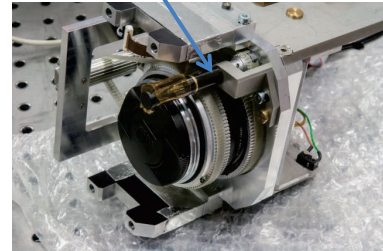
- **Camera module** for viewing angles of about $\pm 45^\circ$
 - Variable orientation of the light sheet



Lens focus

Scheimpflug angle

Scheimpflug axis



- Equipped with PCO.edge cameras, CMOSs sensor (2560 x 2160 px) direct recording to RAID storage system @ 15 Hz



DLR.de • Chart 80 > L. Koop • High-Re Testing > July 7th 2016

HINVA ETW test: PIV flow field measurement

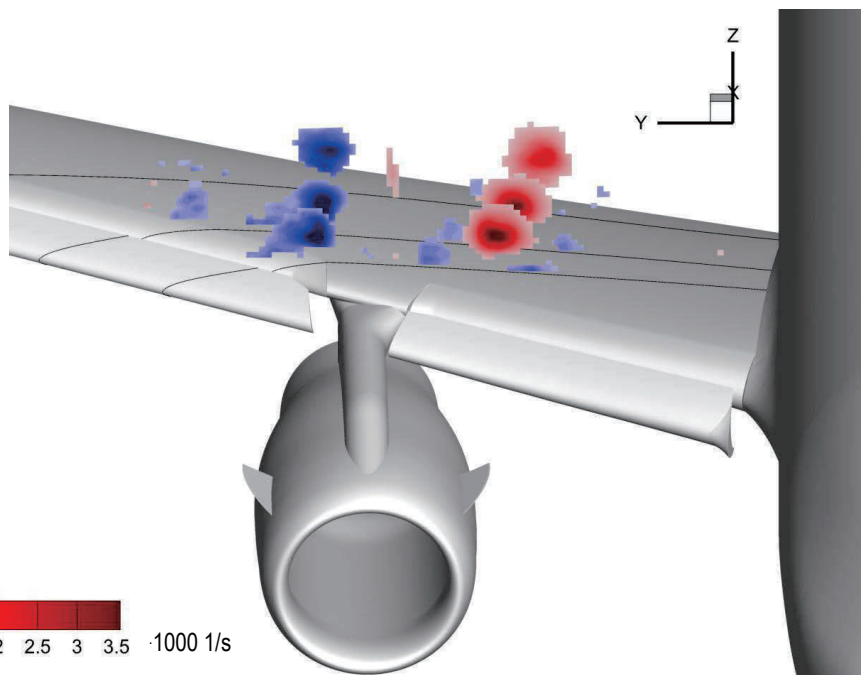
Vorticity distributions

Configuration 2

$$M = 0.186$$

$$Re_c = 13.3 \text{ Mio.}$$

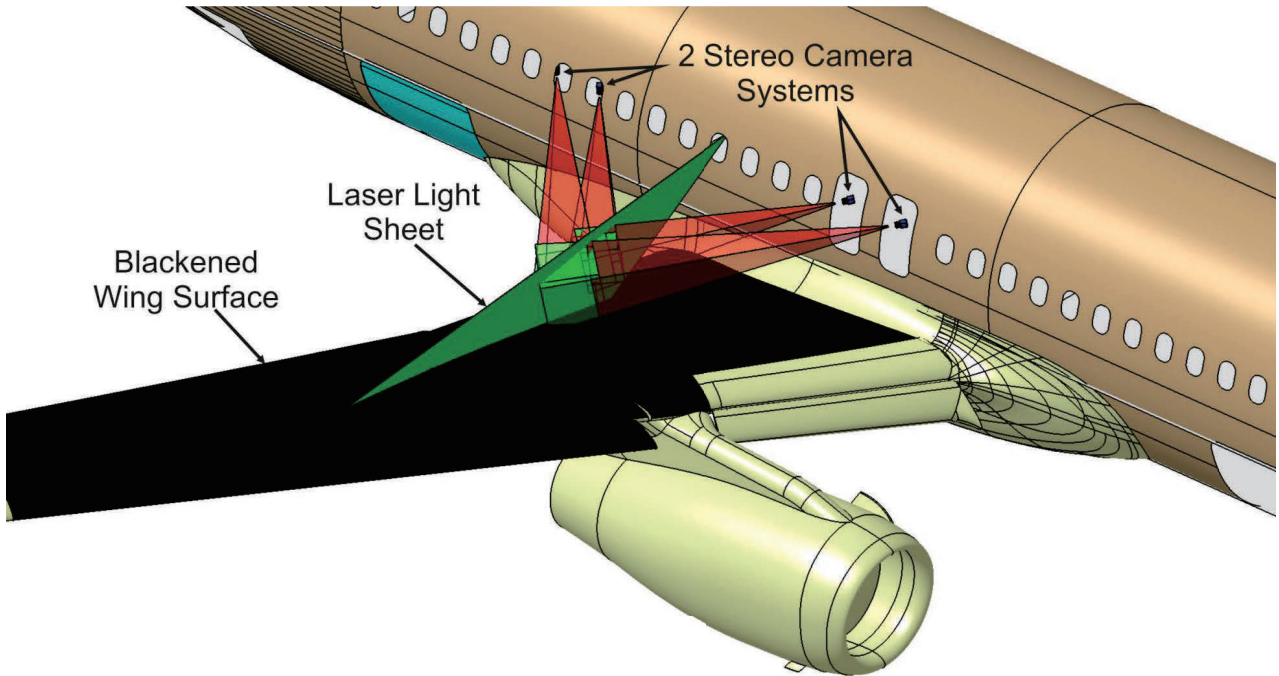
$$\alpha = 16.5^\circ$$



DLR.de • Chart 81 > L. Koop • High-Re Testing > July 7th 2016

HINVA flight test #2: In-flight PIV

PIV Configuration



DLR.de • Chart 82 > L. Koop • High-Re Testing > July 7th 2016

HINVA flight test #2: In-flight PIV

Cabin Layout



2 x PIV - Laser
 - Nd:YAG - Laser (green)
 - 9 ns pulse with 200 mJ

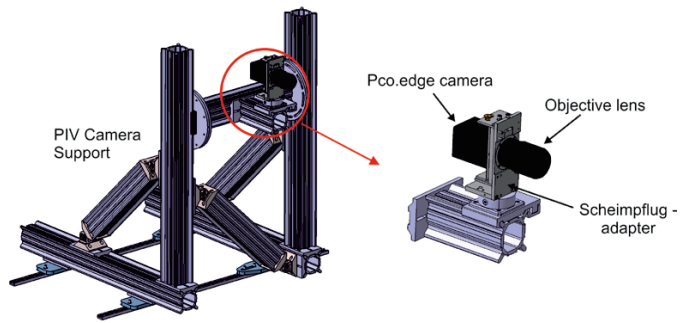


4 x CMOS - Cameras
 - 2 stereo systems
 - Resolution: 5,5 Mpixel
 2 x FOX-Cams (2,1 Mpixel)



DLR.de • Chart 83 > L. Koop • High-Re Testing > July 7th 2016

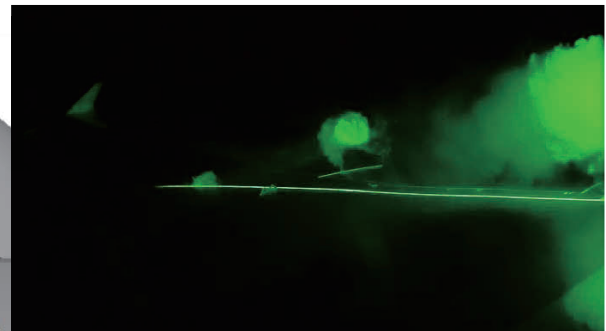
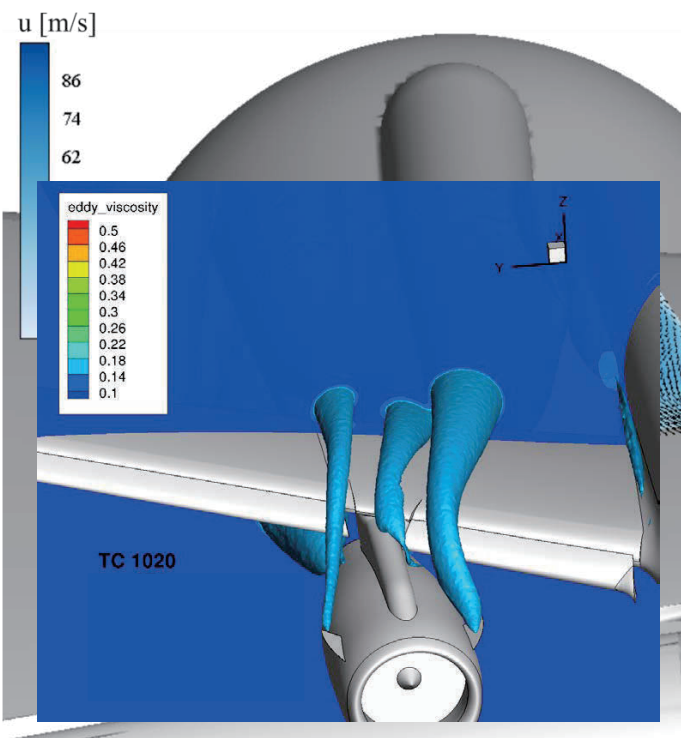
HINVA flight test #2: In-Camera incl. Stand



DLR.de • Chart 84 > L. Koop • High-Re Testing > July 7th 2016

HINVA flight test #2: In-flight PIV

PIV Results: $\alpha = 15,6^\circ$, FL100, IAS ~ 110 kt



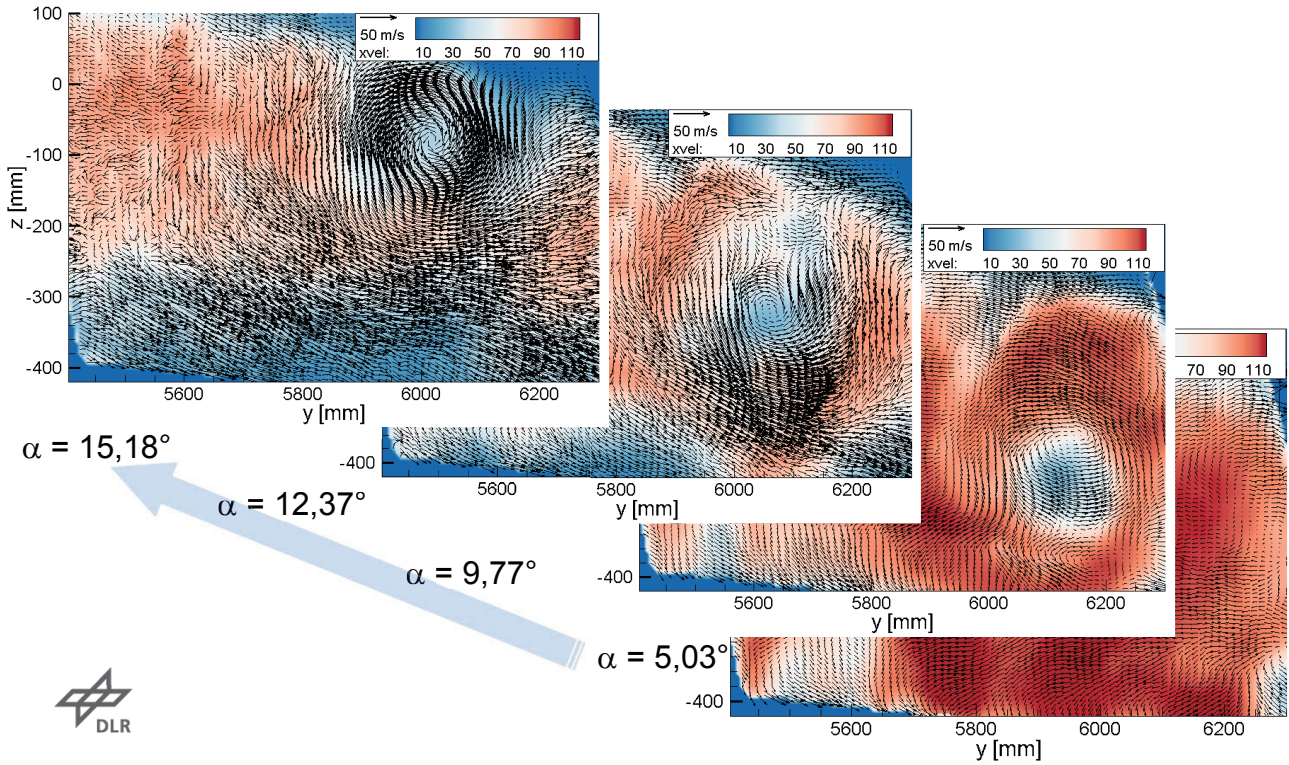
From left to right:

- slat track vortex
- outboard strake vortex
- inboard strake vortex

DLR.de • Chart 85 > L. Koop • High-Re Testing > July 7th 2016

HINVA flight test #2: In-flight PIV

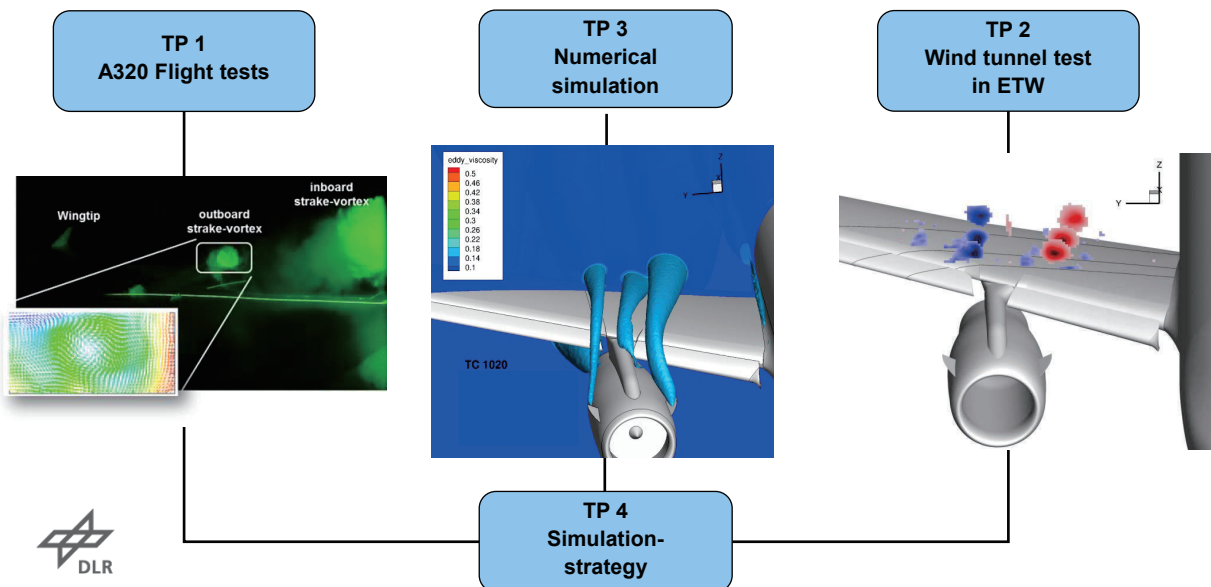
PIV Results at FL100



DLR.de • Chart 86 > L. Koop • High-Re Testing > July 7th 2016

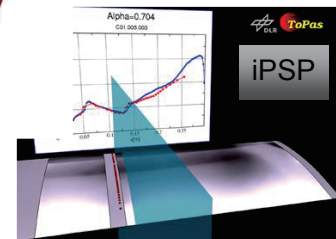
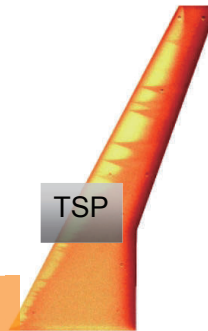
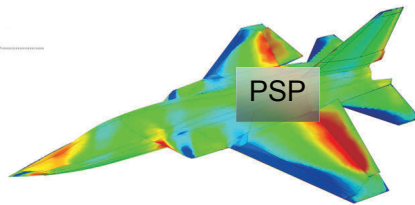
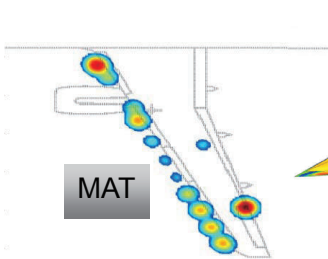
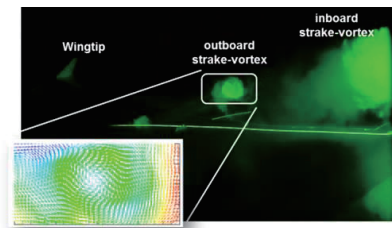
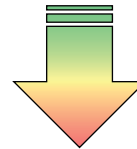
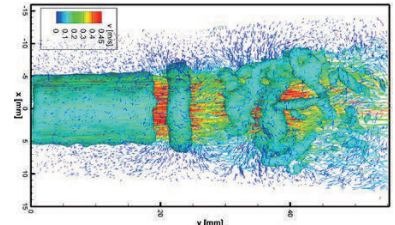
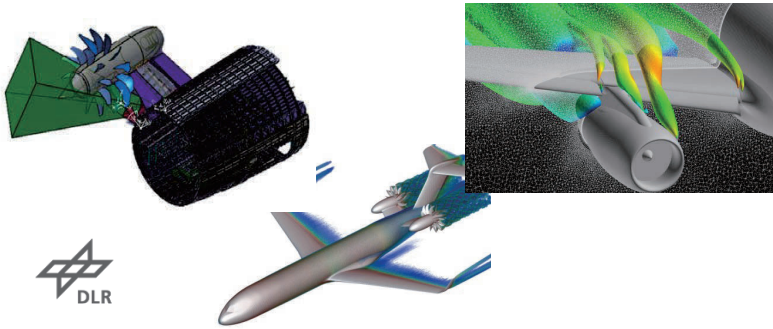
Summary; Chapter 4

- Provide data base at maximum lift through wind tunnel and flight tests
- Synergetic benefits from all three methods
- Deriving simulation strategy from obtained results

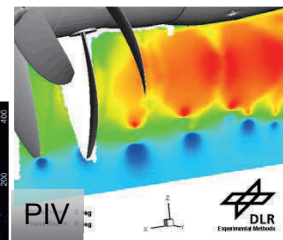
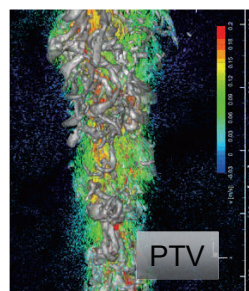


Summary

- Development towards high resolution measurement with optimal accuracy is mandatory for optical non intrusive measurement techniques
- High Reynolds number testing has become important during the last decade
 - Novel aircraft concepts
 - Physical understanding
 - Validation of numerical codes
- Transfer well established optimized optical measurement techniques to high Re testing
- Constant improvement in order to provide the best possible results for the adaptation, optimization and validation of numerical codes



Thank you very much!
 Lars Koop
 Lars.koop@dlr.de
 DLR Göttingen



流体力学講演会 (FDC) / 航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム (ANSS) 合同企画「航空教育支援フォーラム」を開催して

相曾秀昭, 村上桂一

(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)

A Short Report on the Organized Session “Aeronautical Education Support Forum”
Hideaki AISO and Kei-ichi MURAKAIMI (Aeronautical Technology Directorate, JAXA)

ABSTRACT

The article gives a brief report on the organized session “Aeronautical Education Support Forum”. The session consists of two parts. The first part of session is Prof. Nakaya’s lecture on the practical use of FaSTAR as a training and education tool in National Institute of Technology, Gifu College. The second part is a panel discussion on the human resource development in the field of aeronautical engineering, especially on the career path of students who study in the graduate schools.

1. はじめに

「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」（平成24年7月）での「CFDと教育」セッションにおいて、航空関連の人材育成について広く検討し促進する場の創設が提案された。その後、日本航空宇宙学会を中心とした検討を経て、「第50回飛行機シンポジウム」（平成24年11月）で「航空教育支援フォーラム」が発足した。

以来、7月開催の流体力学講演会 (FDC) / 航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム (ANSS) と秋開催の飛行機シンポジウムの年2回の集会の場を利用して「航空教育支援フォーラム」と題する企画セッションを開催し議論の場を提供している。

各集会でのセッションの内容は、FDC/ANSSではJAXA (宇宙航空研究開発機構) の研究開発成果の利用 (最も利用されているCFDツールFaSTARは2016年7月現在で20強の研究室・教室に提供中) に関してその利用成果の報告や問題点を議論する場とし、飛行機シンポジウムでは航空専門教育を産業界や社会から見たときの要求を踏まえながら教育支援を考える場とする、という基本線がここ数年の企画・運営を通じて確立されてきている。

また、状況に応じて適宜人材育成に関するパネルディスカッションを追加開催し、日本航空宇宙学会等が行う提言や提案に関する議論にも資するようになってきた。

質疑応答や議論も含めた本セッション全ての内容を詳細に報告するのは紙面的にも困難であるので、ここではセッションの実地企画・運営の担当者の責任において発言内容等を適宜要約した形で、セッシ

ョンの内容を記録することとした。

2. 今回のセッション企画内容

セッションの企画は2部構成とした。第1部は通例である教育支援の利用例紹介として、岐阜工業高等専門学校でのFaSTARの活用状況の講演を同校准教授の中谷淳氏にお願いした。

今回はそれに加え、第2部でパネルディスカッションとそれに続く公開討論「航空技術の未来を担う若手の育成に向けて」を企画した。近年の求人制度の改変や社会状況の変化により、航空技術の開発研究を志す学生、特に博士課程に進学しようとする学生にとってキャリアパスが分かりにくい状況になっているとの指摘を受けてのことである。

なお、セッション冒頭においてJAXA側担当者より、FaSTARの利用状況やアンケート (利用目的・成果、技術情報交換、ユーザ会開催における要望) の結果について簡単な報告を行ったが、この内容の報告は割愛する。

以下、セッションの様子を簡単に報告したい。

3. 第1部 岐阜工業高等専門学校准教授 中谷淳氏による講演

【背景】

初めに背景状況についての説明があった。高等専門学校 (修業年限5年で高等学校の3年間と大学1,2年に相当) という制度、時代の要請に応じる形での専攻科 (大学3,4年に相当) の設置、専攻科内での航空宇宙システム研究グループの設置 (今年度)、産官 (岐阜県、愛知県、川崎重工業) との連携の強化と

いった事項である。例にもれずスタッフ・設備等のリソースは十分とは言えないながらも、岐阜高専では航空関連技術者の養成強化を目指しているとの事である。

中谷氏は2013年度のFDC/ANSSで開催された本セッションで教育支援目的でのFaSTARの提供を知り研究室に導入したが、それ以前からCFDのオープンソースであるOpenFOAMも利用していたので現在は両方を活用している。計算機環境は今までインテル4コアであったが、今年度から200コア2TBメモリ規模のものの導入で大幅に改善される予定である。

【利用状況】

上の様な背景説明の後に中谷氏からFaSTAR等の教育への活用状況が説明された。概要は以下の様なものである。

CFDツールの教育への導入の目標設定は、CFDに触れて慣れる（更に、できれば使いこなせる）というCFD単独の目標と、風洞実験とCFDによる解析を比較しその違いを理解するという、2つの事項を設定し実践している。また、学生のベースの知識になる講義には、流体力学¹⁾、数値計算法の基礎²⁾、有限体積法の教育と演習がある。ただ、有限体積法はそのベースには含まれないので、4年後半³⁾に研究室配属されて半年は5年生と在籍が重なることを利用したチュートリアルや輪講により対応している。

CFDに触れてみるという事で、思い思いの航空機形状についてMach数を変えながらCFDを実行し揚抗比を観察させている。

風洞実験との比較・検証では、実験が非圧縮流となる制約があり、遷音速圧縮性流が主対象のFaSTARを用いるのは無謀かとも思えるが、OpenFOAMとの比較ではFaSTARも使える。実験と2次元数値計算を比較し差異を考察することに利用でき、意義があると感じている。

【学生の反応など】

活用状況の説明の後、アンケート等を通じた学生の反応も紹介された。FaSTARの問題点としてマニュアルは比較的分かり易いが、エラーの際の対応が分かりにくい、といった感想もあるようで、これは提供する側でもツールとしての質の向上という観点から対応する必要があると考えられる。また、CFDの結果を評価・考察する際の問題（基礎となる流体現

象の理解が必要）への言及もあり、教育支援ツールを提供していく際の課題と思われる。

以上、第一部について簡単にまとめたが、中谷氏の実践例は、高専だけでなく大学学部レベルでのFaSTARによる教育支援の際に大いに参考になると思われる。現在、FaSTARの教育支援利用は大学院レベルでの利用が主であるが、提供側でも利用の裾野を広げる際の参考に活用したいと考える。

4. 第2部 公開討論「航空技術の未来を担う若手の育成に向けて」

【パネルとして登壇いただいた方】

次の4氏（順不同）にパネルとしての登壇をお願いした。

- 青山剛史氏（JAXA航空技術部門数値解析技術研究ユニット研究計画マネージャ）
- 川添博光氏（日本航空宇宙学会人材育成検討委員会委員長、鳥取大学教授）
- 澤田恵介氏（日本航空宇宙学会長、東北大学教授）
- 李家賢一氏（東京大学教授、文部科学省航空科学技術委員会主査）

また、JAXA航空技術部門航空産業協力課長の内富素子氏がモデレータを務めた。

【内富素子氏による導入】

航空産業の発展が見込まれる中で、経済産業省が中心になって製造系の人材確保について議論しているが、航空の研究を先導する人材の育成も重要である。もっと若い人材にこの航空での研究に興味を持ってもらう必要もある。現状ではこの育成の道筋が分かり易く見えているようには思えない。

この問題について、まずは大学と公的研究機関で育成の道筋や制度をどのように改善するのかについて議論していきたい。この討論の場では、現状の課題を出し、それを元に日本航空宇宙学会から国や社会、JAXA等に向けた提言のようなものにまとめられるようにしたいと考えている。

【澤田恵介氏の発言の要約】

先ず、優秀な研究者の確保育成、航空分野は若い人にとって魅力的なのか、といった事から考えてみる。研究費獲得という意味では、科研費において航空宇宙は総合工学の中の小さな分野で課題採択は多くないし、産業界との関係が密接ともいえず、他の分野よりも苦戦しているのではないかと思う。将来の（研究者としての）ポジションはどこの分野でも同じだが明るくはない。研究成果の社会実装の面でも現状で自動車産業などと比べると容易ではない。それらを考えると、かなりマイナスのところからス

¹⁾ 内容としては大学の機械系学科等で行われる標準的なものに相当。2年間で履修。

²⁾ Newton法、Runge-Kutta法、Simpson法等の事項を教育。

³⁾ 高専では研究室配属は通常では5年生の1年間だが、当該学科では4年生後半からとしている。高専の4,5年生は年齢的には大学の1,2年に相当。

スタートすることになるのかもしれない。

(自身が会長である)日本航空宇宙学会の役割としては、このフォーラムのような機会の提供、産官学の交流の機会の提供、表彰制度の整備、教科書刊行による知識・技術の還元、航空宇宙ビジョンの提示による将来展望といったものがあげられる。しかし、直接に資金を出したり就職支援をしたりという事は難しい。

大学教員の視点では、東北大学の場合は飛行機好き、ロケット好き、ロボット好きの学生が多く入ってくる。産学官連携も盛んで魅力的なテーマも多いし、航空宇宙専攻は機械系修士課程入学者のレベル向上にも大いに貢献している。しかし、優秀な学生たちへの出口の提供では問題がある。例えば飛行機好きの学生の重工各社への就職は修士課程修了者が主戦場で、「どうしても飛行機」という学生もいるが給与面では自動車産業等に負ける。一方で博士課程修了者に対する民間の採用意欲は低い。文部科学省はCOE、リーディング大学院、卓越大学院といった施策を構想しているが、博士課程内での支援が中心で、博士課程修了者は産業界とマッチングしにくい。最近ではJAXAとのマッチングも難しい。

以上、課題を羅列させていただいた。

【川添博光氏の発言の要約】

中々難しい課題だが、若い人や世間がどのように航空宇宙を見ているかという事から考えたい。まず、実例として、鳥取大学の学生の見方、ドイツの実情、日本の高校生の見方、の3つをあげる。

鳥取大学の修士1年の学生23人にJAXAについて認知度や要望を調査した所、認知度は高く、ある意味憧れる、というポジティブな印象が強いものの、活動の情報を得る機会が欲しい、航空分野の研究開発活動(もしくはその広報)は少ないのでは、といった意見も散見された。また、高校時代に話を聞いたら学習の動機付けに役立ったはず、といった意見もあり、そうしたことの重要性も認識してほしい。また、産学との連携を密に、という意見には、学生自身もその中に入りたいという希望が感じられる。実際、JAXAに就職したいという学生は多い。

ドイツのDLRゲッチンゲンに出張した際に、当地に滞在している日本人若手研究者にドイツの学生達の航空宇宙に対する意識について聞いてみた。

日本と比べ多くの学生が宇宙航空の専攻を希望する。反面、就職先で航空宇宙に拘らない面もある。これについては日本の学生にも訊いてみたいと思う。また、日本と比べサイエンスを専攻する女子学生が多い。

DLRの若者に対する施策については、ギムナジウム(日本の中学・高校に相当)の生徒のインターン

受入があげられる。(インターン先は生徒自身が選ぶ。)インターンは必修で、また企業に対してもギムナジウムからのインターン受入が義務付けられている。

大阪で開催された夢ナビライブ(高校生向けの進路ガイダンス)で講演を行った。2~3万人の高校生が参加するとの事で、いくつもの講演のブースがあった。1講演の参加者は通常60~100人程度らしいが、「空へ宇宙へそして未来へ」と題した自身の講演には260人程の参加申込があり当日より前に締切となった。1・2年生の参加が多く、早い時期から航空宇宙分野の進路に憧れる生徒が多い事を理解した。講演終了後も1時間近く質疑応答が続いた。

まとめると、生徒・学生は航空宇宙分野に夢や魅力を大いに感じ、知りたい・体験したいという気持ちも強い。しかし、実際に知る・体験するという所との距離が大きい。草の根的な努力で距離を近づけこちら側でもより相手を知るようにしたい。JAXAについては認知度が高いものの詳細が知られていないのが実情で努力が必要。また、JAXAは色々な人材を広くとってほしい。現状、カラーの似ている人が多いように思う。そして、鳥取大学からも採用される人が出たら嬉しい。

【李家賢一氏による発言の要約】

学会と産学官それぞれの立場から航空教育に関する動きについて見てみたい。

日本航空宇宙学会では教育・人材育成に関する活動は以前からあり自身も関与してきた。10年ほど前に大学での体験型学習や航空機産業から見た大学教育等を議論し、それ以後、澤田氏も触れたビジョンや提言、空力教育の議論等も行われてきた。このフォーラムも研究成果の教育支援ツールとしての提供というJAXAの提案を受けて行われるようになった。

官の関係では、最初に国土交通省がパイロット不足への対応に動き、続いて経済産業省が製造現場の技術者やエアラインの整備士の不足への対応に動いた。研究人材では、文部科学省の科学技術学術審議会の研究計画評価分科会、さらにその下の航空科学技術委員会において、次世代人材の創出といった議論がある。また文科省内で別に議論された戦略的次世代航空機開発ビジョンの中でも人材育成はうたわれている。国としても人材育成の重要性を認識した上で色々な検討がされている。

学の一例として、東京大学では大学院で隔年開講の航空機設計特論でグループ毎に航空機の概念設計を行うが、そこでFaSTARを使っている。まさにこのフォーラムのスキームで教育支援を利用している。

最後の産業界に関して、以前行われた議論から、産が大学教育に求めていることは、孔子の言う『学

んで思わざれば則ち罔（くら）し、思うて学ばざれば則ち殆（あやう）し』にまとめられるであろう。得た知識を実践的に生かせることの重要性、新しい思いつきを支える基礎学力の重要性、この両方が大学教育に求められる。ここでの話題の教育支援に当てはめれば、後者の基礎学力は紙ベースの古典的な教科書で学ぶが、前者のような実践的なものにこのフォーラムが役立っていく、というようなことになるのではないかと考える。

【青山剛史氏による発言の要約】

平成30年からのJAXA第4期中期計画に向けた議論の中で、航空技術部門では基盤領域の戦略を統合シミュレーション、構造材料の2つの戦略検討ワーキンググループ（WG）により検討している。自身は前者WGをとりまとめている。基盤領域は5つのユニット⁴⁾からなり研究に専念する組織でプロジェクトを下から支える構図になっている。現中期計画の議論の際にはプロジェクトを重点に議論したが、次期中期計画への議論では基盤領域を重点としている。

基盤領域では研究者数、研究内容、資金がスパイラルをなして減少し始め、この3つの中で一番重要と思われる研究者数減少の問題を解決することが喫緊の課題である。海外（米独仏加）と比べた場合、生産額を考慮しても日本の研究者数は圧倒的に少ない。一方、独DLRは極端なほどの研究者数増加を呈している。航空機産業を日本の基幹産業とするためには研究者数の増加が必要である。

実は基盤領域の研究はプロジェクトにも非常に貢献している。分かり易い例としてD-SENDプロジェクトがあげられる。飛行試験でのソニックブーム波形計測データに従来の知見では説明できない誤差があり、データ自体が無意味になりかねない事態が生じた。しかしここで基盤の若手研究者が誤差の機構の解明に成功し、データの妥当性が示された上に却ってデータの価値が向上した。また、世界最高速を目指して社内で開発してきた高速CFDソルバーのFaSTARを用いることで、同じくD-SENDの第1回飛行試験の不具合の原因究明が大量の計算を要しながらも短期間でできた事例もある。

今後も基盤領域は技術力でリスペクトを得る集団を目指したい。そのためには、研究を志す学生や中途採用を希望する研究者を受け入れて研究者数を増強する、施設や設備の運用に研究者が忙殺される状況の改善のために技術者を増強する、JAXAの研究者のキャリアパスとしてより魅力的なものを確立する（現状では魅力が見えにくい）といった事を行いた

い。

以上のパネル登壇者からの発言に続き、再度内富氏のコメントがあった。要旨としては次のようなものである。

自身も、研究機関として一番重要なリソースは人だと思ふ。人がJAXAを通じてうまく循環していないのが問題で、それを解決したいと社内で考えている。

現状で毎年40人程度（JAXA全職種）の新人一括採用の制度の中では、研究者が選考されるには厳しい面もある。もう少し前の段階からインターン的にJAXAの活動に参加し、適性があればJAXAの研究者になったりJAXAを経由して他の場所で研究者となるといったしくみをより具体化できないか、また、宇宙に比べて航空からの情報が少ない状況を改善できないか、といった事も考えている。後者については、13大学で連携して高校生向けアウトリーチ活動や大学生の体験学習を行うネットワーク的なものが文科省の競争的資金を利用して佐宗教授（名古屋大）を中心に企画されており、このようなネットワークの利用もあり得る。

常勤職員以外でJAXAに入り協働する制度として、クロスアポイントメント、航空宇宙プロジェクト研究員、連携大学院、技術研究生、リサーチアシスタントがある。連携大学院と技術研修生の制度は航空技術部門で盛んに利用されているが、あまり利用されていない他の制度にも利用できそうなものはある。また、技術研修生は地方大学からは難しい面もある。

また、1件あたり100万円と少額ながらJAXA外部における新しいアイデアの研究を数多く（20件程度）採択するイノベーションチャレンジの制度も用意している。

次いで、キャリアパスやJAXAからの実践的教育機会の提供などについて会場も含めての議論を行ったので、意見を紹介しておく。

- 産業規模から考えると現状のようなものかと思える面もある。そのあたりを考えずに航空分野の学生を急に増やすのは問題かもしれない。
- 企業から見たときに航空宇宙を専攻した人は使える、というような感想もある。航空宇宙という場で教育を行うが、職業のキャリアパスは航空宇宙でなくてもよい、という考え方もある。
- 現状JAXAではプロジェクトを遂行する人材を何段階もの面接で絞って採用するという印象があるが、青山氏の話の中でプロジェクトの問題を解決した若手はそのテーマの為に採用された訳でなく、研究者として地道に実力を積んだ結果として問題を解

⁴⁾ 空力技術研究、飛行技術研究、推進技術研究、構造・複合材技術研究、数値解析技術研究の5ユニット

決している。テーマを絞り過ぎたり面接で選び過ぎたりするばかりでなく、ある程度幅を持って人を採用するのも重要ではないか

- 博士課程修了後の採用先が（大学以外には）JAXA等に限られてしまうと学生も進学し難い。その意味では博士課程を出て企業で採用されるルートの確立も重要。これに関連して、昨年、東北大で博士課程の学生の企業回りを試みたら反応は良かったという話を聞いたが、今年も継続するのか
- （上の発言に澤田氏が答えて）昨年、博士課程学生の工場見学を実施した。このポイントは2つあり、学生にはオープンマインドで企業にも面白い職場がある事を理解してもらい、企業の人には実は博士課程の学生は優秀な人材だと実感してもらおうという作戦だった。今年もやる予定である。
- 大学や大学の学生が航空宇宙分野で行うアウトリーチ活動もJAXAから援助できないだろうか。
- 地方にもJAXAから出向いて出前授業など活動紹介をしてもらうと有難い。また、地方の学生でもJAXAでのインターン等で参加し易いとありがたい（宿泊施設の提供など）。また、そのような活動をJAXAとして拡充するためには、JAXA内部でプロジェクト遂行への貢献だけでなく、教育やPR活動についても評価するような考え方の変化も大事かもしれない。
- JAXAの大型設備を是非教育に活用してほしい。実際に見るだけでも聞くのとは違うので見学だけでも良いが、本当に研究等に使えるともっと良い。
- 地方大学の立場としては、インターンへの学生参加を支援してくれるとありがたい。
- 高専でも学生による小中学生向けの教育活動がある。援助があればありがたい。また高専からでもインターン受入があれば学生のモチベーション向上に役立つ。

終了の時刻を過ぎていたが、パネル登壇者から一言ずつ結びをいただいた。

セッションを通じ、登壇者の方々には真摯ながらもユーモアも交えた御発言をいただき、また会場からもいくつかのコメントをいただいた。短時間ではありながら、会場全体で密度の高い有益な議論ができたと思われる。

更に李家教授から全体をまとめた結びの言葉をいただいてセッションを終了した。

第2部の議論は飛行機シンポジウムでの本セッションでも継続し、日本航空宇宙学会による提言など

何らかの形にまとまる予定である。

5. おわりに

FDC/ANSSでは研究発表の他に本セッションのような企画も存在する。本セッションにおいては、日本の航空宇宙産業の現状の中で、各方面の方々から貴重なご意見が述べられており、その場になかった関係者にも広く知っていただきたいの思いから、このような形での後刷り報告にまとめることとした。

最後に、登壇していただいた方々、参加していただいた方々に感謝の意を表するものである。

凹状物体まわりの超音速流に関する振動特性

乾大知, 高倉葉子
東海大学工学部

Vibration Characteristics on Supersonic Flows around a Concave Body

by
Daichi Inui and Yoko Takakura

ABSTRACT

The purpose of the present study about the supersonic parachute is to investigate the basic aerodynamic characteristics and the influences of perturbations by high-accuracy computation using the WENO scheme together with the HLLC flux Riemann solver. The simplified model with a rectangular concave shape is used without or with a sting model. The solutions for $M_\infty=2.0$ and $M_\infty=3.0$ are shown here. The Quasi-steady flows are characterized by the detached bow shock wave from which vortices are shed and the shaking of the large subsonic region in the wake. The lift coefficients show fluctuations with low and high frequencies, and it has been indicated that the perturbations of inflow Mach number and the back pressure can cause oscillations of the detached bow shock waves. When the perturbation is impressed to the inflow Mach number, the location of the bow shock wave changes together with the pressure waves going and returning between the bow shock and the bottom of the concave body and the vortices shed from the center portion of the bow shock. When the sting is added to the concave body, the flow field suffers effects of the back pressure. Due to high back pressure, the thickness of boundary layer along the sting changes alternately in the upper and lower sides, with the position change of the bow shock.

1. 緒言

惑星探査機が大気圏に突入する際の減速手段としてパラシュートが数多く用いられてきた。パラシュートは軽量でかつコンパクトに収納でき、確実に大きな抗力を得られるためである。しかし、パラシュートは物体表面積が広く、可撓性があることから流れ場の影響を受け大きく変形し、変形したパラシュートの形状が流れ場に影響を与え、相互に干渉しあうため、空力特性の把握を困難にしている。加えて、超音速域で用いられるパラシュートでは、衝撃波、渦、音波の干渉による流れの複雑性のために、把握がいつも困難となっている。

そのため、超音速パラシュートの基礎的な空力特性を把握するために、可撓性を考慮しない剛体パラシュートに関する研究が数多くなされている。

平木らによる剛体半球殻のパラシュート模型を用いた風洞実験¹⁾では、1) 物体前方の離脱衝撃波が時折非対称に振動し、2) この現象は流れ場のマッハ数が3以上の場合によく起こり、マッハ数が高いほど振動が発生しやすくなり、3) 一旦振動が持続しても定常的な流れ場に戻り、再びこの現象を繰り返すことが多々あることが報告された。約20年後同じ模型を用いた Kawamura and Mizukaki の風洞実験²⁾においては、先述した離脱衝撃波の非対称な振動について、離脱衝撃波が回転しながら振動している可能性が示唆され、圧力波が離脱衝撃波と物体内部を数回往復した後非対称な振動が発生したり、しなかったりする現象が観測された。

高倉³⁾は、パラシュートの単純モデルとして剛体の2次元矩形凹状物体を流れに対向させて超音速流れの高精度数値計算を行い、一様流中にマッハ数の擾乱を与えると渦と圧力波によるフィードバック現象が起こり、それにより衝撃波の非対称な振動を引き起こす可能性があるとした。この数値計算においては、離脱衝撃波が格子の粗い部分に位置していたため、衝撃波からの放出渦が局所的に過大に捕えられていた。その後衝撃波の解像度が増すよう格子を細かくし、以下の結果を得た⁴⁾。1) 定常的な流れ場における揚力振動では、低周波の振動は凹状物体外側の側面流れにおいて交互に圧力が増減することに起因し高周波の振動は内側の渦流れに起因する。2) 過渡的な流れ現象としてマッハ数擾乱を与えると、圧力波が凹状底部と離脱衝撃波の間を往復するとともに、離脱衝撃波の位置の非定常変化と渦放出パターンとの関係が示された。また、凹状物体の入り

口を塞いだ四角形状物体においても同様の結果が得られ⁵⁾、1) の揚力振動における高周波の振動は物体に衝突するとき生じる渦流れに起因し、2) の過渡的な現象においては、圧力波は物体表面と離脱衝撃波の間を往復する、という一般化が得られた。

Hatanaka⁶⁾は、剛体半球殻モデル周り流れ場の3次元数値解析により Kawamura and Mizukaki による風洞実験²⁾で観察された現象を再現し、離脱衝撃波の微小な振動の周波数は、半球殻底面と離脱衝撃波間の距離で発生する気柱共鳴で説明できることを示した。

なお、Vashishtha⁷⁾は、平面、凹および凸曲面に対向する極超音速流れ場について風洞実験と数値計算結果を比較することにより、微粒子によって生成される衝撃波が、凹状アーチの縁部に衝突し衝撃波の不安定を引き起こすとしている。

本研究では、擾乱の要素として一様流マッハ数の変化に加え背圧の変化も考慮し、超音速流れの振動特性を調べる。超音速流中に置かれた物体まわりの流れの基礎現象を捕えることを主眼とするため、パラシュートモデルとして矩形凹状物体を用い、風洞実験に使用する模型指示棒を簡略化した Sting モデルを物体モデルに付加し、流れ現象の比較検討を行う。

2. 支配方程式と数値計算法

支配方程式として無次元化された2次元 Navier-Stokes 方程式を用いた。

$$\frac{\partial \vec{q}}{\partial t} + \frac{\partial (\vec{F} - Re^{-1} \vec{F}_v)}{\partial x} + \frac{\partial (\vec{G} - Re^{-1} \vec{G}_v)}{\partial y} = 0$$

$$\vec{q} = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ E \end{bmatrix}, \quad \vec{F} = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ (E + p)u \end{bmatrix}, \quad \vec{G} = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho vu \\ \rho v^2 + p \\ (E + p)v \end{bmatrix}$$

$$\vec{F}_v = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{xx} \\ \tau_{xy} \\ \tau_{xx}u + \tau_{xy}v + \frac{1}{Pr(\gamma - 1)} \left(\kappa \frac{\partial a^2}{\partial x} \right) \end{bmatrix}$$

$$\vec{G}_v = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{yx} \\ \tau_{yy} \\ \tau_{yx}u + \tau_{yy}v + \frac{1}{Pr(\gamma-1)} \left(\kappa \frac{\partial a^2}{\partial y} \right) \end{bmatrix}$$

$$\tau_{xx} = (\mu + \mu_{sgs}) \left\{ -\frac{2}{3} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) + 2 \frac{\partial u}{\partial x} \right\} - \frac{2}{3} \rho k$$

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

$$\tau_{yy} = (\mu + \mu_{sgs}) \left\{ -\frac{2}{3} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) + 2 \frac{\partial v}{\partial y} \right\} - \frac{2}{3} \rho k$$

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

ここに ρ , u , v , E , p はそれぞれ密度, x , y 方向の速度成分, 単位体積あたりの全エネルギー, 圧力を表し, μ , μ_{sgs} , k , γ , κ , a はそれぞれ粘性係数, Sub-Grid Scale 乱流粘性係数, 乱流強度, 比熱比, 熱伝導率, 音速を表し, Re , Pr はそれぞれレイノルズ数とプラントル数である.

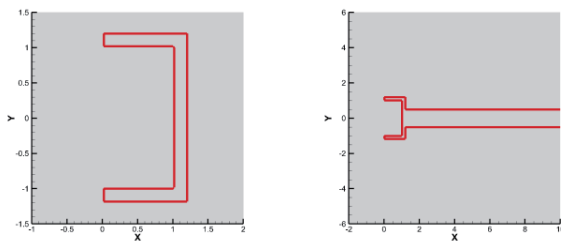
数値計算法として, 空間の離散化には有限体積法を, 時間積分には 3 次精度の TVD ルンゲクッタ法を用いた. 非粘性流束の評価には, 渦と衝撃波の干渉を高精度に解像するために, WENO reconstruction⁸⁾ (空間精度 7 次精度) とセル境界において HLLC flux Riemann ソルバーを用い, 粘性項には 2 次精度中心差分, 乱流モデルには Sub-Grid Scale Smagorinsky モデルを用いた.

3. 物体モデルおよび計算条件

3-1. 物体モデル

本研究で用いたパラシュート形状モデルは矩形凹状物体であり, 風洞実験時に用いる模型指示棒を簡略化した sting モデルを付加する場合と付加しない場合を扱う.

Fig.1 に示す赤線で囲まれた領域が凹状物体モデルであり, (a) に sting 無しの場合を示す. 凹状物体の内側横幅を基準長さ 1 とし, 内側縦幅を 2 とした. (b) には, Sting を付加したモデルを示す. Sting の縦幅は, 凹状物体における内側縦幅の 1/2 とした.



(a) Without sting (b) With Sting
Fig. 1 Models for Rectangular Concave Body

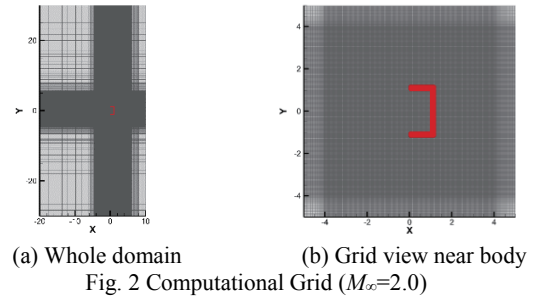
3-2. 計算格子

本研究で用いた計算格子を以下にそれぞれ示す. 与える一様流マッハ数ごとに離脱衝撃波の位置が異なるので, 衝撃波が細かい格子領域に位置するよう解像度の高い格子領域を適宜変更した.

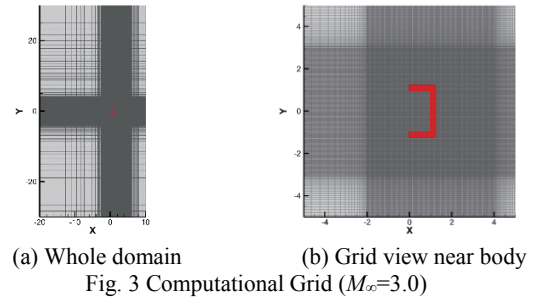
一様流マッハ数 $M_\infty=2.0$ と $M_\infty=3.0$ のそれぞれについて格子の全体図と物体近傍図を Fig. 2 と Fig. 3 に示す. 格子点数は, $M_\infty=2.0$ の場合には x 軸方向 480, y 軸方向 532 を, $M_\infty=3.0$ の場合には, x 軸方向 380, y 軸方向 432 を設定した.

3-3. 計算条件

本研究で扱う流れ場では, レイノルズ数 Re は 1.0×10^5 , 比熱比 γ は 1.4 で設定し, 計算を行った.



(a) Whole domain (b) Grid view near body
Fig. 2 Computational Grid ($M_\infty=2.0$)



(a) Whole domain (b) Grid view near body
Fig. 3 Computational Grid ($M_\infty=3.0$)

流入境界条件は $\rho_{in}=1.0$, $p_{in}=1.0/\gamma$, $M_{in}=2.0$ あるいは $M_{in}=3.0$ の一様流で与える.

初期条件として, 領域全体に一様流を与える. ただし, 物体背後にも同様の初期値を与えると, 膨張が過多となって解が発散する可能性があるため, 物体背後の初期値はマッハ数を 0 とした.

流出境界条件は, ρ , pu , pv をそれぞれ 0 次外挿とした. E は $M \geq 1$ のときに 0 次外挿であり, $M < 1$ のときは以下の式に示すように, 背圧 p_{out} を与え, ρ , u , v はそれぞれ 0 次外挿を用いて計算する.

$$E = \frac{p_{out}}{\gamma - 1} + \frac{1}{2} \rho (u^2 + v^2)$$

4. 数値計算結果と考察

4-1. 定常的な流れ現象^{3,4,5)}

ここでは定常的な流れの定義を, 離脱衝撃波の位置など流れ場のようすがほぼ変化しなくなった状態とする. 一様流マッハ数 $M_\infty=2.0$ で背圧 $p_{out}=p_{in}=1.0/\gamma$ における Sting 無しの凹状物体まわりの定常的な流れ場を, Fig. 4 に等圧力線と $M=1.0$ (音速) の等高線(黒色)で示す. この流れ場は物体上流側に生じる弓型の離脱衝撃波と物体背後の大きな亜音速領域に特徴づけられる. 定常的な流れ場において, 凹状物体背後の亜音速領域の尾部がほぼ周期的に振動する.

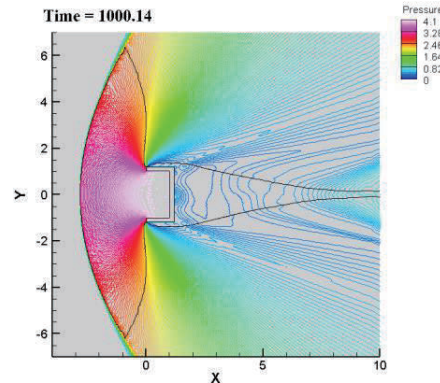


Fig. 4 Flow Field around Concave Body ($M_\infty=2.0$, $p_{out}=1.0/\gamma$)

4-2. 揚力振動

ここでは背圧 p_{out} を一様流圧力 p_m と同じ値 $1.0/\gamma$ に設定する。Sting 無しと有りの凹状モデルに対し一様流マッハ数を $M_\infty=2.0$ と $M_\infty=3.0$ に変化させたときの揚力係数の時間歴を Fig. 5 に示す。無次元時間 $t=1000 \sim 1200$ の区間をグラフの色を変えて示しているが、その区間の拡大図とその区間に対する FFT 解析結果を Fig. 6 に示す。揚力は物体 (Fig. 1 参照) の y 軸方向にかかる力であるが、Sting を付加したモデルでは Sting にかかる揚力は考慮しないとした。

Sting 無しのモデルについては、一様流マッハ数 $M_\infty=2.0$ において周期性を持つ揚力の振動が確認された。先行研究⁽⁶⁾において、この揚力振動は凹状物体外部の圧力が上下面で交互に高くなるためであることが示されている。

一様流マッハ数を高くした $M_\infty=3.0$ においては、高周波成分が現れる傾向が確認され、先行研究での実験⁽⁷⁾における結果や、数値計算結果^(4,5)と同様の傾向を有している。Sting 有りのモデルにおいても、一様流マッハ数を高くすると高周波成分が現れる傾向が確認された。

一様流マッハ数 $M_\infty=2.0$ での揚力の時間歴において Sting の有無を比較すると、Sting を付加すると揚力振動が不規則となりその振幅が大きくなり低周波成分が現れることがわかる。これは、Sting 無しの場合の流れ場は計算領域の下流側境界のほとんどの部分で超音速流出をしているため、背圧の影響をあまり受けないのに対し、Sting を加えることにより Sting 上の境界層に亜音速領域が生じるため、そこから背圧の影響を受けたと考えられ、4-4 節でこのことについて詳細に調べ考察する。一様流マッハ数 $M_\infty=3.0$ での Sting の有無に対する変化も、 $M_\infty=2.0$ の場合ほど顕著ではないものの、同様の傾向を有している。

以上より、一様流マッハ数の変化、および Sting を介して受ける背圧の影響に対し、揚力振動特性が変化することが示された。このことは、一様流マッハ数と背圧を擾乱として与えると流れ場が変化することを示唆しており、次節以下に詳細に調べた結果を記す。

4-3. 一様流マッハ数の変化による影響

一様流マッハ数 $M_\infty=2.0$ で背圧 $p_{out}=p_{in}=1.0/\gamma$ における Sting 無しの凹状物体まわりの定常的な流れ場を初期値として、先行研究^(4,5)を参考に、一様流マッハ数に+10%の擾乱が生じたとし、 $M_\infty=2.0$ の定常的な状態から $M_\infty=2.2$ にして数値計算を行った。

得られた離脱衝撃波面位置の時間歴は Fig. 7 に示したように、一旦物体に近づいた衝撃波は後退した後、再び物体に近づき定常的な流れとなる。図中に示した時刻 A~F における現象を Tecplot 360 EX 2015 R2 (HULINK 社製) を用いて可視化を行い、Fig. 8 に(a)圧力分布と(b)渦度分布を示す。なお、時刻 A は、先述の定常的な状態を指す。なお、Fig. 8 (a)圧力分布における黒線は $M=1.0$ (音速) の等高線であり、(b)渦度分布における青色と赤色はそれぞれ渦の正と負の方向の回転を示し緑色は微小な値の渦度を示している。

マッハ数擾乱を与えると、離脱衝撃波面の位置が Fig. 7 のように変化する際の現象が Fig. 8 に示される。定常的な状態(時刻 A)では離脱衝撃波の中央部を除いた部分から渦が放出される。擾乱を与えると離脱衝撃波が下流方向に移動する(時刻 B)とともに、微弱な圧力波が衝撃波から物体に向かって伝播し凹状底部で反射した後衝撃波へ向かう(時刻 C)。圧力波が衝撃波と凹状底部を往復して離脱衝撃波に到達すると、衝撃波位置は上流方向に移動し、衝撃波で反射した圧力波が再び凹状物体内部に向かっていく(時刻 D)。このような圧力波の往復を数回繰り返すとともに、定常的な流れ場(時刻 A)とは異なり離脱衝撃波面中央部より

渦が放出され(時刻 D)、離脱衝撃波が再び物体に向かって移動するとともに渦も移流する(時刻 E)。この渦は時刻 D において初めて現れ時刻 F まで間欠的に放出されることが確認できた。その後時間を経ると、 $M_\infty=2.2$ の定常的な状態における衝撃波面位置へと漸近していく。

以上が離脱衝撃波の非対称な振動を引き起こす要因となりうると思われる。

4-4. 背圧による影響

4-2 節では一様流マッハ数 $M_\infty=2.0$ で背圧 $p_{out}=p_{in}=1.0/\gamma$ において Sting を付加すると、揚力振動が不規則となり振幅は大きくなり大きな振動周期が現れることが示された。この条件における揚力係数の時間歴の拡大図を Fig. 9 (a)に、離脱衝撃波面位置の時間歴を(b)に示す。揚力の振動に呼応して離脱衝撃波面の位置が変化していることがわかる。グラフ中に示した時刻 A~F における流れ現象を Fig. 10 の圧力分布で示す。Fig. 10 (a) は物体全域、(b)は右側を流出境界とする Sting 近傍を示しており、(a)には $M=1.0$ (音速) の等高線(黒色)を、(b)には瞬間流線(濃灰色)を併せて示した。

揚力係数の時間歴と流れ場の可視化結果より、Sting で隔てられた上下一方の亜音速流出境界付近における圧力が与えた背圧 $1/\gamma$ よりも低くなり逆圧力勾配となるため、時間進行とともに逆流が生じて成長し、物体境界層付近の乱れが流れ場全体に影響していることが観察された。概して、凹状物体の外側圧力が高くなる側で Sting 近傍においても逆流領域が大きくなっている。

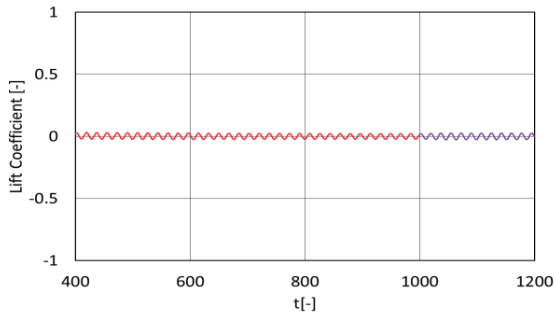
時刻 A で揚力が負の極値をとるのは凹状物体の外側圧力が上部のほうが高くなっているためであり、Sting 上面において厚い亜音速領域と大きな逆流領域が存在しているのに対し、Sting 下面では亜音速領域が比較的小さいにもかかわらず流出境界近傍において圧力は背圧よりも低いので逆流領域が発生する。時刻 B で揚力値がほぼ零となるのは凹状物体の外側圧力が上下とも相違が少なくなっているためであるが、Sting 下面近傍の逆流領域は大きくなっている。時刻 C で揚力が正の極値をとるのは凹状物体の外側圧力が下部のほうが高くなっているためであるが、Sting 下面の亜音速領域は厚くなり流出境界近傍の逆流領域はさらに成長しているのに対し、Sting 上面では流れはスムーズに流出する。時刻 D で揚力値がほぼ零となるのは凹状物体の外側圧力が上下とも相違が少ないためであるが、この状態は比較的長く続き Sting 近傍においても上下面の圧力分布は均等になり流れはスムーズに流出する。揚力が再び負の極値をとる時刻 E での現象は時刻 A とほぼ同様であり、揚力が正の極値をとる時刻 F での現象は時刻 C とほぼ同様である。

このように Sting を付加した場合に流れの振動が起こるのは、流出境界の背圧が亜音速の近傍流れの圧力よりも高いために逆流が発生するためであることが推論された。

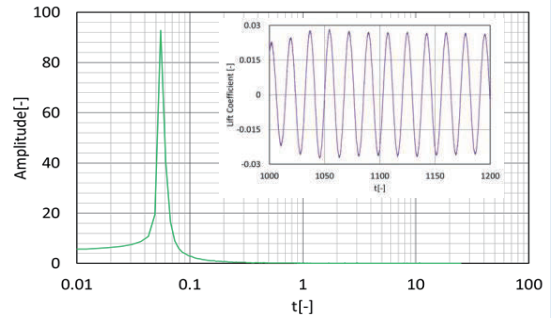
それならば、背圧を下げると流れの振動、従って揚力振動も抑制されるのではないかという見通しが得られる。そこで、Fig. 5 (b) の無次元時間 $t=1000$ における数値解 ($M_\infty=2.0$, $p_{out}=1/\gamma$) から、流出境界圧力を $p_{out}=0.5/\gamma$ (Sting 近傍流出境界の圧力よりも低い値)に下げて再計算を行い、Fig. 11 に揚力係数の時間歴を示し、Fig. 12 に適当に採択した無次元時間における流れ場の圧力分布を示す。背圧を低くしたことにより、不規則で振幅・周期とも大きい揚力振動は抑制され、揚力の変動幅も極端に小さくなること観測された。

なお、一様流マッハ数 $M_\infty=3.0$ でも同様に、背圧の高低による流れの振動と安定化が観測された。

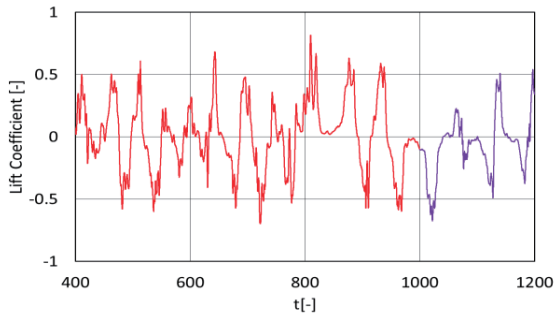
以上より、背圧が流れの振動、従って離脱衝撃波面の非対称な振動を引き起こす要因と考えられる。



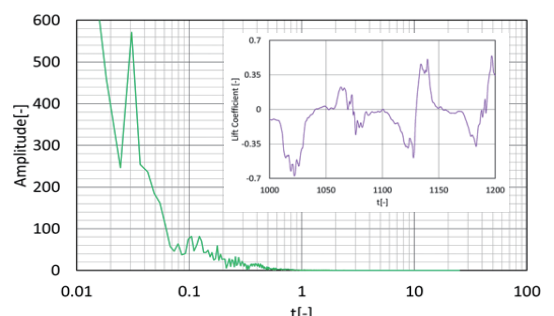
(a) $M_\infty=2.0$ without Sting



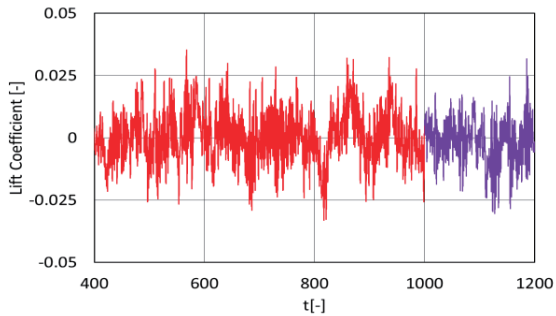
(a) $M_\infty=2.0$ without Sting



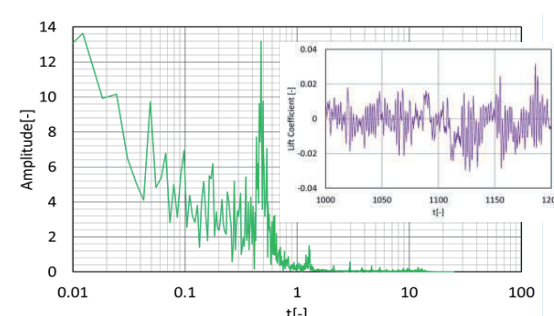
(b) $M_\infty=2.0$ with Sting



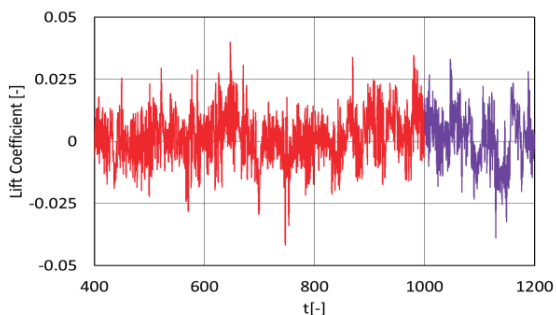
(b) $M_\infty=2.0$ with Sting



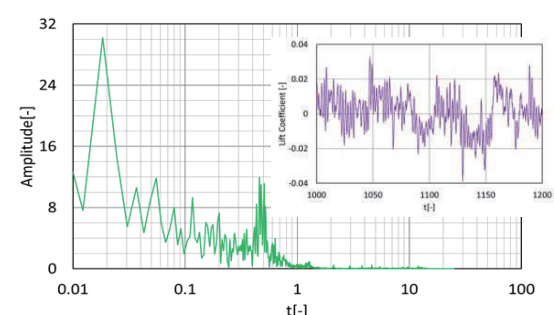
(c) $M_\infty=3.0$ without Sting



(c) $M_\infty=3.0$ without Sting



(d) $M_\infty=3.0$ with Sting



(d) $M_\infty=3.0$ with Sting

Fig. 5 Time Histories for Lift Coefficients

Fig. 6 FFT Analysis

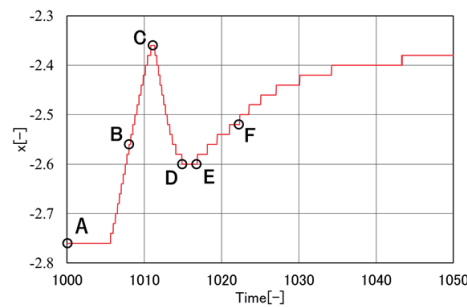
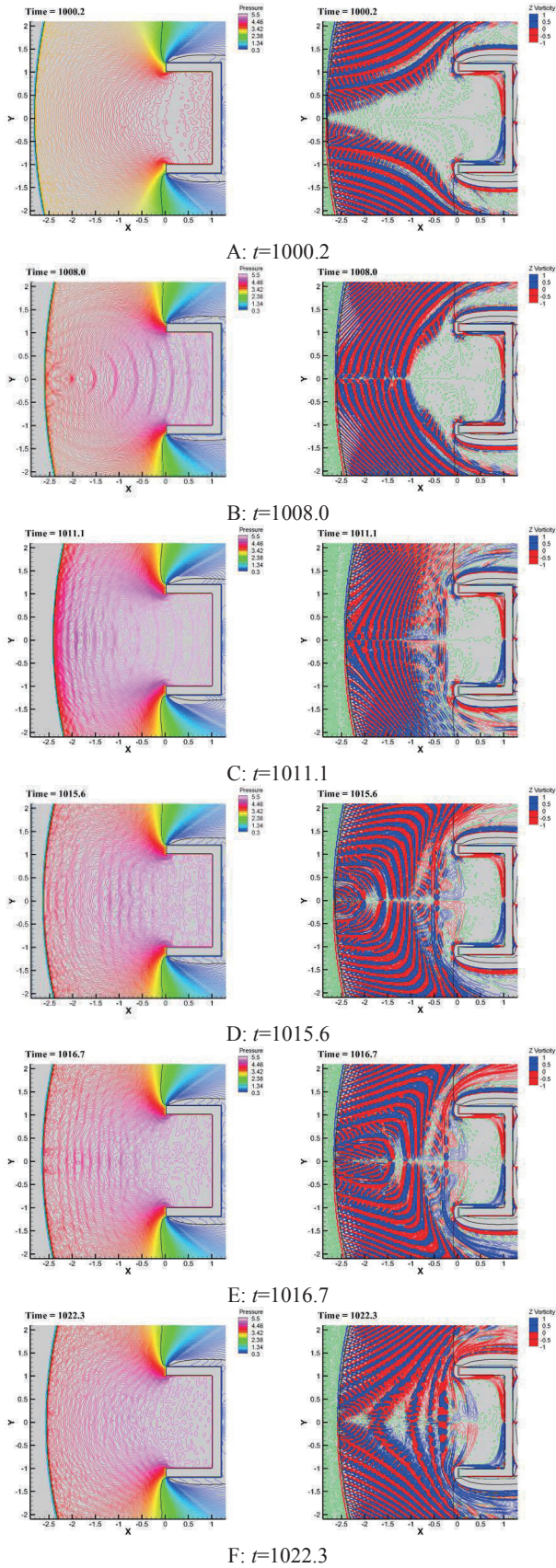
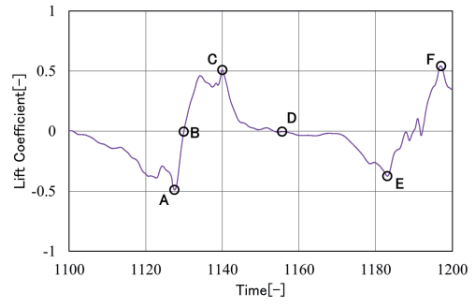


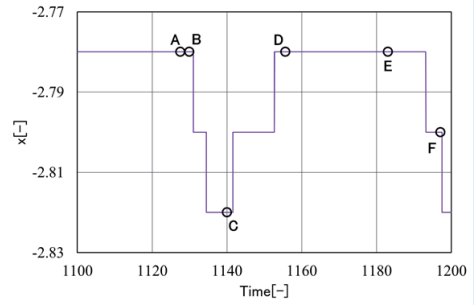
Fig. 7 Time History for Location of Detached Shock



(a) Pressure contours (b) Vorticity contours
Fig.8 Effects of Perturbation of Mach Number



(a) Lift Coefficients



(b) Location of Detached Shock

Fig. 9 Time Histories with Sting ($M_\infty=2.0, p_{out}=1.0/\gamma$)

5. 結言

離脱衝撃波面の非対称な振動を引き起こす要因は、一様流マッハ数の擾乱と背圧であることが示された。

一様流に擾乱を加えると、離脱衝撃波面の移動とともに、微弱な圧力波が凹状物体底部と離脱衝撃波の間を往復し、渦が衝撃波中央部から放出される。

物体にスティングを付加すると、流出境界の亜音速領域から背圧の影響を受け、背圧の高低により流れの振動や流れの安定化が引き起こされる。

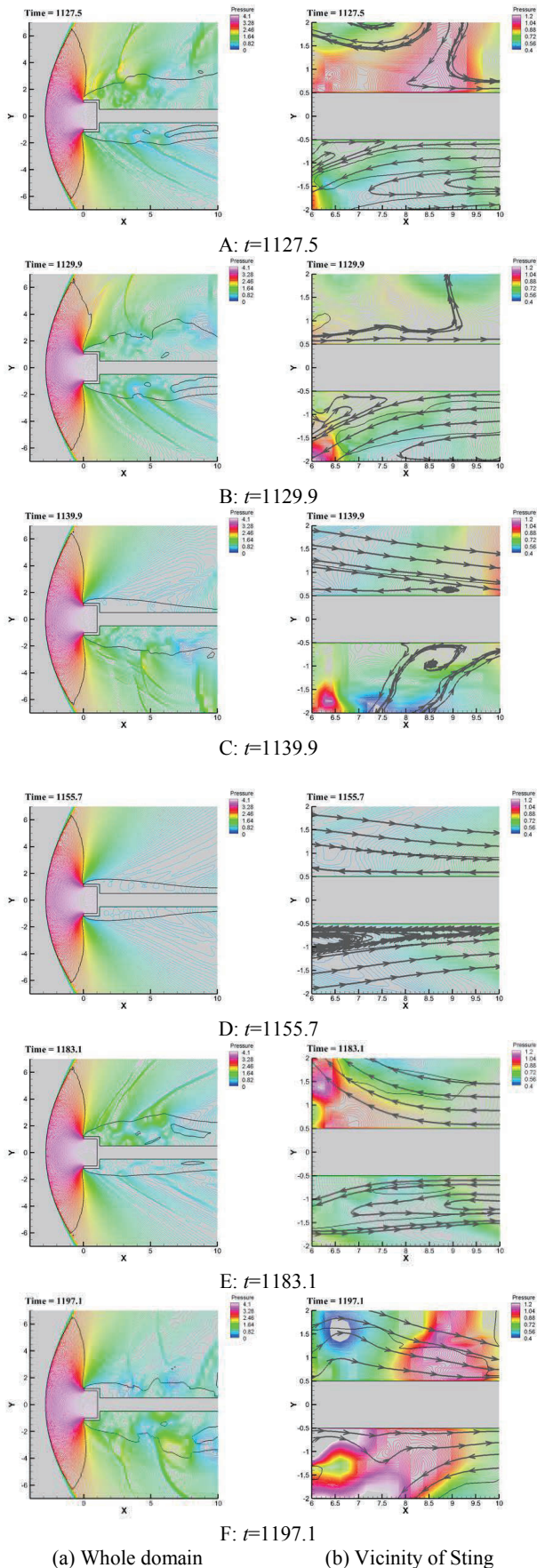


Fig. 10 Pressure Distribution in Flow Field with Sting ($M_\infty=2.0$, $p_{out}=1.0\gamma$)

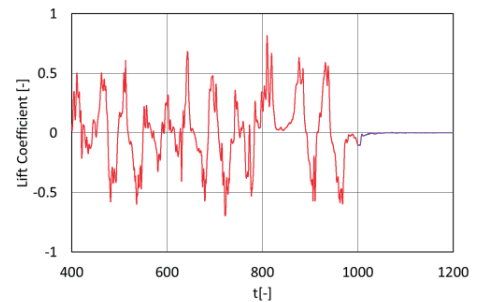


Fig. 11 Time History of Lift Coefficients: Oscillation and Stabilization by Back Pressure through Sting ($M_\infty=2.0$, from $p_{out}=1/\gamma$ to $p_{out}=0.5/\gamma$)

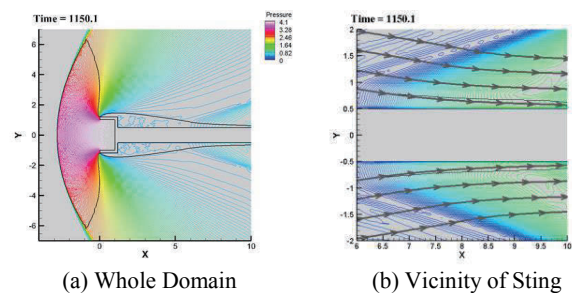


Fig. 12 Pressure Distribution in Flow Field with Sting ($M_\infty=2.0$, $p_{out}=0.5\gamma$, $t=1150.1$)

参考文献

- 1) 平木講儒, “超音速領域における半球殻の空力特性に関する実験的研究”, 東京大学 1991 年度修士論文, 1992 年.
- 2) Takafumi KAWAMURA and Toshiharu MIZUKAKI, “Aerodynamic Vibrations Caused by a Vortex ahead of Hemisphere in Supersonic Flow,” 28th ISSW, 2011.
- 3) 高倉 葉子, 平木 秀龍, 新井 紀夫, “超音速流中の凹型物体まわりの流れ場について”, 第 41 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 2009 講演集, 2009.
- 4) 尾崎 彰彦, 豊里 理紗, 高倉 葉子, “超音速流における凹状物体まわりの流れの高精度数値計算”, 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講演論文集, 2C08, 2014 年 7 月. JAXA-SP-14-010, 2015 年 3 月.
- 5) 豊里 理紗, 高倉葉子, “物体まわりの超音速流に関する振動特性”, 第 47 回流体力学講演会/第 33 回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム講演論文集, 2D01, 2015 年 7 月.
- 6) K. HATANAKA, S. M. V. RAO, T. SAITO, and T. MIZUKAKI, “Numerical Investigations on Shock Oscillations ahead of a Hemispherical Shell in Supersonic Flow”, Shock Waves, 2016.
- 7) Ashish VASHISHTHA, Yasumasa WATANABE, and Kojiro SUZUKI, “Study of Shock Shape in front of Concave, Convex, and Flat Arc in Hypersonic Flow,” 46th Fluid Dynamics Conference / 32nd Aerospace Numerical Simulation Symposium, 2C05, July 2014.
- 8) Chi-Wang SHU, “Essentially Non-Oscillatory and Weighted Essentially Non-Oscillatory Schemes for Hyperbolic Conservation Laws,” ICASE Report No.97-65, 1997.

凹状物体まわりの超音速流れに対する運動座標法の検討

野村将之*, 高倉葉子
東海大学工学部

Investigation of Moving-coordinate Method for Supersonic Flows around a Concave Body

by
Masayuki Nomura and Yoko Takakura

ABSTRACT

The moving-coordinate method presented by the authors is a methodology where physical phenomena are observed from the accelerating frame attached to a moving body. In this study, the moving-coordinate method is generalized by newly including both the translational and rotational motions of the frame. As the moving body is observed to be stationary in the moving-coordinate method, the present method has advantages that there is no regeneration of the grid around the object and no calculation error induced by moving grids. The governing equations of the moving-coordinate method are derived for the conservation laws of mass, momentum, and total energy, where the source terms are added to the conventional conservation laws of fluid. Further, the transformations of momentum and total energy between the inertial frame and the moving frame are presented. The present method was applied to supersonic flows around a rectangular parachute model, whose motion is represented by the momentum balance. The computational results showed the self-excited motions of the model.

1. 緒言

これまでに惑星探査機の大気圏再突入時における空力の減速方法について、様々な研究が行われてきた。その中でも、パラシュートは大きな抗力を確実に得ることができ、軽量かつコンパクトに収納することが可能であり、数多くの惑星探査機の大気圏再突入時に用いられてきた。しかしながら、その空力特性については、パラシュートの可撓性や、衝撃波と渦との干渉による流れの複雑性のために、明らかにされていない点も多い。

パラシュートを半円球の剛体で模した風洞実験での流れ場において、離脱衝撃波が回転しながら振動していることが報告されている^{1,2)}。その振動はマッハ数が高くなるほど生じやすく、圧力波が離脱衝撃波と凹状物体内部とを数回往復した後に発生したりしなかったりし、一度振動が持続しても再び定常的な流れに戻るといったもので、超音速パラシュートで特徴的な実験的現象だが、その詳細なメカニズムは未だ不明である。

パラシュートの単純モデルとして、矩形凹状物体を流れに対向させた超音速流れの高精度数値計算³⁾では、一樣流中に擾乱を与えると渦と圧力波によるフィードバック現象が起こり、離脱衝撃波中央部付近より放出される渦が、凹状内部から縁部へと向かうことにより、衝撃波の非対称な振動を引き起こす可能性があることが報告されている。しかしながらこの渦放出は衝撃波の解像度が粗いために過大に捕えられていた。その後、衝撃波の解像度の高い格子上で凹状縁部からの音波の発生や衝撃波からの渦放出が詳細に報告された^{4,5)}。擾乱を与えるとまず凹状底面と離脱衝撃波の間で圧力波が往復することが指摘されている。

Hatanaka ら⁶⁾は、剛体半球殻モデル周り流れ場の3次元数値解析により Kawamura and Mizukaki による風洞実験²⁾で観察された現象を再現し、離脱衝撃波の微小な振動の周波数は、半球殻底面と離脱衝撃波間の距離で発生する気柱共鳴で説明できることを示した。

これまでの研究では、パラシュートのモデルを剛体で運動しないものとして扱ってきたが、実際のパラシュートは支点まわりの回転運動と並進運動を行っている。このような非定常自励運動は、物体の進行方向の予測を困難なものにしているため、非定常自励運動の解析や運動する物体まわりの流れ場の数値計算法の研究が行われている。

山川、松野⁷⁾は非構造格子系の移動格子有限体積法である非構造移動格子有限体積法を圧縮性流れに適用し、ピストン問題やガンタンネル問題についての計算を行い、スキームの有効性や拡張性を示した。また、井ノ本、松野⁸⁾は非圧縮性流れに対して非構造移動格子有限体積法を適用し、吹き玉の挙動を再現して、流体力学と運動力学の連成解析に対してスキームが有効であることを示した。これらは格子の移動や変形が伴う手法であるが、格子の移動や変形が伴わない手法も提案されている。

運動する物体まわりの流れ場の数値計算法として、Takakura らは移動座標法⁹⁾を物理的な観点から提案し、文献¹⁰⁾では圧縮性流体の支配方程式の一般座標系表示から移動座標法を系統的に導き出し、飛翔体発射時のバリスティック・レンジ内流れの数値計算と、高電圧ガス遮断器開局動作時の流れの数値計算へ適用した。移動座標法は、座標系を運動する物体に付着させるものであり、その座標系から見ると運動する物体は静止して見えるので、物体を動かした際に必要となる物体まわりの格子再形成の手間がなく、格子の移動に起因する計算誤差がなくなるといった利点がある。

本研究では、並進運動に加えて回転運動も含めた運動座標法を導きだし、これを数値計算へ適用することで、非定常自励運動する凹状物体まわりの超音速流の高精度数値計算を行うことを目的とする。

2. 運動座標法

運動座標法は、運動する物体に付着した座標系から流れ場を観測する手法である。Fig. 2.1 のように、慣性系に属する基準座標系 I とそれに対し加速度を持つ運動座標系 A (相対速度 V_0 で並進し、角速度 Ω で回転) を考え、 r を加速系 A の原点の慣性系 I における位置ベクトル、 x を加速系 A における位置ベクトルとする。系 I から観測される位置 $r+x$ での流体速度を u 、系 A から観測される対応する位置 x での流体速度を u_* とすると、

$$u - V_G = u_*, \quad V_G = V_0 + \Omega \times x$$

より、次の速度関係式が成り立つ。

$$u = u_* + V_0 + \Omega \times x \quad (1)$$

*現：東北大学大学院 (Graduate School of Tohoku University)

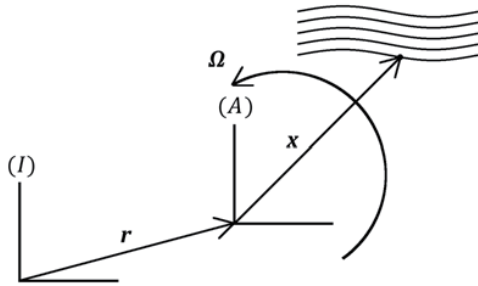


Fig. 2.1. Moving-coordinate frame (A) with translation and rotation.

ここでは、Lagrange 記法で流体の基礎方程式を記述し、運動座標系における基礎方程式を導く。以下、 ρ, E, p, T, q は、それぞれ、密度、単位体積あたりのエネルギー、圧力、粘性応力テンソル、熱流束ベクトルを表す。

2.1. 連続の式

基準座標系での連続の式は、

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0$$

より、

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho \nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (2)$$

と表される。式(2)へ式(1)を代入すると、

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho \nabla \cdot \mathbf{u}_* + \rho \nabla \cdot \mathbf{V}_0 + \rho \nabla \cdot (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{x}) = 0$$

となる。 $\rho \nabla \cdot \mathbf{V}_0 = 0$ 、 $\rho \nabla \cdot (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{x}) = 0$ となるので、運動座標系での連続の式は以下ようになる。

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho \nabla \cdot \mathbf{u}_* = 0 \quad (3)$$

よって、連続の式は変化しないことが示される。

2.2. 運動方程式

基準座標系の運動方程式は、

$$\rho \frac{D\mathbf{u}}{Dt} = -\nabla p + \nabla \cdot \mathbf{T} \quad (4)$$

と示される。慣性系に対して加速度をもって運動する運動座標系では、その単位直交基底を $\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3$ とすると、任意のベクトル

$$\mathbf{b} = b_1 \mathbf{e}_1 + b_2 \mathbf{e}_2 + b_3 \mathbf{e}_3 = b_i \mathbf{e}_i$$

に対し、慣性系で観測される変化は、

$$\left[\frac{D\mathbf{b}}{Dt} \right]_I = \frac{Db_i}{Dt} \mathbf{e}_i + b_i \frac{D\mathbf{e}_i}{Dt}, \quad \frac{D\mathbf{e}_i}{Dt} = \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{e}_i$$

より、次式が成り立つ¹¹⁾。

$$\left[\frac{D\mathbf{b}}{Dt} \right]_I = \left[\frac{D\mathbf{b}}{Dt} \right]_A + \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{b} \quad (5)$$

ここで、下添字 I, A はそれぞれ、慣性系、運動座標系を表す。式(1)を慣性系で微分し、

$$\left[\frac{D\mathbf{u}}{Dt} \right]_I = \left[\frac{D\mathbf{u}_*}{Dt} \right]_I + \left[\frac{D\mathbf{V}_0}{Dt} \right]_I + \left[\frac{D(\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{x})}{Dt} \right]_I \quad (6)$$

式(5)、および $[D\mathbf{x}/Dt]_A = \mathbf{u}_*$ を用いると、

$$\left[\frac{D\mathbf{u}_*}{Dt} \right]_I = \left[\frac{D\mathbf{u}_*}{Dt} \right]_A + \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{u}_*$$

$$\begin{aligned} \left[\frac{D(\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{x})}{Dt} \right]_I &= \left[\frac{D(\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{x})}{Dt} \right]_A + \boldsymbol{\Omega} \times (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{x}) \\ &= \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{u}_* + \left[\frac{D\boldsymbol{\Omega}}{Dt} \right]_A \times \mathbf{x} + \boldsymbol{\Omega} \times (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{x}) \end{aligned}$$

を得るので、式(6)は以下ようになる。

$$\begin{aligned} \left[\frac{D\mathbf{u}}{Dt} \right]_I &= \left[\frac{D\mathbf{u}_*}{Dt} \right]_A + \frac{d\mathbf{V}_0}{dt} + 2(\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{u}_*) \\ &\quad + \boldsymbol{\Omega} \times (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{x}) + \frac{d\boldsymbol{\Omega}}{dt} \times \mathbf{x} \end{aligned} \quad (7)$$

式(7)を式(4)に代入して整理すると、運動座標系での運動方程式が、

$$\begin{aligned} \rho \left[\frac{D\mathbf{u}_*}{Dt} \right]_A &= (-\nabla p + \nabla \cdot \mathbf{T}) \\ &\quad - \rho \left\{ \frac{d\mathbf{V}_0}{dt} + 2(\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{u}_*) + \boldsymbol{\Omega} \times (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{x}) + \frac{d\boldsymbol{\Omega}}{dt} \times \mathbf{x} \right\} \end{aligned} \quad (8)$$

並進加速 コリオリの力 遠心力 非定常項

と示される¹¹⁾。

2.3. エネルギー式

基準座標系のエネルギー式は、

$$\rho \frac{D(E/\rho)}{Dt} = -\nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) + \nabla \cdot (\mathbf{T} \cdot \mathbf{u}) - \nabla \cdot \mathbf{q} \quad (9)$$

である。ここで、全エネルギー E を、運動座標系での全エネルギー E_* を用いて表す。

$$E = \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{1}{2} \rho \mathbf{u} \cdot \mathbf{u} \quad (10)$$

$$E_* = \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{1}{2} \rho \mathbf{u}_* \cdot \mathbf{u}_* \quad (11)$$

式(10)へ式(1)を代入すると

$$E = \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{1}{2} \rho (\mathbf{u}_* + \mathbf{V}_0 + \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{x}) \cdot (\mathbf{u}_* + \mathbf{V}_0 + \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{x})$$

となるので、式(11)を用いると、

$$\begin{aligned} E &= E_* + \rho \mathbf{u}_* \cdot (\mathbf{V}_0 + \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{x}) \\ &\quad + \frac{1}{2} \rho (\mathbf{V}_0 + \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{x}) \cdot (\mathbf{V}_0 + \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{x}) \end{aligned} \quad (12)$$

を得る。式(12)を ρ で割って慣性系で微分する。

$$\begin{aligned} \frac{D(E/\rho)}{Dt} &= \frac{D(E_*/\rho)}{Dt} + \left[\frac{D}{Dt} \{ \mathbf{u}_* \cdot (\mathbf{V}_0 + \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{x}) \} \right]_I \\ &\quad + \frac{1}{2} \left[\frac{D}{Dt} \{ (\mathbf{V}_0 + \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{x}) \cdot (\mathbf{V}_0 + \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{x}) \} \right]_I \end{aligned}$$

右辺第2項 $\left[\frac{D}{Dt} \{ \mathbf{u}_* \cdot (\mathbf{V}_0 + \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{x}) \} \right]_I$ は運動方程式を用いて,

$$\begin{aligned} & \mathbf{u}_* \cdot \left[\frac{D}{Dt} (\mathbf{V}_0 + \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{x}) \right]_I + \left[\frac{D\mathbf{u}_*}{Dt} \right]_I \cdot (\mathbf{V}_0 + \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{x}) \\ = & \mathbf{u}_* \cdot \left[\frac{D}{Dt} (\mathbf{V}_0 + \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{x}) \right]_I \\ & + \left\{ \left[\frac{D\mathbf{u}_*}{Dt} \right]_I - \left[\frac{D}{Dt} (\mathbf{V}_0 + \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{x}) \right]_I \right\} \cdot (\mathbf{V}_0 + \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{x}) \\ = & \mathbf{u}_* \cdot \left[\frac{D}{Dt} (\mathbf{V}_0 + \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{x}) \right]_I + \frac{1}{\rho} (-\nabla p + \nabla \cdot \mathbf{T}) \cdot (\mathbf{V}_0 + \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{x}) \\ & - \left[\frac{D}{Dt} (\mathbf{V}_0 + \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{x}) \right]_I \cdot (\mathbf{V}_0 + \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{x}) \end{aligned}$$

右辺第3項 $\frac{1}{2} \left[\frac{D}{Dt} \{ (\mathbf{V}_0 + \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{x}) \cdot (\mathbf{V}_0 + \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{x}) \} \right]_I$ は,

$$(\mathbf{V}_0 + \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{x}) \cdot \left[\frac{D}{Dt} (\mathbf{V}_0 + \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{x}) \right]_I$$

となる. また, エネルギー式 (9) における右辺第1,2項は, \mathbf{I} を単位行列として,

$$\begin{aligned} -\nabla \cdot (p\mathbf{u}) + \nabla \cdot (\mathbf{T} \cdot \mathbf{u}) &= \nabla \cdot \{ (-p\mathbf{I} + \mathbf{T}) \cdot \mathbf{u} \} \\ &= \nabla \cdot \{ (-p\mathbf{I} + \mathbf{T}) \cdot (\mathbf{u}_* + \mathbf{V}_0 + \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{x}) \} \\ &= \nabla \cdot \{ (-p\mathbf{I} + \mathbf{T}) \cdot \mathbf{u}_* \} + \nabla \cdot \{ (-p\mathbf{I} + \mathbf{T}) \cdot (\mathbf{V}_0 + \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{x}) \} \\ &= \nabla \cdot \{ (-p\mathbf{I} + \mathbf{T}) \cdot \mathbf{u}_* \} + \{ \nabla \cdot (-p\mathbf{I} + \mathbf{T}) \} \cdot (\mathbf{V}_0 + \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{x}) \\ & \quad (\because \nabla \cdot (\mathbf{V}_0 + \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{x}) = 0) \end{aligned}$$

と表される. 以上を式(9)に代入して整理すると,

$$\begin{aligned} \rho \frac{D(E_*/\rho)}{Dt} &= -\nabla \cdot (p\mathbf{u}_*) + \nabla \cdot (\mathbf{T} \cdot \mathbf{u}_*) - \nabla \cdot \mathbf{q} \\ & \quad - \rho \mathbf{u}_* \cdot \left\{ \frac{d\mathbf{V}_0}{dt} + \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{u}_* + \boldsymbol{\Omega} \times (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{x}) + \frac{d\boldsymbol{\Omega}}{dt} \times \mathbf{x} \right\} \end{aligned}$$

となり, さらに $\mathbf{u}_* \cdot (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{u}_*) = 0$ より, 以下の運動座標系でのエネルギー式を得る.

$$\begin{aligned} \rho \frac{D(E_*/\rho)}{Dt} &= -\nabla \cdot (p\mathbf{u}_*) + \nabla \cdot (\mathbf{T} \cdot \mathbf{u}_*) - \nabla \cdot \mathbf{q} \\ & \quad - \rho \mathbf{u}_* \cdot \left\{ \frac{d\mathbf{V}_0}{dt} + \boldsymbol{\Omega} \times (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{x}) + \frac{d\boldsymbol{\Omega}}{dt} \times \mathbf{x} \right\} \end{aligned} \quad (13)$$

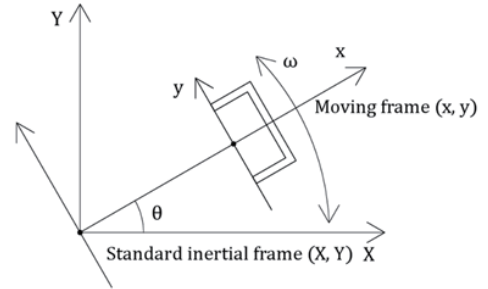
本節で運動座標法における流体の支配方程式, すなわち質量保存則, 運動量保存則, エネルギー保存則が導出されたが, 後者の2本の方程式は, 通常保存則に生成項が付加された式となることが示された.

3. 数値計算法

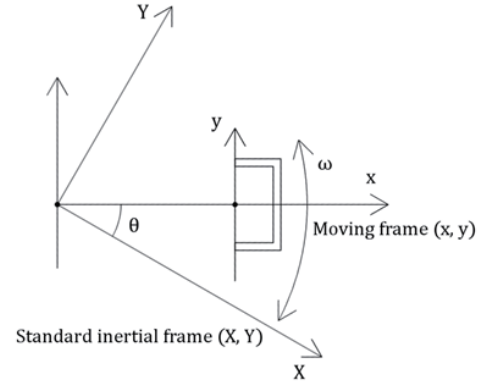
3.1. 計算モデル

本研究では, 基本的な現象を捉えることを主眼とするため, パラシュートを2次元, 剛体, 矩形凹状へモデル化した. また, 運動座標系の並進移動はなく, 回転のみを行うものとした.

計算対象モデルを Fig. 3.1 に示す. 運動する物体に付着し回転中心を原点に持つ座標 xy 系 (運動座標系) から流れ場を観測しているため, 基準座標 XY 系から流れ場を見たとき Fig. 3.1 (a) のように物体が回転運動しているとすると, 運動座標系から流れ場を見たときは Fig. 3.1 (b) のように運動物体は静止している.



(a) Observation from standard coordinate system (inertial frame)



(b) Observation from moving-coordinate system

Fig. 3.1. Computation model.

3.2. 基礎方程式と数値計算スキーム

運動座標系における, 無次元化した Navier-Stokes 方程式系を以下に示す.

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial (F - Re^{-1}F_v)}{\partial x} + \frac{\partial (G - Re^{-1}G_v)}{\partial y} = S \quad (14)$$

$$U = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ E \end{bmatrix},$$

$$F = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ (E + p)u \end{bmatrix}, \quad F_v = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{xx} \\ \tau_{xy} \\ \tau_{xx}u + \tau_{xy}v + \frac{1}{Pr(\gamma-1)} \left(\kappa \frac{\partial a^2}{\partial x} \right) \end{bmatrix},$$

$$G = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho vu \\ \rho v^2 + p \\ (E + p)v \end{bmatrix}, \quad G_v = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{yx} \\ \tau_{yy} \\ \tau_{yx}u + \tau_{yy}v + \frac{1}{Pr(\gamma-1)} \left(\kappa \frac{\partial a^2}{\partial y} \right) \end{bmatrix},$$

$$\tau_{xx} = (\mu + \mu_{sgs}) \left\{ -\frac{2}{3} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) + 2 \frac{\partial u}{\partial x} \right\} - \frac{2}{3} \rho k$$

$$\tau_{xy} = \tau_{yx} = (\mu + \mu_{sgs}) \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)$$

$$\tau_{yy} = (\mu + \mu_{sgs}) \left\{ -\frac{2}{3} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) + 2 \frac{\partial v}{\partial y} \right\} - \frac{2}{3} \rho k$$

$$S = \begin{bmatrix} 0 \\ \rho \left(\omega^2 x + 2\omega v + y \frac{d\omega}{dt} \right) \\ \rho \left(\omega^2 y - 2\omega u - x \frac{d\omega}{dt} \right) \\ \rho \left(\omega^2 ux + \omega^2 vy - vx \frac{d\omega}{dt} + uy \frac{d\omega}{dt} \right) \end{bmatrix}, \quad x = x' + l_0$$

$$\text{状態方程式: } p = (\gamma - 1) \left\{ E - \frac{1}{2} \rho (u^2 + v^2) \right\}$$

ここに、Fig. 3.2 に示すように、 $o' - x'y'$ は物体前端中央部を原点とする物体座標系、 $o - xy$ は原点を $-x$ 方向に l_0 だけ移動させて回転中心を原点とした運動座標系、 U は保存量、 F, G は x, y 方向の非粘性流束、 F_v, G_v は x, y 方向の粘性項、 S は生成項である。

物体が Fig. 3.2 のように、支点 o 周りで回転するとしたときの支点周りのモーメントの釣り合い式を、以下に示す。

$$I \frac{d^2 \theta}{dt^2} = l_g F_t$$

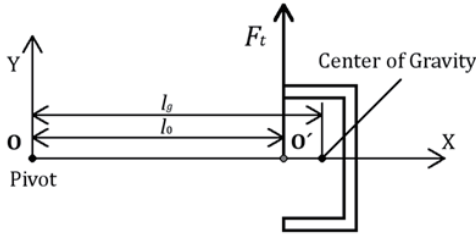


Fig. 3.2. Rotating system.

ここで、 I は慣性モーメント、 θ は基準座標系における物体の回転角 (Fig. 3.1 参照)、 l_g は回転中心 O から物体の重心までの距離、 l_0 は回転中心 O から物体座標上の原点 (物体前端) O' までの距離、 F_t は物体に作用する接線方向の流体力である。

基準座標系から運動座標系への、運動量 ρu と全エネルギー E の変換式は、次のように示される。

$$(\rho u)_A = (\rho u)_I - \rho (V_0 + \Omega \times x) \quad (15)$$

$$E_A = E_I - \rho u_I \cdot (V_0 + \Omega \times x) + \frac{1}{2} \rho (V_0 + \Omega \times x) \cdot (V_0 + \Omega \times x) \quad (16)$$

同様に、運動座標系から基準座標系への変換式は、

$$(\rho u)_I = (\rho u)_A + \rho (V_0 + \Omega \times x) \quad (17)$$

$$E_I = E_A + \rho u_A \cdot (V_0 + \Omega \times x) + \frac{1}{2} \rho (V_0 + \Omega \times x) \cdot (V_0 + \Omega \times x) \quad (18)$$

と示される。

式(14)を解くにあたり、空間の離散化には有限体積法を、時間積分には3次精度 TVD Runge-Kutta 法を用いた。非粘性流束の評価には、渦と衝撃波の干渉を高精度に解像するために、空間精度7次精度の WENO スキーム¹²⁾およびセル境界において HLLC flux Riemann Solver を用い、粘性項には2次精度中心差分、乱流モデルには Sub-Grid Scale Smagorinsky モデルを用いた。物体の回転運動の角度 θ および角速度 ω は、ある支点周りで回転するとしたときの支

点周りのモーメントの釣り合い式を、Runge-Kutta 法を用いて数値積分することで求めた。

3.3. 境界条件

物体が回転しない状態における流入条件は、以下のとおりである。

$$\rho_{in} = 1.0$$

$$p_{in} = \frac{1.0}{\gamma}$$

$$\begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix}_{\infty} = \begin{pmatrix} M_{\infty} \\ 0 \end{pmatrix}_{l, \theta=0}$$

流出条件は以下のとおりである。 $\rho, \rho u, \rho v$ は、0次外挿である。 E は、 $M \geq 1$ のときには0次外挿で求め、 $M < 1$ のときには背圧 p_{out} を与え、 ρ, u, v は、0次外挿で定まる値を用いた。

$$E = \frac{p_{out}}{\gamma - 1} + \frac{1}{2} \rho (u^2 + v^2)$$

物体が回転する状態における流入条件は、式(15)、式(16)を用いて以下のように表される。

$$\rho_{in} = 1.0$$

$$p_{in} = \frac{1.0}{\gamma}$$

$$\begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix}_{*, \infty} = \begin{pmatrix} M_{\infty} \cos \theta + \omega y \\ -M_{\infty} \sin \theta - \omega x \end{pmatrix}$$

$$E_{*, \infty} = E + \rho \omega \{ M_{\infty} (x \sin \theta + y \cos \theta) \} + \frac{1}{2} \rho \omega^2 (x^2 + y^2)$$

流出条件は、一旦、式(17)、式(18)を用いて物理量を運動座標系から基準座標系へ変換し、流れが超音速か亜音速かどうかを評価した。 $\rho, \rho u, \rho v$ は0次外挿であり、 E については、 $M \geq 1$ のときは0次外挿、 $M < 1$ のときは背圧を与え、 ρ, u, v は0次外挿で定まる値を用いて計算する。その後、式(15)、式(16)を用いて物理量を基準座標系から運動座標系へ再変換して与えた。

物体壁面上での境界条件は、運動座標法では静止物体上と同じく速度は零として扱える。

4. 計算条件

Fig. 4.1 の黄色線で囲まれた領域が、パラシュートをモデル化した矩形凹状物体であり、物体内側の x 方向の長さを代表長さ 1 とした。格子数は、衝撃波が解像度の高い格子領域 (Fig. 4.1(a) における物体周囲の赤線内) に入るよう、 x 方向 485 点、 y 方向 532 点とした。

計算領域の左側は流入境界、右側および上下の境界は流出境界とした。また、レイノルズ数 Re は凹状内部流れ方向を代表長さ、一様流の音速を代表速度として、 $Re = 1.0 \times 10^5$ の流れ場を数値計算により求めた。一様流マッハ数は、 $M_{\infty} = 3.0$ とした。

初めに物体の運動がない状態で、離脱衝撃波の位置がほぼ一定となり流れが定常的となるように、無次元時間 0 から 1500 まで計算を行った。その後、物体が流体力により回転運動する状態で計算を行った。

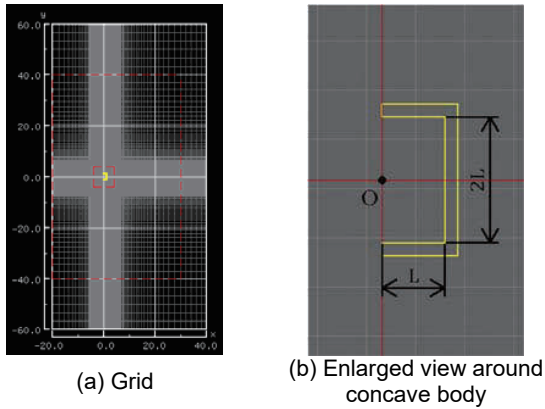


Fig. 4.1. Grid and concave body

5. 数値計算結果

Fig. 5.1(a), (b) に、それぞれ回転運動する物体の θ および ω と、揚力係数 C_L の時間履歴を示す。Fig. 5.1(a) は、無次元時間 1100 となる頃に流れ場が適切なものとなり、無次元時間 1100 以降では自励運動が物理的に誘起されていることを示している。Fig. 5.1(b) において、無次元時間 1100 以降の揚力振動には物体の回転運動による低周波の波に高周波の波が加わっていることが観察され、物体が静止しているときと同様の流れ場の特徴^{3,4,5,13}が示唆される。

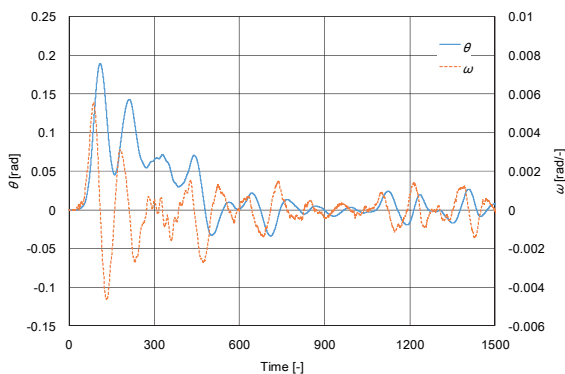
Fig. 5.2(a) から (i) に、 $M_\infty = 3.0$ の超音速流により引き起こされた物体運動の 1 周期での、それぞれの時間での圧力分布を示す。これらの圧力分布は、運動座標系での値から基準座標系での値へ変換したものである。以上より、本研究で提示した運動座標法を、凹状物体まわりの超音速流の数値計算へ適用した結果、物体の自励振動が捉えられた。

6. 結言

運動する物体に座標系を付着させる運動座標法が、座標系の並進運動のみ含む場合から並進・回転運動を含むべく一般化された。運動座標法では、運動物体は静止物体として扱えるため、物体が動く際に必要となる物体まわりの格子再形成の手間がなく、格子の移動に起因する計算誤差がなくなるという利点がある。

運動座標法における流体の支配方程式、すなわち質量保存則、運動量保存則、エネルギー保存則が導出されたが、通常の保存則に生成項が付加された式となる。さらに慣性系と運動座標系の 2 座標間の物理量変換式が導かれた。

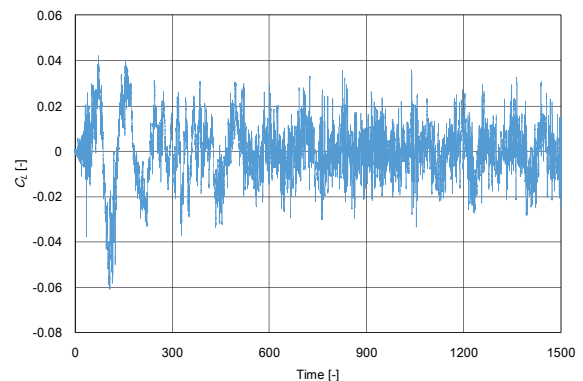
このように提案された運動座標法を、凹状物体まわりの超音速流れに適用すべく、境界条件が示され数値計算を行った結果、物体の自励振動が捉えられた。



(a) Rotational motion of body: θ and ω .

参考文献

- 1) 平木 講儒, “超音速領域における半球殻の空力特性に関する実験的研究”, 東京大学修士論文, 1992.
- 2) Takafumi Kawamura and Toshiharu Mizukaki, “Aerodynamic Vibrations Caused by a Vortex ahead of Hemisphere in Supersonic Flow”, 20th ISSW, 2011.
- 3) 高倉 葉子, 平木 秀龍, 新井 紀夫, “超音速流中の凹型物体まわりの流れ場について”, 第 41 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 2009 講演集, 2009.
- 4) 尾崎 彰彦, 豊里 理紗, 高倉 葉子, “超音速流中における凹状物体まわりの流れの高精度数値計算”, 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論文集, JAXA-SP-14-010, 2015 年 3 月.
- 5) 豊里 理紗, 高倉 葉子, “物体まわりの超音速流に関する振動特性”, 第 47 回流体力学講演会/第 33 回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム講演論文集, 2D01, 2015 年 7 月.
- 6) K. Hatanaka, S. M. V. Rao, T. Saito, and T. Mizukaki, “Numerical investigations on shock oscillations ahead of a hemispherical shell in supersonic flow”, Shock Waves, 2016.
- 7) 山川勝史, 松野謙一, “非構造移動格子有限体積法: 第 1 報, 非定常圧縮性流れに対する基礎的定式化と検証 (流体工学, 流体機械)”, 日本機械学会論文集. B 編, 第 69 巻, 第 683 号, pp. 1577-1582, 2003 年 7 月.
- 8) 井ノ本健, 松野謙一, 山川勝史, “非圧縮性流れに対する非構造移動格子有限体積法と流体力学-運動力学の連成問題への応用”, 日本計算工学会論文集, Vol. 2015, pp. 20150008, 2015.
- 9) Y. Takakura, F. Higashino, and S. Ogawa, “Unsteady flow computations on a flying projectile within a ballistic range”, Computers and Fluids, vol. 27, no. 5-6, pp. 645-650, 1998.
- 10) 高倉 葉子, “移動境界を含む流れの数値計算法—支配方程式、幾何保存則、及び移動座標法の適用例”, 数値流体力学, 第 8 巻, 第 3 号, pp. 117-129, 2000 年 4 月.
- 11) Joseph H. Spurk, “Fluid Mechanics”, Springer-Verlag, 1997.
- 12) Chi-Wang SHU, “Essentially Non-Oscillatory and Weighted Essentially Non-Oscillatory Schemes for Hyperbolic Conservation Laws”, ICASE Report No.97-65, 1997.
- 13) 乾大知, 高倉 葉子, “凹状物体まわりの超音速流に関する振動特性”, 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講演論文集, 1A2D01, 2015 年 7 月.



(b) Lift coefficient: C_L .

Fig. 5.1. Time histories for rotational motion of body and coefficient of lift.

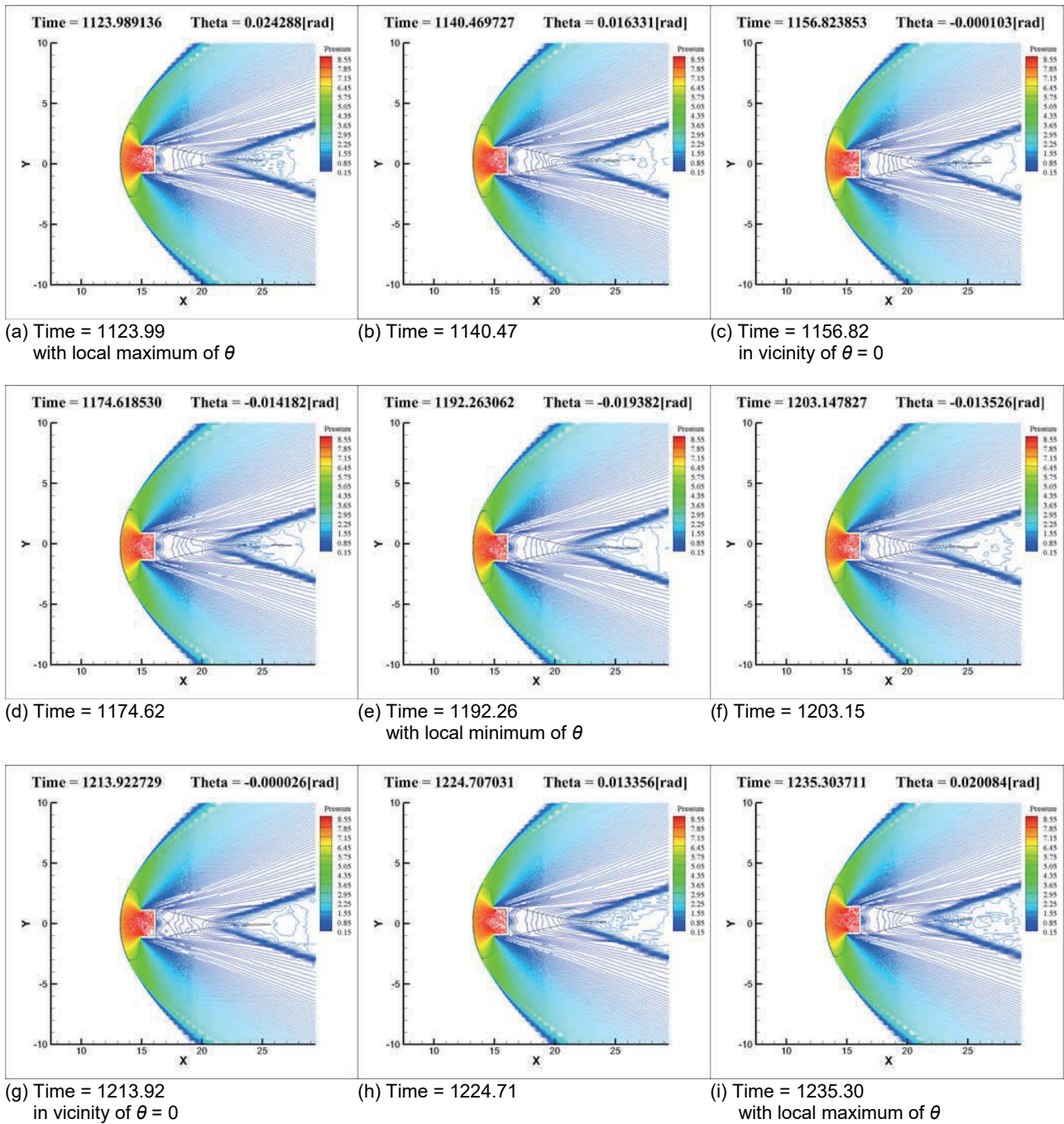


Fig. 5.2. Pressure contours around body.

ブロック境界条件を応用したマルチブロック LES 解析コードの開発と検証

青野 光

東京理科大学工学部機械工学科

野々村 拓

東北大学大学院工学研究科航空宇宙工学専攻

The development of the large-eddy simulation analysis solver based on the block interface condition and its verification

by

Hikaru Aono, Taku Nonomura

ABSTRACT

A large-eddy simulation analysis solver using the multi-block grid with several block interface conditions is developed. The governing equations are the three-dimensional compressible Navier-Stokes equations in the generalized curvilinear coordinates. We adopt a sixth-order compact finite difference scheme for the convective and viscous terms and a fourth-order Runge-Kutta method for time integration. We introduce a block interface condition (BIC) that is newly developed and constructed based on the analogy between the finite volume scheme and the finite difference scheme. The BIC is compared with a characteristic based interface condition (CIC). We consider a single vortex convection crossing the boundary interface between the uniform Cartesian grid and the uniform Cartesian grid with considerable tilt as a test problem. Effects of strength of the vortex on the pressure distribution of the moving vortex are studied. A comparison of the pressure distribution of the vortex at the boundary interface presents that in the case of strong vortex the results of BIC are comparable to those of the CIC while in the case of weak vortex numerical oscillations are observed when the vortex crosses the interface. Furthermore, results obtained using the CIC and the BIC are considerably improved with increasing grid resolution in normal to the block interface.

1. はじめに

近年、計算手法の発展や計算機の性能向上などの複数の要因から計算の予測精度が格段に向上し、機械・航空を含む様々な分野で数値流体解析が物理現象の理解から製品設計に利用されている。現在では、空力音響や乱流遷移などの複雑な非定常流体现象の定量的な予測が活発に取り組まれている。非定常流体现象の解析では対象とする物理現象の特性から、高精度・高解像度計算手法が求められ、しばしば構造格子を用いた有限差分法が利用される。例えば、マルチブロック構造格子と最適化された有限差分スキームによる噴流騒音の数値計算[1-3]の報告などがあり、今後はより複雑な形状まわりの空力音響解析が期待される。しかしながら、乱流・音響解析などに適用される計算手法には、特に高品質な計算格子が要求されるため、複雑形状周りの計算格子にはマルチブロック格子法[1-3]や重合格子法[4]が利用される。本研究では、重合格子法に比べて複雑形状周りの格子生成に自由度が高いマルチブロック格子法と高次精度・高解像度計算手法である有限差分法を利用した数値シミュレーションに着目した。特に、マルチブロック格子法と有限差分法を利用した場合、ブロック境界近傍付近の格子分布の関係性や滑らかさ等により生じた数値エラーの問題を解決するために提案されている各種方法について調べ、その特性を議論することを目的とする。

その問題点を解決した手法の代表例として、Kim と Lee によって提案された特性インターフェイス条件(CIC: Characteristic Interface Condition)[5]がある。この方法には、(i)特性方程式の中に共通のブロック境界に垂直な方向の空間微分項を含むため、CIC の実装が格子の幾何学的配置が変化したときに難しくなること、(ii)ブロック境界において片側差分スキームが陰的な分散と散逸を取り込むこと、(iii)局所 1 次元非粘性関係に基づいているため、非粘性流束の勾配と粘性流束の勾配を別々に計算する必要があること、(iv) 流れがブロック境界に平行な時に数値不安定性があること等の問題があった。これまでにそれらの問題の一部に対して解決策が提案、報告され、不一致接合ブロック境界や有限差分コンパクト法へ拡張された[6-8]。近年、Du と Morris は有限差分法と有限体積法で離散化されたナビエ・

ストークス方程式の間にアナロジーがあることに着目し、上記の問題を解決する新たなブロック境界条件(BIC: Block Interface Condition)を提案した。その BIC を用い、静止状態での周期的音波、圧力源により励起された二次元ジェットと超音速加熱噴流から発生する音波について解析を行い、その結果、流れがブロック境界に平行なときや流れの勾配が強いときに精度が向上することを示している[9]。また、BIC が境界を跨ぐ格子が滑らかなとき、中心差分の形を維持できるため高次精度への拡張の可能性を有すること、局所的な 1 次元非粘性関係に依存せず、非粘性と粘性流束を統一な方法で取り扱えること等から今後魅力的な手法である。そこで、本稿では CIC[5,7]および Du と Morris によって提案されている BIC[9]を基にマルチブロック構造格子 LES 解析コードを開発し、検証問題の一つとして実施した独立渦の移流の結果を報告する。

2. 数値計算手法

本研究では、式(1)で示すような一般曲線座標系に変換した 3 次元圧縮性ナビエ・ストークス方程式を有限差分法で離散化し数値的に解く。対流項と粘性項の空間差分およびヤコビアン計算には 6 次精度コンパクト差分 [10] (ただし、境界点 2 次精度、次点 4 次精度)を適用した。時間積分には 4 次精度ルンゲクッタ法を用いた。更に、数値不安定性の原因になる高周波成分の除去には 6 次精度 3 重対角フィルタ[11]、係数は 0.495 を適用した。なお、計算におけるクーラン数は 0.8 以下とした。

$$\frac{\partial \hat{Q}}{\partial t} + \frac{\partial (\hat{E} - \hat{E}_v)}{\partial \xi} + \frac{\partial (\hat{F} - \hat{F}_v)}{\partial \eta} + \frac{\partial (\hat{G} - \hat{G}_v)}{\partial \zeta} = 0 \quad (1)$$

ここで、ハット記号は一般曲線座標系に変換された項であり、それぞれ流体量と変換行列の関数である。例えば、 $\hat{Q} = Q/J$, $Q = (\rho, \rho u, \rho v, \rho w, \rho e)^T$, $E = (\xi_x E + \xi_y F + \xi_z G)/J$ 、 J はヤコビアン行列である。

3. BICについて

ここでは、Du と Morris によって提案された BIC について簡単に説明する。詳細については、彼らの論文[9]を参考にして頂きたい。初めに、構造格子での有限差分法と有限体積法による離散化に関するアナロジーについて説明する。

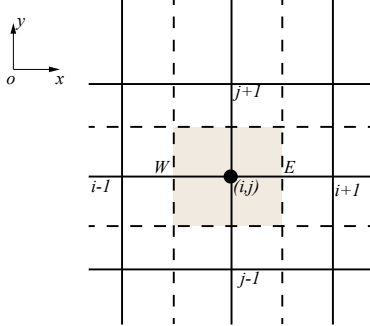


図1 格子点 (i,j) での格子中心検査体積

図1は格子点 (i,j) での支配方程式の格子点中心有限体積法での取り扱いを示し、この時支配方程式の積分形より解が得られる。

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} Q dV + \int_{\Omega} \mathbf{F} \cdot d\mathbf{S} = \int_{\Omega} \mathbf{F}_v \cdot d\mathbf{S} \quad (2)$$

ここで、 Ω は図1で色付けられた領域により示された検査体積である。格子点の座標から要素の体積 dV とセル表面の表面ベクトル $d\mathbf{S}$ を計算する。なお、ここでは粘性流束と非粘性流束の間の類似から、流束ベクトル \mathbf{F} に粘性流束を含む形を適用した。格子点 (i,j) で離散化した式は

$$\frac{\partial Q_{i,j} \Omega_{i,j}}{\partial t} + \mathbf{F} \cdot \mathbf{S}|_{i+1/2,j} - \mathbf{F} \cdot \mathbf{S}|_{i-1/2,j} + \mathbf{F} \cdot \mathbf{S}|_{i,j+1/2} - \mathbf{F} \cdot \mathbf{S}|_{i,j-1/2} = 0 \quad (3)$$

ここで、 $\Omega_{i,j}$ は格子点 (i,j) での要素の体積、 $\mathbf{S}|_{i-1/2,j}$ は半格子点 $(i-1/2,j)$ での表面ベクトルである。半格子点 $(i-1/2,j)$ で、2次精度近似の流束は $\mathbf{F}_{i-1/2,j} = (\mathbf{F}_{i-1,j} + \mathbf{F}_{i,j})/2$ 、表面ベクトルは $\mathbf{S}_w = (\mathbf{S}_{i-1,j} + \mathbf{S}_{i,j})/2$ として近似できる。 x 方向にこれらの近似を適用し、格子点 $(i+1,j)$ 、 (i,j) 、 (i,j) 、 $(i-1,j)$ での流束項を展開すると、

$$\mathbf{S}_{i\pm 1} = \mathbf{S}_i \pm \frac{\partial \mathbf{S}}{\partial x} |_i \Delta^\pm x + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \mathbf{S}}{\partial x^2} |_i \Delta^\pm x^2 + o(\Delta^\pm x^3) \quad (4a)$$

$$\mathbf{F}_{i\pm 1} = \mathbf{F}_i \pm \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial x} |_i \Delta^\pm x + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \mathbf{F}}{\partial x^2} |_i \Delta^\pm x^2 + o(\Delta^\pm x^3) \quad (4b)$$

ここで、インデックス j は簡単のために省略した。また、 $\Delta^+ x = x_{i+1} - x_i$ 、 $\Delta^- x = x_i - x_{i-1}$ を意味する。一様なデカルト格子については、 $\Delta^+ x = \Delta^- x$ となり、式(3)に代入し、式を整理すると、

$$\begin{aligned} & \frac{\mathbf{F}_{i+1,j} + \mathbf{F}_{i,j}}{2} \cdot \frac{\mathbf{S}_{i+1,j} + \mathbf{S}_{i,j}}{2} - \frac{\mathbf{F}_{i-1,j} + \mathbf{F}_{i,j}}{2} \cdot \frac{\mathbf{S}_{i-1,j} + \mathbf{S}_{i,j}}{2} \\ & = \frac{\mathbf{F}_{i+1} \cdot \mathbf{S}_{i+1} - \mathbf{F}_{i-1} \cdot \mathbf{S}_{i-1}}{2} + o(\Delta x^3) \end{aligned} \quad (5)$$

式(5)は半格子点での流束の2次精度有限体積近似が異なった打ち切り誤差を持つが精度は同じ隣接した格子点の流束項の平均で近似できることを示す。但し、非一様計算格子では精度が落ちる。格子中心有限体積法についても同様な形式が導出できる。従って、2次精度有限体積法は

$$\begin{aligned} & \frac{\partial Q_{i,j} \Omega_{i,j}}{\partial t} + \frac{\mathbf{F}_{i+1,j} \cdot \mathbf{S}_{i+1,j}}{2} - \frac{\mathbf{F}_{i-1,j} \cdot \mathbf{S}_{i-1,j}}{2} \\ & + \frac{\mathbf{F}_{i,j+1} \cdot \mathbf{S}_{i,j+1}}{2} - \frac{\mathbf{F}_{i,j-1} \cdot \mathbf{S}_{i,j-1}}{2} = 0 \end{aligned} \quad (6)$$

と書ける。一方で、同じ構造格子で2次精度中心差分法は、

$$\frac{\partial Q_{i,j}}{\partial t} + \frac{\hat{E}_{i+1,j} - \hat{E}_{i-1,j}}{2} + \frac{\hat{F}_{i,j+1} - \hat{F}_{i,j-1}}{2} = 0 \quad (7)$$

となる。このように、2次精度有限体積法(式(6))と2次精度有限差分法(式(7))による離散化の間には類似性が確認できる。実際、格子変換から

$$1/J |_{i,j} = \Omega |_{i,j} \quad (8)$$

と ξ 方向について

$$S|_{i,j} = \frac{(\xi_x, \xi_y, \xi_z)}{J} |_{i,j} \quad (9)$$

が分かる。すなわち、有限体積法による離散化式の $\mathbf{F}_{i+1,j} \cdot \mathbf{S}_{i+1,j}$ もしくは $\mathbf{F}_{i,j+1} \cdot \mathbf{S}_{i,j+1}$ の項と有限差分法による離散化式の $\hat{E}_{i+1,j}$ もしくは $\hat{F}_{i,j+1}$ の間にアナロジーがある。更に、一般的に言えば、有限体積離散化式と有限差分離散化式の間にアナロジーがある。

また離散化手法に関係なく格子が一様でない場合、余剰な項が式(5)の右辺に残るため精度を失うことに注意する。この格子由来のエラーは残念ながら不可避であり、格子のストレッチや局所流れの勾配に依存する。これらの精度の低下は流れの勾配が強い領域での近傍格子サイズの連続性の担保することや格子の滑らかさと密度を増やすことで改善できる。

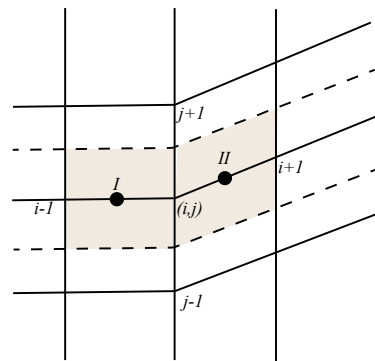


図2 BICの概要図

続いて、2次精度のBICについて説明する。ここで、図2に示すような検査体積(I, II)について有限差分法と有限体積法の類似性を考慮すると、2次精度有限体積法と2次精度有限差分法は以下の式のように書ける。

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{Q^I}{J^I} \right) + \frac{\hat{E}_{i,j} - \hat{E}_{i-1,j}}{2} + \frac{\hat{F}_{i,j+1} - \hat{F}_{i,j-1}}{2} + \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{Q^{II}}{J^{II}} \right) + \frac{\hat{E}_{i+1,j} - \hat{E}_{i,j}}{2} + \frac{\hat{F}_{i,j+1} - \hat{F}_{i,j-1}}{2} = 0 \quad (10)$$

式(8)に基づき、格子点 (i,j) での流れの解が検査体積内の平均値になると考え、

$$Q_{i,j} \left(\frac{1}{J_{i,j}^I} + \frac{1}{J_{i,j}^{II}} \right) = \frac{Q^I}{J_{i,j}^I} + \frac{Q^{II}}{J_{i,j}^{II}} \quad (11)$$

を得る。つまり、もし格子が一樣かつ直交であれば2次精度中心差分になる。

ここで、 ξ が一定の格子線の性質については何も仮定しない。もし、格子線が左右のブロックの間の境界になったとき、式(10)と式(11)はBICとなる。このBICでは、左右のブロックの垂直方向には1次精度のバイアス化された有限差分スキームが使用され、重要なのは二つの近傍ブロックの共通の境界を横切る流束はキャンセルされる。有限体積法のアナロジーから、この境界の取り扱いは一様デカルト格子では2次精度中心差分スキームを維持でき、ブロック境界を横切る粘性・非粘性流束の勾配についても同じように取り扱える。

格子が十分に滑らかでないとき精度の低下は一般的な有限差分・体積法に関して避けきれないが、例えばこれは空力音響や乱流遷移を捉えるために要求される格子の滑らかさや直交性はもとから厳しいこと、および、形式上の精度より分散誤差と散逸誤差の影響が重要であることから、実問題解析の中では比較的重要な場合も多い[9]。

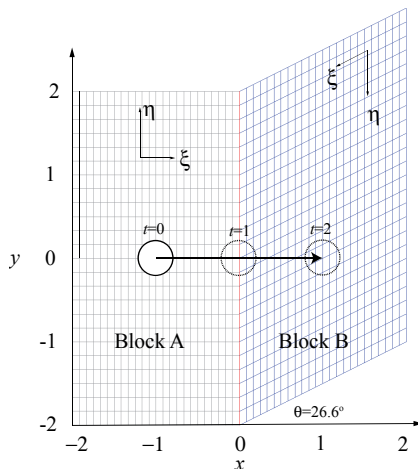


図3 解析に用いる計算格子と計算座標定義

4. 計算ケース

一様流のマッハ数を0.3、レイノルズ数を10,000に設定した。一様流中に存在する単独の移流渦は初期状態において以下で与えた。

$$\begin{aligned} p_\infty - p &= \frac{\rho C^2}{2R^2} e^{-(r^2)} \\ u_\infty - u &= \frac{C(y - y_c)}{R^2} e^{-(r^2/2)} \\ v &= \frac{C(x - x_c)}{R^2} e^{-(r^2/2)} \\ r^2 &= \frac{(x - x_c)^2 + (y - y_c)^2}{R^2} \end{aligned} \quad (12)$$

ここで、 C は渦の強さを決めるパラメータ、 R は渦の特性半径である。住らの研究[7]を参考に、渦の特性半径 $R=0.2$ とし、渦の強さ($C=0.167, 0.00167$)を変えた2種類の同様のケースに計算を実施した。ここで、式(12)より速度成分は C に比例するが、圧力は C の2乗に比例するため、そのため渦の強さと渦中心の圧力の大きさの変化もそれに従うことに注意されたい。一様流に対して強い渦は最大旋回速度が約50%、中心圧力が約4%程度であり、一方で弱い渦は最大旋回速度が約0.5%、中心圧力が0.0004%程度である。いずれの場合も流れ場全体は亜音速状態である。

渦は図3に示す計算格子上を ξ 方向に沿ってブロックAからブロックBへインターフェイスを横切って移動する。渦中心は初期状態の時刻 $t=0$ において $x=-1$ に位置し、単独渦がブロック境界を挟んで距離2を時間2をかけて移流する計算を行った。また、格子を分割しない計算も実施し、計算の比較対象とした。強い渦移流の問題では格子収束性が確認された。一方、弱い渦移流の問題は格子収束が得られなかったが、住らの研究[7]で利用された計算格子と同等以上の格子解像度を利用しており、今回の結果に大きな影響がないと考えた。表1に今回実施した計算ケースの名前と格子点数を纏めたものを示す。

表1 ケース名と格子点数

Case name	Grid ($\xi \times \eta$)
Original	481×241
CIC, BIC	241×241
CIC fine, BIC fine	481×241

5. 結果と考察

5. 1 強い渦についての比較と検討

図4に渦の中心が境界を跨ぐタイミングの渦の圧力分布の比較を示し、図5は $y=0$ 上での渦の圧力分布の定量的な比較を示す。なお、図4で(b-1)と(c-1)は(b-2)と(c-2)は格子の解像度が異なり、(b-2)と(c-2)はfine格子に該当する。図4,5の比較は本ケースに於いてCIC, BIC, 格子を分割しない計算の結果が類似し、マルチブロック境界を有するCICとBICの計算は、どちらも同程度の精度であることを示す。なお、ここでは最も数値エラーが生じる時刻である渦の中心が丁度ブロック境界もしくは格子が曲がった位置に来る時刻に注目したが、計算全体としてどの時刻でも同様の結果を示すことを確認済みである。

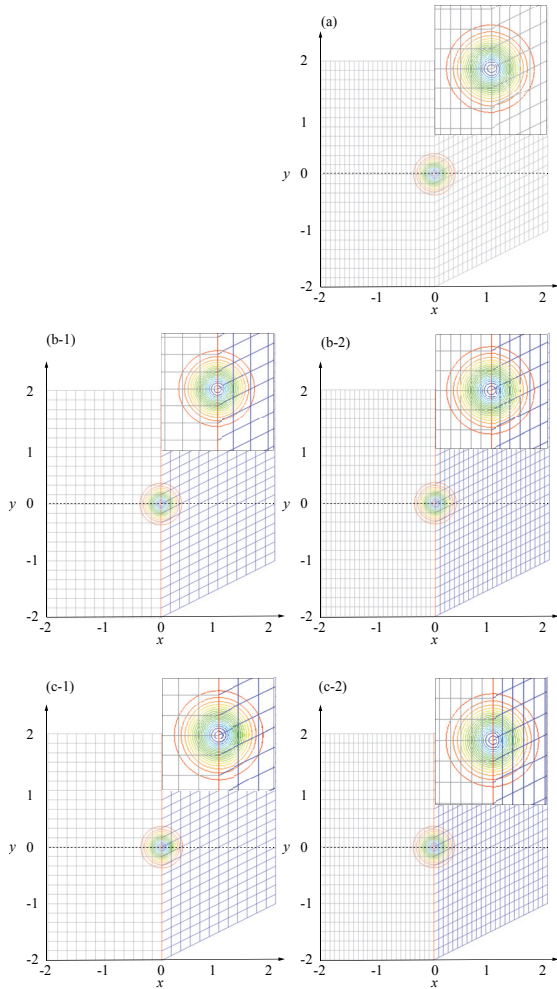


図 4 圧力分布の比較($t=1$): (a) シングルブロック格子での計算, (b)マルチブロック格子で CIC, (c)マルチブロック格子で BIC

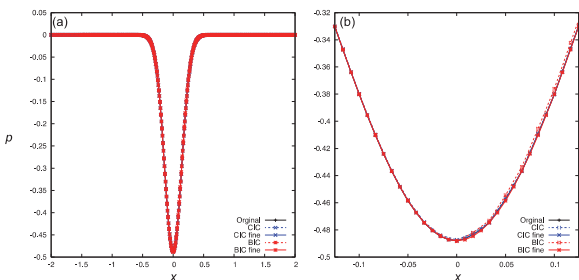


図 5 $y=0$ 上での圧力分布の比較($t=1$): (a)全体, (b)渦中心付近

5. 2 弱い渦についての比較と検討

続いて、渦の強さを極端に弱くした場合の比較を図 6, 7 に示す。図 4 と同様で図 6 においても、(b-1) と (c-1)は(b-2) と (c-2)は格子の解像度が異なり、(b-2)と(c-2)は fine 格子に該当する。ここでは、先ほどの強い渦とは異なり、幾つかの傾向が見られた。一つ目として、ブロック境界を持たない計算 (Original) では、計算格子が十分に細かい場合でも境界で振動する。二つ目として、CIC と BIC 両方の手法を利用した場合、一定以上の格子解像度であれば、渦の圧力分布に振動せずに渦の移流が計算できる。三つ目として、計算格子が粗い場合 BIC の方が CIC と比較して若干振動するが圧力分布の形は正しく維持できる。これらの解析結果は、弱い渦移流が存在する問題でも、シングルブロック格

子の計算と比較してマルチブロック格子で CIC と BIC を用いた方がより少ない格子で一定以上の計算精度での計算が可能になると示唆する。ただし、これは図 3 のような境界を跨いで格子が急激に変化する計算格子を適用した場合の知見であり、今後ブロック境界を跨ぐ格子の特性が計算結果にどの程度影響するのかを詳細に解析する必要がある。

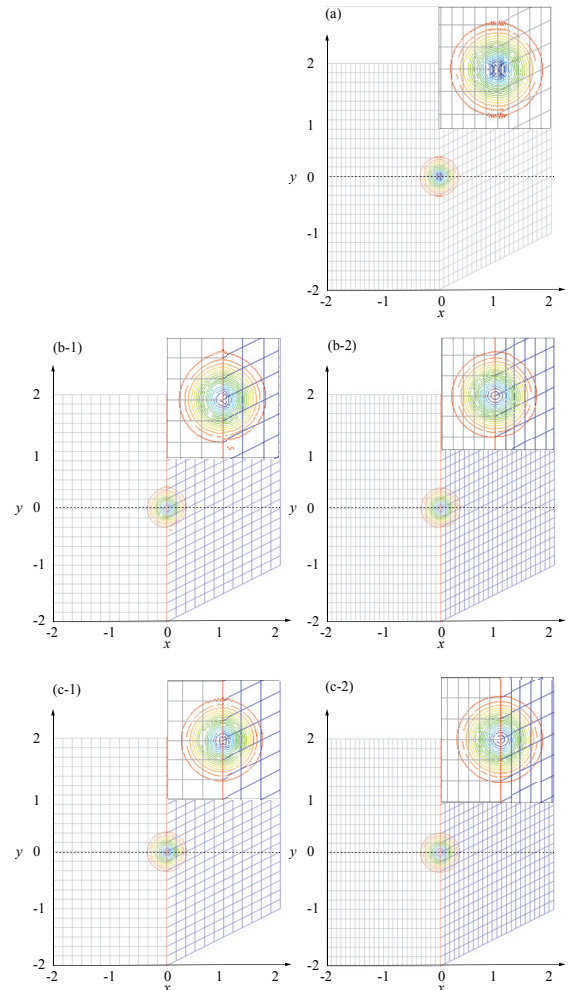


図 6 圧力分布の比較($t=1$): (a) シングルブロック格子での計算, (b)マルチブロック格子で CIC, (c)マルチブロック格子で BIC

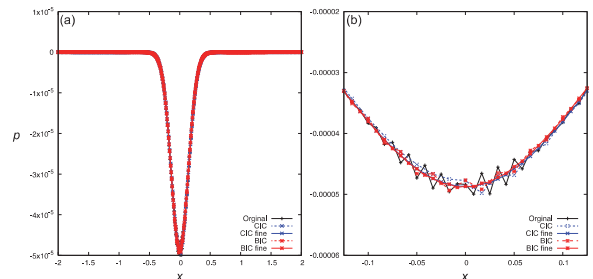


図 7 $y=0$ 上での圧力分布の比較($t=1$): (a)全体, (b)渦中心付近

6. 結論

本研究は、CIC および Du と Morris らが提案した有限体積法と有限差分法の離散化式のアナロジーに着目した新しいブロック境界条件を応用したマルチブロック LES 解析コードの開発を行った。異なる強さの渦の移流問題で開発したプログラムの検証を行い、これまで提唱されている CIC

と同様の精度で結果が得られることを示した。渦の強さがより弱い時に CIC と BIC が有効である可能性も示した。現在更なる検証を進めるべく、周期圧力源から発生する音波や NASA-CRM ベンチマークテストなどの解析を進めている。今後その結果について報告する予定である。

参考文献

- 1) Shur, M.L., Spalart, P.R., Strelets, M.K., and Garbaruk, A.V.: Further Step in LES-based Noise Prediction for Complex Jets, AIAA Paper 2006-0485.
- 2) Uzun, A., and Hussaini, M. Y.: Simulation of Noise Generation in Near-Nozzle Region of a Chevron Nozzle Jet, AIAA J., 47 (2009), pp. 1793-1810.
- 3) Xia, H., Tucker, P.G., and Eastwood, S.: Large-eddy Simulations of Chevron Jet Flows with Noise Predictions, Int. J. Heat Fluid Fl., 30(2009), pp. 1067-1079.
- 4) Sherer, S. E. and Scott, J. N.: High-order Compact Finite-Difference Methods on General Overset Grids, J. Comput. Phys., 210(2005), pp. 459-496.
- 5) Kim, J.W., and Lee, D.J.: Characteristics Interface Conditions for Multiblock High-order Computations on Singular Structured Grid, AIAA J., 41 (2003), pp. 2341-2348.
- 6) Ikeda, T., Sumi, T., and Kurotaki, T.: Interface Conditions of Finite Difference Compact Schemes for Computational Aeroacoustics, AIAA J., 11(2009), pp. 2658-2665.
- 7) 住, 黒滝, 桧山: 高精度マルチブロック流体計算のための一般化特性インターフェイス条件の構築とその性能評価, 日本航空宇宙学会論文集, 50(2006), pp. 563-575.
- 8) 住, 黒滝, 桧山: 高次精度補間を導入した特性インターフェイス条件によるマルチブロック計算法, 日本航空宇宙学会論文集, 57(2009), pp. 196-209.
- 9) Du, Y. and Morris, P.J.: Improved Block Interface Conditions for Aeroacoustic Problems with Grid Discontinuities, AIAA J., 53 (2015), pp. 1531-1543.
- 10) Lele, S: Compact Finite Difference Schemes with Spectral-like Resolution, J. Comput. Phys., 103 (1992), pp. 16-42.
- 11) Gaitonde, D. and Visbal, M.: Pade-Type Higher-Order Boundary Filters for the Navier-Stokes Equations, AIAA J., 38 (2000), pp. 2103-2112.

D-SEND#2 飛行試験のソニックブームにおける大気乱流効果の数値解析

金森正史, 高橋孝, 牧野好和, 中右介, 高橋英美 (宇宙航空研究開発機構), 石川敬掲 (ASI 総研)

Numerical Analysis of Effect of Atmospheric Turbulence on Sonic Boom Observed in D-SEND#2 Flight Test
Masashi Kanamori, Takashi Takahashi, Yoshikazu Makino, Yusuke Naka, Hidemi Takahashi(JAXA)
and Hiroaki Ishikawa(ASIRI Inc.)

Abstract

Some numerical analyses results for predicting the effect of atmospheric turbulence on sonic boom, especially for the waveform observed in the D-SEND#2 flight test, are presented in this paper. The measured sonic boom in the flight test took the shape with a much gentler curve than the predicted one with no effect of atmospheric turbulence. Through some inspections of the flight test, it was found that the effect of atmospheric turbulence has possibility to give reasonable explanation on the deformation of waveform. This paper reports evidence on the latter possibility in detail through some steps: verification and validation by comparing with analytical solution or the result of other preceding researches.

1 はじめに

超音速旅客機 (Supersonic Transport, SST) 開発機運の高まりを見せる昨今, 最大の課題と目されるのがソニックブームの低減である。現在 ICAO(International Civil Aviation Organization) では, 今後開発されるであろう SST が発生させるソニックブームについて, 基準策定が進められている。ソニックブームとその低減に関する研究の歴史は 1940 年代にその端を発し, 1960 年代には既にそれを低減する機体の設計法が提案され, その手法により設計された, いわゆる低ブーム機体を実際に飛行させ, その効果を実証した例も存在する¹⁾。

我が国においても, JAXA は D-SEND プロジェクトを立ち上げ, 前後端双方の衝撃波を低減するコンセプトの低ブーム機体を設計・製造し, 2015 年 7 月スウェーデンにて飛行試験を実施した。所定の飛行条件の機体から発生したソニックブーム波形は予定通り観測されたが, それは事前の予測とは異なるものであった。その要因として, 様々な可能性について検討を重ねた結果, 大気乱流効果である可能性が高いということが分かった²⁾。

ソニックブームに対する大気乱流効果は, これまでに実験^{3, 4, 5)} や飛行試験⁶⁾, また数値解析^{7, 8)} によって研究が進められてきた。後述するように, 大気乱流の影響でブームの先端及び後端の衝撃波は peaky 或いは rounded な形を呈し, 統計的には後者の方が多く発生する⁵⁾。以上の傾向は, 数値解析によって再現可能であることが分かってきた。実際, 立ち上がり時間や波動の到達時刻等のヒストグラムの傾向は観測結果とよく一致し, 発生する波形もまた観測結果の特徴を再現している^{7, 8)}。

そこで本稿では, D-SEND#2 飛行試験を数値的に模擬し, 大気乱流効果によって観測結果を説明することを目指す。著者らはこれまでに, ソニックブーム等の強い音響波に対する伝播解析ツール SPnoise を開発しており⁹⁾, その拡張として大気乱流効果をモデル化して取り込んだ SPnoise for Sonic Boom^{10, 11)} を整備した。これは先行研究^{7, 8)} で用いられた方法を踏襲しつつも, 再現精度の向上を図ったモデルを採用している。この SPnoise for Sonic Boom 及び既存の各ツールを用いて, D-SEND#2 飛行試験を模擬する数値解析を実施し, 試験で得られた観測結果が大気乱流効果によって説明されるということを実証的に示す。

2 節において D-SEND#2 飛行試験の概要について述べる。また, 観測された波形が事前の予測結果とどの程度異なっていたかを詳説する。続く 3 節において, 大気乱流効果の具体的な解析手法, 特に SPnoise for Sonic Boom の詳細について述べ

る。他のツールとの連携による具体的な解析手順及びこの解析によって得られた結果を 4 節に示し, 5 節にて本稿のまとめを述べる。

2 D-SEND#2 飛行試験の概要¹²⁾

本節では, 2015 年 7 月にスウェーデンにおいて実施された, D-SEND#2 飛行試験の概要について述べる。D-SEND#2 飛行試験は, JAXA の有する低ブーム設計コンセプト実証を目的とした D-SEND プロジェクトにおける第 2 フェーズにあたる飛行試験であり, Fig.1 に示されるように, 有翼の SST 形態を持つ供試体を超音速飛行させ, 地上の異なる 3 地点において, 地上及び地表から 750[m] までの上空で, 供試体から発生するソニックブーム波形を計測するものである。

2.1 飛行条件及び観測条件

Fig.1 に示すように, この飛行試験において供試体の運動は主に加速, 引き起こし, 滑空, ダイブ, 計測, そして投棄のフェーズから成っており, 計測された波形は主に加速, 滑空, ダイブ, 及び計測のフェーズにおけるものである。これらのうち, 落下フェーズの波形は非常に遠方で発生した音響であり, その形状はほぼ確認できない。また, ダイブフェーズに対応する波形は発生原理が根本的に異なり¹³⁾, 通常観測される N 波や低ブーム波形とは異なるため, 本稿では議論しない。観測された波形の詳細については文献¹⁴⁾ を参照されたい。本稿では特に, 目標地点, すなわち計測フェーズ直下の位置における, 地表から 650[m] 及び 750[m] 上空におけるマイクで観測された波形を対象とする。これは, より地表に近い条件で得られた結果については, 地面からの反射等, 本稿で対象とする大気乱流効果以外の効果が強く影響するためである。

2.2 観測結果

Fig.2 は, 650[m] 地点に設置した機器により観測された波形である。同図には, 非線形音響伝播解析ツール Xnoise¹⁵⁾ による予測結果も合わせて示してある。Xnoise は大気乱流効果を含まない解析結果である点に注意しておく。この図からも分かるように, 観測された波形は立ち上がり及び後端の大気圧への回復部が緩やかであり, 予測結果 (設計結果) とも大きく異なるものであった。第 1 節にて述べたように, 著者らはこれまでこの波形の発生要因について検討を重ね, その結果これが大気乱流に起因するものであると結論付けた²⁾。本稿は, その根拠となる数値解析について詳述するものである。なお, 大気乱流効果以外の検討事項については, 著者らによる先行発表²⁾ を参照されたい。

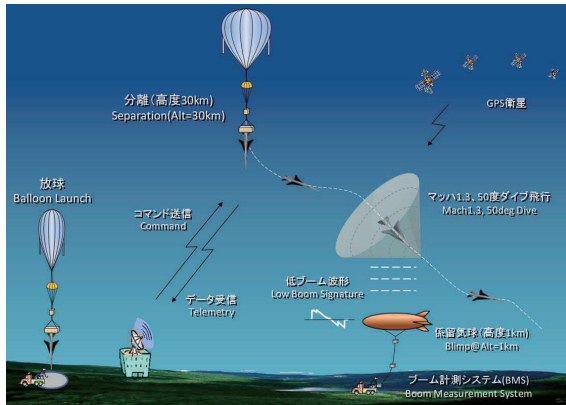


Figure 1. Overview of D-SEND#2 flight test

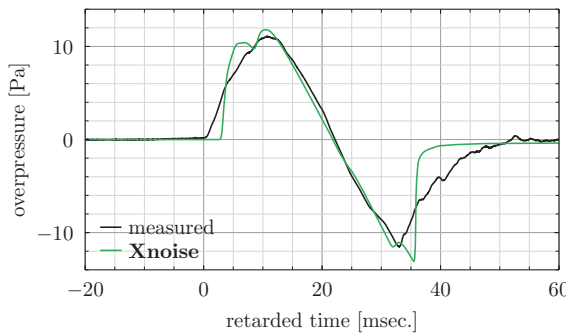


Figure 2. Comparison between measured and predicted waveforms

3 大気乱流効果とその数値解析手法

本節では、ソニックブームのような音響の伝播に対して大気乱流が及ぼす効果について述べ、それを数値的に模擬する手法を詳説する。

3.1 音響伝播に及ぼす大気乱流効果

音響伝播に及ぼす大気乱流効果は、大気擾乱に起因した波面の歪みが、回折効果によって平面的になる際に発生する focus/de-focus によるものであると解釈される¹⁶⁾。以降、この原理を具体的に解説する。

ここでは、簡単のため平面波を仮定してこの効果を議論する。擾乱が無い場合には、波面はいつまでも平面的な状態を保ちながら伝播するが、大気乱流のような擾乱が作用することにより、波面は局所的に進み或いは遅れが発生する。上述のような波面の局所的な進み或いは遅れによる波面の歪みは、回折効果によって解消される方向に向かう。すなわち、局所的に遅れが発生した部分に、周囲の(相対的に「進んだ」)波面が回り込み、波面は元の平面的な形状に戻ろうとする。一方で、上述の波面の変形は、波形自体にも影響を与える。実際、波面の回り込みが発生すると、波形は局所的に peaky な形状を呈する (Fig.3)。一方で、局所的に進んでいた波面については全体的に波形が鈍る傾向にある。これらの現象は、幾何音響学に基づき、波線と呼ばれる波動の伝播経路の観点から考えると、前者は波線同士が収斂し、後者は発散することに対応するが、これらはそれぞれ focus, de-focus と呼ばれる。これに類似した現象は、超音速機が加速やマニューバ等を行う際に発生するフォーカスブームとして知られているが¹³⁾、大気乱流による focus/de-focus はそれらの現象に比べて強度が小さい。実際、大気乱流のスケールに応じて大小さまざまな変動が局所的な波面の変動を絶えず作り出し、元

の波面をノミナルとして主に衝撃波背後で振動するような形を呈する。以上の様子を模式的にまとめたものが Fig.4 である。

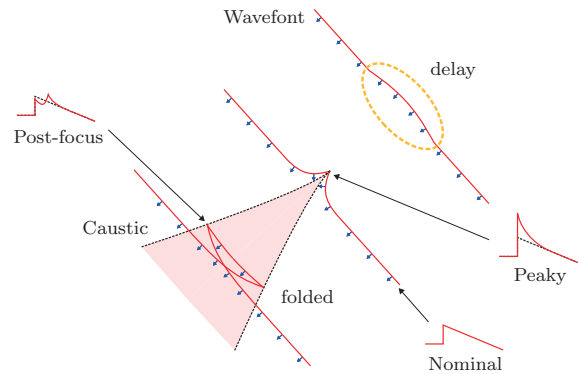


Figure 3. Schematic of deformation of wavefront and waveforms due to slight decay of wavefront

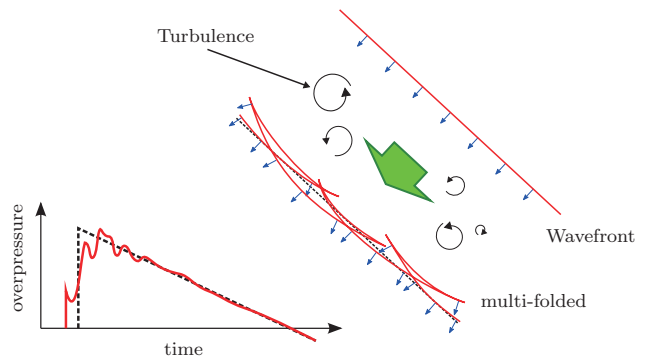


Figure 4. Schematic of multifolded wavefront and possible waveform

3.2 大気乱流効果の数値解析手法

以上で述べたように、音響伝播における大気乱流効果を推算するためには、先に述べた Xnoise などのような擾乱の無い一様大気を仮定した解析手法では不十分であり、大気乱流による擾乱のモデル化及び回折効果を導入した解析手法の必要性は明らかである。本節では、これらの効果を取り入れたツールである SPnoise for Sonic Boom を導入する。

3.2.1 SPnoise for Sonic Boom

SPnoise for Sonic Boom は、HOWARD¹⁷⁾ 法に基づき非線形音響を空間進展的に解くツールである。

$$\frac{\partial^2 p}{\partial \tau \partial s} = \frac{\beta}{2\rho_0 c_0^3} \frac{\partial^2 p^2}{\partial \tau^2} + \left[\frac{\delta}{2c_0^3} + \sum_{\nu} \frac{(\Delta c)_{\nu} \tau_{\nu}}{c_0^2} \left(1 + \tau_{\nu} \frac{\partial}{\partial \tau} \right) \right] \frac{\partial^2 p}{\partial \tau^2} + \left[-\frac{1}{2A} \frac{\partial A}{\partial s} + \frac{1}{2\rho_0 c_0} \frac{\partial(\rho_0 c_0)}{\partial s} \right] \frac{\partial p}{\partial \tau} + \frac{c_0}{2} \left(\frac{\partial^2 p}{\partial s^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} \right) + \frac{u_s}{c_0^2} \frac{\partial^2 p}{\partial \tau^2} \quad (1)$$

この方程式は、非線形音響学の範疇で導出される Lighthill-Westervelt 方程式¹⁸⁾ を s 方向への空間進展型に変換した方程式である。ここで p は圧力の大気圧からの変化量 (音圧) であり、上式を解くことによってこれを得る。上式右辺は順に非線形効果、熱粘性・分子振動緩和効果、幾何拡張効果、大気の成層化効果、回折効果、そして大気乱流による慣性散乱効果をそれぞれ表

す。最後の2項を取り除けば、**Xnoise**による擾乱の無い様大気を仮定した伝播解析に一致する。**SPnoise** for Sonic Boom及び**Xnoise**はいずれも、これらの各効果を表す方程式を順次解くことにより、各ステップにおける解を求める。実際、後ほど示すように、これらの2つの項目を加えずに解析を行い、良い一致を確認している。解析手法の詳細については、著者らによる発表文献^{9, 10, 11})を参照されたい。回折効果の項において s による2階微分項を無視すれば、非線形音響分野で一般的に用いられるKhokhlov-Zabolotskaya-Kuznetsov(KZK)方程式¹⁹)に帰着する。KZK方程式は、ソニックブームの大気乱流効果を議論する際にたびたび用いられるが^{7, 8})、本稿で用いるHOWARDに比べて、回折効果の再現度に差が出る。その点については後の妥当性の検証にて議論する。

3.2.2 大気乱流のモデル化

大気乱流を模擬する方法として、本ツールでは速度擾乱 $\vec{u}'(\vec{x})$ を有限個のRandom Fourier Mode(RFM)の重ね合わせで定義し、その振幅を修正 von Karman スペクトル $E(k)$ ²⁰)で評価した。

$$\vec{u}'(\vec{x}) = 2 \sum_{n=1}^M \sqrt{E(k_n) \Delta k_n} \cos(\vec{k}_n \cdot \vec{x} + \phi_n) \vec{N}(k_n) \quad (2)$$

$$E(k) = \frac{2\sigma_V^2}{3\sqrt{\pi}L_0^{2/3}} \frac{\Gamma(17/6)}{\Gamma(1/3)} \frac{k^4}{(k^2 + 1/L_0^2)^{17/6}} \exp\left(-\frac{k^2}{k_m^2}\right) \quad (3)$$

ここで k_n 、 ϕ_n そして $\vec{N}(k_n)$ はそれぞれ n 番目の波数、位相、そして擾乱の方向を表す単位ベクトルである。また、 σ_V 及び L_0 はそれぞれ速度変動の標準偏差及び大気乱流の長さスケールであり、本稿では飛行試験時の観測結果から推定した値を用いる。その詳細については次節で述べる。 \vec{N} は波数ベクトル \vec{k}_n に垂直になるように定義することで、非圧縮性流体としての一貫性を持った擾乱を生成することが可能になる。RFMの個数に相当する N は400に設定したが、これ以上大きな値に設定しても有意な差が出ないことを確認済みである。また、 $k_m = 5.92/l_0$ はKolmogorov波数に対応し、これより高い波数成分は分子粘性が卓越するため、変動成分は強く減衰する。本計算ではKolmogorovスケール l_0 を0.1[m]とした。実際、最大波数までを解像する格子での解析を行わなくても、十分な格子収束を確認済みである¹¹)。これは、今回考えるスケールの現象については、ある程度の波数以上の成分は十分振幅が小さく、その結果、波形歪への寄与はほぼ無いためであると考えられる。

Eq.(2)から求めた速度擾乱に対して、波線の方向ベクトル \vec{n} を内積で作用させることによって速度擾乱の進行方向成分 u_s を求め、Eq.(1)に導入する。このように、大気乱流効果として考慮するのは波線の進行方向成分のみである。これは、先行研究において、波線に直交する方向成分の影響が小さいことが示されているためである⁸)。

3.2.3 本ツールの妥当性検証

本節では、**SPnoise** for Sonic Boomの妥当性を検証した結果を示す。

まず初めに、大気乱流効果を含まないソニックブーム波形を適切に予測できることを示す。その対象として、本節では2011年に行われたD-SEND#1飛行試験を選んだ²¹)。その解析結果をFig.5に示す。この図において、赤、青及び灰色のグラフはそれぞれ**SPnoise** for Sonic Boom、**Xnoise**及び実験結果を示す。この解析においては、**SPnoise** for Sonic Boomは回折効果及び大気乱流効果を考慮しないように設定してあるため、その結果は**Xnoise**のものと同じである。これは、先にも示したように、**SPnoise** for Sonic Boomは回折効果及び大気乱流効果以外は**Xnoise**と同じ解析手法を採用しているためである。一方で、実

験結果と解析結果とを比較すると、全体として波形は概ね一致しているが、衝撃波背後のオーバーシュートは再現できていない。これは先に述べたように大気乱流効果によるものと考えられており、次節にてその本質である回折効果及び大気擾乱の効果を**SPnoise** for Sonic Boomで再現することを試みる。

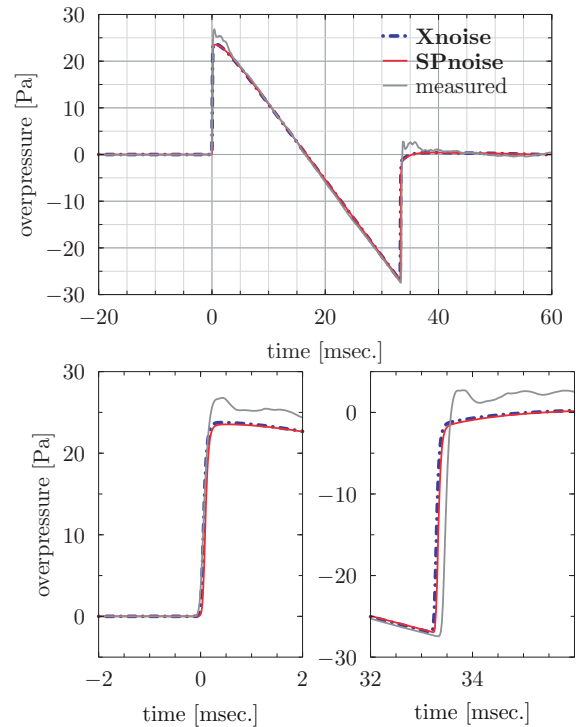


Figure 5. Comparison of measured and predicted waveforms by **Xnoise** and **SPnoise** for Sonic Boom

次に、回折効果について議論するため、ピストン音源からの放射問題を扱う。これは $x=0$ 面上に $y/\lambda \in [-2, 2]$ に配置されたピストンが、単一周波数(波長 λ)で振動する際に放射される音場を扱う問題であり、有限のピストン面から放射される音響は、回折効果によって全領域へと伝播する。この問題の解析解はRayleighの積分表示式によって求められる²²)。Fig.6は、この問題を解析して得られる結果の音圧レベルの分布である。解析解(exact)を見ると、メインローブと呼ばれる x 軸に沿った音圧レベルの高い領域と、原点から放射的に広がるサイドローブが大きく3つ確認できる。先に述べたようなKZK方程式による解(KZK)と解析解とを比較すると、メインローブの一致は確認できるが、サイドローブの挙動は大きく異なっていることが分かる。一方で、**SPnoise** for Sonic Boomの解析結果は解析解の挙動とよく一致している。これは、KZK方程式と**SPnoise** for Sonic Boomで採用したHOWARD法との近似度の差である。実際、KZK方程式は進行方向(ここでは x)に関する2階微分を省略しており(これを放物近似と呼ぶ²²)、その結果進行方向に対して ± 20 deg程度までしか信頼できる結果が得られないということが知られている²³)。一方で、HOWARD法は一方向近似と呼ばれる近似を採用しており、進行方向(ここでは x の正方向)に進む波動であれば、そのすべてを近似することなく扱うことが可能である¹⁷)。SPnoise for Sonic BoomがHOWARD法を採用したのはそのためである。大気乱流効果のように、擾乱源が空間的に分布し、それらが起点となって音響波が回折する場合、HOWARD法のように擾乱源が影響を与える領域が進行方向全体であるような解法が、より正確に現象を再現できることは容易に想像できる。

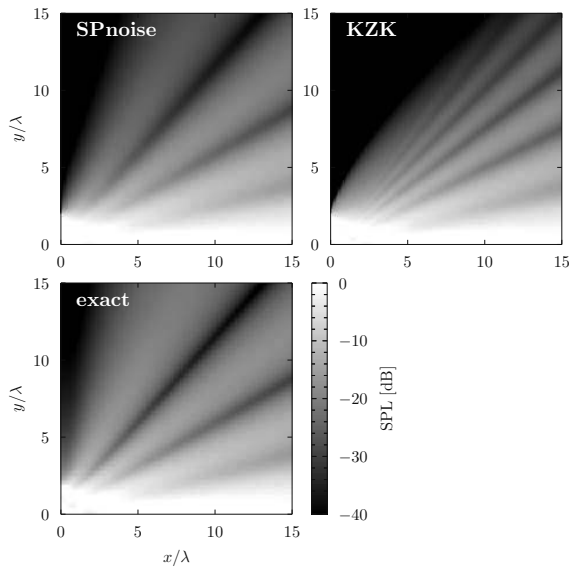


Figure 6. Sound pressure level radiated from pure tone piston source of size four wavelengths

3.3 大気乱流条件

気象条件を測定するため、D-SEND#2 飛行試験当日に放球したゾンデのデータから、大気条件、特に大気乱流の統計的性質を求めることができる。以下では、その結果について述べる。具体的なデータの処理方法については別文献を参照されたい²⁴⁾。

Fig.7 は、温度変動に基づいた乱流強度の高度に対する変化を示したものである。Fig.7を見ると、2,000[m] 付近で強い乱流強度を観測し、その後上空に行くにつれて次第に減少、その後高度3,500[m] 付近で乱流強度がほぼゼロに落ち着く。そこで、本解析では地上から3,500[m] 上空までの領域を大気乱流効果を考慮する領域と定義した。

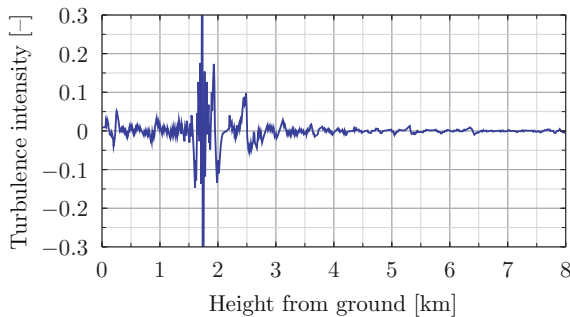
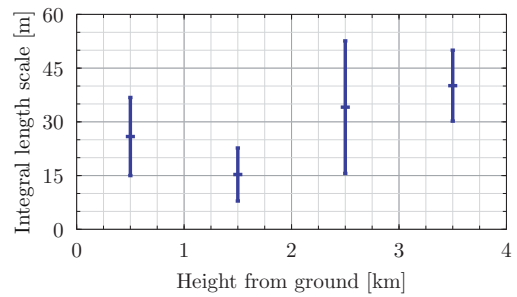
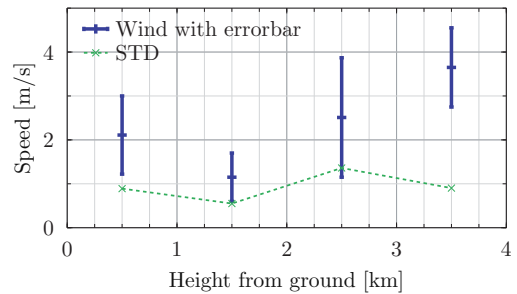


Figure 7. Variation of turbulence intensity against altitude

次に、高度3,500[m] までの領域において、大気乱流の積分長さスケール及び速度擾乱の分布を求めたものを Fig.8 に示す。これらの結果はいずれも、観測された風速のデータを1[km] 間隔で区切り、その区間において評価したものである。積分長さスケールは、風速の変動値の自己相関より求めた特性時間スケールと特性速度スケールの積として定義した。長さスケールについては、高度3,500[m] までの領域において、長さスケールは10[m] から最大で50[m] 程度まで変化しうることが分かるが、領域全体を考慮すると、平均的には30[m] 程度になると判断した。また、速度擾乱の標準偏差については、概ね1[m/s] 前後を変動していることから、これを代表値として用いた。



(a)



(b)

Figure 8. Variation of characteristic values of atmospheric turbulence, (a)integral length scale, (b)wind speed

4 解析結果

本節では、前節までで述べた数値解析手法を用いて、試験時の大気条件を元に、大気乱流効果を考慮したソニックブームの伝播解析を実施した結果を示す。そのためにまず、各種ツールを組み合わせた解析手順について述べる。その後、その手順に基づいて D-SEND#2 飛行試験を模擬する解析を実施し、その結果について述べる。特に、前半では滑空フェーズで観測された N 波を対象とする解析の結果について述べ、本解析が N 波のような典型的なソニックブーム波形について、十分な妥当性を有するというを確認する。その後、後半では計測フェーズで観測された低ブーム波形を対象とする解析の結果について述べ、観測結果が大気乱流効果により変形したものであると述べる。

4.1 解析手順及び解析条件

本稿では、次の手順で大気乱流効果を模擬する。

1. 波線経路伝播解析ツール **IntegRay**¹⁴⁾ により、観測点に到達する波動が発生した時刻を求め、その時の飛行条件を推定する。これは波動の伝播経路を特定することに相当する。
2. 上記で推定した飛行条件を基に、機体近傍場において CFD(Computational Fluid Dynamics) 解析を実施し、 $H/L \sim 1$ における近傍場波形を取得する。ここで H/L は機体長に対する機軸からの距離である。CFD 解析には、JTAS²⁵⁾ 及び UPACS²⁶⁾ の複合ソルバを用いた²⁷⁾。更に、より正確に遠方場波形を求められるよう、Multipole Analysis ツールである **MPnoise**^{28, 29)} を用いて近傍場波形を修正した。
3. **Xnoise** を用いて、近傍場波形を大気乱流を考慮する領域の外縁まで伝播させる。すなわち、大気乱流を考慮する領域までに伝播する波形を推算する。
4. **SPnoise** for Sonic Boom を用いて観測点まで波形を伝播させ、大気乱流効果を受けた波形を推算する。

Table 1. Computational conditions for D-SEND#2 flight test at glide and measurement phases

variables	GLIDE		MEASUREMENT	unit
	650[m]	750[m]		
flight Mach number	1.388	1.385	1.271	–
flight path angle	–5.985	–5.529	–39.25	deg
role angle	–1.67	0.00	–1.75	deg
flight altitude	12839	12820	7986	m
outer edge of turbulence, h_f		3500		m
standard deviation of velocity fluctuation, σ_V		1		m/s
length scale of turbulence, L_0		30		m
number of division in y		16384		–
size of spatial domain		[–8000, 8000]		m
sampling frequency		100		kHz

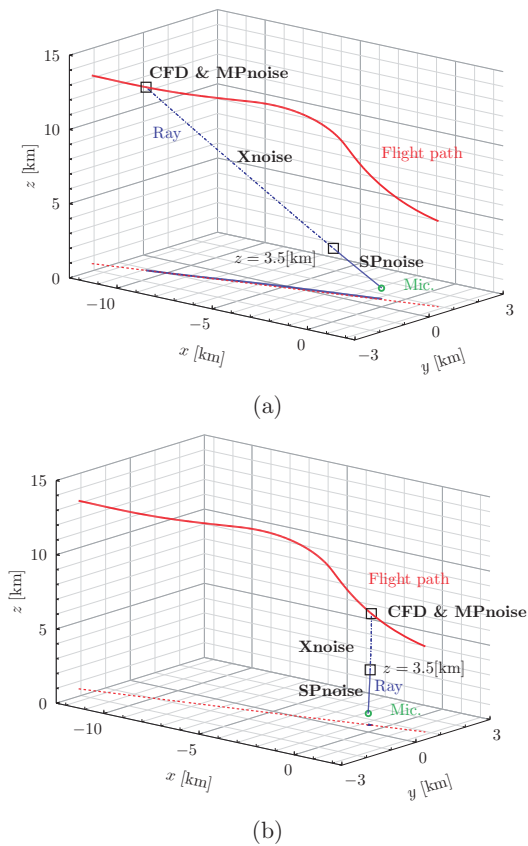


Figure 9. Schematic for predicting effect of atmospheric turbulence on sonic boom (a) for glide phase, (b) for measurement phase

この手順の概略図を Fig.9 に示す。また、滑空及び計測の各フェーズに対応する解析条件を Table 1 にまとめた。滑空フェーズと計測フェーズとでは、波動の発生点での飛行条件が大きく異なり、従って観測される波形もまた異なる点に注意が必要である。また、計測フェーズの場合波動はほぼ鉛直方向に伝播するのに対して、滑空フェーズは斜めから伝わってくる。従って、滑空フェーズの場合には、観測点に応じて異なる波線上の波形

を予測することが必要であり、すなわち異なる近傍場波形を解析する必要がある。

なお、手順 4 については、乱数による結果のばらつきを考慮する必要があるため、統計的に議論することが可能な回数の解析を実施した。その回数は、予備計算を元に信頼区間を 95[%] と設定して 35 回と設定した。

4.2 滑空フェーズ (N 波)

本節では滑空フェーズに対応する N 波について解析を行い、**SPnoise** for Sonic Boom の妥当性を示す。 N 波に対する大気乱流効果は、実験室及び実機による観測データが豊富である。このような先行研究におけるデータと、**SPnoise** for Sonic Boom による解析結果とを比較し、その妥当性を示すことを試みる。具体的には、3.1 節で述べたような波面と波形の歪みとの関係が成り立つことを確認する。また、先行研究でたびたび議論されている立ち上がり時間や波形の到達時間をヒストグラムで評価し、先行研究のものと同様の傾向を示すことを確認する。最後に、推算波形が D-SEND#2 飛行試験の観測結果と良い一致を示すことを確認する。

Fig.10 は、地上からの高度 650[m] まで伝播した状態を模擬した解析結果の一例である。ここで横軸はそれぞれ到達時刻を基準とした遅れ時間、そしてスパン方向の距離である。スパン方向とは、波面に沿った方向と理解すればよく、仮に大気乱流効果が無い場合には、スパン方向に対してすべて同じ N 波が観測されるはずである。一方で、今回のように大気乱流効果が影響する場合、局所的な波面の進み或いは遅れによって波面は前後に波うち、更にその影響で局所的な波形の歪みが見られる。その影響は衝撃波背後で顕著に現れるが、その様子は Fig.10 中の後端衝撃波の様子から明らかである。Fig.11 は、Fig.10 に示した N 波のうち先頭波面部分を拡大し、平面図にまとめたものである。(a) が平面図であり、代表的なスパン位置での波形を (b) に示した。先にも述べたように、波面の遅れた部分において観測される波形 (Fig.11 中の赤線) は peaky な分布を持っており、その逆に進んだ部分において観測される波形 (Fig.11 中の青線) は rounded な分布をもっていることが確認できる。波面の進み/遅れの周期は概ね 140[m] 程度であり、前述の積分長さスケール L_0 の 30[m] に比べてかなり大きい。これは Eq.(3) で示した乱流エネルギースペクトルの極大値に対応する長さ $\pi\sqrt{5/3}L_0 \approx 122$ [m] に由来する。peaky な場合と rounded な場合とで音圧を比較すると、約 2 倍程度の違いが出ることが分かる。また、先端衝撃波が

peaky 或いは rounded となる波形は、必ず後端も同様に peaky 或いは rounded になるということが定性的に確認できる。これは、両衝撃波がいずれも同等の強度を持つこと、そして大気乱流の速度スケールが音響の伝播速度より十分に小さいため、両衝撃波が同じように大気乱流効果を受けることが主要因である。このように、前後の衝撃波の変形が同じ傾向を持つ性質を、本稿では波面の同調と称することとする。波面の同調は、先行研究における観測結果⁶⁾でも確認されている。

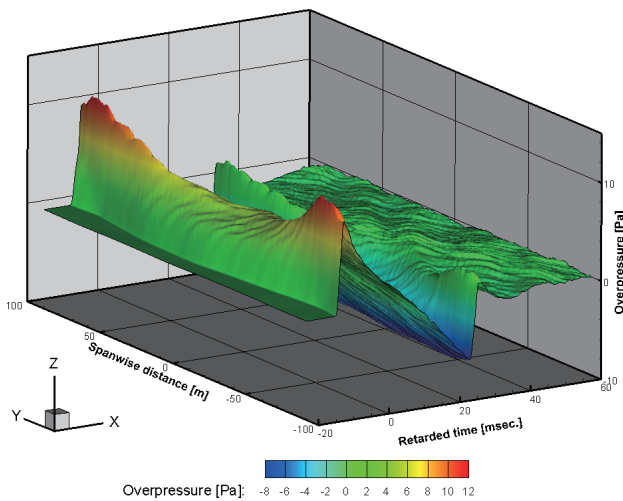


Figure 10. Spanwise variation of *N* wave observed at glide phase

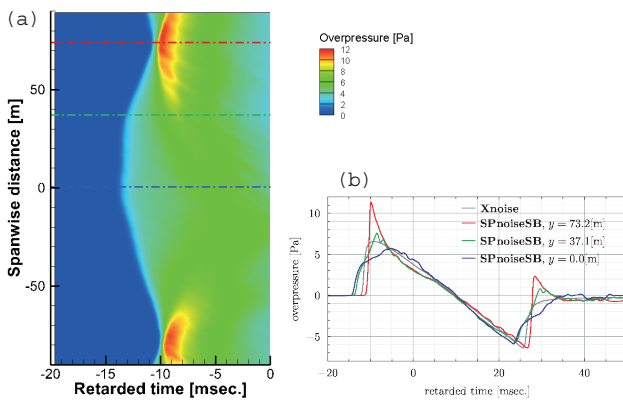


Figure 11. (a) Spanwise variation of acoustic field near wavefront (b) corresponding waveform for each spanwise position

Fig.12 は、解析により得られた各種波形について立ち上がり時間及び波形の到達時刻をヒストグラムで整理したものである。これらはいずれも先行研究にて議論されているものであり^{7, 8)}、今回の結果をそれらと比較することにより、**SPnoise** for Sonic Boom の妥当性を示す。立ち上がり時間は最大振幅 Δp_{\max} に対して $0.05\Delta p_{\max}$ から $0.95\Delta p_{\max}$ まで変化するのに要する時間と定義する。また、波形の到達時刻は、 $0.5\Delta p_{\max}$ を記録する際の時刻と定義し、**Xnoise** の結果 (Fig.12 中の赤の垂線)、すなわち大気乱流効果が無い場合の到達時刻をゼロとして整理した結果である。各図の右上にある数値は、地表面からの観測位置を表す。Table 1 にも示したように、大気乱流効果は地表面から 3,500[m] より下方への伝播でのみ考慮している。

まず立ち上がり時間について考えると、その分布は右に歪んでいることが分かる。これは、大気乱流効果によって立ち上がり時間が長くなる傾向が強いことを意味しており、他の飛行試験で

得られた観測結果とも整合している^{30, 31)}。立ち上がり時間は一般に rounded な波形ほど長い傾向があることは、その定義から明らかであるから、大気乱流効果により peaky な波形よりも rounded な波形が発生しやすいと考えることもできる。このような傾向もまた、実際の観測結果において確認されている^{32, 5)}。

一方、到達時刻については概ね正規分布となっており、伝播距離の増大に従って次第にばらつきは増大し、且つその平均は大気乱流なしの結果に対してやや左寄りになる。これは、大気乱流効果によって波面の到達が早まる傾向にあることを意味しており、このような傾向もまた先行研究のものと同よく一致する⁸⁾。上記のような傾向の理由は次のように説明できる。大気乱流効果による波面の歪は、大気乱流による速度変動の波面進行方向成分の正負によって全く異なる様相を呈する。すなわち、3.1 節にて述べたように、速度変動が波面の進行方向と同じ或いは逆の場合、波面は局所的に進む或いは遅れるため、波形はそれぞれ rounded 或いは peaky なものになる。一方で、peaky な部分は非線形効果により局所的に音速が増大し、急速に遅れを取り戻すように前進することになる。従って、大気乱流効果を受けた波形は、その効果を受けない場合に対して全体として進む傾向にあると考えられる。

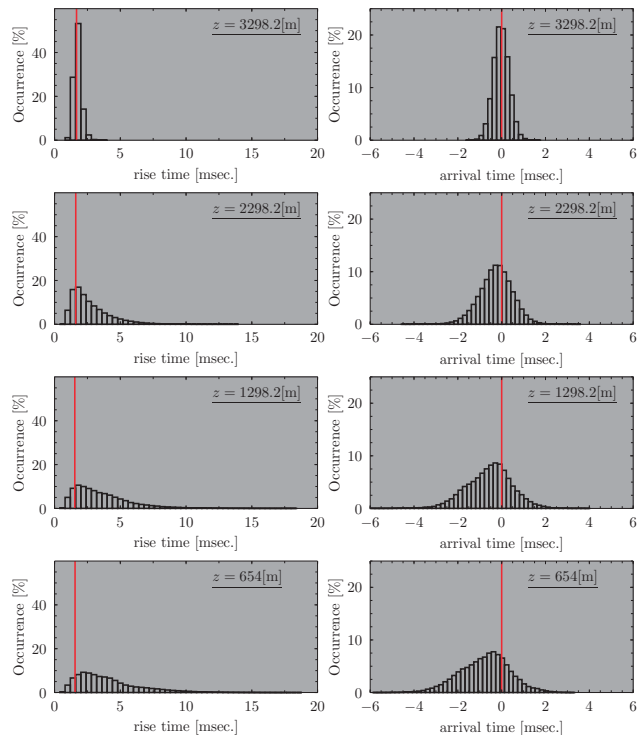


Figure 12. Histograms of rise time and arrival time for *N* wave observed at glide phase

以上の解析によって得られた波形のうち、観測結果と類似するものを Fig.13 にまとめた。同図には、**Xnoise** により得られた、大気乱流効果を受けない波形についても合わせて示してある。まず **Xnoise** の結果と観測波形とを比べると、特に前後端それぞれの衝撃波背後において、大気乱流効果による波形歪が大きく発生していることが分かる。これは典型的な大気乱流効果による波形歪であり、ちょうど 750[m] 及び 650[m] の結果 (Fig.13(a) 及び (b)) でそれぞれ peaky 及び rounded となっていることが分かる。次に、**SPnoise** for Sonic Boom を用いて大気乱流効果を付加した解析結果と比較すると、波形歪の様子が極めてよく一致することが分かる。

以上の結果から、本稿で導入した解析手法は、典型的な大気乱

流効果を再現できるということが分かった。

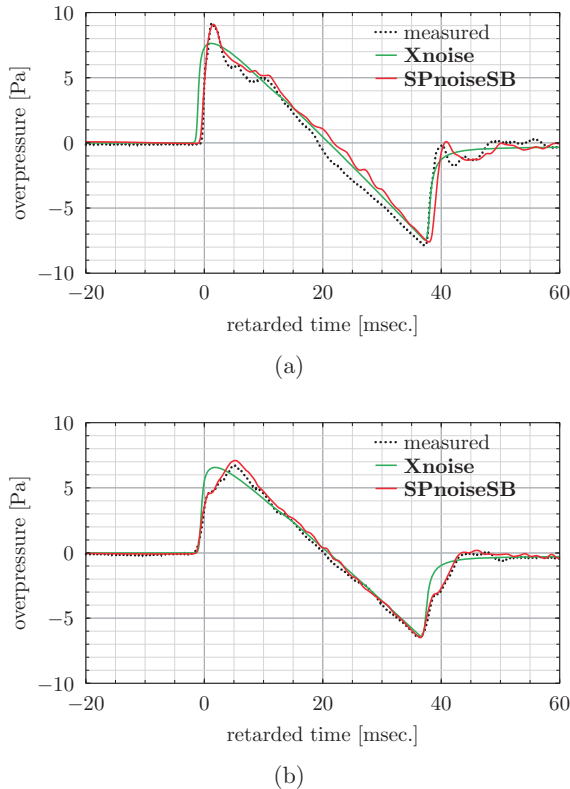


Figure 13. Comparison between measured and predicted waveforms, (a) at 750[m] and (b) at 650[m]

4.3 計測フェーズ (低ブーム波形)

次に、低ブーム波形である計測フェーズの波形について、大気乱流効果を模擬した解析を実施した結果を述べる。本節は、D-SEND#2 飛行試験において観測された結果が、大気乱流効果を受けた低ブーム波形であったことを示すことを第一の目的とするが、低ブーム波形に関する大気乱流効果の影響についても合わせて議論する。

Fig.14 は、地上からの高度 650[m] まで伝播した状態を模擬した解析結果の一例である。Fig.10 に示した N 波の場合と同様に、スパン方向に先頭波面が波うち、それに伴って波形が歪む様子が確認できる。平面図及び代表的なスパン位置における波形を Fig.15 に示したが、この図の傾向も N 波の場合と定性的に同様で、先頭波面が遅れる或いは進む場所に対応する波形はそれぞれ peaky 或いは rounded となることが確認できる。また、 N 波の場合と同様に、計測フェーズ波形についても波面の同調が定性的に確認できるが、先端衝撃波の先鋭化は後端衝撃波のものに比べて小さいことが分かる。これは、peaky な波形が生成されるメカニズム由来するものである。すなわち、focus によって発生する peaky な波形の振幅は、一般に focus する前の波形の勾配に関連することが知られている³³⁾。従って、 N 波や計測フェーズ波形の後端衝撃波のような不連続的な衝撃波の場合、それが focus した際に発生する peak は高くなる傾向にあり、一方で計測フェーズ波形の先端衝撃波のように、なだらかな立ち上がりを持つ波形については、focus によって発生する peak の振幅は小さくなる。一般に、低ブーム波形と呼ばれる波形の多くが、立ち上がり部分がなだらかなるように設計されており、上記の考察から、そのような波形が大気乱流効果に対して感度の鈍い、すなわち大気乱流効果による振幅変化の小さいものにな

ると考えられる。

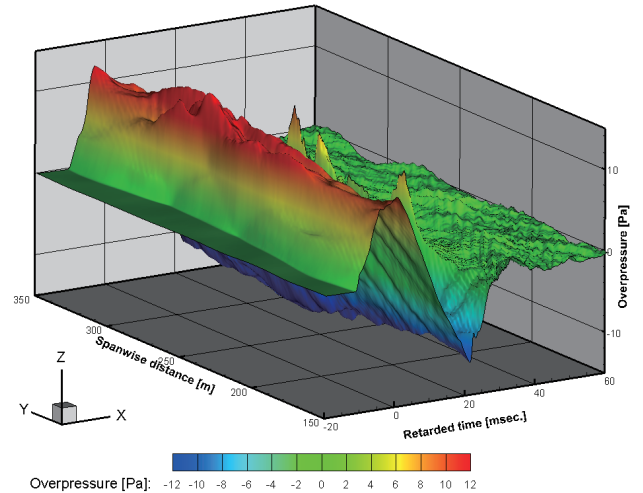


Figure 14. Spanwise variation of low-boom waveform observed at measurement phase

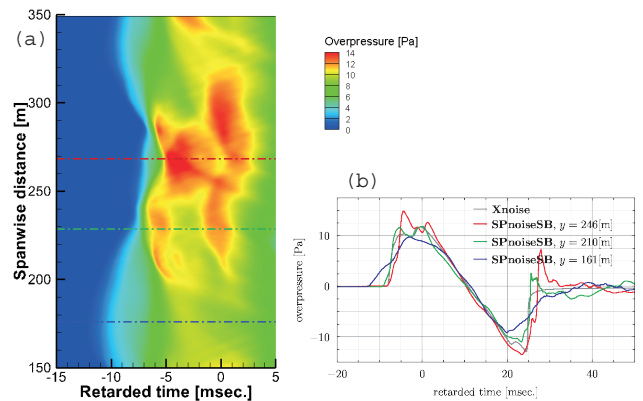


Figure 15. (a)Spanwise variation of acoustic field near wavefront (b) corresponding waveforms for representative spanwise position

Fig.16 は、計測フェーズの波形に対して評価した立ち上がり時間及び波形の到達時刻のヒストグラムである。Fig.16 の各図中には、赤及び青のヒストグラムが描かれているが、前者が計測フェーズの低ブーム波形、後者が断面的に等価で N 波を作り出す物体として D-SEND#1 飛行試験の NWM(N wave model)²¹⁾ を計測フェーズと同条件で解析した結果である。両者を同列に比較するために、同じ大気乱流条件の下で解析を実施している点に注意しておく。

立ち上がり時間についていえば、低ブーム波形の場合 N 波と同様に右に歪む形の分布を持つことが分かる。しかし、全体的に NWM の分布と比較して大きく右に分布の中心がある。これはすなわち、全体として立ち上がり時間が N 波よりもずっと長くなる傾向にあることを意味する。実際、NWM が作り出した波形のうち、大気乱流効果によって立ち上がり時間が長くなったとしても、低ブーム波形のそれに匹敵するほど長くなることは殆どありえないことが分かる。一方、赤のヒストグラムで示した結果を見ると、低ブーム波形の場合大気乱流効果を受けると立ち上がり時間が短くなる場合もあるということが分かる。その具体例として、立ち上がり時間 $\Delta\tau$ が長いものと短いもの、そして大気乱流効果を受けないものの 3 種類について、立ち上がり時間の様子をまとめたものを Fig.17 に示す。同図にもあるよ

うに、D-SEND#2 供試体の作り出す低ブーム波形は、先頭波面が主に2つのこぶから成り立っており、そのうち後者のこぶが最大ピーク圧に対応する。従って、 $0.95\Delta p_{\max}$ に達する時刻は2つめのこぶで観測され、その結果立ち上がり時間はN波等に比べて長くなる。一方、大気乱流効果によってこれらの2つのこぶについて、その大小関係が変化することがある。実際、Fig.17中で緑で示した波形について考えると、先頭のこぶが後者と同等のピーク圧に達し、その結果、立ち上がり時間が極端に短くなりうる。仮に、上記のような理由から立ち上がり時間が短くなってしまったとしても、同じ条件下で低ブーム化を施さない場合に発生するN波は、更に短い立ち上がり時間であることを考えると、低ブーム波形が大気乱流効果に対してより安全側であるといえる。

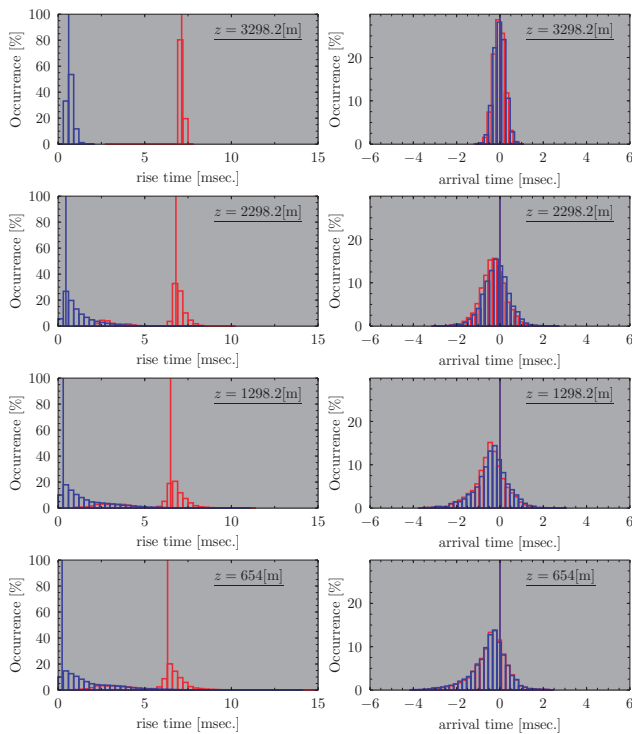


Figure 16. Histogram of rise time and arrival time for (red) low-boom waveform observed in measurement phase and (blue) N wave with NWM from D-SEND#1 flight test

立ち上がり時間による評価は、比較的穏やかな大気乱流中のN波などには有効であると考えられるが、今回対象としているような低ブーム波形については、その定義を再考する、もしくは他の指標で評価することが有効であると考えられる。

到達時刻については、滑空フェーズにおける結果と同様に、平均がやや左に移動した正規分布となっており、同条件下で解析したNWMの結果ともほとんど違いは見られない。但し、これらの結果はそれぞれ、大気乱流効果を受けずに伝播した波形の到達時刻を基準としている点に注意が必要である。すなわち、今回の解析結果について言えば、大気乱流効果を受けない場合を基準として考える限り、到達時刻のばらつきは波形の種類に依存しない。

上記解析により得られた波形のうち、観測結果と類似するものをFig.18にまとめた。先にも述べたように、Xnoiseによる大気乱流効果無しでの波形では、観測結果を十分に説明できなかったが、本解析によって得られた波形は極めて良い一致を示していることが分かる。この結果は、Fig.13と同じ乱数、すなわち同じ大気乱流状態の下で得られた点に注意されたい。実際、滑

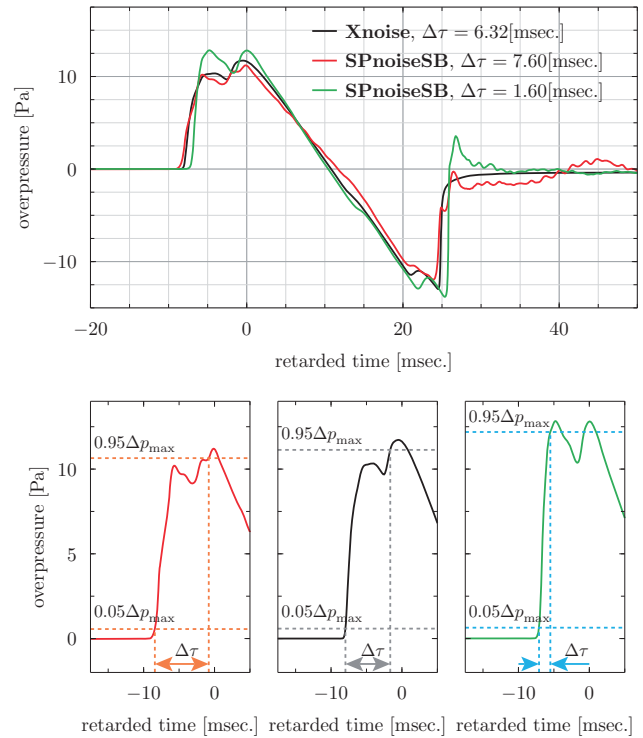


Figure 17. Rise time for different types of realized waveform due to atmospheric turbulence; red and green curves correspond respectively to the waveform with long and short rise time and black one is the waveform without turbulence

空フェーズと計測フェーズとの間には3秒程度の時間差しかなく¹⁴⁾、両フェーズの波形はいずれも同じ大気乱流の状態にさらされていたと考えられる。このことから、同一の大気乱流条件の下で得られた解析結果が、観測結果とよく一致したという事実は、試験条件の観点からも一貫していると言える。

5 まとめ

本稿は、D-SEND#2 飛行試験で観測された低ブーム波形における大気乱流効果の影響を、数値解析を通して議論した。大気乱流効果は、地表付近に存在する大気の擾乱成分が音響波の伝播中に影響を及ぼし、波形が局所的に変形する効果であることが知られており、著者らはこれまでにこの効果の数値解析による予測ツール SPnoise for Sonic Boom を整備した。

本稿ではまず、D-SEND#2 飛行試験にて観測された波形のうち、非設計条件時に発生したN波について、統計的議論が可能となる回数の解析を実施し、その性質が実験や数値解析等の先行研究と一致することを示した。また、本解析により得られた波形は、典型的なソニックブームにおける大気乱流効果と一致することを示し、更に、観測結果と酷似する波形が得られることを確認した。このことから、本ツールはソニックブームにおける大気乱流効果を再現できるものとして妥当性を示したものである。

次に、目標波形であった低ブーム波形について、同ツールで解析を実施し、得られる波形の性質について議論した。低ブーム波形の場合、N波の場合と同様にpeakyまたはroundedになるという効果が確認でき、観測波形は後者に分類されるものであることが分かった。また、事前の予測と大きく異なる形状を呈した観測波形について、それが大気乱流効果によって説明できることを示すことができた。

更に、低ブーム波形に与える大気乱流の影響を検討し、低ブーム波形がN波に比べて大気乱流効果を受けにくいこと、そして

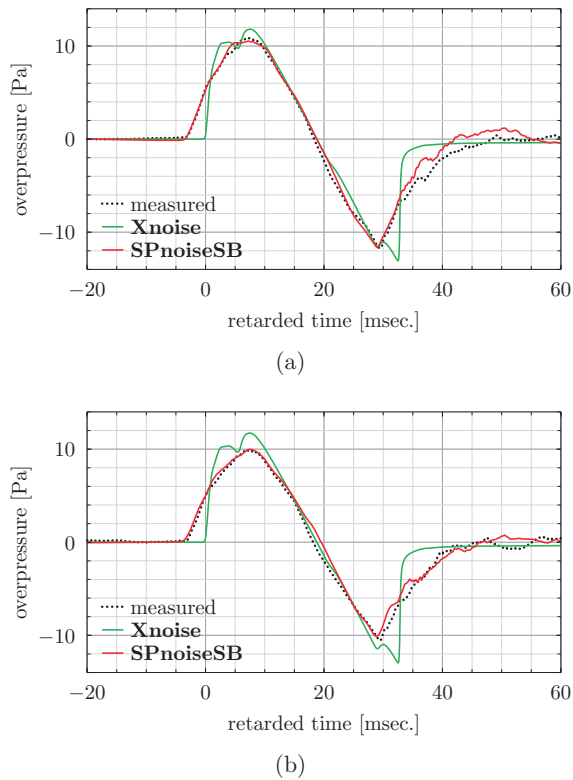


Figure 18. Comparison between measured and predicted waveforms, (a) at 750[m] and (b) at 650[m]

その本質がなだらかな立ち上がりにあることが分かった。これは、大気乱流という不確定要素に対して堅牢な波形という観点から明確な指針を与えるものであり、低ソニックブーム設計においても有用な知見になると考えられる。

参考文献

- 1) J. Pawlowski, D. Graham, C. Boccadoro, P. Coen, and D. J. Maglieri, Origins and overview of the shaped sonic boom demonstration program, *AIAA Paper 2005-5*, 2005.
- 2) 牧野好和, 金森正史, 石川敬掲, D-SEND#2 低ブーム設計コンセプト検証, 日本航空宇宙学会第 47 期年会講演会講演論文集, No. 2A8, 2016.
- 3) B. Lipkens et al., Model experiment to study sonic boom propagation through turbulence, part i: Model experiment and general results, *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol. 103, 1998.
- 4) B. Lipkens, Model experiment to study sonic boom propagation through turbulence, part iii: Validation of sonic boom propagation models, *The Journal of the Acoustical Society of America*, Vol. 111, No. 1, p. 509, 2002.
- 5) G. A. Herbert, W. A. Hass, and J. K. Angell, A preliminary study of atmospheric effects on the sonic boom, In *Aircraft engine noise and sonic boom*, *AGARD Conf. Proc. 42*, 1969.
- 6) D. J. Maglieri, Some effects of airplane operations and the atmosphere on sonic-boom signatures, *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol. 39, 1966.
- 7) P. Blanc-Benon et al., Propagation of finite amplitude sound through turbulence: Modeling with geometrical acoustics and the parabolic approximation, *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol. 111, 2002.
- 8) M. Averiyanov et al., Nonlinear and diffraction effects in propagation on n-waves in randomly inhomogeneous moving media, *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol. 129, 2011.
- 9) 金森正史, 高橋孝, 青山剛史, 航空・宇宙領域における大音響場予測に向けた非線形伝播解析ツールの開発, 第 46 回航空宇宙学会年会講演会講演論文集, No. C27, 2015.
- 10) M. Kanamori, T. Takahashi, and T. Aoyama, Development of nonlinear acoustic propagation analysis tool toward realization of loud noise environment prediction in aeronautics, In *20th International Symposium on Nonlinear Acoustics*, 2015.
- 11) 金森正史, 高橋孝, 牧野好和, 中右介, ソニックブームに及ぼす大気乱流効果の数値的評価, 第 53 回飛行機シンポジウム論文集, No. 2B05, 2015.
- 12) 吉田憲司, 本田雅久, 川上浩樹, D-SEND プロジェクトの成果概要, 日本航空宇宙学会第 47 期年会講演会講演論文集, No. 2A1, 2016.
- 13) M. Kanamori, A. Hashimoto, T. Aoyama, and M. Yamamoto, Effect of low-boom waveform on focus boom using lossy nonlinear tricomi equation analysis, *AIAA Paper 2014-0369*, 2014.
- 14) 中右介, 川上浩樹, 馬屋原博光, 金森正史, D-SEND#2 ブーム計測システムと計測結果, 日本航空宇宙学会第 47 期年会講演会講演論文集, No. 2A7, 2016.
- 15) M. Yamamoto et al., A unified approach to an augmented burgers equation for the propagation of sonic booms, *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol. 137, 2015.
- 16) A. D. Pierce, Statistical theory of atmospheric turbulence effects on sonic boom rise times, *The Journal of the Acoustical Society of America*, Vol. 49, No. 3B, pp. 906–924, 1971.
- 17) F. Dagrau et al., Acoustical shock wave propagation in a heterogeneous medium: A numerical simulation beyond the parabolic approximation, *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol. 130, No. 1, 2011.
- 18) G. Taraldsen, Derivation of a generalized Westervelt equation for nonlinear medical ultrasound, *The Journal of the Acoustical Society of America*, Vol. 109, pp. 1329–1333, 2001.
- 19) V. P. Kuznetsov, Equations of nonlinear acoustics, *Soviet physics. Acoustics*, Vol. 16, pp. 467–470, 1971.
- 20) E. M. Salomons, *Computational Atmospheric Acoustics*, Kluwer Academic Publications, 2001.
- 21) JAXAD-SEND プロジェクトチーム, JAXA D-SEND データベース, http://d-send.jaxa.jp/d_send_e/index.html.
- 22) 鎌倉友男, 非線形音響学の基礎, 愛智出版, 1996.
- 23) K. E. Froyso, *Linear and weakly nonlinear propagation of a pulsed sound beam*, PhD thesis, Department of Mathematics, University of Bergen, Norway, 1991.
- 24) H. Takahashi, M. Kanamori, Y. Naka, and Y. Makino, Atmospheric turbulent profiles in arctic environment, *submitted*, 2016.
- 25) K. Nakahashi et al., Some challenges of realistic flow simulations by unstructured grid CFD, *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, Vol. 43, 2003.
- 26) R. Takaki et al., The development of the UPACS CFD environment, In *High Performance Computing Proc.* of

- ISHPC 2003*, pp. 307–319, 2003.
- 27) 石川敬揚, 牧本卓也, 大平啓介, 牧野好和, 橋本敦, 低ソニックブーム設計概念実証落下試験 (D-SEND#1) のソニックブーム推算, 第 43 回流体力学講演会/航空宇宙数值シミュレーションシンポジウム 2011 論文集, No, JAXA-SP-11-015, 2011.
- 28) J. A. Page and K. J. Plotkin, An efficient method for incorporating computational fluid dynamics into sonic boom prediction, *AIAA Paper 91-3275*, 1991.
- 29) 金森正史, 橋本敦, 青山剛史, 牧野好和, 石川敬揚, 山本雅史, 飯村拓哉, Multipole analysis による超音速飛翔体の近傍場波形の改善, *JAXA-SP-13-011*, 2012.
- 30) D. J. Maglieri, Sonic boom ground pressure measurements for flights at altitudes in excess of 70,000 feet and at mach numbers up to 3.0, *NASA SP-180*, pp. 19–28, 1968.
- 31) A. R. George, The effects of atmospheric inhomogeneities on sonic boom, *NASA SP-255*, pp. 33–58, 1971.
- 32) B. Lipkens and D. T. Blackstock, Model experiment to study sonic boom propagation through turbulence, Part ii: Effect of turbulence intensity and propagation distance through turbulence, *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol. 104, 1998.
- 33) K. Naugolnykh and L. Ostrovsky, *Nonlinear Wave Processes in Acoustics*, Cambridge University Press, 2006.

小型超音速旅客機の後端低ブーム設計と風洞試験による検証

上野篤史, 野口正芳, 牧野好和
宇宙航空研究開発機構

Aft-Boom Shaping for Small Supersonic Transport and Validation by Wind Tunnel Test

by
Atsushi Ueno, Masayoshi Noguchi, and Yoshikazu Makino

ABSTRACT

The aft-boom shaping for a small supersonic transport is performed and is validated by the wind tunnel test. First, the parametric study of horizontal stabilizer shape using the low-fidelity design tool is conducted in order to fragment the aft boom into two shock waves. Though the nacelle is not modeled in this design, the negative effect of nacelle pressure waves on the aft-boom is considered, and pressure waves caused by the horizontal stabilizer is strengthened to realize the fragmentation. Results show the importance of inverse camber and extended root chord length in order to realize both low-drag and low-boom. Then, wind tunnel test and high-fidelity CFD (FaSTAR) analysis for the designed shape without nacelle are performed. Near-field pressure signatures obtained by wind tunnel test and FaSTAR analysis agree well. Finally, FaSTAR analysis is performed for the designed shape with nacelle and shows that the aft-boom is successfully fragmented into two shock waves even though the coalescence of these two shock waves is advanced by the nacelle expansion wave.

1. はじめに

環境適合性に優れた次世代超音速旅客機の実現に向けて、ソニックブームの最小化は重要な課題の1つである。これまでにアメリカ航空宇宙局 (NASA) がノーズ形状設計に Seebass, Geroge, Darden らによる低ブーム設計理論¹⁾を適用し、先端ブームの低減が可能であることを飛行実証した²⁾。後端ブームは主翼、ナセル、水平・垂直尾翼で発生する圧力波が複雑に干渉し、先端ブームよりも低減が困難と考えられる。宇宙航空研究開発機構 (JAXA) は推進系非搭載のグライダー形状について、後胴に揚力面を設けること、また、水平尾翼に逆キャンバを与えることで後端低ブーム化が可能であることを飛行実証した^{3,4)}。次のステップとして推進系の影響を考慮した後端低ブーム設計が挙げられる。推進系の影響としてはエンジン排気の影響とナセルが発生する圧力波の影響に分けられ、ここでは後者を対象とする。後端低ブーム設計に対しては上述の JAXA コンセプトのほか、水平尾翼が発生する圧力波の制御が有効である^{5,6)}。また、胴体後部形状をステージ化することで後端低ブーム化が可能であることが示されている⁷⁾。ここでは縦トリム抵抗低減と後端低ブーム性に重要な水平尾翼を対象とした後端低ブーム設計を行い、これを風洞試験により検証する。

本研究で対象とする機体は JAXA の小型超音速旅客機であり、全長が 53 m で最大 50 人の乗客数を想定している。図 1 に示すように水平尾翼はエンジン排気干渉を避けるために T 尾翼形態となっている。本研究ではまず低忠実度解析ツールを用いて水平尾翼形状に対するパラメトリックスタディを行い、最も低抵抗・低ブームに寄与するパラメータを抽出して水平尾翼形状を決定した後に、主翼 Warp を最適設計することで後端ブーム圧力上昇の 2 段化を実現する (第 2 章)。つぎに、設計された形状に対して風洞試験と高忠実度数値解析を実施し、後端 2 段化設計の検証を行う (第 3 章)。最後に結論をまとめる (第 4 章)。



図 1. JAXA 小型超音速旅客機概念図

2. 水平尾翼を利用した後端ブーム 2 段化設計

ここでは CAPAS による低忠実度解析ツールを用いた水平尾翼設計と主翼 Warp 最適設計について述べる。CAPAS とは、市販 CAD ソフトウェア CATIA V5 のマクロ機能を利用して自動的に形状定義を行うとともに、市販パネル法解析ツール PANAIR (A502)⁸⁾用のパネル作成も自動で行う解析ツールであり、パネル法で得られる近傍場圧力波形に JAXA で開発したソニックブーム推算手法⁹⁾と組み合わせることでソニックブーム推算が可能である。CAPAS は低忠実度解析を用いることから計算リソースと計算時間が少なく済み、また解析過程が自動化されていることから最適化ツールにも組み込み易くなっている反面、低忠実度解析ベースであるため設計結果を高忠実度解析で検証する必要がある上、現状では超音速機用エンジンナセルを考慮することができず、形状忠実度の点においても高忠実度解析とのギャップが生じやすい欠点も有する。実際に JAXA ではこれまでにも小型超音速旅客機の低ブーム設計を CAPAS ベースで実施してきたが、CAPAS 設計時点ではよく低ブーム化されている機体でもエンジンナセルを付けた高忠実度解析では低ブーム性が損なわれているケースがあった。

今回 CAPAS 設計の初期形状とした形状は、図 2 上部に示す「第 3.2 次」形状であり、この形状は高忠実度解析結果で後端ソニックブーム波形が N 型波形に近く低ブーム性が失われていることが問題となっていた。そこで本研究ではまず水平尾翼の設計により後端低ブーム化を図ることとし CAPAS 設計を実施した。(なお図中に示している通り主翼前縁延長部拡大の設計変更も実施しているが、こちらは主として先端低ブーム特性改善のためである。) CAPAS による水平尾翼設計に際しては、設計後にエンジンナセルを取り付けて高忠実度解析する (次章参照) 際に、極力後端低ブーム特性が失われない様にロバストな後端低ブーム波形 (具体的には主翼+ナセルの後縁衝撃波と水平尾翼による衝撃波の 2 段の圧力上昇の距離を確保することにより N 型波形に統合しにくい波形) を目指して検討を実施した。

CAPAS 設計では、まず水平尾翼のパラメトリックスタディを実施して水平尾翼形状を定義した。パラメトリック設計では、各形状パラメータの感度を見るのが目的であるため、トリム条件は課すことなく設計揚力条件のみ合わせてソニックブーム波形の変化と抵抗の増減、風圧中心位置

の変化を確認した。水平尾翼の形状パラメータとしては、①翼厚比、②キャンバ、③舵角、④前縁後退角、⑤翼根コード長の5つを選択した。パラメトリックスタディの結果、①翼厚比については翼厚を増加すると水平尾翼の圧力波が強くなり後端低ブーム性は確保し易くなる一方、造波抵抗が増加するトレードオフ関係が確認された。また風圧中心の移動はほとんど見られなかった。②キャンバについては逆キャンバを付けることにより、下面方向には翼厚比を増したのと同じ効果となり後端低ブーム性が改善した。また逆キャンバにより下向き揚力が発生することから頭上げが強まり風圧中心が前方に移動するとともに抵抗も増加する傾向が見られた。③舵角についてはプラス方向（後縁下方向）に舵角を増やすと機体下方に強い圧力波を出すため逆キャンバ同様に後端低ブーム性が改善した。一方逆キャンバと異なり上向き揚力を発生することから頭下げが強まり風圧中心が後方に移動するとともに抵抗も増加する傾向が見られた。④前縁後退角を浅くすると翼厚比増加効果と同じ傾向（後端低ブーム性改善、抵抗増加、風圧中心不変）が見られた。⑤翼根コード長についてはコード長を増加することにより同じ翼厚比でも実寸としての翼厚が増加するため翼厚比増加と同じ後端低ブーム性改善効果が見られる一方、翼厚比自体は変わらないため造波抵抗の増加はさほど見られなかった。また風圧中心の移動量もわずかであった。以上のパラメトリックスタディ結果から、トリム特性と抵抗に影響が少なく後端低ブーム性を改善できるパラメータとして②逆キャンバと⑤翼根コード長増加を選択して図2下図に示す水平尾翼平面形を設定した。

上述の通り設定された水平尾翼に対して、主翼 Warp（捻りとキャンバ分布）設計の最適化を実施した。最適化の目的関数としては設計揚力条件での抵抗とソニックブーム強度を選び、トリム条件としては風圧中心を固定する様に水平尾翼舵角を設定した。結果として得られた翼胴尾翼形状をCAPAS形状として高忠実度解析に提供した。

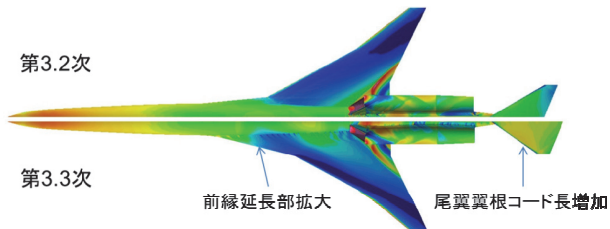


図2. 水平尾翼最適設計結果

3. 後端ブーム2段化設計の検証

風洞試験と高忠実度解析ツールにより後端2段化設計の検証を行う。ここでは以下の3形状が対象となる。1つ目は第2章でCAPASにより設計された形状であり、CAPAS形状と呼ぶ。これに対して低ブーム性に及ぼす影響が小さいと考えられる中胴部にエアールール設計を適用した形状が2つ目の形状である。ここでは客席配置を考慮しつつ全機の最大等価断面面積を低減するように胴体の等価断面面積を低減することで低抵抗化が図られている。本形状を用いて風洞試験が行われていることから、これを風試形状と呼ぶ。風試形状にナセルを統合したものが3つ目の形状であり、これをPAI (Propulsion Airframe Integration) 形状と呼ぶ。PAI形状ではナセルによる等価断面面積の増加を相殺するように風試形状の胴体等価断面面積を減少させている。また、ナセルの統合位置は文献10)を基に設定している。具体的には、ナセルを後部胴体側面に統合してインテークで発生する衝撃波を主翼上面の後縁近傍に作用させ、機体下方への伝播を妨げることで低ブーム性を確保しつつ、後縁近傍

の圧力上昇により低抵抗性ととの両立を図った統合位置である(図3)。

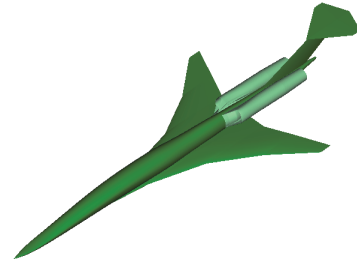


図3. PAI形状

風試形状には前述のようにナセルが統合されていない。風洞試験では実機の0.8%スケールの模型が使用される。この場合、ナセルの厚みが1mm程度となり製作が困難となる。仮に製作が容易となるようにナセル外側形状を維持しつつ内側に厚みを増した場合、インテーク断面面積が小さくなり、インテークの不始動、もしくは、スピレージ流量増加の影響により流れ場が実際とは異なるものになる。このため風洞試験ではナセルが統合されない形状に対して近傍場波形の検証を行うとともに、高忠実度解析ツールによる近傍場解析の検証を合わせて行う。これにより検証された高忠実度解析ツールによりPAI形状の低ブーム性が示される。

3.1 高忠実度解析ツールによる近傍場解析

ここではFaSTAR¹¹⁾を利用した近傍場解析について示す。解析では移流項にSLAUスキームを適用し、LU-SGS法による陰的時間積分を用いている。計算格子は商用ソフトウェアであるPointwiseで作成したもの(PW格子)とHexaGrid¹²⁾で作成したもの(HG格子)に分けられる。PW格子は風洞試験との対比で用いられるものであり、風試形状と風洞試験での模型支持部が模擬される。また、風洞試験では風洞壁面での圧力波の反射の影響を受けないよう、近傍場波形は機体から胴体長(L)の0.7倍から1.0倍離れた位置で取得されるため、これを包含するように格子が作成される。具体的には、機体の表面には境界層を捉えるために30層のレイヤーが設定される。1層目の高さは $5 \times 10^{-6} L$ である。その外側では4面体の非構造格子が作成される。さらに外側の領域では6面体の構造格子となる。構造格子部では機体からの位置をHとすると、 $H/L=1.2$ まで密な格子となっている。また、構造格子部では格子を傾けることで衝撃波面と格子を極力直交させ、数値解析上の鈍りを抑制している。これにより風洞試験に対応した計算領域の確保とセル数(約5千万)の抑制を両立している(図4)。一方、本格子作成は手作業に大きく依存しており、繰り返し計算が必要な低ブーム設計(特にナセルを統合した複雑形状を対象とする場合)には不向きである。このため、PAI形状の数値解析による低ブーム性の検証では六面体自動格子生成ツールであるHexaGridを用いる。HexaGridでは機体をピッチ角方向にマッハ角だけ傾けることで機体直下方向のみ衝撃波面と格子を直交させることができる⁹⁾。しかし、機体直下以外ではこの直交性を確保できない。ここでは衝撃波面との直交性は考慮せず、格子密度を大きくすることで数値的な鈍りを抑制することとした。具体的には、 $H/L=0.31$ まで密な格子を作成しており、セル数は約5千万である(図5)。なお、HG格子による解析では実機条件を想定しており、近傍場波形に及ぼす粘性の影響は小さいと考えてEuler解析を行う。このため、機体表面第1層の高さはPW格子よりも荒い $1 \times 10^{-4} L$ とした。このように、低ブーム設計用のHG格子では計算領域が狭いため直接的に風洞試験結果と対比することができない。このため、

まず PW 格子を用いて FaSTAR 解析を風洞試験により検証する。その後、PW 格子と HG 格子で同じ位置 ($H/L=0.3$) の近傍場波形を比較することで HexaGrid と FaSTAR の組み合わせによる近傍場解析を検証する。

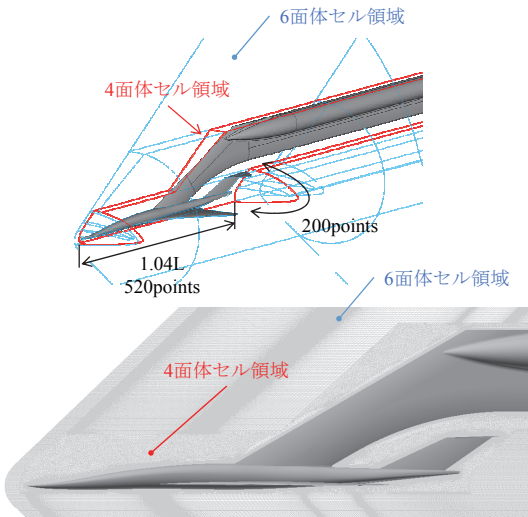


図4. Pointwiseによる計算格子

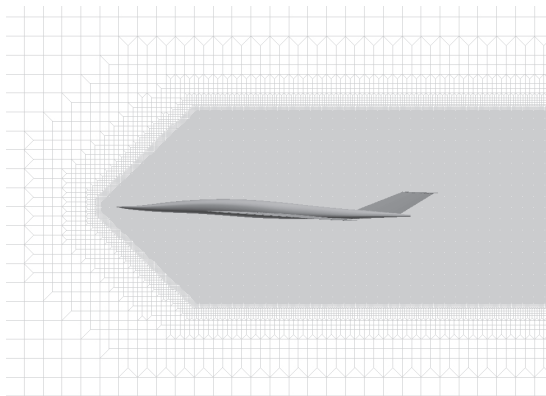


図5. HexaGridによる計算格子

3. 2 風洞試験による近傍場解析の検証

風洞試験は JAXA の 1m×1m 超音速風洞で実施した。マッハ数は 1.6, 単位レイノルズ数は 25.5×10^6 [1/m] である。風洞試験模型は実機の 0.8%スケールで、全長が 424 mm である。本模型は図4の計算格子で示したように中胴部において上方支持される(図6)。計測項目は風洞下壁に設置した静圧レールによる近傍場圧力波形計測である。静圧レールは幅 20 mm で長さが 450 mm あり、その上面には 4 mm 間隔の静圧孔が 111 点設けられている(計測範囲 440 mm)。静圧レールの高さは離散的に 5 段階に調整可能であるが、今回の試験では 22 mm を選択した。



図6. 上方支持された風洞試験模型

風洞試験で得られた近傍場波形 ($H/L=1.0$ における機体直下) を図7に示す。ここで p は静圧, p_∞ は一様流静圧である。図7には PW 格子を用いた FaSTAR 解析結果を合わせて示している。ここでは図4で示した格子に加え、図4と同じ設定で作成された模型支持部を模擬しない格子も利用している。FaSTAR 解析は風試一様流条件に合わせた層流解析である。風洞試験で得られる圧力波形は静圧レールでの反射の影響が含まれるため、ここではその反射係数が 1.9 であると仮定して FaSTAR 解析で得られる圧力波形を補正している。FaSTAR 解析によると、模型支持部の影響は $x=300$ mm 付近と $x=400$ mm より後方で現れることがわかる。 $x=300$ mm では模型支持部有りの場合で圧力が低下しているが、これは模型支持部側面で発生する膨張波が主翼上面で遮蔽されず機体下方に伝播するためと考えられる(図8)。 $x=400$ mm より後方では先頭が円錐状である模型支持部で発生する衝撃波の影響により圧力が高まると考えられる(図8)。模型支持部を模擬した FaSTAR 解析結果は風洞試験結果と良く一致しており、FaSTAR 解析による近傍場解析が検証されたと考える。

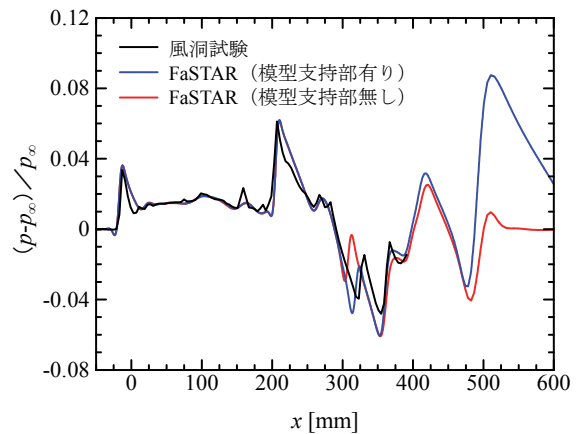


図7. 近傍場波形の比較 (風洞試験と FaSTAR 解析)

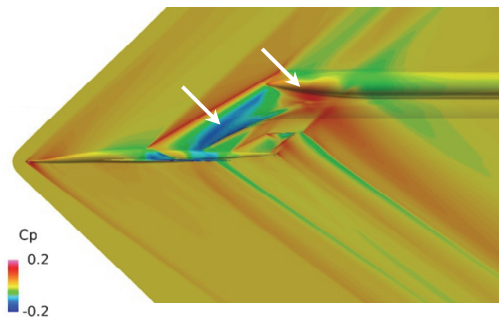


図8. 対称面における圧力分布 (FaSTAR 解析)

つぎに、HexaGrid と FaSTAR の組み合わせによる近傍場解析を検証する。図9は模型支持部を模擬しない風試形状に対する FaSTAR 解析結果であり、 $H/L=0.3$ における機体直下の圧力波形が示されている。図中の PW 格子は図7で示した結果と同じ解析であり、近傍場波形取得位置を $H/L=0.3$ としている。一方、HG 格子を用いた解析では一様流条件は PW 格子での解析と同じであるが、Euler 解析が行われている。このような相違はあるものの、近傍場波形は良く一致している。このため、風洞試験との直接的な対比はできないものの、HexaGrid と FaSTAR の組み合わせによる近傍場解析が検証されたと考える。

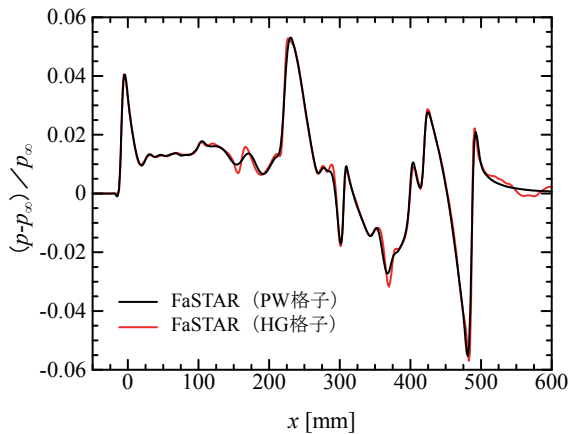


図9. 近傍場波形の比較 (PW 格子と HG 格子)

3. 3 高忠実度解析による後端低ブーム性の検証

ここでは HexaGrid と FaSTAR の組み合わせによる近傍場解析を行い、さらに地上ブーム波形を推算することで後端低ブーム性の検証を行う。計算条件はマッハ数が 1.6、迎角が 3.6 度、高度が 14.6 km である。なお、PAI 形状ではフロースルーナセルとする。Euler 解析により得られる近傍場波形を図 10 に示す ($H/L=0.3$ における機体直下)。

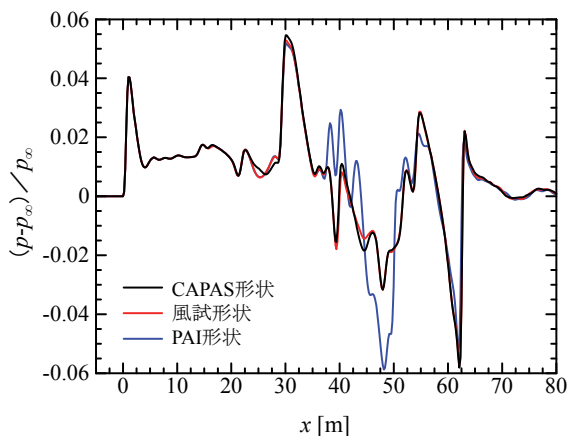


図 10. 近傍場波形の比較 (CAPAS/風試/PAI 形状)

風試形状は CAPAS 形状に対して中胴部の胴体等価断面積を減少させたが、これは近傍場波形にはほとんど影響を与えていない。一方、ナセルを統合した PAI 形状では近傍場波形が大きく異なる。インテークで発生する衝撃波は主翼上面でほぼ遮蔽されるため、機体直下の圧力波形に及ぼす影響は小さい (図 11)。 $x=38$ m から 44 m にかけて圧力が CAPAS 形状より大きくなるのは主翼後縁衝撃波がナセル下面で反射し、機体下方に伝播するためである (図 12)。ナセル後方部ではエンジン後方部からノズル出口部にかけて断面積が減少する形状となっており、この部位で膨張波が発生する。このために $x=44$ m より後方では圧力が低下する。この膨張波は水平尾翼に作用し水平尾翼前縁で発生する衝撃波を弱める。ナセルが統合されない形状では水平尾翼前縁の衝撃波により $x=55$ m 付近で圧力が極大となる。PAI 形状では弱められた水平尾翼前縁の衝撃波のため、極大値が小さくなる。

つぎに、得られた近傍場波形を基に地上ブーム波形を推算する。まず、 $H/L=0.3$ の円筒面上で周方向 1 度刻みの圧力波形を抽出し、MPnoise による multipole 解析¹³⁾で周方向

の圧力伝播を考慮して圧力波形を修正する。修正された圧力波形を用いて Xnoise による拡張 Burgers 方程式に基づく遠方場伝播解析¹⁴⁾を行い地上ブーム波形が得られる (図 13)。ここでは地面での反射係数を 1.9 としている。CAPAS 形状と風試形状では近傍場波形の顕著な差異が見られず、これは地上ブーム波形でも同様である。ブーム強度を Stevens Perceived Level Mark VII (PL) で評価した場合、両形状ともに 96.0 dB である。後端ブーム 2 段化の鍵となるのは水平尾翼の圧力波である。近傍場波形で議論したように、水平尾翼前縁の衝撃波により圧力が極大となる。この圧力波は地面への伝播の過程で前進し、機体最後端の圧力回復で発生する衝撃波との統合が回避され、後端ブーム 2 段化が実現する。PAI 形状ではナセルが機体後方部に統合されており、先端ブームはナセルが統合されない形状とほぼ同じ波形となる。後端ブームはナセルが統合されない形状とは波形がやや異なるものの、2 段化が実現されている。PL 値は 95.2 dB である。ナセルが後端ブームに及ぼす影響は主としてナセル後方部の膨張波によるものである。ナセルが統合されない形状では近傍場波形における $x=48$ m から 55 m にかけての圧力上昇が機体最後端衝撃波との統合を防いでいたが、PAI 形状ではこの部位の圧力がナセル膨張波のために低下し、後端第 1 段目の伝播が遅れる。この結果、後端第 2 段目との時間差が短くなる。このようにナセルの統合は後端ブームの 2 段化をより困難なものとするが、第 2 章の CAPAS 設計ではこれを見越して頑強な (1 段目と 2 段目の時間差を大きくする) 低ブーム設計を行った結果、PAI 形状でも後端ブーム 2 段化が実現された。この頑強な低ブーム設計のためにナセルが統合されない形状の PL 値が PAI 形状よりも大きい結果となった。

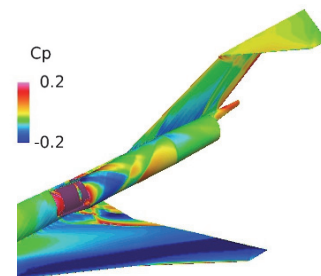


図 11. PAI 形状の機体表面圧力分布

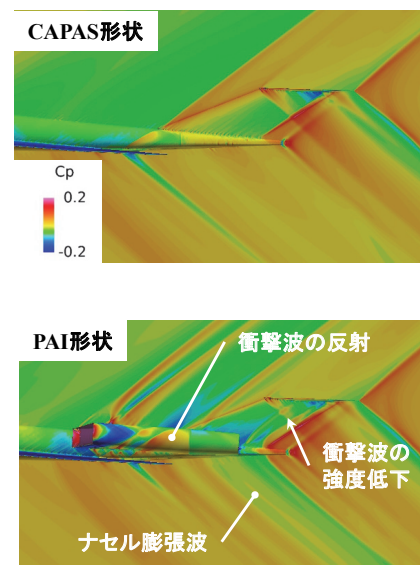


図 12. 対称面における圧力分布 (CAPAS/PAI 形状)

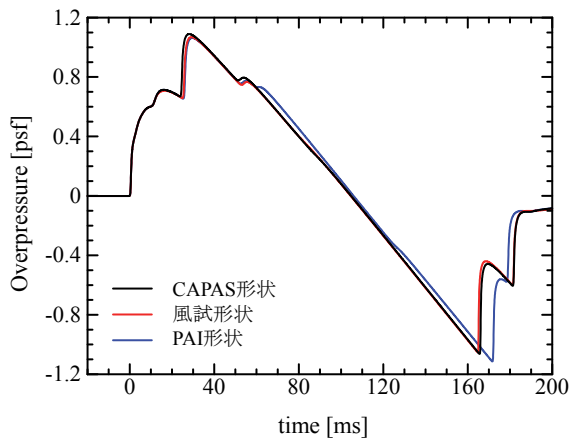


図 1.3. 地上ブーム波形

4. まとめ

小型超音速旅客機を対象とした後端低ブーム設計とその検証を行った。低忠実度解析ツールではナセルを模擬することができないため、後端ブーム 2 段化設計ではこれを搭載しないグライダー形状の水平尾翼を対象とした。ここではナセル統合による後端低ブーム性への悪影響、つまり、ナセル後方部で発生する膨張波により負圧が強まる点を考慮し、このような状況でも後端ブームが 2 段化されるように、水平尾翼が発生する圧力波を強める設計を行った。この結果、低抵抗化との両立のために逆キャンバを与えることが示された。これを基に設計されたグライダー形状に対して風洞試験を実施した。ここでは風試形状に対する高忠実度 CFD (FaSTAR) 解析を合わせて実施しており、この結果、風洞試験と FaSTAR 解析で得られる近傍場波形は良く一致することがわかった。ここで検証された FaSTAR 解析によりナセルを統合した形状に対する解析を行った結果、低忠実度解析ツールでの頑強な後端低ブーム設計が有効であり、ナセルが発生する膨張波の悪影響にもかかわらず後端ブームの 2 段化が実現されることを示した。

謝辞

Pointwise と FaSTAR の組み合わせによる近傍場解析は株式会社菱友システムズの牧本卓也氏に担当頂いた。ここに感謝の意を表する。

参考文献

- 1) Darden, C. M.: Sonic Boom Theory – Its Status in Prediction and Minimization, *Journal of Aircraft*, Vol.14, No.6, 1977, pp. 569-576.
- 2) Plotkin, K. J., Haering, E. A., Jr., Murray, J. E., Maglieri, D. J., Salamone, J., Sullivan, B. M., and Schein, D.: Ground

Data Collection of Shaped Sonic Boom Experiment Aircraft Pressure Signatures, 43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, AIAA Paper 2005-010, 2005.

- 3) 牧野好和: D-SEND プロジェクトにおける低ソニックブーム設計概念, *日本航空宇宙学会誌*, Vol. 60, No. 8, 2012, pp. 313-318.
- 4) 牧野好和, 金森正史, 石川敬掲: D-SNED#2 低ブーム設計コンセプト検証, *日本航空宇宙学会第 47 期年会講演会*, JSASS-2016-1085, 2016.
- 5) Ordaz, I. and Li, W.: Adaptive Aft Signature Shaping of a Low-Boom Supersonic Aircraft Using Off-Body Pressures, 50th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition, AIAA Paper 2012-0020, 2012.
- 6) Ueno, A., Watanabe, Y., Salah El Din, I., Grenon, R., and Carrier, G.: Low Boom/Low Drag Small Size Supersonic Aircraft Design, *ECCOMAS Congress 2016*, 2016.
- 7) Toyoda, A., Suzuki, K., Imaizumi, T., and Sasoh, A.: Staged Aft Body for Alleviation of Tail Boom, *AIAA Journal*, Vol. 52, No. 12, 2014, pp. 2899-2901.
- 8) Carmichael, R.I. and Erickson, L.I.: PANAIR – A Higher Order Panel Method for Predicting Subsonic or Supersonic Linear Potential Flows about Arbitrary Configurations, AIAA Paper 81-1255, 1981.
- 9) 牧野好和, 中右介, 橋本敦, 金森正史, 村上桂一, 青山剛史: JAXA におけるソニックブーム推算技術の現状, *日本航空宇宙学会誌*, Vol. 61, No. 7, 2013, pp.237-242.
- 10) 上野篤史, 渡辺安: 超音速旅客機のエンジン配置に関する多分野統合最適設計, *航空宇宙技術*, Vol. 14, 2015, pp. 67-76.
- 11) Hashimoto, A., Murakami, K., Aoyama, T., Ishiko, K., Hishida, M., Sakashita, M., and Lahur, P. R.: Toward the Fastest Unstructured CFD Code 'FaSTAR', 50th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition, AIAA Paper 2012-1075, 2012.
- 12) Hashimoto, A., Murakami, K., Aoyama, T., and Lahur, P.: Lift and Drag Prediction Using Automatic Hexahedra Grid Generation Method, 47th AIAA Aerospace Sciences Meeting, AIAA Paper 2009-1365, 2009.
- 13) 金森正史, 橋本敦, 青山剛史, 牧野好和, 石川敬掲, 山本雅史, 飯村拓哉: Multipole Analysis による超音速飛翔体の近傍場波形の改善, *宇宙航空研究開発機構特別資料: 第 45 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 2013 論文集*, JAXA-SP-13-011, 2014.
- 14) Yamamoto, M., Hashimoto, A., Takahashi, T., Kamamura, T., and Sakai, T.: Long-range Sonic Boom Prediction Considering Atmospheric Effects, *Inter-noise 2011*, 2011.

エンジンインテーク統合時における超音速最適翼型の平面形依存性に関する調査

岸 祐希^{*1}, 北崎 慎哉^{*1}, Atthaphone ARIYARIT^{*1}, 牧野 好和^{*2}, 金崎 雅博^{*1}

^{*1} 首都大学東京大学院, ^{*2} 宇宙航空研究開発機構

Investigation of Planform Dependency of Optimum Supersonic Airfoil with Integrated Engine Intake

by

Yuki KISHI, Shinya KITAZAKI, Atthaphon ARIYARIT, Yoshikazu MAKINO, Masahiro KANAZAKI

ABSTRACT

In this research, the supersonic wing design problem for SST with integrated engine intake and nacelle is discussed to obtain design knowledge of the supersonic airfoil in view of wing planform dependency in realistic configuration. Two planforms were considered — a quadruple tapered wing with a high sweep-back angle and a single tapered wing with a low sweep-back angle. To reduce the computational time, the design problems were solved by a multi-fidelity design method, which is the evolutionary computation based exploration using the hybrid surrogate models based on two different physical fidelity results. The hybrid surrogate model which was combined Kriging model with radial basis function (RBF) makes optimizations more efficiently than Kriging model. To evaluate the aerodynamic performance, the compressive Euler equation and the linearized compressive potential equation were employed as two different fidelity solvers. Through optimum designs, two kinds of design knowledge are obtained. Firstly, in airfoil design, the shape of the forward camber and twisted angle have the largest effect on drag reduction. In case of low sweep-back wing, an airfoil which has small positive camber and small twisted down angle has found to be optimum. On the other hands, In case of low sweep-back wing, an airfoil which has a negative camber at the leading edge or higher twisted down angle compared to low swept-back wing's one has shown to be optimum. Secondly, the way of aerodynamic interference between wing, engine, and fuselage depends on planforms.

1. 緒言

数値流体力学 (Computational Fluid Dynamics : CFD) や風洞実験に基づく近年の研究^{1, 2, 3)}において, 翼前縁が超音速前縁 (Supersonic leading edge) になる超音速域では, 後退角が小さい翼の方が低抵抗となることが報告されている. この結果は, 速度に関する多点最適性を考えたとき, 航続距離などミッションによっては, 従来から考えられていた後退角の大きい平面形に限らず, さまざまな平面形が採用されうることを示しており, それぞれに最適な翼型があると考えられる. したがって, 翼型の影響まで考慮された平面形の空力特性に関する知見が望まれる. こういった背景に基づき, 著者らによって後退角の大きいクランクドアロー翼や, 後退角の小さいテーパー翼のふたつの平面形について超音速巡航を想定した最適翼型設計が行われた^{4, 5)}. 同じ設計要求でも平面形が異なれば最適な翼型が異なることや, 具体的にはテーパー翼はクランクドアロー翼より前縁キャンバーが小さい翼型が低抵抗になるということなどを明らかにした. しかしながらエンジンインテークとの衝撃波干渉などについては考慮されていない.

そこで, 本研究では従来の翼胴・尾翼形態に加えて, 新たにエンジンインテークとナセルの取付けを考慮して, ふたつの平面形 (後退角の大きい 4 段テーパー翼と, 後退角の小さい単純テーパー翼) に対して翼型の最適空力設計を行う. エンジンインテークとの衝撃波干渉を考慮することで, より実機の設計に役立つ設計知識の獲得を目指す.

エンジンインテークと主翼との干渉を考えるためには空間全体を解析する必要があるが, こういった手法は先行研究^{4, 5)}で用いた機体表面のみの解析に比べて遥かに計算時間がかかる. したがって本研究では, 設計の効率化のため, High-Fidelity 計算と Low-Fidelity 計算を組み合わせることで設計コストの低減を図った Multi-Fidelity 設計法^{6, 7, 8)}を用いることとした.

2. 最適設計手法

2.1 設計の概要

本研究では第 1 図に示される Multi-Fidelity 設計法によって最適設計を行う. まず, High-Fidelity 計算用の初期サンプルと Low-Fidelity 計算用の補助サンプルをラテン超方格

法⁹⁾によって取得する. High-Fidelity 計算には時間を要することから初期サンプルの数は必要最低限, 短時間で評価できる Low-Fidelity 計算を行う補助サンプルは十分な数だけそれぞれ用意する. これらを各計算で評価した後, 結果から Hybrid 近似モデルを構築する. 構築した近似モデルを利用して, 遺伝的アルゴリズムによる最適探索を行い, 追加サンプルを取得する. 取得サンプルは High-Fidelity モデルによって評価し, この結果を用いて, 近似モデルの精度を逐次的に上げていく. 更新した近似モデルを用いて最適探索を行い, さらに追加サンプルを取得する. この操作を解が収束するまで反復する.

2.2 サンプリング手法

初期サンプルと補助サンプルの取得にあたっては実験計画法のラテン超方格法⁹⁾を用いる. ラテン超方格法では, 要因計画法より少ない実験回数で目的関数に影響を及ぼす設計因子やその効果を定量化できる. 目的関数が設計変数の 2 次式で近似されると仮定すると, 最低限必要なサンプル数 S は, 設計変数の数を n として第 1 式のように表せる¹⁰⁾.

$$S = \frac{(n+1)(n+2)}{2} \quad (1)$$

2.3 近似モデルの構築

遺伝的アルゴリズムは大解域の探索において有利であるが, 各世代ひとつひとつの個体の評価値を支配方程式に基づく数値計算で取得すれば, 解が収束するまでの計算工数の多さが問題となる. そこで本研究では解空間の把握に近似手法を導入する. よって, 限られたサンプル点から解空間全体を補間できる近似モデルを構築し, 新たな点での評価値としてそのモデルの近似解を用いれば, 効率的に最適探索を行うことができる.

2.3.1 Kriging モデル

Kriging 法¹¹⁾は空間現象を連続空間確率場でモデル化し, 観測されたデータから任意の位置での確率場の値を予測するものである. 設計空間の任意の点 \mathbf{x} における Kriging 法の近似解 $\hat{y}(\mathbf{x})$ は第 2 式で表される.

$$\hat{y}(\mathbf{x}) = \mu + \mathbf{r}(\mathbf{x})^T \mathbf{R}^{-1} (\mathbf{f} - \mathbf{1}\mu) \quad (2)$$

ここで μ は大域定数モデルで全サンプルの平均に相当し、与えられたサンプルによって一意に定められる。 $\mathbf{r}(\mathbf{x})$ は任意の点 \mathbf{x} とサンプル点間の相関で表されたベクトル、 \mathbf{R} はサンプル点同士の相関で表される行列、 \mathbf{f} はサンプルの評価値で構成されるベクトルである。右辺第2項は μ からの偏差を表す。また、右辺第2項の $\mathbf{1}$ は単位行列を表す。

2.3.2 Hybrid 近似モデル

複雑な解空間を Kriging モデルで近似する際、大域定数モデル μ が定数であるため、局所的モデルを詳細に把握しないと解空間を再現し切れない。そこで Kriging モデルに放射基底関数 (Radial Based Function : RBF) ¹²⁾ の概念を組み込んで Multi-Fidelity 設計用に拡張したものが Hybrid 近似モデルである。設計空間の任意の点 \mathbf{x} における Kriging 法の近似解 $\hat{y}(\mathbf{x})$ は第3式で表される。

$$\hat{y}(\mathbf{x}) = \mu + \mathbf{f}_{\text{RBF}}(\mathbf{x}) + \mathbf{r}(\mathbf{x})^T \mathbf{R}^{-1} (\mathbf{f} - \mathbf{1}\mu - \mathbf{1}\mathbf{f}_{\text{RBF}}(\mathbf{x})) \quad (3)$$

$\mathbf{f}_{\text{RBF}}(\mathbf{x})$ は放射基底関数で、Low-Fidelity 計算のみ行われる補助サンプルで構成され、第4式のように表される。

$$\mathbf{f}_{\text{RBF}}(\mathbf{x}) = \sum_{i=1}^N w_i \cdot \exp(-\beta|\mathbf{x} - \mathbf{x}_i|) \quad (4)$$

w_i は重み係数、 β は正の定数である。

2.4 EI 値に基づく近似モデルの更新

近似モデルには不確かさが残るため、最適さと不確かさの大きさを同時に示す Expected Improvement (EI) ¹³⁾ 値探索を行う。EI は現在得られている標本の最小値に対して、サンプリングを行った場合に改善できる度合い、つまり標本点が新しい最小値となり得る期待値を表している。この期待値は Kriging 法により予測の不確かさの大きさを考慮しているため、局所探索のみにならない。

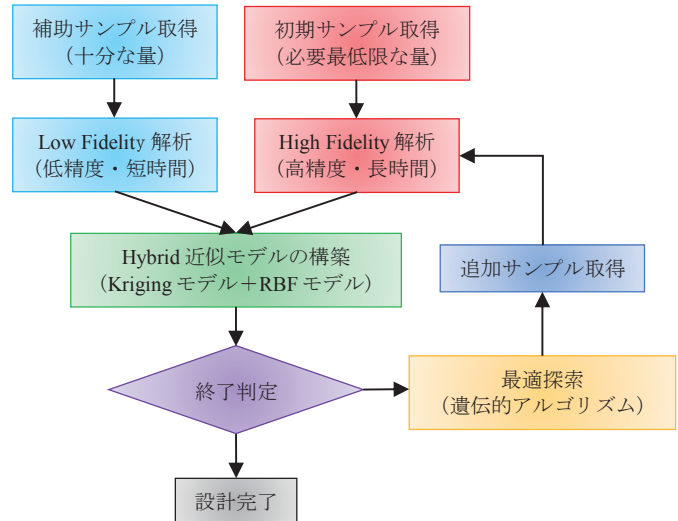
2.5 遺伝的アルゴリズム

本研究では EI 値の最大化問題を解くにあたって、遺伝的アルゴリズム (GA : Genetic Algorithm) ¹⁴⁾ を用いることとした。GA は生物の環境適応進化からヒントを得た手法である。遺伝的操作では、選択にパレートランキング方式 ¹⁴⁾ とルーレット方式 ¹⁴⁾、交叉に Blended Crossover (BLX)-0.5¹⁵⁾、突然変異には一様突然変異 (突然変異率は 0.1) ¹⁴⁾ を用いた。

2.6 設計結果の評価手法

本研究では多変量解析手法である分散解析 (Functional ANalysis Of Variance : ANOVA) とデータマイニング法のひとつである平行座標表示 (Parallel Coordinate Plot : PCP) を用いて設計結果の分析を行う。ANOVA は設計変数に対する変動を数値的に見ること、目的関数に対する設計変数の分散量をみることが出来る。分散量からは、設計変数の傾向を得られるだけでなく、目的関数に対する設計変数の寄与度を定量的に計算できる。本研究では、Kriging モデルに基づく ANOVA を実施した。

PCP では各設計変数や目的関数等の変量とその変動幅で規格化し、すべての変量の軸を平行にならべ直線をつないで可視化する。ANOVA では定性的な情報取得することを目的としているが、PCP では着目するデータに関して定量的な情報獲得を目的としている。PCP の作成にあたっては ESTECO 社の modeFRONTIER® を使用した。



第1図 Multi-Fidelity 設計法のフロー

3. 設計問題

3.1 設計・解析対象

本研究では翼面積が同一としたふたつの平面形に対して翼型設計を行い、最適翼型の平面形依存性を調査する。ひとつは JAXA で検討されている静粛超音速機 (Quiet Supersonic Transport : QSST) の高後退角な平面形 (Case1) を、もうひとつは米国 Aerion 社が開発中の超音速ビジネスジェット (Supersonic Business Jet : SSBJ) の平面形を参考にした低後退角である単純テーパー翼 (Case2) とする。それぞれの平面形を第2図に示す。

3.1.1 翼型定義手法

翼型定義手法には、超音速機の翼型設計に適用された実績があり、かつ進化的計算やデータマイニングとも親和性の高い修正 PARSEC (PARAMetric SECTION) 法 ¹⁷⁾ を用いる。修正 PARSEC 法では翼型を翼厚分布とキャンパーに分けて定義する。このことにより、前縁半径の中心がキャンパー上に設定でき、スーパークリティカル翼型だけでなく薄い翼型や前縁キャンパーの大きい翼型も表現できる。厚翼分布は前縁半径、最大翼厚位置での x , z 座標、及び曲率、後縁角から PARSEC 法によって定義される対称翼を用い、キャンパーは x の5.5次関数で表現する。

3.2 設計空間

第2図で示される三断面の翼型を修正 PARSEC 法で設計し、これに振り下げを与える。これらをスパン方向にスプライン補間することで三次元の主翼を設計する。修正 PARSEC 法のパラメータは11あるが、3断面全てのパラメータを設計変数とすると、設計空間が膨大な広さとなって効率的に設計できない。そこで先行研究 ⁴⁾ から抵抗低減に敏感な変数を5つ抽出し (第1表参照)、それ以外のパラメータは JAXA の QSST と同様の値とした。設計変数の定義域を第1表のように定め、設計空間を定義した。振り下げである α_5 は迎角が小さくする向きを正とした。

3.3 目的関数

超音速巡航時の抵抗軽減に重きを置くため、目的関数を $M_\infty = 1.6$ における圧力抗力係数とし、最小化を考える。

3.4 空力評価手法

3.4.1 High-Fidelity 計算

High-Fidelity 計算による空力評価では、JAXA 開発の高速非構造流体ソルバ FAST Aerodynamic Routines (FaSTAR) ¹⁸⁾

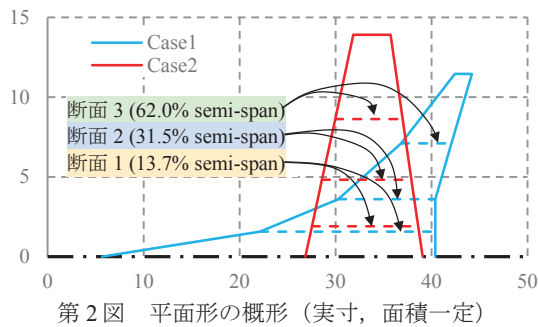
を用いた。支配方程式は圧縮性 Euler 方程式で、時間積分は LU-SGS(Lower-Upper Symmetric Gauss-Seidel)解法¹⁹⁾、非粘性流束の評価は近似リーマン解法の HLLEW(Harten-Lax-van Leer-Einfeldt-Wada)法²⁰⁾を用いた。計算格子は六面体、四面体、ピラミッド、プリズムからなるハイブリッド格子とし、その生成には JAXA 開発の自動格子生成ソフト HexaGrid²¹⁾を用いた。High-Fidelity 計算は、エンジン統合形態（フロースルーナセル）に対して行うものとする。

3.4.2 Low-Fidelity 計算

Low-Fidelity 計算による空力評価では、JAXA 開発による CAD-based Automatic Panel Analysis System(CAPAS)²²⁾を用いた。CAPAS では線形化された圧縮性ポテンシャル方程式を線形パネル法で解く。Low-Fidelity 計算はエンジンのないクリーン形態に対して行うものとする。

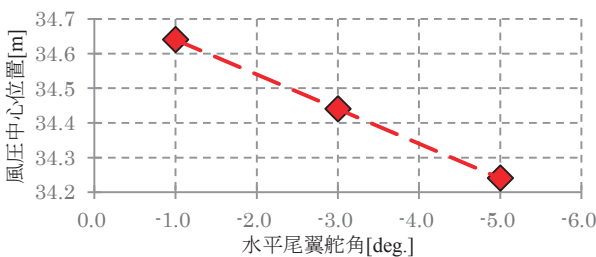
3.5 制約条件

巡航時（水平飛行）の空力評価を行うため、揚力と重量の釣り合いを機体迎角にて、トリム中立安定（風圧中心と重心の一致）を水平尾翼舵角によって調整する。水平尾翼の舵角を決める際には水平尾翼舵角と風圧中心位置にはそれぞれ線形性があること（第3図）を利用する。



第1表 設計空間

			下限値	上限値
キャンパー前縁半径 r_c	断面2	$dv1$	-0.00025	0.00025
	断面3	$dv2$	-0.00025	0.00025
キャンパー定義位置 x_c	断面1	$dv3$	0.35	0.55
キャンパー高さ z_c	断面2	$dv4$	-0.0050	0.0015
振り下げ角 t_x	断面2	$dv5$	-1.0°	2.0°



第3図 尾翼舵角と風圧中心位置の関係

4. 結果と考察

4.1 形状 Fidelity の妥当性の検証

本研究で行う Multi-Fidelity 設計では、ソルバによる Fidelity の違いに加え、エンジンナセル統合・非統合形態の2モデルを形状 Fidelity として考慮している。形状 Fidelity の概念の妥当性を確認するために、初期サンプルの空力性能を第4図に示す。初期サンプルは Case1, Case2 共に同じ設計変数の組み合わせを使用しており（スパン方向の翼型分布は共通）、違いは平面形のみである。また、初期サン

ルの数は15とした。第4図をみると、エンジンを考慮することで Case1 では15~20カウント、Case2 では30~45カウント程度抵抗が増えていることがわかる。しかしながら各サンプル同士の相対的な大小関係についてはエンジン統合形態とクリーン形態の間に大きな違いが見られない。これらの結果から本研究では、ソルバの物理モデルの違いによる計算 Fidelity に加えてエンジンの統合・非統合形態を形状 Fidelity として Multi-Fidelity 設計を行うこととした。

4.2 追加サンプリング結果

Low-Fidelity 計算のみ行う補助サンプルは、関数の多峰性などを考慮して第1式で示される最低サンプル数の約2倍となる40とした。目的関数が単一であることから、1回の追加サンプリングでひとつの追加サンプルを取得するものとし、High-Fidelity 計算に基づく初期サンプルの抵抗値を下回る追加サンプルが出るまで探索を行った。最終的に Case1 では10、Case2 では15の追加サンプルを取得した。第5図に各 Case の抵抗値を示す。Case1 の場合、4回目の追加サンプリングで初期サンプルより低抵抗な設計解が出現した。Case2 の場合、15回目の追加サンプリングで初期サンプルより低抵抗な設計解が得られた。Case2 の方が低抵抗な解の発見に必要な反復回数が多かった。これは、Case2 が Case1 に比べると極値が複数ある複雑な解空間をしており、解空間に近い近似モデルの構築により多くのサンプルが必要だったためだと考えられる。

4.3 解空間の傾向

4.3.1 設計変数の寄与度に関する考察

第6図に各 Case における ANOVA の結果を示す。いずれの平面形も、内翼側のパラメータである $dv3$ （断面1でのキャンパー定義位置）や $dv5$ （断面2での振り下げ角）に関わるパラメータが寄与度の9割以上を占めている。両平面形共に外翼にいくほどコード長が短くなることから、内翼側で発生する揚力や抗力も相対的に大きくなる。これによって、一番外翼側にある断面3の設計変数の寄与度が小さくなったと考えられる。Case1 と Case2 にこういった共通点がある一方で、ANOVA に現れた設計変数の寄与度の大きさは平面形ごとに異なっており、Case2 は Case1 より $dv3$ （断面1でのキャンパー定義位置）の影響が大きい。

4.3.2 PCP による考察

初期サンプルと追加サンプルの PCP を第7図に示す。青い線は抵抗の小さい設計解、赤い線は大きい設計解を表している。まず、Case1, Case2 共に低抵抗となった設計解（青い線の設計解）はひとつのクラスタを形成しており、これらの設計解の取る設計変数値の近傍に設計変数の最適値が存在すると考えられる。

寄与度の高かった $dv3$ （断面1でのキャンパー定義位置）をみると、Case1 では0.44付近に低抵抗な設計解が集中しているのに対し、Case2 では0.42付近に集中している。これは、Case1 より Case2 の方が前方のキャンパー高さに抵抗値感度が大きいことを表している。

$dv5$ （断面2での振り下げ角）をみると、Case1 では1.1付近に低抵抗な設計解が集中しているのに対し、Case2 では1.4付近に集中している。Case1 の低抵抗な設計解の巡航角度はどれも約3.8°、Case2 は約3°である。したがって、それぞれの低抵抗解における断面2近傍の主流に対する実質的な迎角は、Case1 で約2.7°、Case2 で約1.6°である。このことから Case1 より Case2 より断面2の最適な迎角が小さいことがわかる。Case2 は Case1 より後退角が小さいことから造波抵抗が大きくなりがちである。Case2 で低抵抗な解を得るためには、多くの揚力が発生する翼根から翼中央

部において、衝撃波の発生する前縁で流れが極力加速しにくくなるようにする必要がある。よって、Case2ではCase1より $dv3$ （断面1でのキャンバ一定義位置）を小さくして前縁形状の自由度を大きくし、 $dv5$ （断面2での捩り下げ角）が大きくなって、捩り下げが大きくなるように設計が進んだと思われる。

4.4 代表解の形状と空力

第5図において最も低抵抗となった各Caseの設計解をそれぞれDesign1-1とDesign2-2、第4図において同じ翼型にもかかわらずCase1とCase2で抵抗の大きさが大小わかれた設計解をDesign1-2、Design2-2とする。それぞれの設計解を上向き及び下向きから見たHigh-Fidelity計算に基づく表面 C_p （圧力係数）分布図を第8図、Design1-1とDesign2-1のクリーン形態での表面 C_p （圧力係数）分布を第9図に示す。また、寄与度の高かった設計変数を含む断面2での翼型概形を第10図に示す。

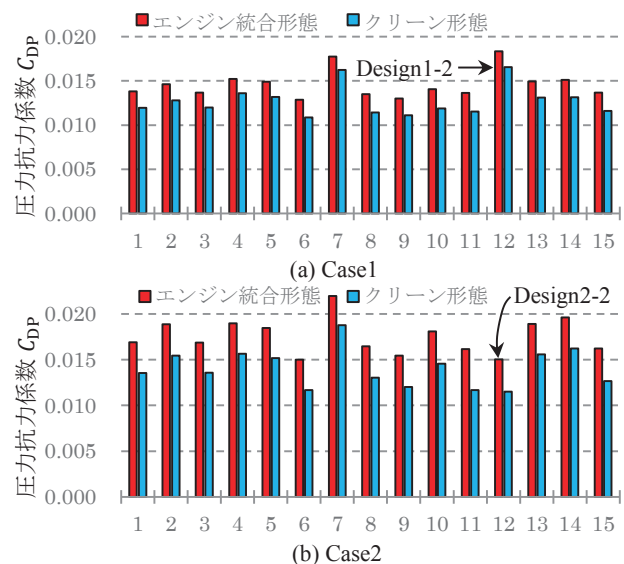
4.4.1 低抵抗な設計解

第8図において、Design2-1ではDesign1-1より前縁や翼上面での圧力が高い。また、断面2における空間 C_p 分布（第11図）ではDesign2-1の下面前縁側で強い衝撃波がみられた。これは平面形の後退角の違いによって、前縁での衝撃波の緩和度合いが変わったためである。エンジンと主翼との干渉を観察するために第8図と第9図を比較する。Design1-1のクリーン形態はエンジン統合形態に比べ、翼上面の翼根から翼中央にかけて低 C_p を示している。Design2-1においてはDesign1-1ほど顕著な違いはみられないものの、エンジン統合形態は翼上面の翼根後端部分でクリーン形態より高い C_p となった。これらの C_p 分布の違いは、インテークで発生した衝撃波が翼上面の流れに干渉したことに起因していると思われる。このエンジンの干渉を受ける翼上面の翼根後部の面積はDesign1-1の方が広がっている。エンジンからやや離れた断面2における空間 C_p 分布（第11図）においても、Design1-1では後端で衝撃波が見られるのに対して、Design2-1の後縁では衝撃波が見られない。これはCase1の後端部分の翼が後退しており、より後流に晒されるためである。また、インテークから発生する衝撃波が直接届かない翼下面ではDesign1-1もDesign2-1も、エンジンの有無で C_p 分布に大きな違いはみられない。

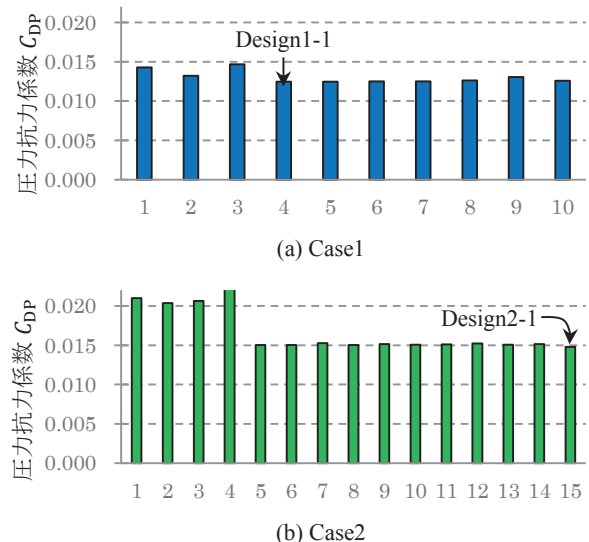
インテーク付近を横から見た表面 C_p 分布を第12図に、第12図中のスパン方向に切った空間 C_p 分布を第13図に示す。インテークで発生した衝撃波は、Design2-1では胴体表面から主翼へ干渉しているが、Design1-1ではそうした干渉は顕著ではない。この違いはDesign2-1よりDesign1-1の方が高抵抗となった原因のひとつと思われる。また、ナセル表面も、Design1-1よりDesign2-1の方が低圧になっている。これは、Design2-1の主翼・エンジン間を通る流れがインテーク入口の衝撃波で減速した後、主翼に沿って加速・減圧する影響が依然として強いためである。よって、本研究で変化させる程度の翼設計ではインテーク性能を大きく損なうことはないことが予想できる。第13図より、Design2-1がDesign1-1よりインテークによって発生する正圧が空間的に伝播し、これが局所的に強く主翼と干渉していることがわかる。主翼の取り付け高さ、エンジンの取り付け位置がCase1とCase2で変わらないことを考えると、翼平面形に依らず主翼や胴体はエンジンからの空力干渉を受けるが、その干渉の受け方は平面形によって異なることがわかった。このような場合、主翼とエンジン間に十分なクリアランスを設けることで空力干渉の低減を期待できる。

4.4.2 平面形によって抵抗が大きく異なる設計解

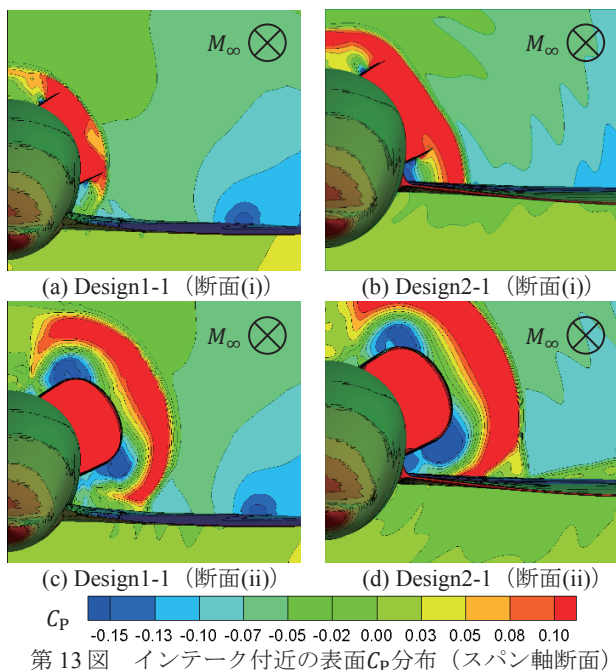
同じ翼型の組み合わせにもかかわらず、Design1-2では高抵抗、Design2-2は低抵抗となった。翼以外の部分は共通していることから、この違いは平面形の特長によるものと思われる。第10図で各Caseにおける低抵抗設計解の翼型と比べると、これらは全く形状が異なっている。特に前縁が上向きに尖った、つまり前縁で下に凸のキャンバになっているのが特徴である。断面1や断面3はこのような前縁ではない（第10図(b)）。Design2-2の表面 C_p 分布において（第8図(d)）、断面2の上面周辺は翼根側や翼端側の前縁より高圧となり、この形状によって前縁の負圧が抑えられていることがわかる。後退角が浅いCase2では前縁で衝撃波が発生して造波抵抗が大きくなりやすいため、前縁における流れの加速を抑えるこの形状は抵抗軽減に有効となる。一方、後退角の大きなCase1では負圧を抑えなくても平面形の特長上衝撃波が発生しにくい。よって、この形状だと上面で十分な負圧を得ることができず効率的に揚力を得られない。これはDesign1-2の上面（断面2近傍）がDesign1-1の上面（断面2近傍）より低圧になっていることからわかる。結果としてDesign1-2の形状はCase1にとって有効な翼型になり得なかったものと思われる。



第4図 初期サンプルの圧力抗力係数



第5図 追加サンプルの圧力抵抗係数



第 13 図 インテーク付近の表面 C_p 分布 (スパン軸断面)

5. 結 言

最適翼型まで考慮された平面形に関する知見の獲得を目的に、高後退角の翼と低後退角の翼に対して Multi-Fidelity 設計法による最適翼型設計を実施した。設計の際は、エンジンインテーク及びナセルが主翼と空力的に干渉することを想定し、全機統合形態にて検討した。

設計の結果、以下の設計知識を獲得することができた。

- 後退角の大きさによらず、前縁キャンバーの形状と振り下げ角が超音速巡航時の抵抗増減に最も影響する。
- 後退角の大きな平面形ではやや振り下げがある正のキャンバーを持つ翼型が抵抗軽減に有効。
- 後退翼の小さな平面形では前縁での衝撃波発生を抑制するため、振り下げの強い、または前縁で負のキャンバーをもつ翼型が抵抗軽減に有効。
- インテーク・ナセル取り付けによる翼・胴体への空力干渉の様子は平面形によって異なる。低後退角な平面形の方が高後退角な平面形より局所的に強いエンジン空力干渉を受ける。一方翼面の干渉面積は、高後退角な平面形より低後退角な平面形の方が大きい。このような場合、主翼とエンジンの間に十分なクリアランスを設けることで空力干渉の低減を期待できる。

6. 参考文献

- 1) 岸祐希：超音速主翼における多点空力性能の平面形依存性, 第 51 回飛行機シンポジウム, 1B08, 高松, 2013
- 2) 榎谷賢士, 楠瀬一洋, 山田裕, 仲尾晋一郎：超音速流中における後退翼の影響に関する予備実験, 第 52 回飛行機シンポジウム, 1F11, 長崎, 2014
- 3) 竹内和也, 松島紀佐, 金崎雅博, 楠瀬一洋：超音速流における主翼前縁および後縁の後退角の空力特性への影響の CFD 解析, 日本機械学会論文集, 81, 827(2015)
- 4) 新井翔, 金崎雅博, 牧野好和, 松島紀佐：超音速機主翼の多目的設計のための設計情報の構築, 超音速翼における空力性能の翼平面形依存性に関する検証, 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, 1C08, 弘前, 2014
- 5) 岸祐希, 松島紀佐, 牧野好和, 楠瀬一洋, 金崎雅博：超音速翼における空力性能の翼平面形依存性に関する

- 検証, 第 47 回流体力学講演会/第 33 回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム 2B13, 東京, 2015
- 6) Ariyarat, A., Sugiura, M., Tanabe, Y., Kanazaki, M.: Hybrid Surrogate Model based on Multi-fidelity Efficiency Global Optimization Applied to Helicopter Blade Design, 14th Copper Mountain Conference on Iterative Methods, Colorado USA, 2016
 - 7) Seongim, C., Juan, J. A. and Illan, K., M.: Multi-Fidelity Design Optimization of Low-Boom Supersonic Business Jet, Journal of Aircraft, 45, 1 (2008), pp.106-118.
 - 8) Dev, D., Alex, H., and Ilan, K.: A Multifidelity Gradient-Free Optimization Method and Application to Aerodynamic Design, 12th AIAA/ISSMO Multi-disciplinary Analysis and Optimization Conference, AIAA 2008-6020, British Columbia Canada (2008).
 - 9) Ye, K.: Orthogonal Column Latin Hypercubes and Their Application in Computer Experiments, Journal of American Statistical Association, 93, 444 (1998), pp. 1430-1439
 - 10) 川面恵司, 横山正明, 長谷川浩志：最適化理論の基礎と応用 - GA および MDO を中心にして -, コロナ社, 2000
 - 11) Sacks, J., Welch, W.J., Mitchell, T.J. and Wynn, H.P.: Design and Analysis of Computer Experiments. Statistical Science, 4, 4(1989), pp. 409-435
 - 12) Buhmann, M. D. : Radial Basis Functions: Theory and Implementations (Cambridge Monographs on Applied and Computational Mathematics), Cambridge University Press, 2003
 - 13) Jones, D.R., Schonlau, M. and Welch, W.J.: Efficient Global Optimization of Expensive Black-Box Function. Journal of Global Optimization, 13, 4(1999), pp. 455-492
 - 14) 北野宏明：遺伝的アルゴリズム, 産業図書, 1993
 - 15) Eshelman, L. J., Schaffer, J. D.: Real-coded genetic algorithms and intrval schemata, Foundations of Genetic Algorithms2, Morgan Kaufmann Publishers, Inc., San Mateo, 1993
 - 16) 新井翔, 金崎雅博, 牧野好和：Multi-Fidelity 設計法に基づく超音速輸送機エンジン統合設計の効率化, 第 52 回飛行機シンポジウム, 3C06, 長崎, 2014
 - 17) 金崎雅博, 四谷智義, 奈良拓矢, 松島紀佐：PARSEC 翼型表現法の修正手法と表現性能検証, 日本航空宇宙学会論文集, 59, 684(2011), pp. 24-26
 - 18) 橋本敦, 村上桂一, 青山剛史, 菱田学, 大野真司, 坂下雅秀, Paulus, L., 佐藤幸雄：高速流体ソルバ FaSTAR の開発, 第 42 回流体力学講演会/第 27 回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム, 1C9, 鳥取, 2010
 - 19) John, V., Mark, D., Melissa, R., and Richard, W.: Development of a Common Research Model for applied CFD Validation Studies, 26th AIAA Applied Aerodynamics Conference, AIAA 2008-6919 Hawaii, 2008.
 - 20) Pritesh, C., Sato, S., Hall, D., Blanco, E. and Hileman, J.: Conceptual Design of an N+3 Hybrid Wing Body Subsonic Transport, 28th AIAA Applied Aerodynamics Conference, AIAA 2010-4812, Illinois, 2010.
 - 21) Hashimoto A., Murakami K., Aoyama T., Ishiko K., Hishida M. and Sakashita M.: Toward the Fastest Unstructured CFD code "FaSTAR", 50th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition, AIAA 2012-1075, Tennessee, 2012.
 - 22) 牧野好和, 牧本卓也：超音速機概念設計ツール CAPAS の開発, 第 40 回流体力学講演会/第 26 回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム, 1E15, 仙台, 2008

地球観測衛星データ処理における JAXA スパコン活用の効果検証

齋藤 紀男, 上田 陽子, 田中 誠, 中西 功, 仁尾 友美, 小西 利幸, 南 貴博(国立研究開発法人 宇宙航空研究開発機構
第一宇宙技術部門 衛星利用運用センター)
井口 茂(日本電気株式会社)
井上 淳一, 鳥居 雅也(富士通株式会社)

Verification of Extreme Time Reduction for Earth Observation Satellite Data Reprocessing with JAXA Supercomputer

by

Norio Saito, Yoko Ueda, Makoto Tanaka, Isao Nakanishi, Tomomi Nio, Toshiyuki Konishi, Takahiro Minami (Satellite Applications and Operations Center, Space Technology Directorate I, Japan Aerospace Exploration Agency)
Shigeru Iguchi (NEC Corporation)
Junichi Inoue, Masaya Torii (FUJITSU Limited)

ABSTRACT

Earth observation by satellites is an important tool for scientific study of global environmental changes. Observation data are reprocessed almost every year according to progress in computational model to obtain physical information from observation. As the amount of observation data grows day by day, reprocessing time of the data expands longer and longer. However, data latency is an important subject because quick access to earth observation data considerably encourages research into global environmental changes and their effects to our society. On this point, JAXA Supercomputer System Generation 2 (JSS2) helps us to solve the problem since it can enhance throughput of data processing by using a number of computing nodes. First, we have utilized JSS2 for reprocessing of GOSAT(GOSAT: Greenhouse gases Observing Satellite) observation data. GOSAT was launched on Jan. 23rd, 2009, and the data during 6.5 year period has been reprocessed in Nov. 2015. We obtained incredibly high throughput; 30 nodes (360 cores) of Pre-Post system of JSS2 were assigned and resulted in 33 times shorter latency. Next, we used JSS2 for GPM (Global Precipitation Measurement) Core Observatory that was launched on Feb. 28th, 2014. The data during 2.2 year period has been processed and 4 times shorter latency was achieved in June 2016 by using 3 nodes at a maximum. As a conclusion, it is shown that JSS2 is a powerful tool to improve data latency of Earth observation data.

1. はじめに

人工衛星による地球観測のデータ処理は、日々の観測データを処理する“定常処理”と、継続的に改善・改良している解析アルゴリズム(パラメタ調整含む)を使った“再処理”に大きく分けられる。再処理の場合、これまでに蓄積された膨大な観測データ全てを対象とするため、処理に要する時間は観測期間に比例して増大する。

定常処理および再処理は、筑波宇宙センター(以下、「TKSC」という)に整備されたデータ処理設備を用いて実施される。データ処理設備は、コストや設置スペースの制約もあり、人工衛星の設計寿命を元に必要最小限の設備で運用を行う。そのため、衛星が想定期間をこえて、観測を継続するケースでは、計算規模が膨大となることに加え、計算リソースを定常処理に優先的に割り当てる必要もあり、再処理に数ヶ月から1年を要するケースもある。その結果、データを必要とする研究者等への観測データの提供にかなりの時間を要するなど、運用上の課題となっていた。

我々は、JAXA 調布航空宇宙センターにある JAXA Supercomputer System 2(以下、「JSS2」という)を活用することにより、再処理のスループットを大幅に向上させることに成功した。JSS2は本来、大規模並列計算で効果を発揮する。しかし、人工衛星の観測データ処理は、独立した計算を大量に処理するパラメタスタディ的な処理の割合が高く、JSS2を効果的に活用するためには工夫が必要となる。ワークフロー制御と呼ばれるジョブのフロー制御を行う機能やスクリプトを活用し、大量のジョブを効率よく計算ノードに割り振ることで、大幅な性能向上を達成した。

2. 衛星観測の概要

(1) 温室効果ガス観測技術衛星

(GOSAT: Greenhouse gases Observing SATellite)

温室効果ガス観測技術衛星 GOSAT は、宇宙から主要な温室効果ガスを全球規模で監視することを目的に、2009年1月23日に打ち上げられた。GOSATは2種類のセンサを搭載している。1つは、温室効果ガス観測センサ(TANSO-FTS)で、太陽光近赤外線(SWIR)の気体吸収スペクトルや地面や大気から放射される熱赤外線(TIR)を計測し、二酸化炭素(CO₂)およびメタン(CH₄)の濃度と分布を観測する。もう1つは、雲・エアロゾルセンサ(TANSO-CAI)で、紫外域、可視域、近赤外域の放射特性から、雲・エアロゾルの分布を観測する。

図1はGOSATの2種類のセンサによる地球観測の様子

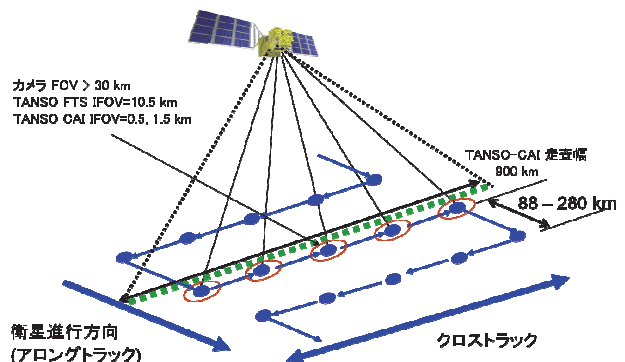


図1 いぶき(GOSAT)による地球観測の様子

を示したものである。TANSO-CAI は、衛星の進行方向に垂直な方向（クロストラック）に帯状に連続観測を行う。TANSO-FTS は、図 1 の楕円の点で示すように飛び飛びのポイント毎に観測を行う。

図 2 に TANSO-CAI の観測結果を、図 3 に TANSO-FTS の観測結果を示す。

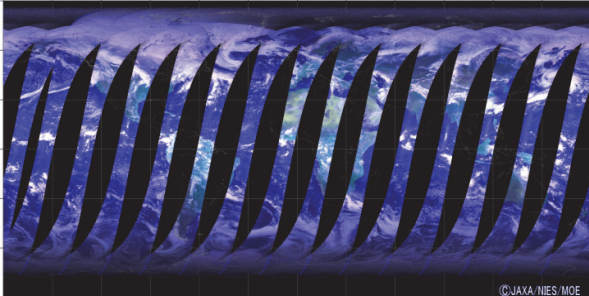


図 2 TANSO-CAI の日毎の観測ブラウザ画像
(JAXA/EORC のホームページより)

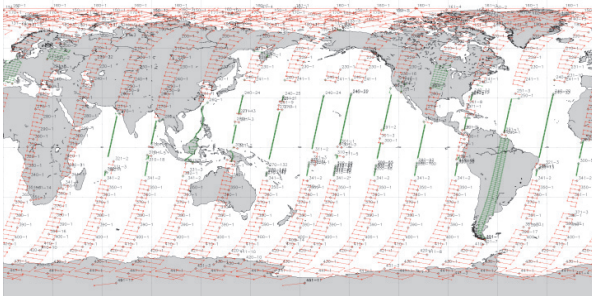


図 3 TANSO-FTS の日照域の格子点観測マップ
(JAXA/EORC のホームページより)

これらのデータを使ってさらに高次処理・モデル計算を実施することで、図 4 のように温室効果ガスの全球分布を得ることができる。

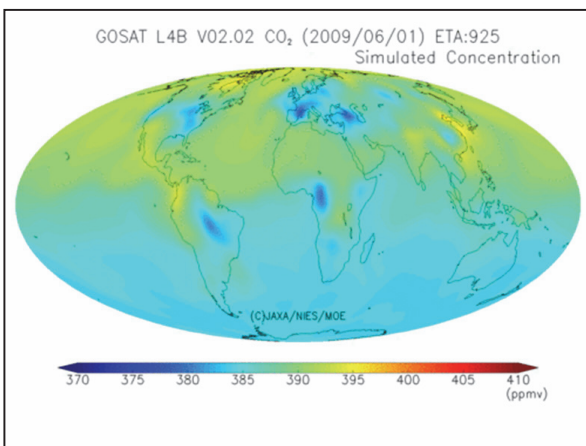


図 4 日平均の CO₂ 濃度分布
(国立環境研究所のホームページより)

GOSAT の観測データは、国立環境研究所のホームページから容易に入手できる。時系列のデータも蓄積されており、大気中の温室効果ガスの濃度が、年々上昇していく様子を見てとることができる。

(2) 全球降水観測計画

(GPM: Global Precipitation Measurement)

全球降水観測計画（GPM）は、熱帯降雨観測衛星（TRMM）の後継・拡大ミッションとして、国際的な協力のもとに進められている。GPM 主衛星を軸に、各国・各機関が個別に打ち上げた複数の衛星と連携することにより、観測範囲、観測頻度を大きく向上させているのが特徴である。GPM 主衛星は、米国航空宇宙局（NASA）と JAXA が共同で開発した衛星であり、2014 年 2 月 28 日に打ち上げられた。搭載されているセンサは 2 種類あり、1 つは JAXA と国立研究開発法人情報通信研究機構（NICT）が共同で開発した二周波降水レーダ（DPR）で、もうひとつは NASA が開発したマイクロ波放射計（GMI）である。

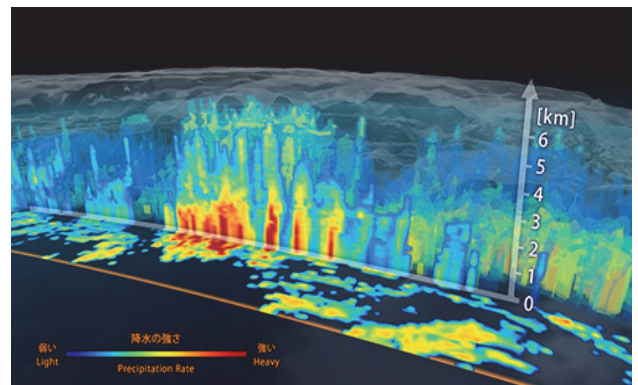


図 5 二周波降水レーダ（DPR）の観測例
(JAXA/EORC のホームページより)

図 5 は GPM 主衛星に搭載された二周波降水レーダ（DPR; Dual frequency Precipitation Radar）の観測結果である。二周波降水レーダは、Ka バンド、Ku バンドの 2 つの異なる周波数の電波を使い、降水の三次元構造を観測する。2 つの周波数を使うことで、熱帯の強い雨から高緯度の弱い降雪までを高精度で検出することが可能となっている。

一方、複数衛星のデータや気象データを使って作成される全球合成降雨マップ（GSMaP）は、1 時間毎のデータ提供が可能であり、ほぼリアルタイムのデータ提供を行えるのが特徴である。低高度を周回する衛星観測では、全球を網羅するのに数日を要し、リアルタイムの全球データの提供が難しいという課題があるが、複数衛星のデータで補完することで、リアルタイムに近いデータ提供を可能としている。図 6 に GSMaP のイメージを示す。

これらのデータは、JAXA 第一宇宙技術部門の地球観測研究センター（EORC）のホームページから入手できる。また、地球観測データ提供システム（G-Portal）では、観測時刻や場所をキーにプロダクトを検索し、一般ユーザへ提供するサービスを行っている。

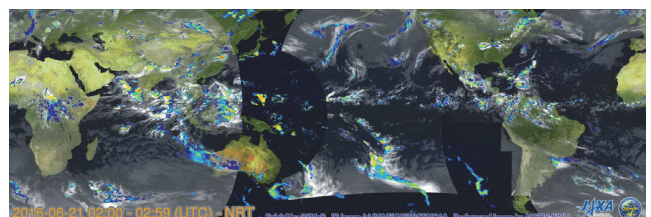


図 6 GSMaP の例 (JAXA/EORC のホームページより)

3. 運用上の課題

地球観測データは、衛星の軌道周回の単位（衛星によっては1周回あたり2ファイルの場合もある）にデータファイルを作り、その単位で処理を行い、各種プロダクトとして提供される。（図7）

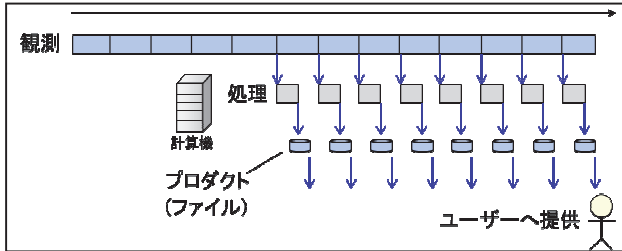


図7 定常運用とプロダクト提供の概念図

地球観測データの処理は大きく4つの処理区分に分けられる。（表1）

表1 地球観測データの処理区分

名称	処理概要
準リアルタイム処理 (NRT)	観測データを周回単位に地上へダウンロードし、即時処理してユーザへ提供する。（頻度：1回/軌道周回）
標準処理 (STD)	軌道データ、姿勢データ等の確定後に再度、データ処理し、ユーザへ提供する。このプロダクトを標準プロダクトとし、保存・管理する。（頻度：軌道データの受領後）
再処理	アルゴリズムの改訂、パラメータ（校正係数等）の改訂時に累積した観測データを全数、処理し、ユーザへ提供する。（頻度：1回/年）
長期試験処理	再処理に先立ち、アルゴリズム評価のために実施する処理。（頻度：1回/年）

表1の準リアルタイム処理および標準処理は、日々実施され、定常処理と呼ばれる。また、観測データの解析処理アルゴリズムの改善、処理パラメータの改訂（センサの校正係数の改訂など）、センサの経年変化に対応するためのアルゴリズム、パラメータの変更が継続的に行われており、最新のアルゴリズム・パラメータを使って、これまでに蓄積された観測データに対して処理を行うことを、再処理運用と言う。定常処理や再処理に先立って、処理アルゴリズムが正しいかどうか、センサの校正係数が妥当かなど、処理の結果に関する検証が必要であり、そのために行うデータ処理を試験処理というが、特にこれまでに蓄積されたデータを使い、運用に近い形で処理を行い検証することを長期試験処理という。

再処理や長期試験処理は、これまでに蓄積された長期間のデータに対して処理を行うため、観測が長期化するとデータ量が膨大になり、処理を完了するまでかなりの期間を要する。例えば、降水量の観測を担ってきた衛星TRMMは2015年4月に運用終了したが、その観測期間は17年間に及ぶ。主要な衛星の蓄積データ（再処理/長期試験処理の入力データ）の規模を表2に示す。

表2 各衛星の観測データ規模

衛星名称	観測期間	データ規模
TRMM	17年	8TB
Aqua	10年	2TB
GCOM-W	4年(運用中)	1TB
GOSAT	7年(運用中)	45TB
GPM	2.5年(運用中)	5TB

定常運用や再処理などの各処理は、TKSCに整備されたデータ処理設備を用いて実施される。データ処理設備の計算資源は、各衛星の設計寿命を元に、必要最小限の設備で運用している。しかし、多くの衛星は設計寿命をこえて観測を継続し、蓄積された観測データは膨大なものとなっている。地球観測のデータ処理の運用では、定常処理が優先されるため、空き時間を利用して試験処理や再処理が行われる。その為、設計寿命を迎える前までの期間は、運用に大きな問題はなかったが、観測が長期化すると、再処理に要する期間が数ヶ月から1年の単位に達するなど、研究機関、研究者へのデータ提供のレスポンス悪化が課題となっていた。

我々は課題解決のため、JAXA 調布航空宇宙センターにあるJSS2 (JAXA Supercomputer System 2) を活用し、再処理のスループットを大幅に向上させることに取り組んだ。従来は数ヶ月から年単位の時間を要した再処理を数日から十数日へ短縮させることが目標である。これにより、データ提供を抜本的に早め、防災・減災などへの社会貢献や、地球環境変動の研究利用に対するさらなる貢献を果たすことが可能となる。

4. JSS2の利用について

JAXA 調布航空宇宙センターのJSS2は、用途別に3つのシステムから構成される。それぞれのシステムのスペックは、表3のとおりである。

表3 JSS2のシステム構成

	計算システム (SORA-MA)	プレポストシステム (SORA-PP)	大メモリ計算システム (SORA-LM)
機種名	PRIMEHPC FX100	PRIMERGY RX350 S8	
CPU	SPARC64 XIfx	Intel Xeon E5-2643 v2	Intel Xeon E5-2667 v2
メモリ	32GiB	64GiB	0.5/1.0 TiB
コア数	32+7システムコア2	12	16
ノード数	3240ノード	160ノード	5ノード

地球観測データの処理は、3章で述べたように、多くの処理は軌道周回の単位で行われる。従って、処理の並列度よりも、パラメータスタディのように独立した計算を同時に多く実行できることのメリットが大きい。また、TKSCのデータ処理設備の計算機のアーキテクチャは主にIntel Xeonであるため、同じアーキテクチャの計算機を使ったほうが移植の手間は少ない。以上の理由から、主にプレポストシステム (SORA-PP) を利用するケースが多い。各衛星の移植作業の状況を以下に述べる。

(1) GOSAT 処理プログラムの再処理

GOSATでは、JSS2のプリポストシステム (SORA-PP) を利用する。TKSCのデータ処理設備とJSS2環境の主な相違点を表4に示す。

表4 プログラミング・実行環境の比較 (GOSAT)

項目	JSS2 (SORA-PP)	TKSC 運用環境
CPU アーキテクチャ	Intel Xeon E5-2643 v2	Intel Xeon E5640
ソフトウェア	RHEL 6.4 gcc4.4.7	RHEL 5.5 gcc4.1.2

計算機のアーキテクチャやコンパイラは同じであるため、プログラムの大きな変更は不要であった。プロダクトの妥当性については、数値計算の誤差の程度の差異はあったが、プロダクト品質への影響は無い範囲であった。プロダクト品質の検証は、JAXA/EORCの協力を得て実施している。

性能見積りについては、異なる衛星周回のデータは互いに独立に処理できるため、処理アルゴリズムの単体の実行時間の測定値から推測することができる。プロダクト一つの平均的な処理時間から類推して、今回の処理を10日程度で完了させるため、SORA-PPの30ノード(360コア)を占有利用することとした。

今回実施する6.5年分のデータ処理では、データ数は数百万のオーダーとなり、ジョブ投入などの操作をマニュアルで行うのは困難なため、操作を自動化するためにスクリプトを作成した。JSS2のジョブスケジューラにジョブリクエストが集中しすぎないように、スクリプト中でジョブリクエスト数を監視し、一定数以上のジョブが投入されないよう制御した。

これらの準備作業は2015年10月までに完了し、TKSCからJSS2へのデータ移行を行い、2015年11月に6.5年分の観測データに対する再処理を実施した。

その結果、TKSCのシステムを利用する従来通りの再処理運用では約1年を要すると見積もられた再処理を11日間、約9.5万コア時間(コア数×H)で完了することができた。(図8)

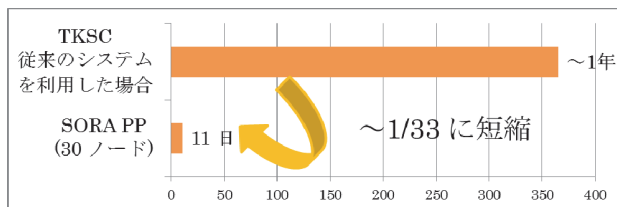


図8 再処理実施結果

これ以降に、センサの運用状況に応じたパラメタの見直しを行い、再処理を2回実施したが、初回の反省を活かし、再処理の実行スクリプトに次のような改善を施している。

- 処理の進捗状況が容易に確認できるようにした。
- 処理エラーが生じたケースについて、その内容を容易に確認・識別できるようにした。
- エラーが生じた処理を容易に識別し、再投入できるようにした。
- 処理ログ等の中間ファイルを自動削除するようにした。

2回の再処理の合計で約35.7万コア時間を要する再処理を、シェルスクリプトの改善効果もあって最大の効率で実施できた。このとき、占有した計算ノードの利用効率ほぼ100%に達した。

(2) GPM/DPR 処理プログラムの再処理

TKSCのデータ処理設備とJSS2環境の主な相違点を表5に示す。

表5 プログラミング・実行環境の比較 (GPM/DPR, GSMaPのケース)

項目	JSS2 (SORA-PP)	TKSC 運用環境	JSS2 (SORA-MA)
CPU アーキテクチャ	Intel Xeon E5-2643 v2	Intel Xeon E5640	SPARC64XI fx
ソフトウェア	RHEL 6.4 Intel Cluster Studio XE 2013	RHEL 6.4 Intel Cluster Studio XE 2013	Technical Computing Suit (富士通製)

GPMの場合は、SORA-PPとSORA-MAのどちらを使うのが適切であるか事前に検証を行った。メインの計算システムであるSORA-MAは京コンピュータの後継とされるSPARCプロセッサを用いたシステムであり、言語環境は富士通製コンパイラである。そのためプログラム移植が必要となる。処理プログラムの一部を選んでSORA-MAへの移植を試みたところ、言語環境の変更への対応とともに、バイナリデータのエンディアンの違いに伴うプログラム修正が必要であることが分かった。移植後のプログラムの処理結果を評価したところ、コンパイラの違いや移植作業に伴うアルゴリズム修正などに起因すると思われる計算誤差も発生することが分かった。今回の計算誤差は、単体処理としては有効桁数の範囲で問題ないが、全処理を通して実行した場合の計算結果の検証を実施する必要があることが分かった。

以上の事前検証の結果から、移植とデータ検証の作業期間や手間を考慮して、再処理にはSORA-PPを使用することを選択した。SORA-PPの場合、計算機のアーキテクチャやコンパイラは同じであるため、プログラムの変更は不要である。プロダクトの妥当性については、SORA-PPの計算結果は完全にTKSCの計算結果と一致した。

GOSATのケースと同様に、処理プログラムの単体性能の見積りを行い、SORA-PPの30ノード程度の計算リソースの占有利用が必要と想定した。次にジョブ制御についてだが、GPMでは処理アルゴリズムの順序に制約がある。例えば、GPM主衛星に搭載されたセンサDPRは、最終的なアウトプットは処理レベル3のプロダクトとなり、日単位あるいは月単位のアウトプットとなる。一方、処理レベル1およびレベル2では、衛星周回毎の処理となる。従って、最終的に、ある月のレベル3のアウトプットを得るには、レベル1およびレベル2の周回データを束ねて、月単位にまとめてレベル3の処理をする必要がある。これらの処理フローを制御するために、JSS2が提供するワークフロー制御機能を利用した。

さらに、JSS2が提供するMPI同時起動機能を使いジョブの同時実行の高密度化を図った。レベル1の処理では、1つ1つの周回毎の処理時間が短いため、新規ジョブの生成が実行処理に追いつかず、計算ノードの占有率が低いという問題があった。MPI同時起動機能を使うことで、新規ジョブの生成効率を高め、計算効率を高めることが可能となる。この様子を図9に示す。

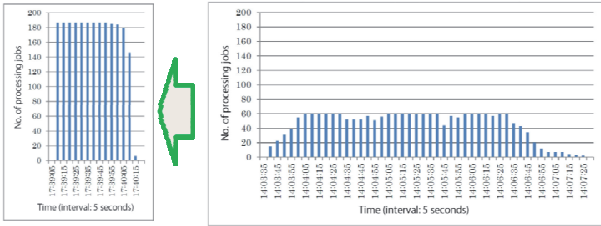


図9 MPI同時起動機能によるスループット向上

2016年6月、JSS2を利用して、GPM主衛星打上げ(2014年2月末)後の2年3ヶ月間の観測データの長期試験処理を実施し、再処理用アルゴリズムの評価を実施した。今回はレベル1のみの試験処理であることから計算ノードの占有は行わなかったが、処理は2日ほどで完了した。さらに2016年11月に、レベル3までを通して処理する長期試験処理を計画している。今回のレベル1の処理結果から、30ノードの占有実行により、従来より20倍程度のスループットが達成できると予測している。

なお、GOSATの処理プログラムの移植は日本電気株式会社²⁾、GPMの処理プログラムの移植は、富士通株式会社³⁾に委託して作業を実施した。

5. 考察

再処理運用において、JSS2を利用した場合と同等のスループットを達成するためにTKSCで単独に計算機調達を行う場合、JSS2への移植作業やデータ移行のコストと比較して、10倍以上のコストがかかると試算している。また、衛星が設計寿命を超えて運用可能なケースや、突然、衛星が故障して運用ができなくなるケースも考えられ、予算調達の面でも、計画的な運用が難しいという課題があった。その点、JSS2を利用する場合、再処理のスループットが劇的に短縮される性能面のメリットだけでなく、衛星の運用期間が予測できないという課題に対しても柔軟な対応が可能となる。

一方で年々蓄積される膨大なデータを、どのように管理するかという課題に今後取り組む必要がある。現状は、再処理の入力となる観測データと、再処理の出力となるプロダクトの何れもTKSC側のBASSと呼ばれるストレージに保存する運用となっている。つまり、再処理を行うたびに、入力データをTKSCからJSS2へデータ移送し、出力結果をJSS2からTKSCに戻すという作業が発生する。観測データの容量は膨大なため、データの転送手段には工夫が必要である。現状の各衛星のデータ量と年毎の増加量は表6のとおりである。

表6 各衛星のデータ量と推移予想

衛星, センサ	入力データ	出力データ	入力データの年毎の増加量
GOSAT	45TB	45TB	6TB/年
TRMM/PR	8TB	120TB	※1
GPM/DPR	5TB	60TB	2TB/年
AMSR-E/AMSR2	2TB	6TB	0.2TB/年

※1 観測運用は2015/4で終了。

昨年度までは、TKSCとJSS2のネットワーク経路として利用可能なものはJAXAnet(帯域幅100Mbps)のみであった。現状のデータ量からすると、帯域幅が100Mbps

のオーダーではネットワーク経由のデータ転送では運用に耐えないため、テープ媒体やハードディスクによる物理的なデータ移送で運用していた。しかし、本年5月初めに、TKSCの地球観測システムと調布のJSS2とをSINET5を介して高速に接続するネットワーク環境が整備された。これにより、TKSCとJSS2は10Gbpsの帯域を持つネットワークで接続され、ネットワーク経由のデータ転送が可能となった。しかし、それでもデータ転送に数日を要するレベルであり、GridFTPやirodsといったグリッドツールを活用したデータ転送時間の短縮を試行錯誤中である。

また、運用上の工夫も模索しており、たとえば、GOSATの機関ユーザ(国立環境研究所など)に対して、JSS2からプロダクトを直接提供する方式を採用している。JSS2からTKSCへプロダクト(再処理結果)を戻す必要がなくなるため、ユーザへのデータ提供までの期間が数日短縮される。なお、GOSATの場合、プロダクト利用者に非居住者(日本国外の機関に在籍している研究者や、入国後6ヶ月が経過していない留学生等)も含まれるため、外為法の規制対象となり、所定の手続きを経る必要があった。今後、他衛星でも定常的なデータ提供手段として選択肢の一つとなる。

昨年度より、地球観測衛星データ処理はJSS2の重点利用課題となった。業務上の直接のメリットは以下の2点である。

- ジョブクラスの優先度が最高レベルに設定されるようになった。
- 申請によりノード占有が可能となった。

こうした特典により、再処理のスループットが短縮されるのはもちろんだが、終了までの時間が予測しやすくなり、計画的な再処理が可能となる。

TKSCにおけるJSS2利用は、他の衛星へも拡大中である。2016年6月にはAqua(AMSR-E)の10年分のレベル1処理を完了した。2016年後半には、Aqua(AMSR-E)及びGCOM-W(AMSR2)の全処理レベルの再処理を計画している。さらにGOSATについては、7.5年分の再処理を実施予定である。2017年には、TRMM/PRの17年分の再処理を計画しており、2018年にはGSMaPの再処理を計画している。

他の機関の事例りでは、GOSATと同様に温室効果ガスを観測する衛星にOCO-2(Orbiting Carbon Observatory-2, 2014年7月2日打上げ)がある。これはNASAが打ち上げ、運用を行っている。昨年、NASAのAmes Research CenterにあるスーパーコンピュータPleiadesを利用して10か月分の観測データの再処理を行った。観測データの60%の再処理にHaswell Node(2088ノード、4176CPU)のうち500ノードを利用し、140万CPU時間で完了したとの報告があり、NASAにおいてもスーパーコンピュータを活用している。

6. 結論

今回、GOSAT、GPMの再処理において、JSS2を利用することのメリットを検証することができた。これらの結果を踏まえ、JAXA衛星利用運用センター(SAOC)では、今後、JSS2を利用した衛星の再処理を、Aqua(AMSR-

E) , GCOM-W (AMSR2) , TRMM/PR といった他の衛星へと適用範囲を拡大する予定である。

以上の通り, JAXA/SAOC での衛星データ処理の業務では, JSS2 は業務効率化とユーザの利便性を両立させて実現するための必須のツールとなっている。

7. 謝辞

今回, GOSAT および GPM の再処理を実施するに当たっては, JAXA のセキュリティ・情報化推進部スーパーコンピュータ活用課の協力を得た。ここに紙面をお借りして謝辞を申し上げる。

参考文献

- 1) Tsengdar Lee, Climate Data Downscaling Projects at NASA, Presented at SC15 Conference, Nov 16 – 20, 2015
- 2) 日本電気株式会社, 「温室効果ガス観測センサ(FTS) 処理固有部 ソフトウェアの移植」 (JX-PSPC-421815) 成果報告書 (GOSAT-H27移植-提005) , 2015, 日本電気株式会社
- 3) 富士通株式会社, 「全球降水観測計画 (GPM) プロダクト再処理時のJAXA Supercomputer System 2 (JSS2) 利用検討 (その2)」 (JX-PSPC-410301) 成果報告書 (FJ-GPM-JSS2利用検討-14-020) , 2015, 富士通株式会社

ロケット開発における HPC の利用

嶋英志（国立研究開発法人宇宙航空研究開発機構）

Utilization of HPC for the Development of New Rockets

Eiji SHIMA (JAXA)

Abstract

Fluid dynamics is the one of the key engineering issues in the space programs as it is important in the other engineering on the earth. CFD (Computational Fluid Dynamics) have already become an indispensable tool in the aerospace engineering, however, it was difficult to use CFD for core of space programs due to requirements for huge computer resources and complex physical modeling. This article deals with recent efforts to apply up to date CFD technology to space program in order for showing recent advancement.

1. はじめに

ロケットが打ち上げられ人工衛星等が宇宙空間で活動する場面を考えると、ロケットエンジンの作動、高速での大気圏通過、宇宙空間でのスラスト（小型液体ロケット）による軌道変更・修正等、流体が関わる現象は数多い。したがって、地上機器と同様に宇宙開発においても流体现象の把握とその利用は設計・開発の要点である。それに加えて宇宙開発には次のような特有の難しさがある。

- ・真空・無重量等，実利用条件の地上での再現の困難さ
- ・高温・高圧などの高いエネルギーに伴う潜在的に危険で高価な実験
- ・高圧の燃焼室，細い冷却流路内の流れなど可視化が困難で現象把握ができない部品の存在
- ・高圧，極超低温化における混合物の物性・現象の不確かさ

これらの特徴から実験的に開発を進めるには多額の費用と長期間を要してきた。一方，CFDでは極端な条件も再現可能で危険性もなく，また如何なる部分でも可視化による現象理解が可能である。更に最適化設計による高性能な機器の設計も可能となり，実現できれば，インパクトは大きい。しかしながら宇宙開発分野の流体機械に対する精度の良いCFDは様々な理由から困難であった。

この状況に対し，JAXAでは数年前から宇宙開発分野に対するCFD技術の適用に取り組み，また，新型基幹ロケットH3の開発を見据えて，液体ロケットエンジン開発のためのCFD研究開発を戦略的に進めてきた。この活動を踏まえて，昨年4月から本格運用を開始し今年4月に3.5TFlopsに増強されたJAXAスーパーコンピュータシステムJSS2ではH3の開発への利用が重点利用として取り上げられている。

本講演では，H3開発において広範な利用に結び付

いている様々なロケット関連CFD技術の概要を紹介する。

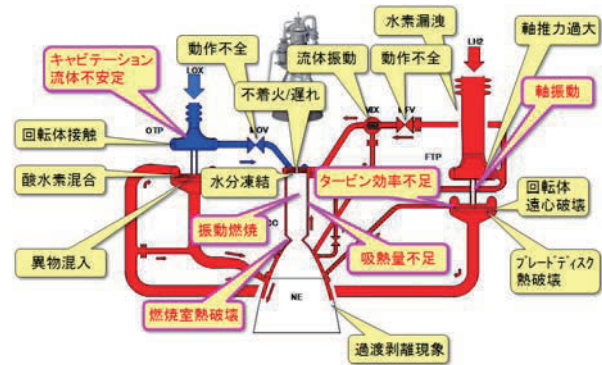


図1 液体ロケット開発におけるリスク

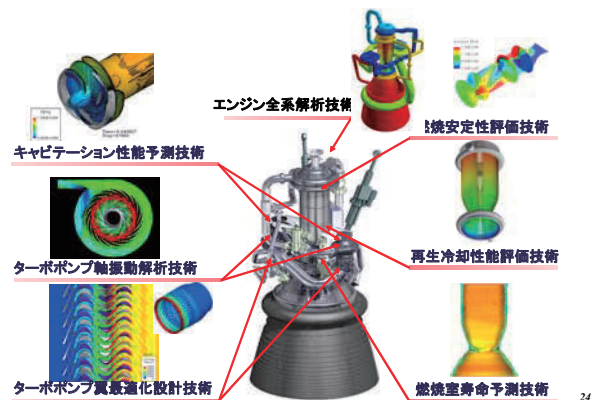


図2 LE-9に向けて研究開発した技術

2. ロケットエンジン開発のためのCFD技術

JAXAでのHPCの利用は70年代に始まり，旧NALやISASにおいてインハウスコードを用いて空力分野で先進的な研究が行われてきた。しかし，宇宙分野への適用は，再突入時の空力過熱などの高速空気力学などの分野が主であり，JAXAにおいてロケットエンジンなどコア技術のためのCFD研究が盛んになった

のは、2003年の宇宙三機関統合，JAXA誕生の後である。

一方、流体機械設計の分野では、様々な機能をもつ市販ソフトの利用も一般的になっており、JAXAにおいても、これらソフトの利用を試みたが、ロケット開発に用いるには、精度・機能が十分ではなかった。

H3に用いられるLE-9開発に先立って、液体ロケットエンジン開発時の課題（重要故障モード）の分析を行った。（図1）これに従い、数値シミュレーションに期待されるテーマとして下記に取り組み、シミュレーション技術を構築し、実験結果との比較による検証を進めてきた。（図2）

- ・ エンジン全系解析技術:エンジン全体の性能予測と故障モードの影響把握[1]
- ・ 燃焼室寿命予測技術:エンジン寿命を支配する燃焼器寿命の予測[2]
- ・ ターボポンプ翼最適化設計技術:エンジン成立性の鍵となるインペラとタービンの翼形状最適化[3]
- ・ 再生冷却性能評価技術:エンジン駆動源となる熱交換量とエンジン寿命を決める熱負荷の予測[4]
- ・ キャビテーション性能予測技術:推進薬の吸い込み不良やロケット機体全系の構造-推進系連成(POGO)振動を引き起こすインデューサキャビテーション特性の予測[5]
- ・ 燃焼安定性評価技術:燃焼器損傷の主要因となりうる燃焼振動の予測[6]
- ・ ターボポンプ軸振動解析技術:ターボポンプ損傷の主要因である軸振動現象の予測

これらの研究開発においては、LE-9の設計開発に利用可能であることを前提とし、乱流計算には、RANS(Reynolds Averaged Navier-Stokes)方程式を用いるなどで、定常解法を中心として、十分な精度を保ちつつも、計算時間の極力短い手法を選択してきた。

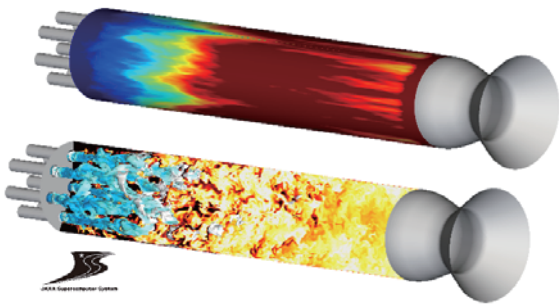


図3 サブスケール燃焼器の燃焼LES. 表面熱流束(上), 温度等高面(下)

このような計算手法の有効性は、乱流、キャビテーション、燃焼、等の複雑な現象の物理モデリング

と、その実験との検証によるところが大きい。一方、例えば、高温高圧などの実験的計測が困難な対象では、モデルの検証も難しい。最近、そのような対象として、燃焼室内の燃焼現象が設計課題として浮上することが増えてきた。そこで、サブスケール燃焼器を対象にJSS2の6400コアを用いた大規模な燃焼LES計算で、RANSでは捕らえきれない、燃焼の詳細を捕らえる計算を実施している。[7] (図3)

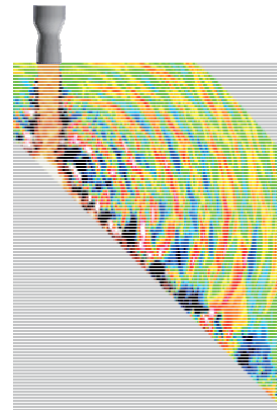


図4 45度平板に入射するプルームからの音響

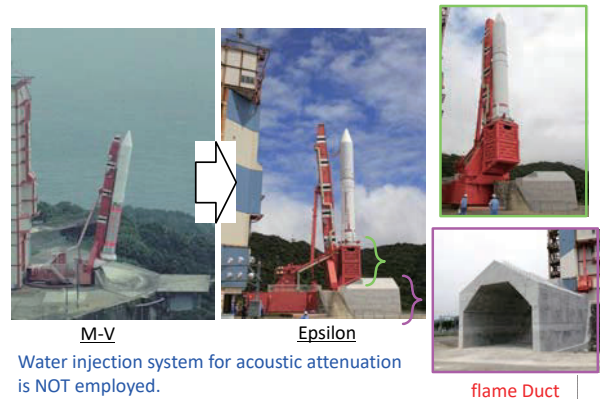


図5 M-Vの射場(左)とイプシロンの射場(中右)

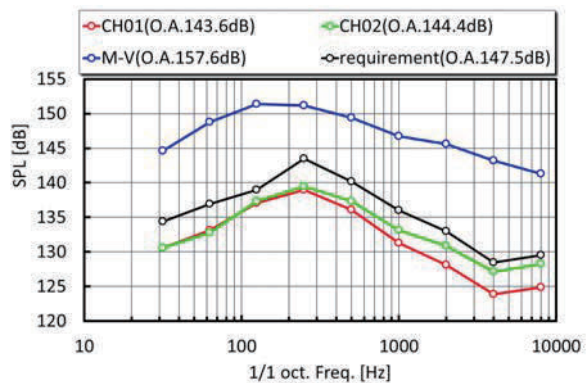


図6 M-Vとイプシロンのプルーム音響実測値比較

3. HPCによる革新的設計の実現例

H3開発においてHPCの効果が確認されるのは、これからであるが、ここでは、すでに初フライトした新型固体ロケット・イプシロンの開発における、HPC活用による設計革新の実現例を示す。

ロケット打上げ時に排気噴流から生じる空力音、また射点構造物とプルーム（噴流）の干渉によって生じた空力音は機体へと伝播し、フェアリング内に搭載された人工衛星を加振する。例えば、ISASによって開発されたM-V型ロケットではフェアリング内部は約144dBの音響環境であることが観察されており、打上げ時の音響振動を低減化することがロケット開発時の設計要求に挙げられる。このプルーム音響解析には、超音速プルームの詳細な流体解析と、フェアリング部までの音響伝播解析のために莫大な計算を要し、スパコンなしには実現不可能である。(図4)

イプシロンロケットの開発においては、サブスケール試験での検証と組み合わせて実施したCFDを用いた流体音響解析での多くの設計案の評価により、経験的理論による設計案に比較して小規模でコストを1/10に抑えながら(図5)、図6に示すようにM-V外部音響レベルと比較して10dBの騒音低減を実現した[8]。この解析技術はH3にも活用されている。

4. 最後に

本稿では、JSS2で重点課題として取り上げられているH3ロケット開発への利用を念頭に、液体ロケットエンジンとプルーム音響への取り組みを述べたが、他にも衛星などに使われる小型の液体ロケットエンジンであるスラスタや宇宙空間での希薄化したプルームの解析等も宇宙開発におけるCFD課題として取り組まれている。[9]

JSS2システムは高速性のみならずトータルの数値シミュレーション処理の高速化を狙って、高速なメインシステムを中心に、前後処理用のクラスタや分散した事業所のローカルサーバーが結合されている。JSS2の機能を活用することでH3ロケット開発に大きく貢献するものと期待される。

参考文献

- [1] 嶋, 谷, 根岸, 大門, 砂川, 小林, 清水, "LE-Xエンジン全系シミュレーションによるハザード評価技術構築", 第43回流体力学講演会講演論文集 (2013)
- [2] 西元, 根岸, 吉村, 笠原, 秋葉, 砂川, 堀, 根来, "極限マルチフィジックス環境における液体ロケットエンジン燃焼室の破損メカニズムの解明と寿命評価", "日本機械学会論文集, Vol. 81, No. 826 (2015)

[3] K.Kawatsu, N.Tani, M.Shimagaki, M.Uchiumi and N.Yamanishi, "Multi Objective Optimization of a Supersonic Axial Turbine Blade Row Shape for a Rocket Engine Turbopump", AIAA-2011-5784 (2011)

[4] H.Negishi, Y.Daimon, N.Negoro and A.Kurosu, "Regenerative Cooling Performance Analysis of the LE-X Engine Combustion Chamber", AIAA-2015-3760 (2015)

[5] K.Kawatsu, N.Tani and N.Yamanishi, "Influence of Thermodynamic Effect on Cavitation Suction Performance of Rocket Engine Inducer", AIAA-2013-0989 (2013)

[6] 清水, 大門, 川島, "液体ロケットエンジン内の音響減衰要因のオーダ評価", 第48回流体力学講演会講演論文集 (2016)

[7] 大門, 清水, 森井, 根岸, 川島, "GH2/LOXロケット燃焼室の局所熱流束評価", 第48回流体力学講演会講演論文集 (2016)

[8] S.Tsutsumi, K.Ui, T.Ishii, and S. Tokudome and K.Wada, "Assessing Prediction and Reduction Technique of Lift-off Acoustics Using Epsilon Flight Data", AIAA-2015-1007 (2015)

[9] 嶋, "宇宙開発におけるCFDの課題", 第28回数値流体力学シンポジウム講演論文集 (2014)

ステンシル系プログラムの低メモリバンド幅 CPU 向け 高速化手法の検討

高木亮治[†]、杉崎由典[†]、鈴木清文[†]
[†]宇宙航空研究開発機構、[†]富士通株式会社

Study on speed-up algorithms of stencil programs for low memory bandwidth CPUs

by
Ryoji Takaki, Yoshinori Sugisaki and Kiyofumi Suzuki

ABSTRACT

Stencil programs, which are mainly used for numerical simulations of continuum dynamics like fluid mechanics, require relatively high memory bandwidth of CPUs. On the other hand, current supercomputers have relatively low memory bandwidth compared to high computational performance of CPUs. It is called a memory wall problem, namely low B/F (Bytes/s per FLOP/s, Floating Operation/s) ratio. This paper makes a study on how to increase computational performance of stencil programs on current CPUs whose memory bandwidth is relatively lower. A practical methodology, which can enhance the computational performance, is proposed according to a study of a basic performance of SORA-MA (JAXA's new supercomputer) by a basic benchmark program. This methodology is applied to an actual stencil program, showing an improvement of computational performance by using characteristics of SORA-MA.

1. はじめに

ペタフロップス級のスーパーコンピュータである次世代スーパーコンピュータ「京」は2012年9月に共用が開始された。さらにより高速な演算性能、例えばエクサフロップス（エクサはベタの1,000倍）級の演算能力や大規模メモリを有するスーパーコンピュータの開発が欧米や我が国で進められている。それらスーパーコンピュータではいくつかの技術的課題が存在するが、特に利用者からみた課題としてはメモリ、時には演算装置の深い階層構造、超並列性、相対的に低いメモリアクセス性能などが挙げられる。特に流体解析など連続体解析で多く使われるステンシル系プログラムでは、高計算効率という観点では所謂高B/F (Bytes/s per FLOP/s, Floating Operation/s) が望ましいが、近年のスーパーコンピュータのB/Fは低下する一方である（表1を参照）。

表1 H/W、S/WのB/Fと実行効率の最大値

H/W : B/F	4	1	0.5	0.1
S/W : B/F=1	100%	100%	50%	10%
S/W : B/F=4	100%	25%	12.5%	2.5%
システム例	VPP SX	FX1	京 FX100	

更にシステムの複雑化によりハードウェアの性能を十分に活用することが困難になってきている。今後ますます低B/F化や複雑化するCPUを用いて最先端の計算を行うためには、ユーザープログラムにこれまで以上に色々な工夫が求められるようになる。そもそもの計算手法として低B/Fなアルゴリズムを採用することも必要であるが、ここではハードウェアの性能を十分に活用することを考える。そのため、これまで十分な実績のあるステンシル系プログラムのアルゴリズムを工夫することで、与えられたB/Fにおいて十分な性能¹（そのハードウェアが出し得る限界性能）を実現することを試みる。その手始めとして、本報告では

ステンシル系プログラムで使われるストリーム型演算に注目してメモリアクセス性能の向上を図る。

2. 計算機システムの概要

計算機システムとしては平成28年度からフル稼働を開始したJSS2のSORA-MA（FUJITSU Supercomputer PRIMEHPC FX100）を対象とする。フル稼働にとまない、これまでよりも高い周波数（2.2GHz）で稼働するCPUを使ったノードが導入されている。SORA-MAの概要を表2に示す。

表2 SORA-MAの概要

	SORA-MA
マシン	PRIMEHPC FX100
CPU	Fujitsu SPARC64 TM XIfx
周波数	2.2GHz or 1.975GHz
CPU/ノード	1
コア/CPU	32 + (2:アシスタントコア)
コア/CMG	16 + (1:アシスタントコア)
CMG/CPU	2
理論性能	1.126TFLOPS (2.2GHz)
メモリアクセス性能	240GB/s×2

SORA-MAのCPUであるSPARC64TMXIfxプロセッサは2つのCMG（Core Memory Group）、Tofu2コントローラ、PCI Expressコントローラなどで構成されている。1つのCMGは16個の演算コア、1個のアシスタントコア、17コアで共有される12MiBのL2キャッシュ、メモリコントローラで構成される。各コアは8つのFMA（Floating-point Multiply and Add）を有し4-wide SIMDにより1サイクルあたり16個（=2倍精度浮動小数点演算/FMA×4FMA/SIMD×2SIMD/サイクル）、ノード（32演算コア）あたり512個の倍精度浮動小数点演算が実行可能となっている。ちなみに、単精度浮動小数点演算であれば、1サイクルあたり2倍の演算が可能である。SPARC64TMXIfxプロセッサで演算性能

¹メモリアクセス性能となるケースでは、プログラムの原理的なB/Fと利用する計算機のB/Fよりそのプログラムがその計算機で実現できる理論的な最大性能が求められる。例えばあるプログラムの原理的なB/Fが2の時に、そ

のプログラムをB/Fが1の計算機で実行すると実行効率の理論的な最大値は50%となる。「十分な計算性能」とは両者のB/Fの関係に見合った最大性能のこととする。

を出すためには 32 個の演算コアおよび SIMD を如何にうまく活用するかが重要となるが、相対的に高い B/F を要求するステンスル系プログラムでは如何にメモリアクセス性能を引き出すかが重要となる。

3. STREAMによるメモリアクセス性能

SORA-MA のメモリアクセス性能を基礎的なベンチマークプログラムである STREAM の TRIAD およびこれを実用アプリに近い形に変換したプログラムを用いて評価し、メモリアクセス性能向上のための方策を検討した。

3.1 TRIAD

STREAM は主にメモリアクセス性能を測定するベンチマークプログラムであり、計算機のメモリアクセス性能の実行性能を評価するのに広く使われている。STREAM では 1 次元配列に対して COPY (配列コピー)、SCALE (スカラー値の掛け算)、ADD (2 つの配列の足し算)、TRIAD (2 つの配列とスカラー値を用いた足し算と掛け算) の性能を測定できるが、ここでは TRIAD を用いた。TRIAD は

```
do i=1,N
  a(i) = b(i) + S * c(i)
enddo
```

となる。a,b,c は 1 次元配列、S はスカラー定数である。

TRIAD は非常に簡単なプログラムであり、計測結果はその計算機のメモリアクセス性能の最大値として利用される。図 1 に ICMG (16 コア) での測定結果を示す。ループ長が短い場合は、データが L2 キャッシュ (12MB) に載ってしまうので、結果的に高いメモリアクセス性能を示すが、データ量が L2 キャッシュの容量を超えると本来のメモリ性能で律速されるようになる。

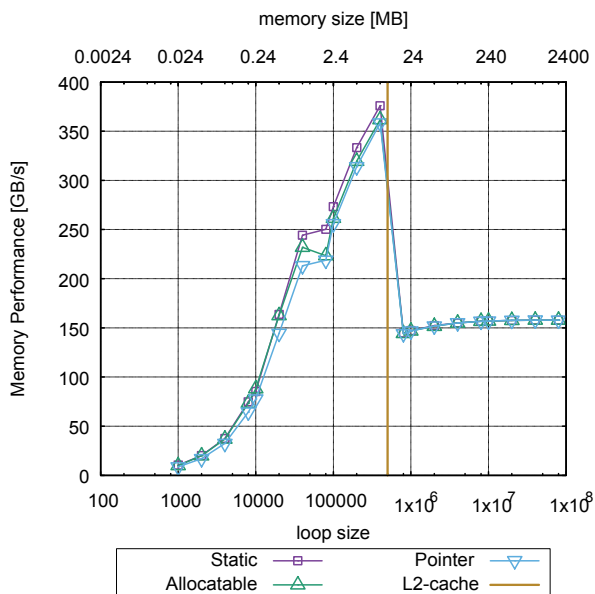


図 1 STREAM(TRIAD)を用いた SORA-MA のメモリアクセス性能評価

以前の性能評価 [1]では Fortran の配列 (静的配列、アロケータブル配列、ポインター配列) の違いでメモリアクセス性能に差が見られたが、その後の調査によりラージページオプション、スレッドのコアへの貼り付け方法の指定、contiguous 属性の指定などを行うことでどの配列でも同じ性能が出るようになった。この結果より ICMG では 158GB/s がメモリアクセス性能の最大性能と考えられるの

で、今後はこの値を一つの目標として評価および高速化手法の検討を実施することとする。ちなみに、SORA-MA のメモリアクセス性能は理論ピーク性能が 240GB/s×2 である。これはデータの READ で 240GB/s、WRITE で 240GB/s を意味している。つまり READ と WRITE が対称の場合には理論最大性能が 480GB/s となる。TRIAD では READ と WRITE が非対称であり理論最大性能は 360GB/s となる (READ×2、WRITE×1)。但しこの値は SORA-MA が有する XFILL [2] を使った場合で、XFILL を使わない一般的な場合には理論最大性能は 240GB/s となる。XFILL はデータの書き込み時に発生するキャッシュラインの読み込みを削減する機能である。例えば TRIAD の計算をする場合、XFILL がない場合 (通常のキャッシュを有する CPU に共通する事象)、プログラム上は READ が 2 (b と c) に対して WRITE は 1 (a) のはずが、実際の動きとしては READ が 3(a,b,c)、WRITE が 1 (a) となる。これは a のキャッシュの整合性を保つためと言われている。一方、SORA-MA のメモリ特性として READ と WRITE が別動作となっている。そのため表 3 で示す様に、READ と WRITE の比率 (読み書き比) によってメモリバンド幅の理論性能が大きく変化するが、XFILL によって性能劣化が救済されることがわかる。SORA-MA ではその特異なメモリ特性のため、メモリアクセス性能を向上させるためには XFILL の活用が必要であることがわかる。特に構造格子ソルバーでは READ と WRITE の比率は比較的小さいため、XFILL の活用が効果的と考えられる。

表 3 XFILL と読み書き比によるメモリアクセス性能の理論最大値

XFILL	READ/WRITE (1CPU) [GB/s]						
	1	2	3	4	5	6	7
あり	480	360	320	300	288	280	274
なし	240						

STREAM の計測では XFILL が効いており、理論最大性能が 180GB/s (ICMG あたり) となる。これに対して実際の性能が 158GB/s となるので実行効率は 87.5% となる。この時、演算性能は 13GFLOPS で実行効率は B/F を勘案した理論性能に対して 88.3% となる。

3.2 TRIADの拡張 (マルチブロック、多次元配列)

TRIAD は 1 次元配列を使った簡単な演算ループであり、実際のアプリケーションプログラムのデータ、ループ構造とはかなりの違いがある。ここでは実際のアプリケーションプログラムで最大のメモリアクセス性能を引き出すための方策を検討する。そのため最大メモリアクセス性能を引き出している TRIAD を出発点として、実アプリケーションプログラムのデータ、ループ構造に拡張していくことを考えた。

まず手始めにデータ構造の検討を行った。TRIAD は 1 次元配列であるが、実アプリケーションプログラムでは多次元配列を用いることが多い。そのため構造格子を想定して多次元配列版 (ここでは 3 次元配列) として以下のものを考えた。

```
do k=1,N
  do j=1,N
    do i=1,N
      a(i,j,k) = b(i,j,k) + S * c(i,j,k)
    enddo
  enddo
enddo
```

ここで i,j,k のループ長 (格子サイズ) は全て同じで N とした。これを TRIAD3D と呼ぶ。更に構造格子法では複雑形状への対応を考えた場合マルチブロック法など複数ブロックに分割した手法が一般的であるため、複数ブロックを想定したデータ構造として以下のようなものを考えた。

```
type blkDataType
  real(8), dimension(:,:,:), allocatable :: a,b,c
end type blkDataType
type(blkDataType), dimension(:), allocatable :: blk
```

ここで、配列としてはアロケータブル配列を使う事とした。また、配列 a,b,c は

```
blk(:)%a(1-ovlp:N+ovlp,1-ovlp:N+ovlp,1-ovlp:N+ovlp), ...
```

のように袖 (ovlp) を持つようにした。このように配列を3次元化し構造体を用いて複数ブロックにしたものを MB-TRIAD3D と呼ぶことにする。MB-TRIAD3D のデータ構造は UPACS などのマルチブロック構造格子法で一般的なデータ構造である。MB-TRIAD3D では、各ブロックの格子点数 (N^3) × ブロック数 = 総格子点数となるが、ループ長の影響を評価するために総格子点数をほぼ一定にして N (ブロックの辺の格子点数) を変化させて性能計測を行った。実際の計測では総格子点数は 2,700 万点とした。そのため最小ブロック ($N=10$) の場合、 $10 \times 10 \times 10 \times 27,000$ ブロック、最大ブロック ($N=300$) の場合、 $300 \times 300 \times 300 \times 1$ ブロックとなる。ブロック数 = Int (総格子点数/ N^3) としたのでブロックのサイズを変えた場合に、総格子点数はブロックの大きさによっては若干変動していることになる。

図 2 に測定結果を示す。

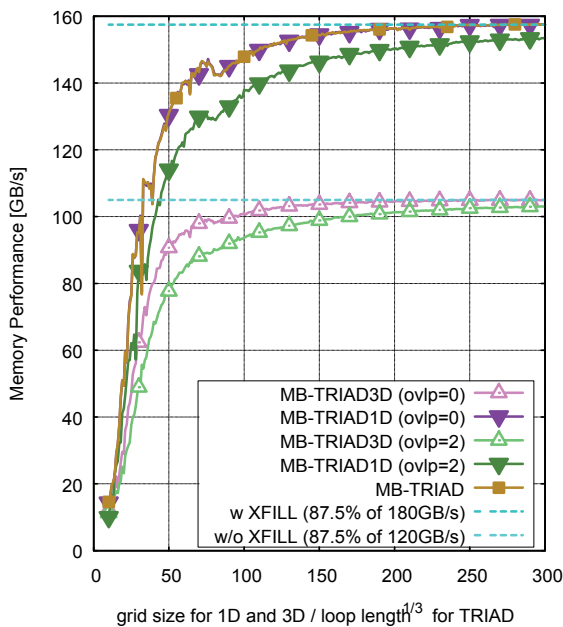


図 2 各種 TRIAD の測定結果

図の凡例で「MB-TRIAD」は通常の TRIAD を複数ブロック化したもので、プログラムの概略は以下となる。

```
メインプログラム :
type blkDataType
  real(8), dimension(:), allocatable :: a,b,c
end type blkDataType
```

```
type(blkDataType), dimension(:), allocatable :: blk

do nb=1,NB
  call kernel(blk(nb)%a, blk(nb)%b, blk(nb)%c, ...)
enddo
```

```
サブルーチンプログラム (kernel) :
subroutine kernel(a,b,c,...)
  real(8), dimension(:) :: a,b,c

do i=1,N
  a(i) = b(i) + S * c(i)
enddo

end subroutine kernel
```

また MB-TRIAD3D のプログラムの概略は以下となる。MB-TRIAD との違いは配列が 1 次元配列か 3 次元配列かの違いである。

```
メインプログラム :
type blkDataType
  real(8), dimension(:,:,:), allocatable :: a,b,c
end type blkDataType

type(blkDataType), dimension(:), allocatable :: blk

do nb=1,NB
  call kernel(blk(nb)%a, blk(nb)%b, blk(nb)%c, ...)
enddo
```

```
サブルーチンプログラム (kernel) :
subroutine kernel(a,b,c,...)
  real(8), dimension(:,:,:) :: a,b,c

do k=1,N
  do j=1,N
    do i=1,N
      a(i,j,k) = b(i,j,k) + S * c(i,j,k)
    enddo
  enddo
enddo

end subroutine kernel
```

ovlp は袖の長さ (ovlp=0 : 袖なし、ovlp=2 : 袖の長さが 2、 $a(-1:n+2,-1:n+2,-1:n+2)$, ...) を示す。ここで引数を構造体ではなく配列としているのは現状の富士通コンパイラの問題であり、配列渡しにしないと最適化が促進されないためである。

通常の TRIAD では 1 次元配列を使っているため、図 1 で示すようにループ長が短い場合はデータ全てが L2 キャッシュに乗ってしまい、L2 キャッシュの性能を測定していることになるが、MB-TRIAD の場合 L2 キャッシュには乗り切らないので、メモリアクセス性能が計測できている。その結果、L2 キャッシュの影響を排除したループ長の効果が観測でき、短いループではメモリアクセス性能が低下することがわかる。ループ長が短い場合にメモリアクセス性能が低下するのは、パイプラインなどの最適化のオーバーヘッドやメモリアクセスのレイテンシが隠ぺいできない等の理由によると思われる。

MB-TRIAD のメモリアクセス性能はループ長が短い領域では低いですが、ループ長の増加とともに単調に増加し、最終的には 160GB/s 弱となる。この値は通常の TRIAD のメモリアクセス性能の最大値と同じである。この結果により、構

造体を用いて複数ブロック化した場合でも最大メモリアクセス性能を發揮できることが確認できた。

次に MB-TRIAD と MB-TRIAD3D、特に $ovlp=0$ の結果を比較する。両者の違いは、配列がそれぞれ 1 次元配列 (a(:),b(:),c(:)) の 1 重ループ (do i=1,N*N*N) か 3 次元配列 (a(:,:,),b(:,:,),c(:,:,)) の 3 重ループ (do k=1,N; do j=1,N; do i=1,N) かである。ちなみに N に対して MB-TRIAD では $N \times N \times N$ をループ長とし、どちらも演算量は同じにしてある。この比較によると 3 次元配列を用いた MB-TRIAD3D は 1 次元配列を用いた MB-TRIAD よりもかなり性能が低いことがわかる。MB-TRIAD3D は最大でも 100GB/s 程度しか出せていない。この値は XFILL を使わない場合の実行性能にほぼ等しい。実際にコンパイルリストを見ると、XFILL が効いていないことが確認できる。また $ovlp=0$ と 2 を比較すると $ovlp=2$ の性能が低い。実際の演算には袖部分が含まれていないので演算量による差ではなく、メモリ、例えばキャッシュラインによる不要データのアクセス等が原因と考えられる。

以上の性能評価結果をまとめると

- ① 3 次元配列を用いた場合メモリアクセス性能は最大で 100GB/s 強となり、1 次元配列の場合の 160GB/s 弱よりもかなり低下する、コンパイルリストおよび計測結果から XFILL が効いていないと考えられる、
- ② キャッシュが溢れた状態ではループ長が短いと性能が低下する。メモリアクセス性能を出すためにはある程度以上のループ長が必要、

ということがわかった。MB-TRIAD3D の性能劣化の大きな原因は XFILL と考えられる。XFILL に関して調査を行った結果 MB-TRIAD3D で XFILL が効かないのは、ループ長が不足していることが主な理由であることがわかった。ループ長が 256 (デフォルトの設定。コンパイルオプションなどで変更可能) 以上ないと XFILL が効かないのである。XFILL を効かすために contiguous 属性を指定し、かつブロックサイズを大きくした条件で計測した結果を図 3 に示す。

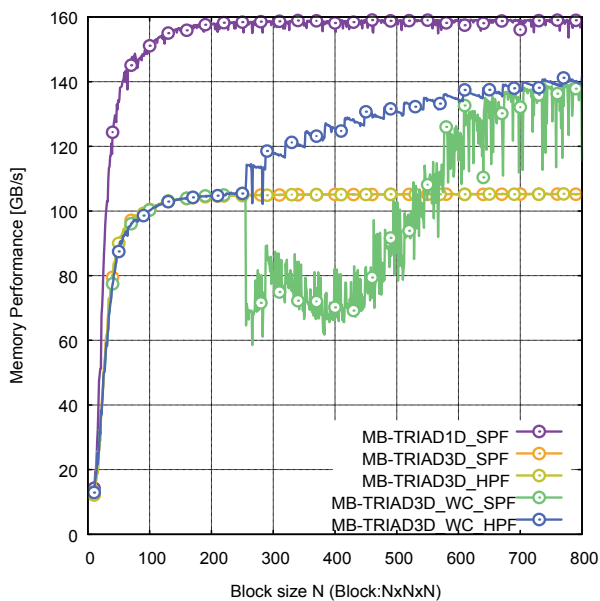


図3 XFILLの活用による性能向上

最内ループ長が 256 を超えた辺りから性能が向上する様子が観察できる。この図の凡例で $_WC$ は contiguous 属性を指定したことを意味している。また、 $_SPF$ と $_HPF$ はそれぞれソフトウェアプリフェッチ (S/W PF)、ハードウェアプ

リフェッチ (H/W PF) を適用した結果を示している。S/W PF と H/W PF で挙動が異なり、特に S/W PF では XFILL 適用後に性能が一時悪化しているが、これはコンパイラの問題で、今後改善される予定である。

図 3 で示す様に、MB-TRIAD3D の最内ループを 256 以上にする事で XFILL が効き性能が向上することがわかった。そこで、3 次元配列 (対応して 3 重ループ) のインデックス (i,j,k) のうち j と k を比較的小さな値に固定して i を大きく (最内ループを長く) することを試行した。結果を図 4 に示す。ループ長の増大とともに性能が向上しスレッド数が不足している (N,1,1) と (N,2,2) の 2 ケース以外は最終的に 160GB/s 弱の性能を示すことがわかった。XFILL の閾値である 256 の辺りでは XFILL 無しの最大値に起因する変曲点が見られる。この結果より多次元配列の場合でも、最内ループ長が長ければ最大のメモリ性能が達成できることを示している。しかしながら、最大メモリ性能を達成するのに必要となるループ長は 10,000 から 100,000 と非常に長いループが必要であることも同時に示している。多次元配列の 1 次元目を 10,000~100,000 のように非常に大きなサイズにすることは非現実的であり、何某かの現実的な対応が必要である。

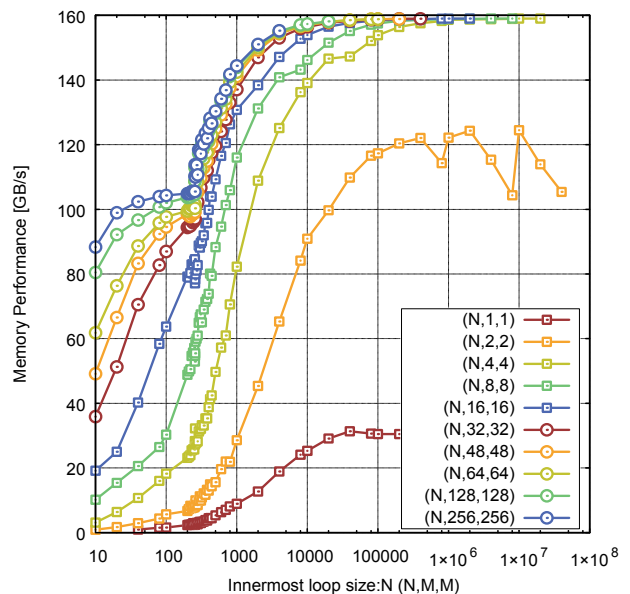


図4 ループ長の増加による性能向上

以上の結果から、メモリアクセスの最大性能を引き出すためには長いループが必要であるということが想像できる。そのため、MB-TRIAD と同じような形にするため、以下のようにサブルーチンの変数を渡すときに 3 次元配列を 1 次元配列として渡し、処理ループを 1 重ループにすることを考えた。ここでは 1 次元化と呼ぶ。

メインプログラム :

```
type blkDataType
  real(8), dimension(:,:,:), allocatable :: a,b,c
end type blkDataType
```

```
type(blkDataType), dimension(:), allocatable :: blk
```

```
do nb=1,NB
  call kernel(blk(nb)%a, blk(nb)%b, blk(nb)%c, ...)
enddo
```

サブルーチンプログラム (kernel) :

```
subroutine kernel(a,b,c,...)
  real(8), dimension(*) :: a,b,c
```

```
do l=lstart,lend
  a(l) = b(l) + S * c(l)
enddo
```

```
end subroutine kernel
```

このやり方の結果が図2でMB-TRIAD1Dとして示されている。サブルーチンを通じて渡される3次元配列を1次元配列として受け取ることで、MB-TRIADと同じメモリアクセス性能を達成できていることがわかる。ただ、袖がある場合 (ovlp=2) は、袖部分のデータアクセスと演算処理を行うため、その分メモリアクセス性能が劣化するが、Nが大きくなるにつれてその影響が小さくなることもわかる。袖がない場合は1次元版と同じメモリアクセス性能 (現状で出し得る最大性能: 160GB/s 弱) を達成することが可能であり、袖による劣化を差し引いても3次元配列をそのまま使った場合に比べてメモリアクセス性能は向上している。

4. ステンシル系プログラム (UPACS-Lite)

基礎的なベンチマークプログラム STREAM TRIAD を使って、現状で出し得る最大性能の把握と、実アプリケーションプログラムを模擬した改良版で最大性能を出し得る手法 (1次元化) を提案した。次のステップとして、ほぼ実アプリケーションプログラムである UPACS-Lite [1] から切り出した各要素 (右辺の流束計算) に本提案手法を適用し評価を行った。UPACS-Lite における各要素としては① muscl (セル面での物理量の補間)、② cflux (セル面の非粘性流束の計算)、③ cfacev (セル面での物理量の微分の計算)、④ vflux (セル面の粘性流束の計算) を対象とした。ここで① muscl と③ cfacev はステンシル型計算 (隣接するデータを使った計算) であり、② cflux と④ vflux はストリーム型計算 (該当するインデックスのみ使った計算) である。これらの要素の計算に対して1次元化を適用した結果を図5から図8に示す。これらの図では計算時間で比較している。

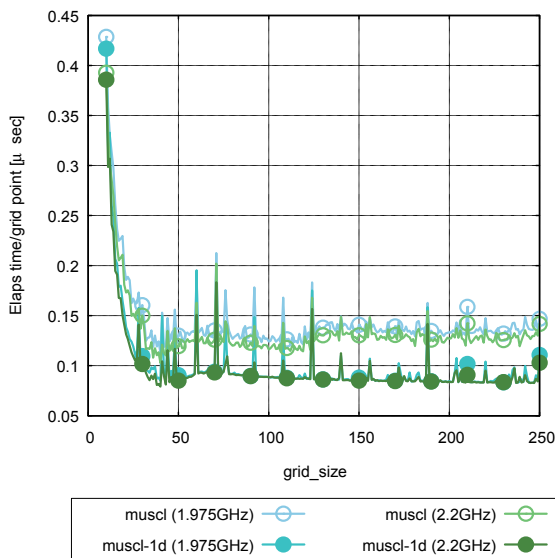


図5 ① muscl

それぞれの図の凡例で muscl, cflux, cfacev, vflux がオリジナルの3次元配列の結果で muscl-1d, cflux-1d, cfacev-1d,

vflux-1d が提案手法による1次元化した結果である。全てのケースで袖の長さは2としている。そのため、1次元化したものは袖の分だけ、演算数およびメモリアクセス数がオリジナルに対して増大している。これらの図にはCPUの周波数 (1.975GHz と 2.2GHz) による違いも示しているが、ほとんどメモリアクセス性能ネックになっており、特に1次元化のケースでは周波数の違いによる性能差は小さい。

② cflux を除くいずれの要素においても1次元化により大幅な性能向上 (計算時間の短縮) が見られる。② cflux もブロックサイズが小さい領域では1次元化の改善が見られるが、ブロックサイズが大きい領域では1次元化による性能向上はほとんど見られない。もっとも、袖の部分のオーバーヘッドを考えれば1次元化によって性能向上が見られるが、実質的な性能向上という観点では効果がないと判断される。メモリアクセス性能値がXFILLなしの場合の予測値に近いことから1次元化による性能向上が見られないのはXFILLが効いていないのが原因と推察している。

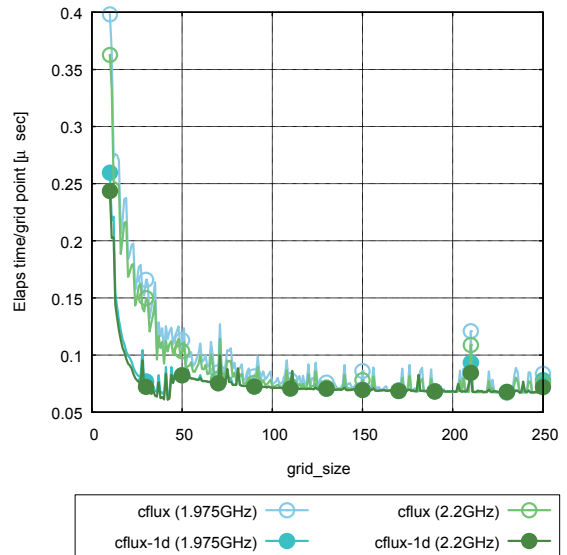


図6 ② cflux

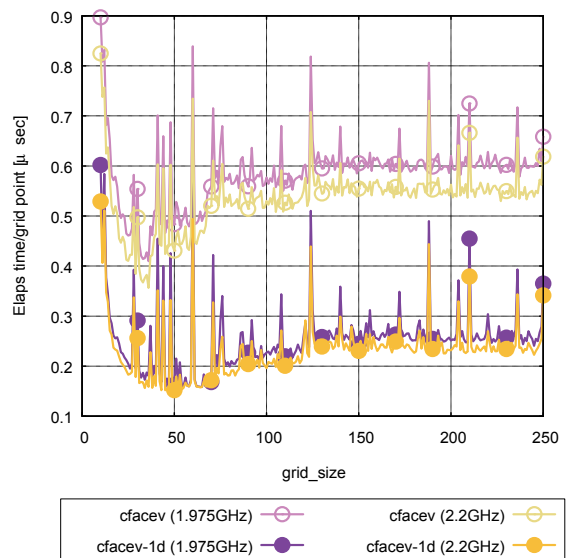


図7 ③ cfacev

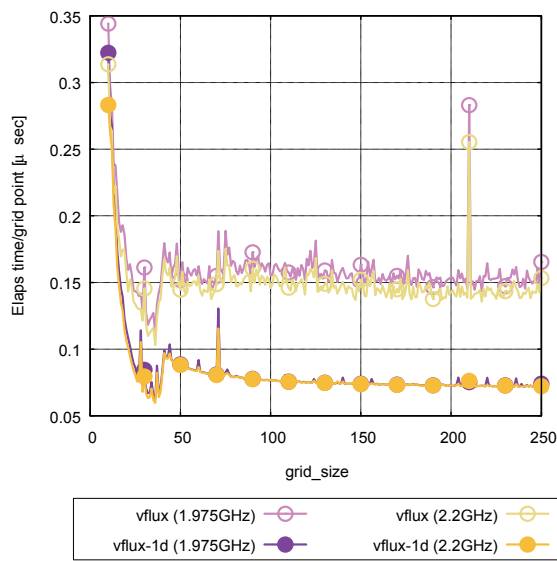


図 8 ④ vflux

プログラムの実装を工夫することでプログラムにおける B/F を下げることを試みた。通常これらの要素の計算は順番にループを分けて以下の様に実施する。

```
do k; do j; do i
  [muscl op.]
enddo; enddo; enddo
```

```
do k; do j; do i
  [cflux op.]
enddo; enddo; enddo
```

```
do k; do j; do i
  [cfacev op.]
enddo; enddo; enddo
```

```
do k; do j; do i
  [vflux op.]
enddo; enddo; enddo
```

このやり方では muscl-cflux 間、cfacev-vflux 間においてセル面での物理量を保持する配列をやり取りしている。これらのループを融合することで、この配列のアクセスを削除し、その分 B/F を小さくすることができる (表 4 のループ融合 1)。

表 4 ループ融合

ループ融合 1	ループ融合 2
<pre>do k do j do i [muscl op.] [cflux op.] [cfacev op.] [vflux op.] enddo enddo enddo</pre>	<pre>do k; do j do i [muscl op.] [cflux op.] enddo do i [cfacev op.] [vflux op.] enddo enddo; enddo</pre>

しかしながら、この方法ではループボディが巨大になり、レジスタスピルが発生し、ソフトウェアパイプライン、SIMD 他最適化が適用できなくなり、結果的に性能が悪化する。そのためループボディを縮小し、かつキャッシュ

の再利用により B/F を下げることを考えた (表 4 のループ融合 2)。このループは j と k を融合して、i ループで分割している。最内の i ループは長くないので、各要素の計算ではキャッシュが有効に利用できる。

各要素、および全体に対して 1 次元化やループ融合 2 を適用して測定を行った結果を図 9 に示す。ここで all は通常の実装で ① muscl+② cflux+③ cfacev+④ vflux を順番に計算、all-1d はそれぞれの要素に 1 次元化を適用したもの、comb はループ融合 2 のやり方でループを融合したもの、comb-1d は comb を 1 次元化したものである。図 9 より、それぞれの手法の効果を比較すると、従来実装 (all) に対して、ループ融合、1 次元化を適用することでそれぞれ速くなっている。ループ融合と 1 次元化はほぼ同程度の高速化となっている。ループ融合と 1 次元化の組み合わせが最も速く、従来実装に比べて 3 倍程度の高速化が実現できた。

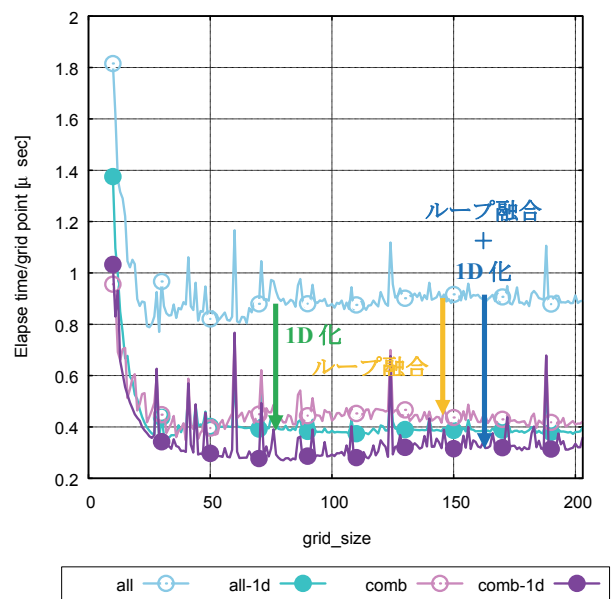


図 9 1 次元化、ループ融合による性能向上

5. おわりに

ステンシル系プログラム的高速化手法の検討を行った。JSS2 SORA-MA を対象に基礎的なベンチマークプログラム STRAM を使ってメモリアクセス性能の実行最大性能を把握し、その実行最大性能を出すための手法を提案した。実アプリケーションプログラムの主要要素で検証しその有効性を示した。本論文で用いた手法は、アプリケーションのチューニングを行う従来の方法とは異なるアプローチであるが、その有効性が確認された。高速化結果は SORA-MA に特有のものになっているが、本手法は他マシンでの高速化チューニングにも適用可能であると考えられる。今後は詳細な分析を行うと同時に他アーキテクチャへの適用を行う。

参考文献

[1] 高木亮治, “JAXA 新スーパーコンピュータ (SORA-MA) の性能評価,” 第 47 回流体力学講演会/第 33 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 (JAXA-SP-15-013), pp. 53-58, 2016.

[2] 富士通株式会社, Fortran 使用手引書 (PRIMEHPC FX100 用) FUJITSU Software Technical Computing Suite V2.0, 2015.

aFJR プロジェクトにおける数値シミュレーション

西澤敏雄、榎本俊治、賀澤順一、北條正弘、石井達哉（宇宙航空研究開発機構）

Numerical Simulations in aFJR Project

by

Toshio Nishizawa, Shunji Enomoto, Junichi Kazawa, Masahiro Hojo, Tatsuya Ishii

ABSTRACT

JAXA promotes the advanced Fan Jet Research (aFJR) project. This project focuses on weight reduction technology and aerodynamic efficiency improvement technology, either of which reduce engine fuel consumption or CO2 emission. To achieve lighter-than-ever fan/LPT blades disks and acoustic liners, numerical simulations on detailed phenomena of impact damages are used in the structural design of these components. CFD simulations are also applied to examine the transition phenomenon of the boundary layer on fan blade surface and to expand its laminar region so that the aerodynamic efficiency is to be improved.

1. はじめに

航空機についても CO2 排出基準の国際的取り決めが進められる中、航空エンジンの低燃費化はますます重要な課題となっている。低燃費化は熱効率や推進効率の向上、エンジンを含む機材の軽量化や揚抗比向上（抵抗削減）、運航方式の改善等によって進められている。環境適合性能がエンジン開発の国際競争力を左右する時代であり、先進的な研究開発成果を実用化へ繋げる活動がますます重要視されている。

宇宙航空研究開発機構（JAXA）航空技術部門では、将来の超高バイパス比エンジン開発に向け、環境適合技術の競争力向上を目指し、高効率軽量ファン・タービン技術実証（aFJR プロジェクト）を平成 25 年度から開始している。ファンおよび低圧タービンの空力効率向上と軽量化の技術に関する研究開発を、IHI、東京大学、筑波大学、金沢工業大学との共同研究で実施中である。次世代の小型民間航空機用エンジ

ンの燃料消費量を現行機エンジンに対して 16%まで削減可能なレベルを目標とし、ファン空力性能向上ならびにファンブレード、メタルディスク、吸音ライナ、低圧タービンの軽量化について、要素技術開発とその実証試験を行っている¹⁻²⁾。

aFJR プロジェクトでは、大規模な数値シミュレーションによる要素性能の予測を行い、実証試験の要素設計に利用している。解析範囲の拡張や分解能の向上など、解析規模を拡大するとともに、翼面境界層の遷移過程、衝撃力による翼などの部品の変形・損傷の過程、流れ場中の音響性能などの評価について、従来の設計で用いられる解析手法より一歩踏み込んだ詳細な現象までを解析し、その結果を利用することにより設計の高度化を進めているところである³⁾。本報では、aFJR プロジェクトの数値シミュレーション技術について概要を報告する。



図1 aFJR プロジェクト概要

2. 高効率ファンに関する数値シミュレーション

2.1 概要

超高バイパス比エンジンのファン口径増大の要求に対し、ファン動翼を低速回転させ先端マッハ数を抑えけるとともに、翼面境界層の層流域拡大をはかることにより更なる空力効率向上を実現する技術開発を行っている。層流化技術は航空機の機体や主翼やエンジンナセル等で実現されつつあるが、回転するファン動翼では未だ達成されていない。回転する翼の境界層の状態を実験で計測することは難しく、数値シミュレーションによる予測・評価が期待される分野である。aFJRプロジェクトでは、JAXA で開発した共通基盤 CFD プログラム UPACS に境界層遷移のモデルを組み込み、層流領域拡大を取り込んだ翼設計の性能評価を行っている。

2.2 NACA0012 を用いた検証計算

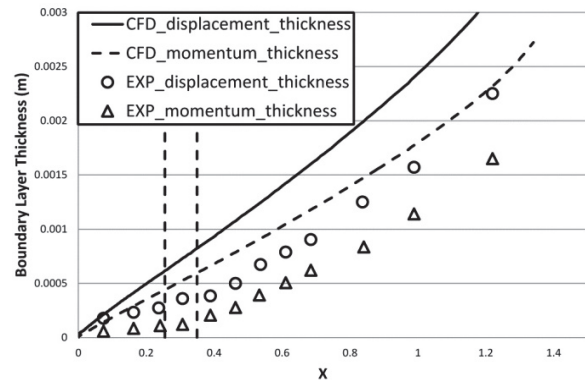
遷移モデルとして Menter らの $\gamma\text{-Re}\theta_t$ モデル⁴⁾ を組み込み、検証を行った。検証対象は NACA0012 翼であり、Becker らが行った試験結果⁵⁾ と比較した。図 2 は、境界層運動量厚さおよび排除厚さの翼弦方向分布である。遷移モデルを使用しない場合は試験結果とのずれが大きいが、遷移モデルを用いることにより試験結果と良く一致する。迎角は 0° で剥離がないことから、T-S 波 (Tollmien-Schlichting 波) の発達により遷移したものと考えられるが、組み込んだ遷移モデルが正しく機能していることがわかる。

2.3 横流れ遷移に関する検証計算

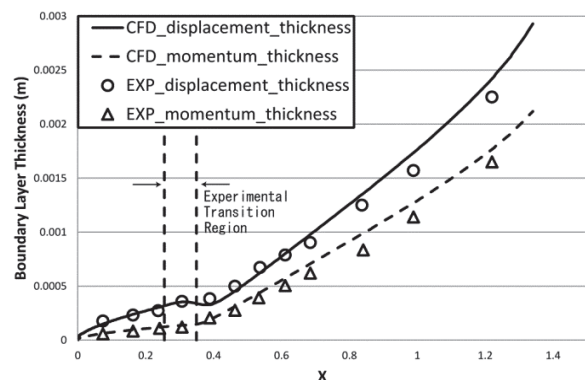
横流れ遷移は、境界層外の主流方向と壁面の圧力勾配が平行でない場合に生じる遷移である。後退翼などで見られる現象であるが、ファン動翼もスイープ形状を用いることが多く、また遠心力によってハブ側境界層の流体がチップ側へ運ばれるなど複雑な流れ場となるため、層流域拡大を設計に取り込むには横流れ遷移を正しく評価する必要がある。

ここでは、Medida らが $\gamma\text{-Re}\theta_t$ モデルを改良して横流れ遷移を捉えられるようにした方法⁶⁾ をベースに、独自に横流れ遷移判定方法を組み込み、検証計算を実施した⁷⁾。検証対象は超音速旅客機 (SST) の機首形状を用いた試験⁸⁾ を採用した。試験結果は IR カメラによって撮影された壁面温度であり、遷移に伴う熱伝達率の急変により壁面温度が急落する位置を遷移位置として特定できる。計算結果は壁面摩擦係数 C_f であり、 C_f が急増する位置を遷移位置とした。両者の遷移位置が概ね一致していることがわかる。

これまでの検証から T-S 波による遷移は精度良く予測できるものの、横流れ遷移については形状によって予測精度に差が生じることも分かってきている。aFJR プロジェクトでは単翼の風洞試験による検証計算を経て、遷移モデルをファン動翼の性能評価と設計に活用しているところである (図 4)。



(a) 遷移モデルなし (SST model)



(b) 遷移モデル ($\gamma\text{-Re}\theta_t$ model) あり

図 2 NACA0012 翼面境界層厚さの検証計算

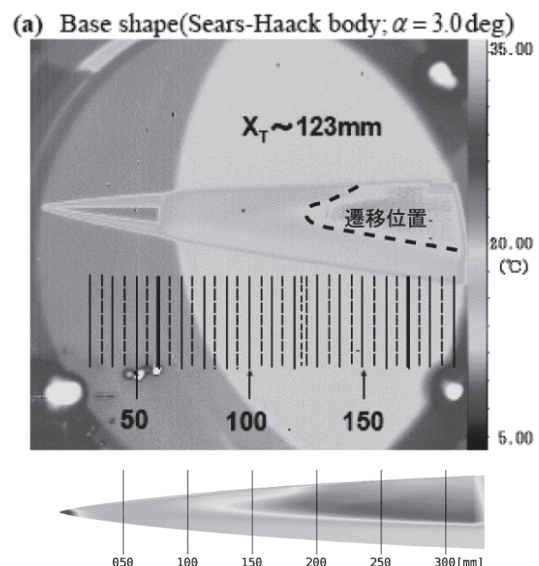


図 3 SST 機首形状に関する遷移位置の検証計算
(上: 風洞試験、下: CFD)



図4 ファン空力性能実証試験モデル

3. 軽量ファンに関する数値シミュレーション

3.1 概要

超高バイパス比エンジンのファン口径増大の要求に対し、重量増大による悪影響を抑え、燃費低減を実現するには、ファン動翼やケースなどの大型部品に軽量の複合材を適用することが期待されている。aFJR プロジェクトでは、GE90 に適用されている CFRP ブレードよりもさらに軽量のブレードの開発を目指し中空構造の CFRP ブレードの実現を目指すとともに、樹脂製の吸音ライナや高寿命化加工による軽量化したメタルディスクなど、ファン総重量の軽量化設計に数値シミュレーションを活用しているところである。

3.2 軽量ファンブレード解析

ファンブレード等の CFRP 化については、エンジンが鳥を吸い込む事象（バードストライク）に対し、CFRP 部材の強度評価・予測技術を確認する必要がある。CFRP 部材は炭素繊維と樹脂から成る一方向強化材が積層された構造であるが、その層間剥離が構造部材全体のマクロな力学応答に大きな影響を与える一方、層間剥離を有限要素モデル化するためには莫大な自由度数を必要とする。aFJR プロジェクトでは、バードストライクによる高速衝撃について、強度や損傷評価

を目的とした CFRP 材の多重積層構造を考慮した超大規模有限要素シミュレーション技術の実現を目指している。本報では、損傷モデル導入の前段階として、SPH-有限要素法による衝撃解析を京コンピュータにより行った結果を報告する。

図5はCFRPファンブレードでの衝撃解析モデルである⁹⁾。鳥を模したゼラチンをSPH要素でモデル化し、ファンブレードをソリッド有限要素法によりモデル化し、高速衝突過程におけるファンブレードの動的変形を陽解法によって解析している。ファンブレードモデルの有限要素総数は約370万要素であり、今回は簡単のため等方性線形弾性体とした。計算には汎用有限要素ソフトウェアLS-DYNAを用い、並列計算(8,192コア)を京コンピュータで実行した。実現時間10msに対して計算には約57.5時間を要した。図6にファンブレードの衝撃解析の結果を示す。円筒形のゼラチンがファンブレードに衝突後、飛散する。衝突においてファンブレードが示す動的挙動を部品スケールで再現することができた。

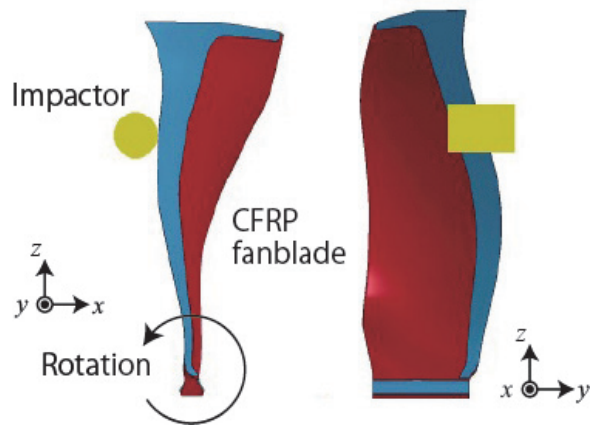


図5 CFRPファンブレードの高速衝撃解析モデル

CFRP 平板の衝撃解析について、領域分割方式が計算時間に与える影響を検討した。この解析では SPH と平板の有限要素

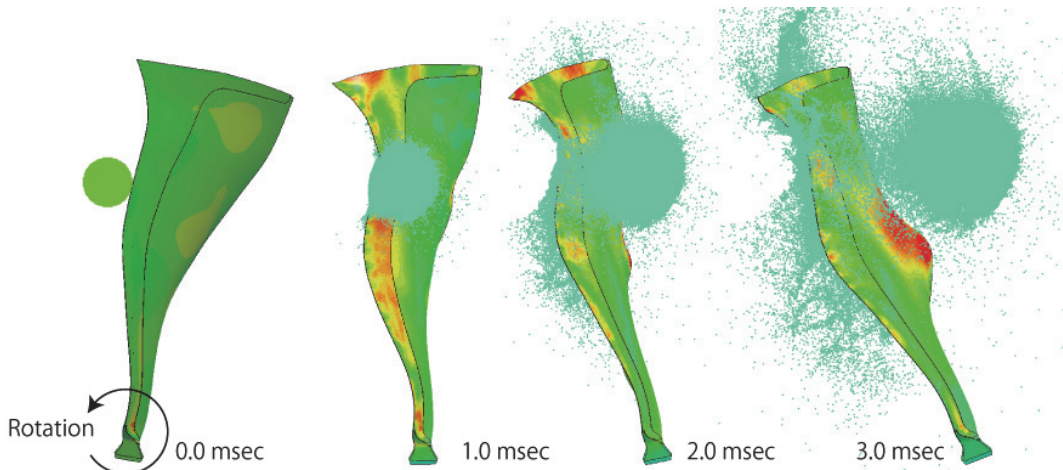


図6 SPH-有限要素モデルによるファンブレードの高速衝撃解析結果

との接触計算が大部分を占めるため、効率の良い領域分割様式を選択することが計算効率の改善に有効である。検討した領域分割様式とそれらを用いた場合の計算時間をそれぞれ図7および表1に示す。分割様式の差異により計算時間に最大4倍弱の差異が生じることがわかった。今後は、層間剥離を考慮するため、積層の各層間に損傷要素を導入した解析を実行する計画である。

4. 軽量タービンに関する数値シミュレーション

4.1 概要

低圧タービンについては、高バイパス比化に伴う段数増加に対応する軽量化や入口温度上昇に対する高温化が求められている。我が国が開発したセラミクス基複合材 CMC

(Ceramics Matrix Composite) は、従来の Ni 超合金よりも優れた耐熱性を有し、軽量であるため、aFJR プロジェクトでは CMC 材の低圧タービン翼への適用を目指して過回転防止設計やフラッタ予測技術の研究開発を行っている¹⁰⁾。

4.2 過回転防止設計技術

航空機エンジンの耐空性審査要領では、低圧軸破断が発生しても過回転することなくタービンの回転を安全に停止させること（過回転防止設計）が要求されている。aFJR プロジェクトでは、回転する動翼と静翼を干渉させて CMC 動翼を破壊し、空力トルクを抑制することで過回転防止機構を持たせる設計を進めている。CMC 動翼の破壊現象をシミュレーションによって予測可能とし、設計に反映することが必要である。CMC 材の衝撃試験結果を利用してシミュレーションに必要な基本的な材料モデリング法を検討し、破壊モードや衝撃吸収エネルギーは試験結果とよく一致することを確認した。図8は、動静翼干渉を模擬する目的で、CMC 平板の破壊シミュレーションを行った結果である。鋼球を高速衝撃させた時の速度および衝突位置により、CMC 平板の先端部分のみ抜けるように破壊される様子が捉えられている。

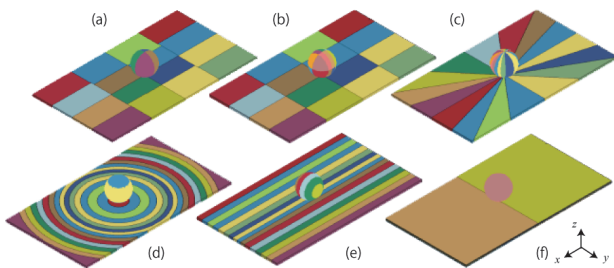


図7 CFRP 平板に関する SPH-有限要素モデルの領域分割方式の検討結果

表1 計算時間に対する領域分割の影響

Pattern	Computational time (s)
(a)	4,851
(b)	2,368
(c)	3,178
(d)	8,033
(e)	3,798
(f)	6,357

5. まとめ

JAXA の aFJR プロジェクトでファンや低圧タービンの設計活用に取り組んでいる数値シミュレーションの技術と解析結果を紹介した。今後、それぞれの性能改良設計と実証試験を進める予定である。

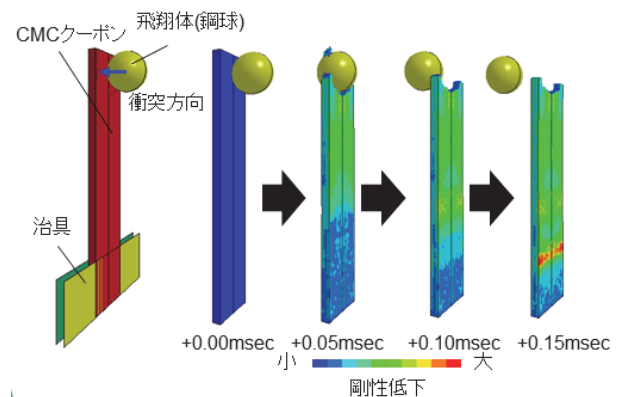


図8 CMC 平板の破壊シミュレーション

参考文献

- 1) 西澤敏雄, JAXA における低燃費エンジン技術の研究開発、日本ガスタービン学会誌、vol. 43, No. 3 (2015)。
- 2) 西澤敏雄, 北條正弘, JAXA におけるエンジン軽量化技術の研究、第 51 回飛行機シンポジウム講演集、(2013)。
- 3) 牧田光正、他、JAXA における航空エンジン用シミュレーション技術の活用、日本ガスタービン学会誌、vol. 43, No. 5 (2015)。
- 4) R. B. Langtry, and F. R. Menter, “Correlation-Based Transition Modeling for Unstructured Parallelized Computational Fluid Dynamics Codes”, AIAA Journal, Vol. 47, No. 12 (2009)。
- 5) J. V. Becker, “BOUNDARY-LAYER TRANSITION ON THE N. A. C. A. 0012 AND 23012 AIRFOILS IN THE 8-FOOT HIGH-SPEED WIND TUNNEL”, NACA SR-137 (1940)。
- 6) S. Medida and J. D. Baeder, “A New Crossflow

Transition Onset Criterion for RANS Turbulence Models” ,
AIAA 2013-3081 (2013).

7) 賀澤順一、榎本俊治、徳川直子、横流れ遷移現象を含む
流れ場の数値解析、日本機械学会 2015 年次大会 (2015).

8) 徳川直子、石川敬掲、上田良稲、正弦波変形による軸対
称物体の超音速自然層流効果、航空宇宙技術、Vol.
13 (2014).

9) ビダハル・スジット、椎原良典、吉川暢宏、黒木博史、
北條正弘、衝撃負荷を受けるジェットエンジンファンブレードの動的挙動評価シミュレーション、日本機械学会 2015 年
度年次大会 (2015).

10) 北條正弘、他、aFJR プロジェクトにおける構造シミュ
レーション、第 52 回飛行機シンポジウム講演集 (2014).

「数値風洞」のこれまでとこれから

松尾裕一, 橋本敦, 村上桂一, 青山剛史 (宇宙航空研究開発機構航空技術部門)

Numerical Wind Tunnel: from now and so far

Yuichi Matsuo, Atsushi Hashimoto, Keiichi Murakami, Takashi Aoyama (JAXA/ARD)

Abstract

This paper briefly describes the history of Numerical Wind Tunnel (NWT) and its future possibility. NWT was originally the name of the supercomputer installed at NAL at 1993, but its concept to replace wind tunnel tests by CFD simulations, is taken over until today. With using the JSS2 SORA-MA system, the main system of JSS2, and the CFD code FaSTAR, an efficient unstructured-based CFD code, we achieved the data productivity i.e. 200 cases per day comparative to that of wind tunnel tests.

1. はじめに

「数値風洞」という言葉をご存じだろうか。英語だと Numerical Wind Tunnel である。Digital Wind Tunnel という言い方もある。ネットで調べると、大概の場合、「数値風洞システム」等、旧航空宇宙技術研究所に設置されたスパコンシステムに行き当たる。スパコンとしての「数値風洞」とは、1993年に導入され、TOP500 (<http://www.top500.org>) における世界最高性能の達成やゴードンベル賞の受賞など、初代並列ベクトルスパコンとして一世を風靡した計算機システムである。斯様にスパコンの印象が強い「数値風洞」だが、しかしここで述べたいのは、スパコンとしての「数値風洞」ではなく、概念や意義・成果を含めたもっと広い実用的な意味での「数値風洞」のことである。

数値風洞の構想や概念は 1980 年代から存在した。現在が 2010 年代であるから、構想以来約 30 年ほどの歳月が経過している。その間に数値風洞は、どんな困難に直面し、我々はどうか対応して来たのか？ 着想当時の目論みは実現したのか否か？ アプリケーションとか利用といったスパコン以外の側面はどうだったのか？ 等々、本論では JAXA 調布航空宇宙センターで進められてきた数値風洞構想の歴史的経緯や現在の姿、将来展望について、スーパーコンピューティング HPC との関連に重きを置いて報告する。

2. 数値風洞とは、その原点

標記の説明の前に、まずは「風洞」そのものについて少々言及する必要がある。JAXA の HP (<http://www.aero.jaxa.jp/facilities/windtunnel/>) によれば、風洞設備の解説として、「航空機や宇宙機が空気中で飛行する際の空気力学的な性質（空力特性）やその周りの空気の流れの現象を調べるため、実際の機体を模擬した模型を設置し、そこに人工的に空気を

流して、空を飛ぶ航空機や宇宙機の周りの流れを模擬することにより、空気力や圧力分布を計測したり、機体周りの流れの様子などを調べるための試験設備です。」とある。

ここで、「模型」と言うと、棚に飾ってあるような華奢なものを連想しがちだが、高速の試験では風洞模型には非常に大きな力がかかるため、場合によっては金属塊からの削り出しで強固に作る必要があり、加えて加工精度も要求されるため、模型製作は高額かつ時間のかかる作業になる [図 1]。また、大型風洞では、運転に専属要員が必要だったり、電力コストもかかるため、風洞を使った試験（風洞試験）は高価につく場合が多い。ただ、風洞試験では、一旦試験が始まるとデータ取得の生産性はかなり高い。例えば、マッハ数と迎角のセットを 1 ケースとすると、1 日 200 ケース程度のデータが取れる。一方、後出のように、空気力等のデータを取るのに、試験条件の考慮や補正が必要になる。風洞試験とはそうした特性を有するものであることをまず頭に入れておく。

さて、上記の風洞の解説で、その特徴を表すキーワードを拾ってみると、「模型」「人工的に空気を流す」「空気力や圧力分布を計測する」「機体周りの流れの様子を調べる」などが挙げられよう。逆に、これらの

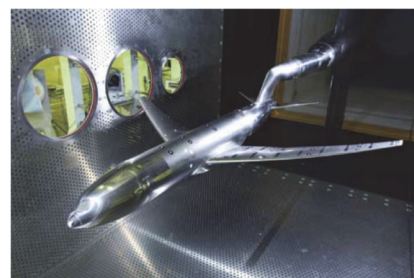


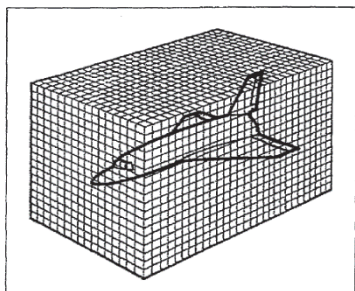
図 1 風洞模型の例

(<http://www.aero.jaxa.jp/facilities/windtunnel/>)

もの・ことを何らかの形で行うことができれば、「風洞」の役割を果たすことができるともいえる。これをコンピュータ上で行おうと考えたのが数値風洞の発想の原点である。

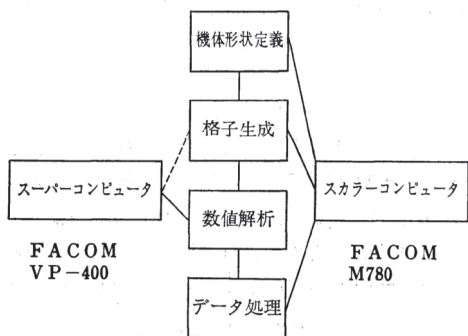
数値風洞の概念・構想を公けに提唱したのは、旧航空宇宙技術研究所（航技研）の三好甫氏、あるいは高梨進氏周辺が最初と思われる。年代としては1980年代半ばである。筆者もまだ航技研に入所しておらず、残念ながら両氏とも既に他界しているため、最初というのは正確ではないかもしれないが、両氏による当時の文献に数値風洞の記述が見られる。

三好は、1986年の記事[1]で、「数値風洞というのは、高速計算機による数値シミュレーション技術を風洞試験の代わりに使用しようとするものである」、「数値風洞というのは、実機などの形状周りの空間を細かな格子に分割し [図2(a)],・・・得られた差分方程式系を計算機により解く、すなわち数値風洞することにより形状周りの流れ場を求め、これから実機の空力性能を推算するものである」とその概念について述べ、「簡単な形状周りの単純化された流れに対する数値風洞は、計算機の創生期のころから存在したと言えるが、・・・」と、考え方自体は以前からあったとしている。また、三好は、航空機開発における風洞試験時間の増加や計算機能力の顕著な向上から、スパコンの必要性に言及し、スパコン「数値風洞」の実現に強い意欲を見せている。



数値風洞の概念的説明を物理空間で行ったもの。機体回りを曲線格子系で覆い、格子点上で流れの方程式を差分近似することにより格子点上での流れ場を求める。(図-1)

(a) 数値風洞の説明（三好氏）[1]



(b) 数値風洞の構成（高梨氏）[2]

図2 数値風洞の概念

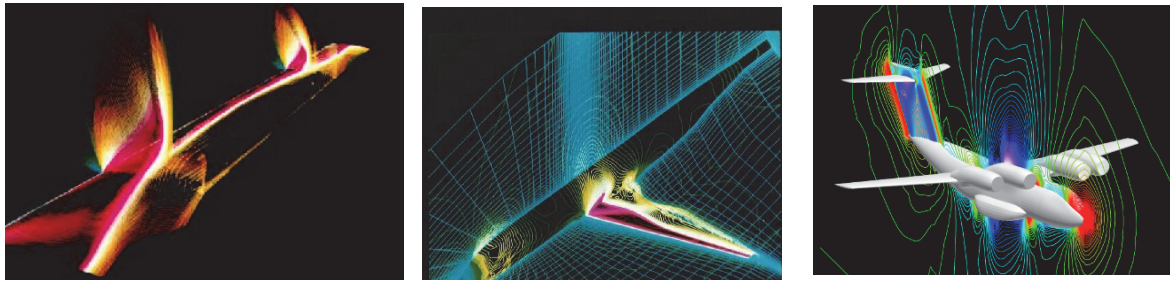
一方、高梨の1987年の解説記事[2]には、数値風洞は、コンピュータとソフトから成るシステム[図2(b)]として描かれ、「このシステムは、航空機の空力設計解析に必要な数値データを取得することを目的として・・・」と書かれている。この記事の中で、「数値風洞は主として、風洞試験データを補間し、あるいは形状や流れの条件をパラメトリックに変えて空力特性を推定し予備設計のための道具として活用されることになろう。」、「ただ現時点で確実にいえることは、風洞試験の大部分が数値シミュレーションによって代行され、最終的な確認のために風洞が用いられるようになっていくであろう、ということである。」などと、現在の数値風洞の役割をほぼ的確に言い当てているのは特筆に値する。

数値風洞のような概念、すなわち風洞試験を数値解析で置き換えるといった発想は、世界的にも幾つか例は見られる。三好、高梨と同時代のChapman[3], Kutler[4], Holst[5]らの論文には、数値風洞的なものも含め、数値解析の様々な将来性についての記述が見られる。最近のAirbusのHP (<http://www.airbus.com/innovation/proven-concepts/in-design/simulation-and-tests/>)には、「The CFMS Core Programme's goal is to increasingly replace the traditional use of physical wind tunnel-based methods – which require carefully-crafted scale models – with high-fidelity, computer-based simulation.」といった数値風洞としての記述が見られる。

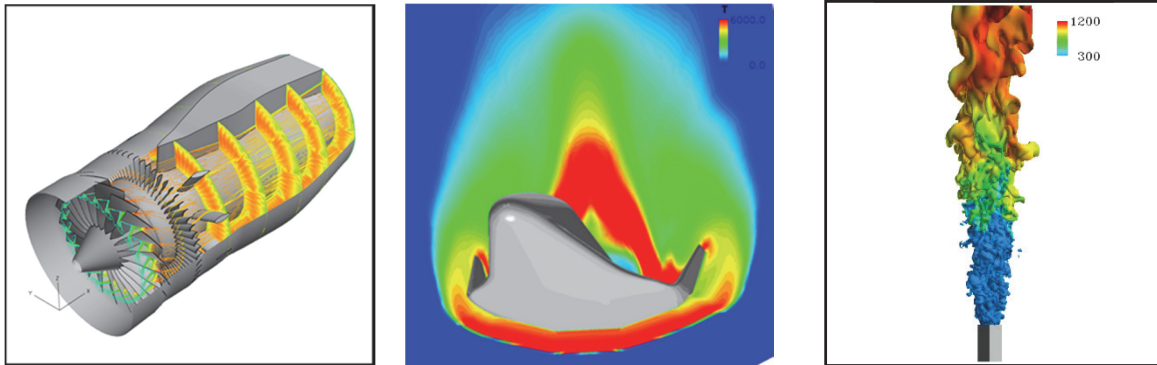
単に、支持されていない全機機体の周りの流れを解析するだけあれば、複雑形状への対応とともに、粘性解析の場合は境界層対応、高速流解析の場合は衝撃波対応等の方策を持ち込むことにより対処可能であろう。しかし、実際の風洞となると、模型支持装置や風洞壁があり、風洞によっては気流制御や抽気もしている。模型の表面仕上げ状態や遷移ラフネスの取り付け位置・状態も関係するし、空気力による模型の変形や機械的なガタもある。したがって、それらを含む解析となるとそれほど簡単な話ではないことは想像に難くない。

3. 数値風洞の歴史

我が国における「数値風洞」の始まりは、上述のように1980年代の三好、高梨らによる概念や構想の提唱であったと言って良いであろう。1987年、航技研は、富士通のベクトルスパコン VP400を導入した。その処理性能は1.1GFLOPSであり、本格的な数値シミュレーション時代の始まりという意味を込めて、システム全体を数値シミュレータシステム (Numerical Simulator System; NS または NSS) と名付け、その初代という意味で NS1 (NSS1) と呼んだ。



(a) 三次元翼の粘性解析[6] (b) 翼胴結合体の粘性解析[7] (c) 全機機体の非粘性解析[8]
 図3 NS1で行われた解析の例



(a) エンジン内の流れ[10] (b) 往還機の実在気体流れ[11] (c) 浮き上がり火炎[12]
 図5 NWTで行われた解析の例

NS1 の頃は、計算流体力学 (Computational Fluid Dynamics; CFD) コード開発の黎明期でもあった。藤井・大林による LANS3D コードや澤田によるマルチブロックオイラーコードが開発され、三次元翼・翼胴結合体の粘性計算や全機機体の非粘性計算が行われた[6,7,8] [図3]。これらの成果は、スパコンによる実形状の数値解析ができることを世界で初めて示した点で極めて意義深いものがある。ただ、計算時間は1ケース10時間以上かかることもあり、データ生産性の点ではまだまだ風洞試験と比べられるようなものではなかった。

その後、三好らによるロビー活動や航技研と富士通の共同研究を経て、いよいよ「数値風洞」という名のついた並列ベクトルスパコンが開発・導入されることとなる。スパコン「数値風洞」は、第2世代の数値シミュレータ NS2 の中核システムとして1993年、航技研に導入された[9]。スパコン「数値風洞」は、Numerical Wind Tunnel の頭文字を取り、NWT とも呼ばれた。NWT は、導入当初は140ノード(性能は236GFLOPS、後に166ノード/280GFLOPSに増設)から成り、クロスバをノード間結合ネットワークに持つ分散メモリのベクトルシステムであった。

当時は、MPI などの並列ライブラリはまだなく、NWT Fortran と呼ばれる並列化言語が開発された。NWT Fortran は、MPI のような SPMD (Single Program Multi Data) モデルではなく、仮想グローバルメモリ

空間とループ並列 (OpenMP のようなイメージ) を用いるものであった [図4]。ユーザは並列処理にはまだ馴染みが薄く、開発ツールもなかったから並列化には相当戸惑ったものの、何とか乗り越え前に進んで行った。このNWTにより、ずいぶんといろいろな解析ができるようになった。例えば、ジェットエンジン内の翼列を過ぎる流れ [図5(a)] [10]や往還機の実在気体流れ [図5(b)] [11]等が解析された。また、物理現象を解明するといった方面へも適用され、一様等方性乱流や浮き上がり火炎 [図5(c)] [12]の詳細解析も行われた。

```

:
!XOCL PARALLEL REGION
:
!XOCL SPREAD DO /IPN
do 1000 n = 1, nblock
do 1 l = 1, lmax
do 1 k = 1, kmax
do 1 j = 1, jmax
v      di      = 1./q(j,k,l,1,n)
v      u(j,k,l)= q(j,k,l,2,n)*di
v      :
v      rmu(j,k,l,n)=(cc**1.5)*c2bp
v      1 continue
1000 continue
!XOCL END SPREAD DO
:
!XOCL END PARALLEL REGION
:
    
```

図4 NWT Fortran による並列化

しかし、肝心の風洞の解析が行われるまでには至らなかった。その理由として、ここでは3つの要因を挙げておきたい。第一は、実際の風洞の計算をするにはまだまだ計算処理能力が足りなかったこと。NWTの280GFLOPSという性能は、当時としては世界一だったかもしれないが、風洞模型+支持装置の粘性流解析には1,000万点規模の格子が必要であり、その規模の解析には至れなかったということである。処理性能以外にも、メモリの少なさやディスクの少なさが、単に「計算ができます」という可能性提示以上の、例えばパラメータスタディや課題解決といった実用解析を行うことを阻んだ。

第二は、前処理（格子生成）や後処理を含めたソフトウェアの整備が不十分だったこと。CFDを行うには、格子が必要である。コンピュータはデジタルデータしか扱えないため、計算を行う点を空間上に定義する必要があり、点を適切に分布させる作業は俗に「格子を張る」と呼ばれる。当時は、解析ソルバとして、格子点が規則的に並んだ格子を扱う構造格子ソルバしかなかったため、構造格子の作成に非常に長時間を要した。場合によっては専門SEの作業でも数か月以上かかる作業であった。これは、風洞模型を作るのとたいして変わらない時間である。また、複雑形状・実形状に対応するための技術も未熟であった。さらに、NWT Fortranは、並列処理を可能にはしたものの、あくまでループベースであり、現在では一般的な領域分割並列のような考え方は取り入れられていなかったため、領域間の複雑な通信には対応できなかった。

第三は、結果の妥当性を十分に検証できなかったこと。できないという語弊があるかもしれないが、計算結果が出てきても、それが定量的に正しいかどうかは、実際の試験データとの突合せを行って初めてわかる。比較できるデータを用意できるかという風洞試験側の問題もある。また、乱流モデル等の物理モデルの妥当性についての検証も難しかった。

数値風洞の実現を引き寄せるには、何はともあれまず計算処理能力を高める、すなわち第一の課題を克服する必要がある。航技研は、NWTの後、2002年、第3世代NSシステムNS3として、富士通HPC2500を中核とするスカラシステムを導入した[9]。HPC2500はノードあたり32CPUを有し、ノード性能は64GFLOPS、トータルで56ノード、性能的には9.3TFLOPSであった。メモリ量3.6TB、ディスク量620TBと、初めて十分な量のメモリ、ストレージが整備された。

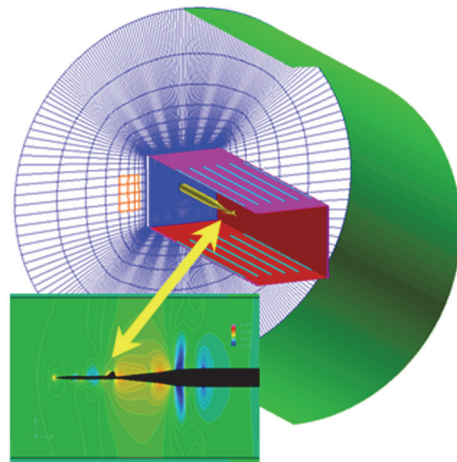


図6 遷音速風洞中の模型の解析[14]

一方、ソフトウェア的には、この時代になるとマルチブロック構造格子による粘性流解析が主流になった。解析コードとしてはUPACS[13]がよく使われた。MPIが主流になり、マルチブロック領域分割による並列化という考え方もマッチした。このシステムとマルチブロック解析コードにより、始めて風洞中の模型のまともな解析が可能となった。図6は、遷音速風洞の風洞スロット壁が抵抗に与える影響の計算をしたもので、音速近傍で本来発散すべき抵抗が減少することが示された[14]。しかし、マルチブロック構造格子といえども構造格子の一種であるがゆえに、格子作成には職人的な技とそれなりの時間が要求され、計算速度の点でも風洞試験のデータ生産性には到底及ばなかった。

2003年、航技研は宇宙科学研究所、宇宙開発事業団と統合され、宇宙航空研究開発機構(JAXA)になった。その後、2009年、JAXAは新たなスパコンシステムを導入し、システム名もNSSからJSS(JAXA Supercomputer System)になり、その初代ということでJSS1と呼ばれた。JSS1の中核システムはMシステムと呼ばれ、富士通FX1をノードとし、ファットツリーで結合されたクラスタシステムであった[15]。FX1はノード性能40GFLOPS、ノードメモリ32GBを有し、Mシステム全体として3,008ノード、120TFLOPSの性能を有した。FX1ノードは、4コアCPUが1ソケットから成り、メモリバンド幅40GB/s(B/F比=1)という特長を有した。

前システム頃から、CFDソルバの主流は構造格子ソルバから非構造格子ソルバ(例えばTAS[16])に移りつつあった。非構造格子となると、格子点を順番に並べる必要がなくなるため、構造格子に比べ格子生成の負荷はぐーんと軽くなる。ただし、そのツケが解析ソルバとコンピュータに押し加かってくる。すなわち、非構造ソルバは、無頓着に作ると再帰参照や

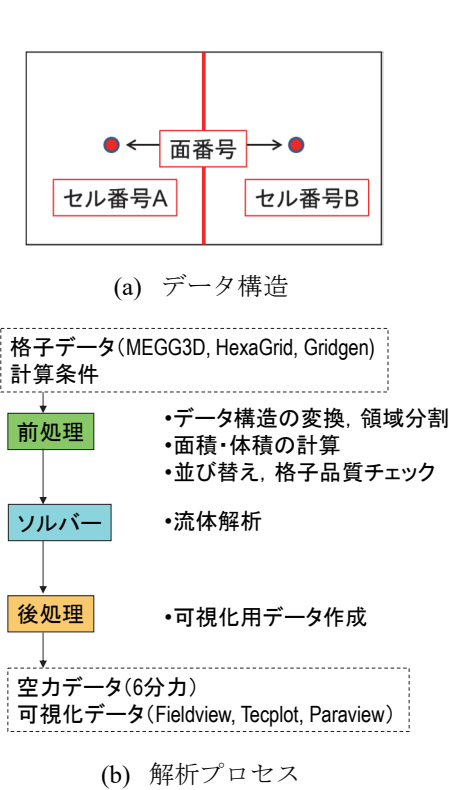
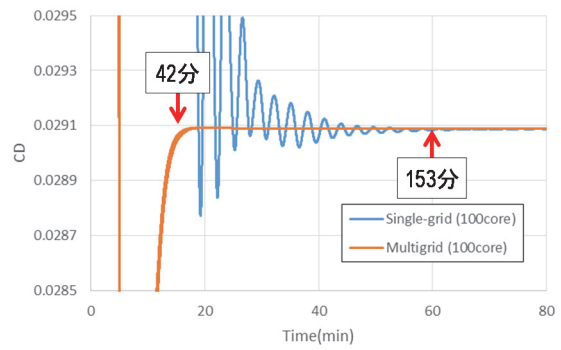


図7 非構造格子ソルバ FaSTAR[17]

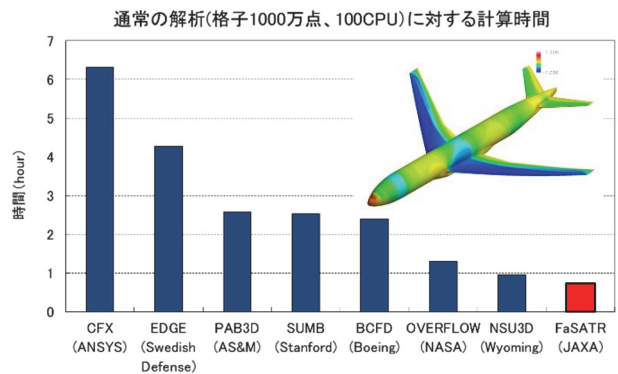
メモリアクセス量が増え、実行性能の低い(=計算速度の遅い)ソルバになりがちになる。また、メモリアクセスは、ランダムアクセスになるため、コンピュータには基本的に高いメモリ性能が要求される。

我々はこの課題を克服するために、高速の非構造格子ソルバとして FaSTAR (FaST Aerodynamic Routines) をスクラッチから開発した[17]。FaSTAR の主な特長を述べると、まずは、極めてシンプルでデータ構造を採用したことである。非構造ソルバでは、セル・節点・面間の接続情報が必要になるが、図7(a)のように面番号からセル番号へのインデックスのみを保存することとした。また、隣り合うセルの面番号とセル番号が近くなるように、予めデータを並び替えておくことでキャッシュミスが減らす工夫を施した。さらに、陰解法とマルチグリッド法という収束加速法を導入した。図7(b)に示すように、解析プロセスを分割し、ソルバ部分の負荷をできるだけ軽くした。

一方、FX1 ノードは、B/F 比=1 が示すようにメモリ性能が高く、非構造ソルバには向いていた。その結果として FaSTAR は、マルチグリッドに収束加速効果も手伝い、図8(a)に示すように、1,000 万格子の航空機全機形態の解析を、FX1 の 25 ノード (100 コア) を使って収束まで 40 分という計算時間を達成した[18]。図8(b)は、世界の著名 CFD コードによる格子 1000 万点、100CPU に対する航空機全機形態の計算時間を比較したもの[19]であるが、収束まで 1 時間を



(a) マルチグリッドによる収束加速[18]



(b) 著名 CFD コードの収束時間の比較[19]

図8 FX1 における FaSTAR の収束性能

切る計算速度は当時としては世界最速レベルであるといえる。

技術革新(イノベーション)の理論に、Abernathy-Utterback モデルというものがある[20]。簡単に言うと、製品革新(プロダクトイノベーション)の後に工程革新(プロセスイノベーション)が訪れるというものである。FaSTAR の登場は、CFD ソルバの世界に、当に工程革新をもたらしたと言っても過言ではない。

2008 年からは、風洞試験 (Experimental Fluid Dynamics; EFD) と数値解析 (CFD) のお互いの弱点を補うとともに、EFD と CFD の融合により 1+1 が 2 以上になるような新たな付加価値を生み出すことを目指した「デジタル/アナログ・ハイブリッド風洞」という施策が開始された [図9] [21]。ハイブリッド風洞は、JAXA の情報化施策の一環として予算化され、デジタル風洞としてソフトウェアが整備された。

解析ソルバの中心は構造から非構造へ移り、格子生成の負担が従前より軽くなったとはいえ、格子生成時間や質の良否は依然として大きな課題であった。そうした中で、注目すべきは、HexaGrid と呼ばれる自動格子生成ツールが開発された[22]ことである。HexaGrid は、直交六面体を基本として空間を充填し、壁面近傍では層状の境界層格子を作成する。非構造格子は、通常、四面体を基本として格子を作成する場合が多かった [図10(a)] が、四面体は形状適合

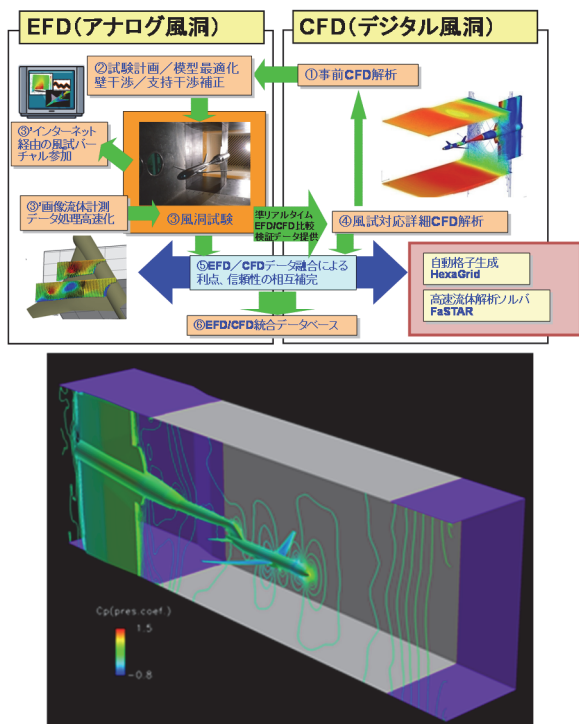
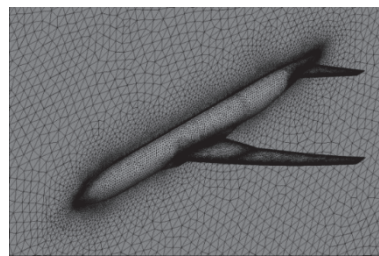


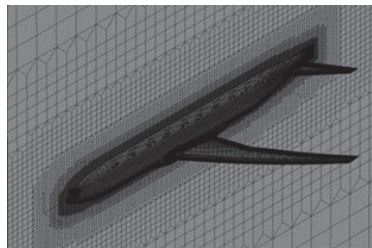
図9 デジタル/アナログ・ハイブリッド風洞[21]

性は高いものの、節点数が急激に増える、解が鈍りやすいという弱点があった。これに対し、直交六面体の場合 [図 10(b)] は、形状適合性は劣るが、直交ゆえに自動化性や高速性に優れ、解の鈍りも少なく、従来、場合によっては 1 か月以上かかっていた格子生成の作業を 1 時間以内で行うことを可能とし、数値風洞のデータ生産性向上に寄与するとともに、上記 FaSTAR とともに上記第二の課題の克服に貢献した。

我々がハイブリッド風洞の開発に関わったもう一つの大きな理由は、風洞試験に学ぶところが大きいと考えたからでもある。数値解析の結果と実験データに差がある場合に、条件を振ったりモデル係数を修正したりして解析結果を実験データに近づけていく作業を擲論して「合わせ込み」と言ったりする。無論、実験データありきで、データの素性もわからず解析結果を実験データに合わせ込むのはほとんど意味がないが、そもそも実験データにも数値解析にも不確かさ (Uncertainty) があることを考えれば、それを定量化 (Uncertainty quantification) したり、誤差評価 (Error estimation) する作業は意味があるし重要である。我々は、ハイブリッド風洞の開発作業において、風洞試験というのは、作業としてそもそもどのような性格を持ち、データはどのように取られ、補正され、どのような誤差 (不確かさ) を含むのかを理解することができ、それは数値解析結果の定量性向上、すなわち上記第三の課題克服に大いに役に立った。



(a) 四面体非構格子



(b) 六面体非構格子

図 10 非構格子

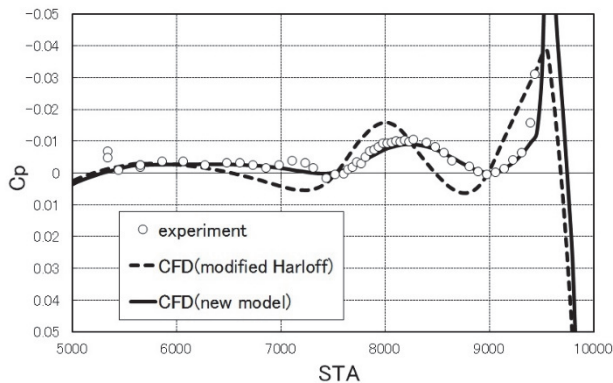
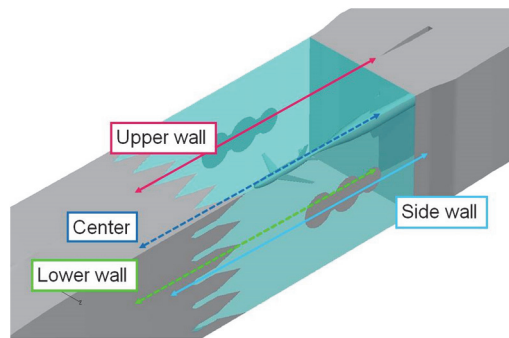


図 11 JAXA 遷音速風洞の壁干渉モデルの開発[23]

ハイブリッド風洞は、JAXA の遷音速風洞を対象に開発された。遷音速、すなわちマッハ数が 1 近辺の流れの流路中に模型などの物体を置くと、ブロッケー効果により流れがチョーク (閉塞) してしまうため、空気を逃がしてやる必要がある。空気を逃がす方法には各種あるが、JAXA 遷音速風洞では、測定部の壁が多孔壁 (ポーラス) 状になっており、多孔壁穴から測定部外側のプレナム室に空気が逃げることによりチョークを避けることができるようになっている。

数値風洞を実現するためには、この多孔壁の効果を数値解析に取り込む必要があり、我々は1個1個の多孔壁穴を通る流れの解析から多孔壁全体の特性を表すモデルを開発した[23]。これを数値解析取り込むことにより、多孔壁の効果を正確に予測することを可能とした。図11は、測定部の上部壁の中央線上における圧力分布を実験と解析で比較したものである。点線が従来のHarloffモデル、実線が我々が新たに開発したモデルを用いたときの解析結果であるが、新モデルの実験との一致が極めて良いのがわかる[23]。

図12は、航空機形状の線形領域（巡航状態）における揚力係数、抗力係数、モーメント係数の風洞試験とCFD解析における誤差（不確かさ、影響度）を示したものである。このうち、上の6行は風洞試験条件が異なることによる不確かさ、下の2行はCFDの計算条件が異なることによる不確かさを示している。ここで風洞試験条件とは、図12下に示すように模型支持装置（スティング）の形状が直支持による場合とブレード支持による場合とでどう違うかとか、模型の変形の影響とか壁があることによる影響がどの程度あるかということを示している。詳細は文献[24]を参照されたい。この表が示しているのは、我々が最終的に知りたいのは、支持装置や壁の干渉がない状態での模型の空力特性であるとする、風洞試験もCFDも誤差（不確かさ）は同程度ということである。これは、模型の空力特性を求める上で、風洞試験とCFDの差はないことを意味しており、残るはデータの生産性ということになる。一方、CFDの物理モデルの検証（Validation）には風洞試験のデータが必須であり、民間機の開発では燃費性能の評価のために抵抗値に関して1%以下の高い精度が必要とされていることを考えると、風洞試験の計測精度の向上とCFDの検証のための詳細なデータ取得の実現は重要な課題である。

	C_L	C_D	C_m
Near-Field支持干渉(直スティング)	-1%	-4%	-10%
Near-Field支持干渉(ブレード)	-1%	-1%	-1%
Far-Field支持干渉	-1%	-6%	-5%
遷移	2%	-2%	4%
模型変形	-5%	-4%	-7%
壁干渉	-1%	1%	0%
格子	4%	5%	10%
乱流モデル	4%	5%	7%

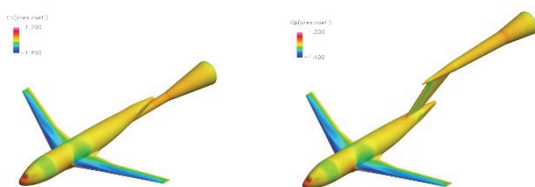


図12 誤差（不確かさ）要因の比較[24]

4. 数値風洞の現状と課題

JAXAでは、2015年より、JAXAとして第2世代にあたるスパコンシステムJSS2を導入した。JSS2の中核システムはSORA-MAと呼ばれ、富士通FX100をノードとし、TOFU2と呼ばれる独自のネットワークでトラス結合されたトータル3,240ノード(103,680コア)から成る処理性能3.49PFLOPSのクラスタシステムである[25]。

我々は、JSS1で既に1,000万点100コア（25ノード）で1ケース40分という計算速度を達成していたが、風洞のデータ生産性（200ケース/日）に追いつくには、1ケース数分程度、JSS1の20倍程度の計算速度を実現する必要があった。JSS2では、コアあたりの処理性能はJSS1の3倍程度になっているので、同じ100コア使用では1/3程度の1ケース15分程度で計算ができた[図13]。JSS2は、ノードあたり32コアを有し、システム全体のコア数は100,000以上（ノード数は3,000以上）あるので、ユーザとしては1,000コア（32ノード）程度までは、普通にジョブを流す（普段使いする）ことができる。そこで500コア、1,000コアで計算してみると、同じ格子で4分、2分で計算を終了することができた[図13]。1ケース2分ということは1時間30ケース、日中8時間とすると、1日240ケースの計算が可能となる。ここに至って、数値風洞はデータ生産性の点では風洞試験に追いついた[26]、といえる。複数のジョブを同時実行させればもっと多くのケース数も可能であり、風洞試験以上の生産性も容易に実現可能である。一方で、32ノードというノード数は、スパコンでなくても部門のクラスタとしても整備できる数であることを考えれば、（少なくとも定常計算の範囲では）数値風洞がスパコンから独立する日も目前まで来ている。

図14は、数値解析（CFD）と風洞試験（WTT）のデータ生産性、すなわちデータ数とその取得時間に関して、過去から現在に至る変遷を定性的に示したものである。縦軸はコストと読み替えても良い。傾き

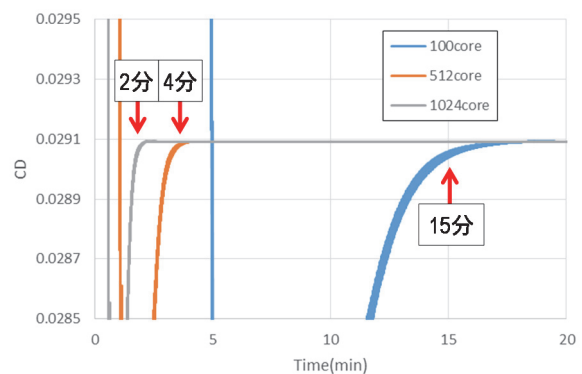


図13 FX100におけるFaSTARの収束性能[26]

が小さいほど、データ生産性（時間当たりのデータ取得数）が高いことを表している。この図は、かつてのCFD（CFD_old）は、格子生成に時間がかかり、計算速度も遅かったため、データ数を取ろうとすると風洞試験（WTT_old）に敵わなかったが、今（CFD_now）では、格子の自動化や計算速度の向上により、風洞試験（WTT_now）の生産性に追いついた（同じ傾きになった）ということを示している。Boeingの資料[27,28]によれば、風洞試験で試した翼の数は過去から現在に至るまで77から11まで減らすことができたし[図15上]、風洞試験の時間は50%以上の削減、今後さらに減らして行く[図15下]、としている。一方で、一機の航空機を開発するのに、パラメータを振った数十万ケースの空力データベースを構築する必要があると言われており[29]、1日250ケースのデータが得られたとしても、そのような多量のデータを得るには相応の日数がかかり、CFDの高速化はまだ必要である。

本稿では、風洞試験との比較において数値解析

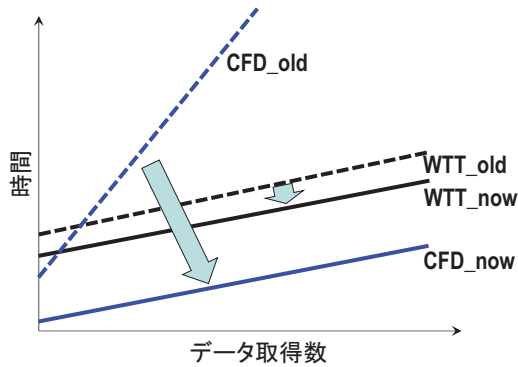


図13 データ生産性の変遷

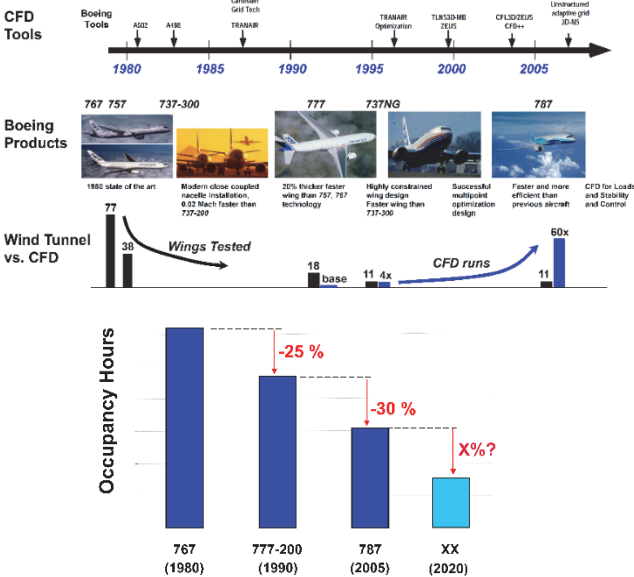
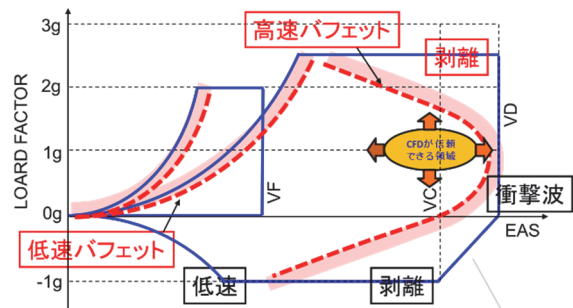


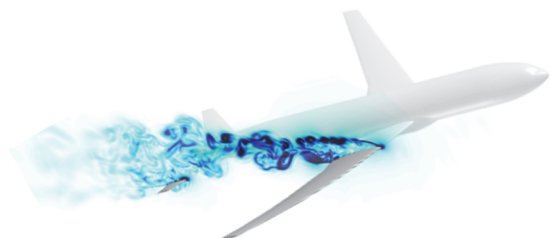
図15 Boeingにおける風洞試験時間の変遷[27,28]

(CFD)について論じて来たが、数値解析には、風洞試験条件に止まらず、いろいろな条件（フライト条件等）で計算ができるとか、最適化や構造解析との組み合わせができる、解析空間のすべての点の情報が入手できるといったいろいろな特長がある。このような特長は、多様な形態、条件の可能性を試す設計の初期段階において特に有効であり、1日で数100ケースの解析を行うことができるようになれば、従来の航空機設計プロセスの革新ということにつながるかもしれない。

データ生産性は追いついたとは言え、数値風洞には無論のこと課題も多く残る。大きな課題は、数値解析(CFD)の適用範囲である。現状、それなりの精度で予測できるのは巡航状態だけであり、巡航状態から外れた条件、たとえば剥離がある流れの予測精度は問題がある。図16(b)は、航空機のフライトエンベロープを表したものであり、定性的には横軸が速度、縦軸が荷重係数(揚力と考えてもよく、巡航状態の荷重係数が1G)を表している。現在のCFDが信用できるのは、図中央に示した巡航状態付近であり、エンベロープ外縁では剥離やバフエット等の振動が起きるため、予測精度が低下する。こうした領域では、そもそも現在の規模の定常解析では無理があり、大規模非定常解析が必要となる[図16(b)]。非定常解析の方法論としてLESやその系統のWMLES(Wall Modeled LES)やDES(Detached Eddy Simulation)が候補になるが、衝撃波が振動するような場合には相応の物理時間の計算(時間積分ステップ数)が必要になり、ここでも計算の効率化が課題となる。我々は、ゾーン



(a) 航空機フライトエンベロープ



(b) 高迎角におけるバフエット解析

図16 数値風洞の課題

毎に RANS と LES を使い分けるといった方法に活路を見出そうとしている[30].

計算技術的にはデータ処理の問題がある. 計算機の処理能力向上とともにストレージ量も増大しているとはいえ, 日に数 100 ケースのペースで大量に生産される計算データの蓄積と管理を効率化することは, 数値風洞を風洞試験と同じレベルの利便性で使っていく上で重要な視点である.

Kraft は, 「何故, 40 年たっても解析は風洞試験に置き換わらないのか?」と題した記事[31]の中で, 解析の技術的課題として, 運用性・耐久性・保守性の評価が困難な点, コードのスケール性, 物理モデル, V&V 等を挙げ, プロセスの課題と合わせて全体の効率性が重要という論旨を展開している. このような視点が, 米国 DoD の CREATE プログラム[32]等につながっていると思われるが, 今後の動向を注視して行きたい.

5. 数値風洞の今後の展開

図 17 は, NS1 から JSS2 にいたる約 30 年間のスパコンの性能の伸びとその時代に行われた主な数値解析を示したものである. JAXA スパコン性能は, 30 年間で約 300 万倍に向上した. ムーアの法則による性能の伸びは 5 年で 10 倍であるから, 10 年で $10^2=100$ 倍, 30 年では 10^6 倍=100 万倍になるはずだが, 実際にはムーアの法則の約 3 倍に向上したのである. この間に数値解析技術は, 単純形状から複雑形状へ, 単一分野 (主に流体) から多分野融合 (連成解析) へ,

可能性提示から実開発利用へ, 単純解析から設計支援・最適化利用へと進化してきた. 我々はこれをスパコン性能向上とアプリケーション開発のスパイラル構造と呼んでいる. すなわち, スパコンの性能向上⇒新たなアプリケーションの登場⇒さらなる性能向上要求⇒さらなるスパコンの性能向上⇒次のアプリケーションの登場⇒・・・と繋がっていくわけである. 今まで述べてきた数値風洞の発展は, ある意味でそのスパイラル構造を風洞という設備の視点から見たものであるともいえる. 微細化の限界や電力消費などの影響で性能向上にも陰りが見え始めている今日のスパコンだが, 三次元実装とか液冷といった新たな技術も出てきているので, 性能向上とアプリケーション開発のスパイラル構造はもうしばらくは続きそうである. そこで次に, 数値風洞の先にあるもの, すなわち次に登場するであろうアプリケーションについて考えてみたい. 数値風洞は, 今後どう発展して行くのか, ということである.

数値解析と風洞試験の融合は, ハイブリッド風洞や数値風洞という形で実現しつつあることを考えると, 次に融合すべきなのはフライト試験であろう. フライト試験は, 航空機開発の最後の段階で行うものであり, 性能確認や認証取得, 不具合修正などのために行われるものである. 数値風洞と同様の発想で, フライト試験を数値解析で置き換えようという発想がある. 我々はこれを「デジタル・フライト」と呼んだりする. フライト試験中の航空機は, 周りに風洞のような壁がない分, 数値解析は簡単に思われるかもし

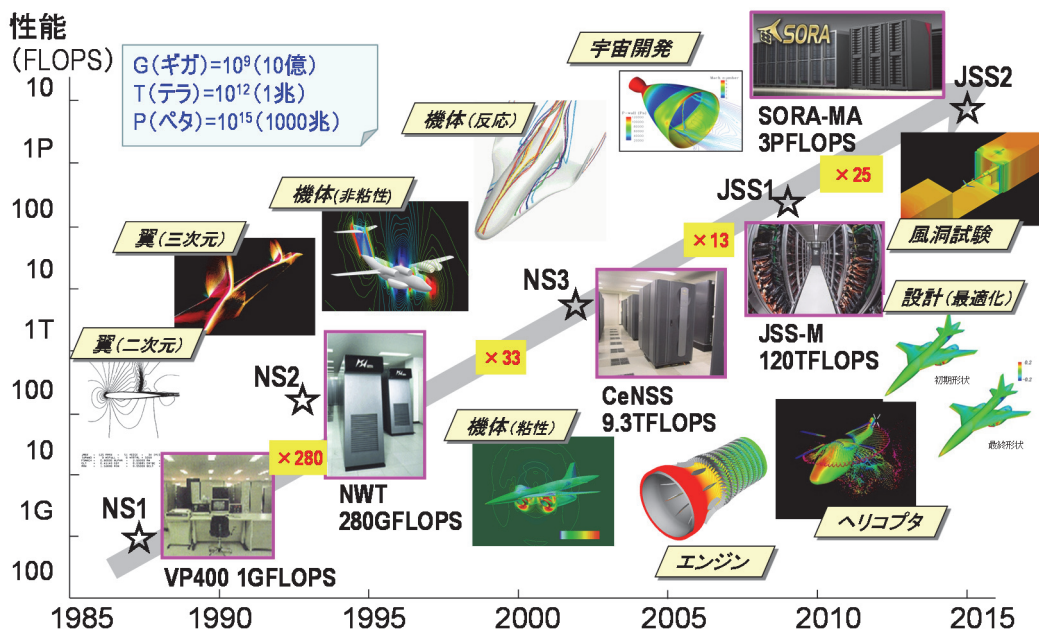


図 17 スパコンの性能向上と数値解析技術の発展

れないが、周りの空気は実際の気象なので、湿気や擾乱があったりする。計算機性能が向上すればそういった条件を考慮した計算ができるようになるかもしれない。しかし、(読者の方々は既にお気づきかもしれないが、)問題は、そういった実際に航空機が飛んでいるときの気象の条件や機体の状態をどうやって把握するかであり、これが予想以上に難しい。JAXAでは、実験用航空機「飛翔」を使ったデータ取得を始めているが[33]、現実的なデジタル・フライトが可能になるには、相当の時間を要するであろう。ただ、世界的に見ると、フライト試験、風洞試験、CFDの連携というプロジェクトが走り始めており[34]、今後の展開が注目される場所である。

一方で、JAXAでは、数値解析を、風洞だけでなく他の設備とうまく連携させて新たな付加価値を生もうという「統合シミュレーション拠点」という構想をスタートさせている。背景にあるのは、IoT (Internet of Things) や人工知能といった新しい技術の進歩であり、設備がらみの従来の技術・実績と新しい技術をうまく組み合わせることにより、ワンストップソリューションや今までにない設備利用の形態を模索し始めている。

6. おわりに

本報では、数値風洞について、その概念や歴史的経緯、現状と課題、将来展望について述べた。数値風洞が風洞試験の生産性に到達できた最大の理由は計算機性能の向上であったことは明らかである。ただし、単に計算ができるということと、それが役に立つ・使えるということとは違う。役に立たせるためには、ソフトウェアの絶え間ないブラッシュアップ、不確かさの定量化とその低減、ニーズの的確な把握、利用性の向上などが必要であり、その実現にはそれなりの時間と労力がかかる、ということである。数値風洞の場合、単に計算ができる段階から役に立つ段階まで30年近い年月がかかった。30年は流星にかかり過ぎ、という誹りもあるかもしれないが、スパコンを使って最先端の(誰もやっていない)アプリケーションを開発しつつ、それを実利用まで持っていくためには相応の時間がかかるというのは本報を読めばおわかりいただけるのではないかと。また、我々の考えるスーパーコンピューティングやその進化とはそういうものである。

ここでは数値風洞という文脈の中で、数値解析による風洞試験の代替を中心に述べたものの、風洞試験は実は当面はなくなるとは思われない。それどころか、数値解析の進展とともに、その役割を変えつつ別な意味での重要性を増す可能性が高い。数値解析の生産性は、早かれ遅かれ風洞試験の生産性を

本当の意味で凌駕するであろう。しかし、NS1のところでも課題として述べたように、数値解析には常に信頼性、定量性のチェックが必要である。数値解析にはいろいろなモデル(乱流モデル、燃焼モデル、壁モデルなど)が必要であり、モデルの妥当性確認や新たなモデルの構築には精密な実験・試験は不可欠である。なぜなら、(全ての現象がDNSで計算できるような時代が来れば話は別だが、)計算だけでは新たなモデルを作るのは難しいからである。そうした場合にもっとも重要なのは、解析でも試験でもなく、人間の知恵であるということをお我々は常に念頭に置くべきである。

参考文献

- [1] 三好甫：数値風洞 - 革新技術への挑戦を支える、日本の科学と技術/日本科学技術振興財団・科学技術館[編]、第27巻第241号、(1986)、pp92-99.
- [2] 高梨進：数値風洞、計測と制御、Vol.26, No.12、(1987)、pp.1051-1056.
- [3] Chapman, D.R.: Computational Aerodynamics Development and Outlook, *AIAA Journal*, Vol. 17(12)、(1979)、pp.1293-1313.
- [4] Kutler, P., A Perspective of Theoretical and Applied Computational Fluid Dynamics, *AIAA Journal*, Vol. 23(3)、(1985)、pp.328-341.
- [5] Holst, T.L., Salas, M.D. and Claus, R.W.: THE NASA COMPUTATIONAL AEROSCIENCES PROGRAM-TOWARD TERAFLUPS COMPUTING, *AIAA Paper* 92-0558, (1992).
- [6] Fujii K, Obayashi S.: Navier-Stokes simulations of transonic flows over a practical wing configuration, *AIAA Journal*, Vol. 25(3)、(1987)、pp.369-70.
- [7] Fujii K, Obayashi S.: Navier-Stokes simulations of transonic flows over a wing fuselage combination, *AIAA Journal*, Vol. 25(12)、(1987)、pp.1587-96.
- [8] Sawada, K., and Takanashi, S.: A Numerical Investigation on Wing/Nacelle Interferences of USB Configuration, *AIAA Paper* 87-0455, (1987).
- [9] 松尾裕一, 坂下雅秀, 末松和代, 染谷和広, 高木亮治, 土屋雅子, 藤岡晃, 藤田直行: 数値シミュレータ III - 導入と運用, 性能評価, 次世代への課題, JAXA-RR-10-005, (2010) .
- [10] 浜辺正昭, 児玉秀和, 山本一臣, 松尾裕一, 野崎理: 多段翼列の非定常大規模シミュレーション, 第17回数値流体力学シンポジウム講演予稿集(2003), C8-2.
- [11] 山本行光, 伊藤良三: HOPEの空力設計解析, 航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム2000 論文集, 航空宇宙技術研究所特別資料 SP-

- 46 (2000), pp.193-206.
- [12] Mizobuchi, Y., Tachibana, S., Shinjo, J., Ogawa, S., and Takeno, T.: A Numerical Analysis of the Structure of a Turbulent Hydrogen Jet Lifted Flame, *Proceedings Combustion Institute*, 29 (2002) , pp. 2009-2015.
- [13] 山根敬, 山本一臣, 榎本俊治, 高木亮治, 山崎裕行, 牧田光正, 山本武, 岩宮敏幸, 中村孝: CFDコード共通化プロジェクト UPACS の現状, 航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム 2000 論文集, 航空宇宙技術研究所特別資料 SP-46 (2000), pp. 45-50.
- [14] 山本一臣, 竹中啓三, 高木亮治, 伊藤良三, 田中健太郎: NEXST-1 音速近傍風洞試験における壁干渉の影響, 航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム 2003 論文集, JAXA-SP-03-002 (2003), pp. 238-243.
- [15] Matsuo, Y., Fujita, N. and Takaki, R.: High Sustained Performance and Scalability on a Multicore-Based Massively Parallel Cluster of JAXA Supercomputer System, JAXA-RM-14-011E, (2014) .
- [16] Nakahashi, K., Ito, Y., and Togashi, F: Some challenges of realistic flow simulations by unstructured grid CFD, *Int. J. for Numerical Methods in Fluids*, Vol.43, (2003), pp.769-783.
- [17] 橋本敦, 村上桂一, 青山剛史, 菱田学, 大野真司, 坂下雅秀, ラフールパウルス, 佐藤幸男: 高速流体ソルバ FaSTAR の開発, 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 論文集, JAXA-SP-10-012, (2010), pp.79-84.
- [18] 橋本敦, 村上桂一, 青山剛史, 菱田学, 坂下雅秀, ラフール・パウルス: 高速な非構造格子流体ソルバ FaSTAR の開発, 日本航空宇宙学会論文集, Vol.63, No.3, (2015), pp.96-105.
- [19] 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 2015-2075, (2015).
- [20] Utterback, J. M.: Mastering the Dynamics of Innovation, Harvard Business School Press (1994) (大津正和・小川進 (監訳) 『イノベーション・ダイナミクス: 事例から学ぶ技術戦略』有斐閣, (1998)).
- [21] Watanabe, S., Kuchi-ishi, S., Murakami, K., Hashimoto, A., Kato, H., Yamashita, T., Yasue, K., Imagawa, K., Saiki, H. and Ogino, J.: Towards EFD/CFD Integration: Development of DAHWIN - Digital/Analog-Hybrid Wind Tunnel, AIAA Paper 2014-0982, (2014).
- [22] 橋本敦, 村上桂一, 菱田学, ラフールパウルス: HexaGrid/FaSTAR を用いたデジタル風洞の開発, 第 43 回流体力学講演会/航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム 2011 論文集, JAXA-SP-11-015, (2011), pp.159-164.
- [23] Hashimoto, A., Aoyama, T., Kohzai, M. and Yamamoto, K.: Transonic Wind Tunnel Simulation with Porous Wall and Support Devices, AIAA Paper 2010-4201, (2010).
- [24] 橋本敦, 村上桂一, 菱田学, 口石茂, 保江かな子: HexaGrid/FaSTAR による DLR-F6 の空力解析と風洞試験との比較, 第 49 回飛行機シンポジウム講演集, JSASS-2011-5218, (2011).
- [25] https://www.jss.jaxa.jp/jss2_configuration/
- [26] Hashimoto, A., Ishida, T., Aoyama, T., Takekawa, K. and Hayashi, K.: Results of Three-dimensional Turbulent Flow with FaSTAR, AIAA Paper 2016-1358, (2016).
- [27] Ying, S., Gablonsky, J., and Fussell, P.: HPC in Aerospace: The Reality of What We Know & the Promise of What We Don't Know, ISC2009, (2009).
- [28] Anderson, M.: CFD: An Industry Perspective, Future Directions in CFD Research: A Modeling and Simulation Conference, 2012.
- [29] Tinoco, E.N.: The Changing Role of Computational Fluid Dynamics in Aircraft Development, AIAA Paper 98-2512, (1998).
- [30] Ishida, T., Ishiko, K., Hashimoto, A., Aoyama, T., and Takekawa, K.: Transonic Buffet Simulation over Supercritical Airfoil by Unsteady-FaSTAR Code, AIAA paper 2016-1310, (2016).
- [31] Kraft, E. M.: After 40 Years Why Hasn't the Computer Replaced the Wind Tunnel ?, *ITEA Journal*, Vol. 31, (2010), pp.329-346.
- [32] Post, D.E., Atwood, C.A., Newmeyer, K.P., Meakin, R.L., Vogelsong, R.L., Hariharan, N., Morton, S., Livingston, J., D'Angelo, J.N., Dey, S., Gorski, J., Moyer, E.T., Mackenna, A., and Strawn, R.: The CREATE Program: Design and Analysis Tools for DoD Weapon Systems, AIAA Paper 2016-0562, (2016).
- [33] 保江かな子, 上野真, 成岡優, 中北和之: JAXA 実験用航空機「飛翔」の実機静的空力特性取得飛行試験, 第 53 回飛行機シンポジウム講演集, JSASS-2015-5182, (2015).
- [34] Rudnik, R. and Schwetzler, D.: High lift INflight VALidation (HINVA) - Overview about the 2nd Flight Test Campaign, AIAA Paper 2016-0041, (2016).

スクラムジェットエンジンの性能向上に関する一考察

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

渡邊孝宏、宗像利彦

日立ソリューションズ東日本

A Consideration for Scramjet Engine Performance Improvement

by

SATO Shigeru

Kakuda Space Center, Japan Aerospace Exploration Agency, Kimigaya, Kakuda-shi, Miyagi 981-1525, JAPAN

FUKUI Masaaki

Space Service, Kimigaya, Kakuda-shi, Miyagi 981-1525, JAPAN

WATANABE Takahiro and MUNAKATA Toshihiko

Hitachi Solutions East Japan, Honcho, Aoba-ku, Sendai-shi, 980-0014, JAPAN

ABSTRACT

Japan Aerospace Exploration Agency has been investigating scramjet engines in Kakuda Space Center using RamJet Engine Test Facility (RJTF) et al. 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 top 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 the influence of cowl shock wave on the fuel distribution. In the result of simulation by visualizing the stream lines in CFD, the effective stream lines are found useful for the fuel spreading. In this paper the authors describe results of trial combustion in two engine configurations including the improved configuration.

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、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亘っている。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、飛行試験を志向した論文も見られる。一例を文献⁽²⁾に示す。

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 (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 等の研究を重ねて来、多くの知見を得ている。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⁾。

これが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⁾⁻⁽¹⁹⁾。

特に、ストラット及びピカウルの組み合わせが形成す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方法を検討している⁽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⁾。

本報告では、これら実績を踏まえて燃焼計算の試行を行なったので、その結果を述べる。今回は側板噴射前提の試行結果を記す。

2. ストラットが形成する流れ場と当量比分布

ストラットはエンジン空気吸込み圧縮過程の流路中央部に取り付けられるもので、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

が有る。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。『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。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。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⁾。

当報告では気流状態の流れ場の検討を基礎としている。エンジン試験においては結果検討の場面で、試験で計測された性能が燃焼の影響かエンジン固有の気流性状の影響かの議論が繰り返される。燃焼の影響と言い切るにも気流状態のエンジン内流れを掌握し尽くす必要がある。つまり、エンジン性能を評価するため欠かせない検討である。又、CFD では非燃焼条件の方が速やかに解を得易く、設計時に形状等の修正を繰り返す際の判断に有利である。勿論、燃焼状態に移行すればエンジン内流れ場が大きく変化することも判明しているが、電算機の性能が飛躍的に向上した現在でも形状等を変更する度に逐一 CFD で燃焼計算を行うのは必ずしも現実的ではない。計算負荷の大きい燃焼状態の CFD は条件を絞り込んだものを対象とするのが適切であり、別途計算を進めて来た。

尚、気流状態と燃焼状態との流れ場の違いに就いては佐藤らが、燃焼によりエンジン内当量比分布が均されると示している^(26,27)。この検討結果に基づき、気流状態からの類推は定性的範囲に於いて可能と考えている。

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、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の段差があり、その段差の下流32mmの所に燃料垂直噴射孔12本が並ぶ。また、エンジン流路中程にはストラットが装着され、当形態では天板からカウルに亘る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。

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、良好な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^(20,28)。

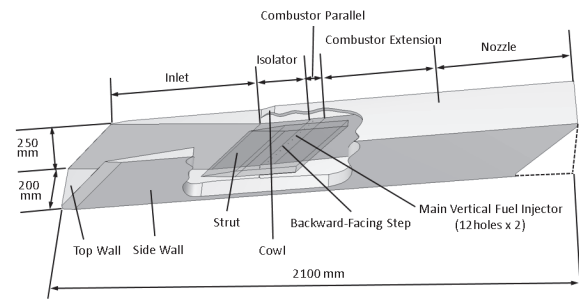
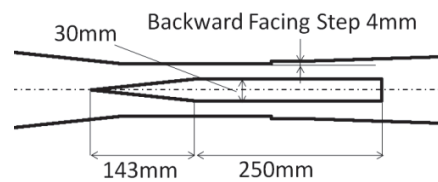
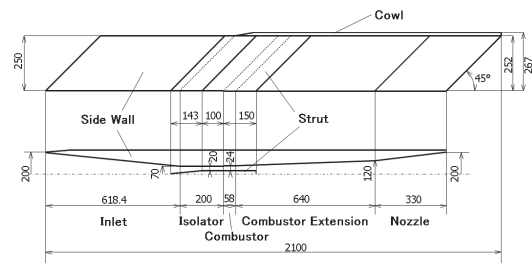
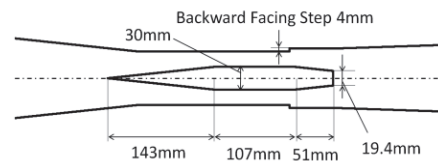
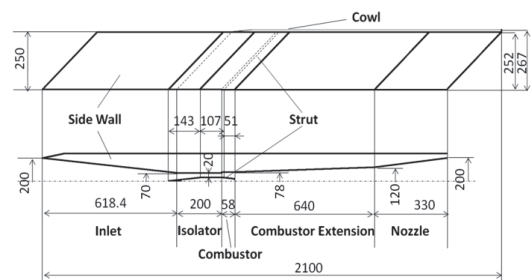


Fig. 1 Outline of scramjet engine tested.⁽⁴⁾ The engine is set upside-down on the test bed.



a) 5/5H Strut configuration



b) Boat-tail Strut configuration

Fig. 2 Two types of struts. The 5/5H Strut configuration (a) and the Boat-tail Strut (b) are compared by means of CFD.

4. 比較形態—試験済み形態と想定形態

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⁽²⁹⁾。

4-2 数値計算方法

計算には汎用流体解析ソフト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Spalart-Almarasである。壁面は等温(300K:主流温度)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ている。

燃焼計算に関しては、反応モデルはPetersen and Hansonの論文⁽³⁰⁾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。

乱流燃焼モデルは渦拡散法(EDC: Eddy Dissipation Concept)、反応は9種20素反応である。

尚、数値計算には当機構の統合スーパーコンピュータ“JSS2”を用いた。

5. 流れ場の歪

燃料当量比の偏りの原因の一つが流れ場の歪である。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⁾。以下、その概要を示す。

5-1 側板噴射の流線及び質量流率 ρu の断面分布⁽¹⁸⁾

現に試験の行われた側板垂直噴射では流線はどのような軌跡を辿るのかCFD結果に基づき次に確認する。

図3は側板面に設けられた垂直噴射孔12本からの流線を模したものである。図中の左がインレット、右がエンジン出口で、下が天板、上がカウルである。流れは左から右に向かう。実際のエンジン試験はこの側板垂直噴射を中心に行われた。燃焼下のガス採取結果でも燃料当量比は天板及び両側板に偏る分布であった⁽⁴⁾。

この図3の可視化は具体的には側板12本の垂直噴射孔の近傍を通る流線がどこから来てどこへ向かうかをエンジン全長通して可視化したものである。側板噴射孔位置から5.5mm離れた位置を通過する流線を辿った。この5.5mmとは垂直噴射される噴流の貫通高さ⁽³¹⁾から定めた値である。

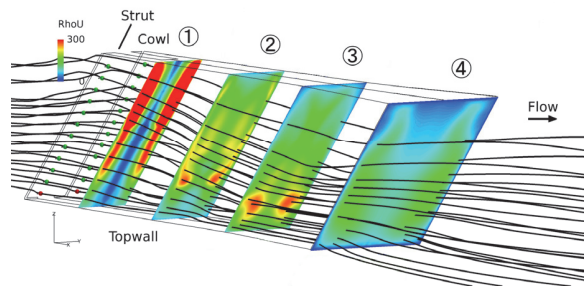
図3a、図3bは同時にエンジン内各断面での質量流率分布を示している。位置は①ストラット直下流、②燃焼器拡大途中、③燃焼器拡大出口付近、④エンジン出口直前の四箇所である。

5/5高さストラット形態ではストラット直下流(断面①)から高

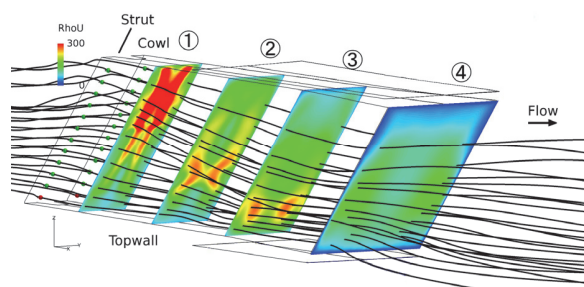
質量流率領域が両側板側に張り付いているのに対し、ボートテイル形ストラット形態ではストラット直下流(断面①)にエンジン中心且つカウル寄りに高質量流率領域が形成されている。(図中の赤色部分)これを狙いどころとして燃料を噴射すれば、当量比分布の改善と燃焼効率の向上とを期待させるものとなる。

両形態とも側板噴射孔位置からの流線は天板と両側板に貼り付くように走っている。相対的にはボートテイル形ストラット形態の方が若干ながら中心部寄りに拡散している傾向が見られる。

しかし、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は見当たらない。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けさせ且つ気流の質量流率の高いところに燃料を分配するには、側板噴射のみでは燃料が達せず、ストラット周辺からの噴射を追加する必要があり、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。



a) 5/5-Height Strut configuration



b) Boat-tail Strut configuration

Fig. 3 Streamlines from the strut and mass fluxes ρu in the engines.⁽¹⁸⁾ Cross sections: ①downstream of the strut (1m from the top wall leading edge), ②midway of the combustor expansion (1.25m as the above), ③near the exit of the combustor extension (1.5m as the above) and ④near the engine exit(1.8m as the above).

5-2 燃焼計算の試行結果

次に燃焼計算を試行した結果を紹介する。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

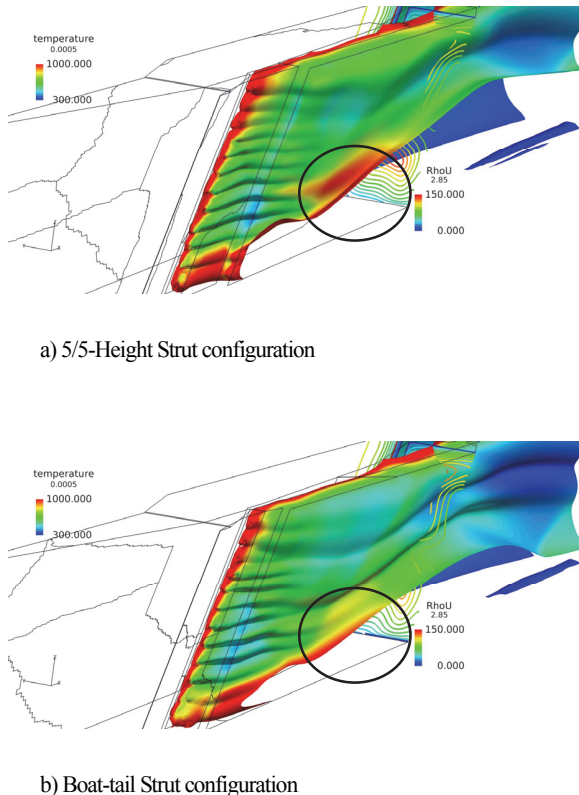


Fig. 4 Trial combustion calculations in the both configurations.

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。

図 4 に燃焼計算の結果を示す。図 4a は 5/5 高さストラット形態、図 4b はボートテイル形ストラット形態であり、共に左がインレット側、右奥がエンジン出口で、下が天板、上がカウルである。流れは左から右奥に向かい、段差下流の燃料噴射孔 12 本から水素燃料が噴射される。

図の中程には、側板上の 12 本の燃料噴射孔を象るように、燃料噴流に対応する流れが見える。色分布付きの面は燃料水素の質量分率 0.05% の等値面であり、その色分布はエンジン内部流の温度である。特に赤色は 1000K 級の温度分布の箇所である。反応による発熱が充分確認できる。

また、エンジン出口断面に見える色付き等高線はエンジン出口におけるエンジン内部流の質量流率分布である。これを参照することで、燃焼によってエンジン内部流の歪がどれ程変化したかを追うことが出来る。

図 4 の両形態を比較すると、12 本の燃料噴射孔の周囲が赤色となっているのは両形態とも共通である。違いとして目立つのはノズル部天板寄りの箇所の赤色分布である。この箇所はカウル前縁

衝撃波が天板に入射し反射する位置である。そこでは 5/5 高さストラット形態の方がより赤色域が広い。その分発熱が大きく、燃焼を更に増進する元となることが想定できる。

実際のエンジン試験では、天板寄りの当該箇所での発熱の大きさが確認されており、この発熱により天板面の圧力上昇が促進され、エンジン不始動（天板面全域剥離）が早めに引き起こされることが観測されている。

不始動を遅らせることが高当量比までの燃料投入を可能としエンジンの性能を伸長させることに通ずるので、この天板寄りの領域に発熱が集中することを回避しつつエンジン断面中心域で燃焼が活発化する形態と設計法が望まれる。例えば、側板からの燃料噴射では、燃料が天板側に集中する燃料噴射孔は閉ざし、カウル寄りの噴射孔から選択的に噴射すると言った噴射孔制御に有効性が見出せる。また、佐藤が行った気流条件流線可視化でも、エンジン出口の高質量流率域に届く流線の一部には側板寄りに源を有するものがある⁽³²⁾。

今回の試行を基に各条件の仮想実験を進めると共に燃料のストラット噴射の仮想実験を行う必要がある。

6. 終わりに

エンジン試験実施済みのエンジンと改良型提案エンジンとに就いて、エンジン内の流れ場の歪を質量流率分布で把握し、側板垂直噴射条件の燃焼計算を試行した。各確認を進めることでストラット噴射の仮想実験に取り掛かることが可能である。

謝辞

角田から調布 JSS (JAXA Super computer System) 遠隔利用に就いては角田計算センター高橋正晴氏の支援を得た。又、計算に関しては小寺主任研究開発員の助言等を得、更に 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., 44th International/SETP Southwest Flight Test Symposium, 2013.
- (2) Preller, D., and Smart, M. K., AIAA 2015-3586, 2015.
- (3) RJTF 建設グループ NAL TR-1347, 1998 年 2 月, 航空宇宙技術研究所資料.
- (4) 佐藤茂他, 日本航空宇宙学会論文集, 47 (1999).
- (5) Kobayashi, K., et al., J. Propul. Power, 20 (2004).
- (6) 小林完他, 日本航空宇宙学会論文誌, 51 (2003).
- (7) 三谷徹他, 航空宇宙学会北部支部 1999 年講演会, 平成 11 年 3 月 (仙台).
- (8) 三谷徹他, 第 38 回燃焼シンポジウム, 平成 12 年 11 月 (福岡).
- (9) 植田修一, 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) 平岩徹夫他, 第 38 回航空原動機・宇宙推進講演会, 平成 10 年 1 月 (仙台).
- (11) 五十嵐康隆他, 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)小寺正敏他, 航空原動機・宇宙推進講演会, 平成 10 年 1 月 (仙台).
- (13)Ueda, S., et.al., A., AIAA Paper 2006-1027, 2006.
- (14)Kanda, T., et.al., J. Propul. Power, 13, 4 (1997) .
- (15)小寺正敏他, 航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム (調布)2001 論文集, NAL SP-53, 2001 年, 航空宇宙技術研究所.
- (16)佐藤茂他, 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)佐藤茂他, 平成 25 年度衝撃波シンポジウム, 平成 26 年 3 月 (相模原).
- (18)佐藤茂他, 第 46 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 2014(弘前)論文集, JAXA-SP-14-010, 2015 年, 宇宙航空研究開発機構.
- (19)Sato, S., et.al., AIAA Paper 2014-2144, 2014.
- (20)Sato, S., et.al., AIAA Paper 2010-7037, 2010.
- (21)Sato, S., et.al., AIAA Paper 2011-2314, 2011.
- (22)Sato, S., et.al., AIAA Paper 2012-5836, 2012.
- (23)Sato, S., et.al., AIAA Paper 2013-3750, 2013.
- (24)佐藤茂他, 平成 26 年度衝撃波シンポジウム, 平成 27 年 3 月 (伊香保).
- (25)工藤他, 宇宙航空研究開発機構研究開発報告, RR-04-011, 2005 年 1 月
- (26)佐藤茂他, 平成 22 年度衝撃波シンポジウム, 平成 23 年 3 月 (相模原・紙上開催).
- (27)佐藤茂他, 平成 23 年度衝撃波シンポジウム, 平成 24 年 3 月 (柏).
- (28)佐藤茂他, 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(米子)論文集, JAXA-SP-10-012, 2011 年, 宇宙航空研究開発機構.
- (29)佐藤茂他, 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(早稲田)論文集, JAXA-SP-11-015, 2012 年, 宇宙航空研究開発機構.
- (30)Petersen, E.L. and Hanson, R.K., Journal of Propulsion & Power, Vol. 15, No. 4, July–August 1999.
- (31)佐藤茂他, 日本航空宇宙学会北部支部 2000 年講演会, 平成 12 年 3 月 (仙台).
- (32)Sato, S., et.al., AIAA Paper 2015-3598, 2015.

酸化剤流量制御によるハイブリッドロケット消炎再着火の有効運用

Effective operations of hybrid-rocket extinction-reignition via oxidizer-mass-flow control

By Kazuhisa CHIBA,¹⁾ Masahiro KANAZAKI,²⁾ and Toru SHIMADA,³⁾

¹⁾The University of Electro-Communications, Tokyo, Japan

²⁾Tokyo Metropolitan University, Tokyo, Japan

³⁾Japan Aerospace Exploration Agency, Sagami-hara, Japan

The objective of this study is to reveal extinction-reignition ascendancy, which is one of the beneficial points of hybrid rocket, for expanding downrange and duration in the lower thermosphere in view of simple control of oxidizer mass flow. Swirling-flow oxidizer is furnished with solid fuel; we adopt polypropylene for solid fuel and liquid oxygen for oxidizer. A multidisciplinary design optimization has been implemented by using a hybrid evolutionary computation; data mining has been also conducted by using a scatter plot matrix to efficiently perceive the entire design space. It is consequently revealed that the hypothesis in the prior study is proved; extinction-reignition extends not only duration but also, downrange. Scatter plot matrix results express physical mechanisms of design-variable behaviors for the objective functions and also the roles of the design variables via bird's-eye visualization of the entire design space constitution.

1. Introduction

Single-stage rockets have been researched and developed for scientific observations and experiments of high-altitude zero-gravity condition, whereas multi-stage rockets have been for orbit injections of payloads. Institute of Space and Astronautical Science (ISAS)/Japan Aerospace Exploration Agency (JAXA) has been operating Kappa, Lambda, and Mu series rockets as the representatives of solid rocket to contribute to space science researches. Although Epsilon series began to be operated from September 2013, a next-generation rocket is necessary to fulfill higher-frequent and lower-cost space transportations.

Hybrid rocket engines (HREs) using different phases between fuel and oxidizer (solid fuel and liquid/gas oxidizer is generally used) have been researched and developed as an innovative technology in mainly the E.U.¹⁾ and the U.S.²⁾ Each country has plans to adopt an HRE to a main engine of space transports because of several advantages: lower cost, higher safety (especially important for manned mission), and pollution free flight due to no gunpowder use. In contrast, disadvantages of HREs proceed from their combustion. Since HREs have low regression rate of solid fuel due to turbulent boundary layer combustion, the thrust of HREs is less than that of pure-solid/liquid engines which premixed combustion³⁾ is implemented. Moreover, since the mixture ratio between solid fuel and liquid/gas oxidizer (O/F) is temporally fluctuated, thrust changes with time. Research topics of HREs are improving those performances via experiments.

Now in Japan, ISAS/JAXA recently researches HREs to develop a next-generation space transportation. Research topics are vaporization of liquid oxygen, advancement of exhaust velocity c^* efficiency, progress of regression rate, stable ignition, and numerical simulations of turbulent boundary layer combustion. In contrast, we will investigate hybrid-rocket ascendancy via design optimizations as a part of ISAS/JAXA's hy-

brid rocket project. The objective of the design optimizations in this project is to quantitatively indicate hybrid-rocket advantage compared with the current rockets via design optimizations; multidisciplinary design requirements: chemical equilibrium, thrust, structural, aerodynamics, and trajectory analyses are driven. Furthermore, exhaustive design information will be obtained to additionally consider manufacturing, productive, and market factors for practical problems (optimization is difficult to deal with them due to the difficulty of quantitative definition).

Design informatics (DI) has essential for not only an operating system itself but also its applications to practical problems so that science contributes toward the real world. Results themselves do not possess versatility in application problems due to their particularity; system versatility is indeed critical in application problems because it is revealed that application range is expanded. Furthermore, the application results indicate the guidance for system improvements. In this study, we conceptually explore a design optimization of a single-stage sounding hybrid rocket using DI approach. The objective is that extinction-reignition advantage in the science mission for aurora observation on hybrid rocket will be quantitatively revealed. Since HREs are comparatively easy to perform multi-time ignition⁴⁾, extinction-reignition supremacy is especially predicted by using design informatics approach.

We researched step by step in the previous studies. As a first step, an optimization problem on single-time ignition, which is the identical condition of the current solid rocket, was defined to obtain the design information⁵⁾. As a second step, the implication of solid fuels in the performance of hybrid rocket was revealed because the regression rate is one of the key elements for hybrid-rocket performance⁶⁾. Finally, this study investigates an extinction-reignition sequence to reveal a hybrid-rocket ascendancy as multi-time ignition. We acquired a hypothesis regarding the difference between 1st and 2nd combustion characteris-

tics in the previous study for investigating extinction-reignition advantage on a hybrid rocket system⁷⁾. The objective of this study is to verify it.

The constitution of this paper is as follows. The optimization and data-mining techniques used in DI are explained in Chapter 2. The problem definition for designing a hybrid rocket are shown in Chapter 3. Optimization and data-mining results are revealed; the knowledge is also discussed in Chapter 4.

2. Problem definition

We consider a design optimization for a single-stage sounding hybrid rocket, simply composed of a payload chamber, an oxidizer tank, a combustion chamber, and a nozzle⁸⁾ shown in Fig. 1. A launch vehicle for aurora scientific observation will be focused because more efficient sounding rockets are desired due to successful obtaining new scientific knowledge on the aurora observation by ISAS/JAXA in 2009. In addition, a single-stage hybrid rocket problem fits for resolving fundamental physics regarding HREs and for improving the problem definition.

The problem definition is identical with the previous study⁷⁾ except for the design variables. Since the acquired hypothesis indicates that 2nd combustion should be feeble to merely sustain vehicle gross weight, we anew prepare design variables regarding oxidizer mass flow for each combustion.

2.1. Objective functions

Three objective functions are defined. First objective is maximizing the downrange in the lower thermosphere (altitude of 90 to 150 [km]) R_d [km] (obj1). Second is maximizing the duration in the lower thermosphere T_d [sec] (obj2). It recently turns out that atmosphere has furious and intricate motion in the lower thermosphere due to energy injection, from which derives aurora, from high altitude. The view of these objective functions is to secure the horizontal distance and time for competently observing atmospheric temperature and the wind so that thermal energy balance is elucidated on atmospheric dynamics. Third objective is minimizing the initial gross weight of launch vehicle $M_{tot}(0)$ [kg] (obj3), which is generally the primary proposition for space transportations.

2.2. Design variables

We use 10 design variables: oxidizer mass flow on 1st combustion $\dot{m}_{ox}^{(1st)}$ [kg/sec] (dv1), oxidizer mass flow on 2nd combustion $\dot{m}_{ox}^{(2nd)}$ [kg/sec] (dv2), fuel length L_{fuel} [m] (dv3), initial radius of port $r_{port}(0)$ [m] (dv4), total combustion time $t_{burn}^{(total)}$ [sec] (dv5), first combustion time $t_{burn}^{(1st)}$ [sec] (dv6), extinction time from the end of first combustion to the beginning of sec-

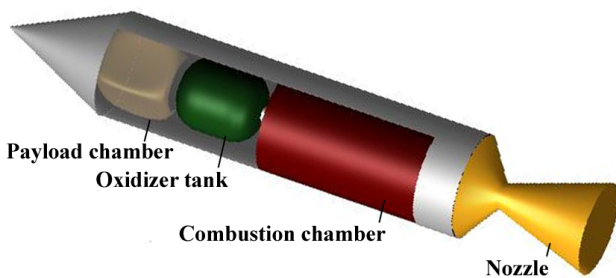


Fig. 1. Conceptual illustrations of hybrid rocket.

ond combustion t_{ext} [sec] (dv7), initial pressure in combustion chamber $P_{cc}(0)$ [MPa] (dv8), aperture ratio of nozzle ϵ [-] (dv9), and elevation at launch time $\phi(0)$ [deg] (dv10).

We set two combustion times as follows:

$$t_{burn}^{(1st)} = \begin{cases} t_{burn}^{(total)} & (t_{burn}^{(total)} < t_{burn}^{(1st)}) \\ t_{burn}^{(1st)} & (t_{burn}^{(total)} \geq t_{burn}^{(1st)}) \end{cases}, \quad (1)$$

$$t_{burn}^{(2nd)} = \begin{cases} 0 & (t_{burn}^{(total)} < t_{burn}^{(1st)}) \\ t_{burn}^{(total)} - t_{burn}^{(1st)} & (t_{burn}^{(total)} \geq t_{burn}^{(1st)}) \end{cases}.$$

Under $t_{burn}^{(total)} < t_{burn}^{(1st)}$ condition, it is defined that $t_{burn}^{(1st)}$ is set to be $t_{burn}^{(total)}$ and second-time combustion is not performed. Note that there is no constraint except upper/lower limits of each design variable summarized in Table 1. These upper/lower values are exhaustively covering the region of the design space which is physically admitted. When there is a sweet spot (the region that all objective functions proceed optimum directions) in the objective-function space, the exploration space would intentionally become narrow due to the operation of range adaptation on the evolutionary computation.

2.3. Evaluation method of hybrid rocket

First of all, $O/F(t)$ is computed by the following equation.

$$O/F(t) = \frac{\dot{m}_{ox}(t)}{\dot{m}_{fuel}(t)}, \quad (2)$$

where $\dot{m}_{ox}(t)$ is set from dv1 and dv2 as well as

$$\dot{m}_{fuel}(t) = 2\pi r_{port}(t) L_{fuel} \rho_{fuel} \bar{r}_{port}(t), \quad (3)$$

$$r_{port}(t) = r_{port}(0) + \int \dot{r}_{port}(t) dt.$$

$\dot{m}_{ox}(t)$ and $\dot{m}_{fuel}(t)$ are the mass flow of oxidizer/fuel [kg/sec] at time t , respectively. $r_{port}(t)$ is port radius [m] at t , L_{fuel} describes fuel length, and ρ_{fuel} is fuel density [kg/m³]. $\dot{r}_{port}(t)$ describes the regression rate. Note that since HREs perform no premixed combustion which conventional rocket engine implements but turbulent boundary layer combustion, $O/F(t)$ is not constant but timely fluctuated. After that, an analysis of chemical equilibrium is performed by using NASA-CEA (chemical equilibrium with applications)⁹⁾, then trajectory, thrust, aerodynamic, and structural analyses are respectively implemented. A body is assumed as rigidity. As the time step is set to be 0.5 [sec], it takes roughly 10 [sec] for an individual evaluation on a general desktop computer.

A combustion chamber is filled with solid fuel with a single port at the center to supply oxidizer. As the regression rate to the radial direction $\dot{r}_{port}(t)$ [m/sec] generally governs thrust power of HREs, it is a significant parameter. This study uses the following experimental model^{10), 11)};

$$\dot{r}_{port}(t) = a_{fuel} \times G_{ox}^{n_{fuel}}(t) = a_{fuel} \times \left(\frac{\dot{m}_{ox}(t)}{\pi r_{port}^2(t)} \right)^{n_{fuel}}, \quad (4)$$

where $G_{ox}(t)$ is oxidizer mass flux [kg/m²/sec]. a_{fuel} [m/sec] and n_{fuel} [-] are the constant values experimentally determined by fuels. Swirling oxidizer flow is carried out; we adopt liquid oxygen for oxidizer and polypropylene as thermoplastic resin for solid fuel. Experiments^{10), 11)} respectively indicate $a_{fuel} = 8.26 \times 10^{-5}$ [m/sec] and $n_{fuel} = 0.5500$ [-] for polypropylene.

Table 1. Upper/lower limits of each design variable.

<i>serial number</i>	<i>design variable</i>	<i>unit</i>	<i>design space</i>
dv1	oxidizer mass flow on 1st combustion	[kg/sec]	$1.0 \leq \dot{m}_{\text{ox}}^{(1\text{st})} \leq 30.0$
dv2	oxidizer mass flow on 2nd combustion	[kg/sec]	$1.0 \leq \dot{m}_{\text{ox}}^{(2\text{nd})} \leq 30.0$
dv3	fuel length	[m]	$1.0 \leq L_{\text{fuel}} \leq 10.0$
dv4	initial radius of port	[m]	$0.01 \leq r_{\text{port}}(0) \leq 0.30$
dv5	total combustion time	[sec]	$20.0 \leq t_{\text{burn}}^{(\text{total})} \leq 60.0$
dv6	1st combustion time	[sec]	$10.0 \leq t_{\text{burn}}^{(1\text{st})} \leq 40.0$
dv7	extinction time	[sec]	$1.0 \leq t_{\text{ext}} \leq 300.0$
dv8	initial pressure in combustion chamber	[MPa]	$3.0 \leq P_{\text{cc}}(0) \leq 6.0$
dv9	aperture ratio of nozzle	[-]	$5.0 \leq \epsilon \leq 8.0$
dv10	elevation at launch time	[deg]	$60.0 \leq \phi(0) \leq 90.0$

3. Design informatics

DI is essential for practical design problems. Although solving design optimization problems is important under many-discipline consideration on engineering¹²⁾, the most significant part of the process is the extraction of useful knowledge of the design space from results of optimization runs^{13), 14)}. The results produced by multiobjective optimization (MOO) are not an individual optimal solution but rather an entire set of optimal solutions due to tradeoffs. That is, MOO results are not sufficient from the practical point of view as designers need a conclusive shape and not the entire selection of possible optimal shapes. But optimal-solution set produced by an MOO can be considered a hypothetical design database for design space. Thereupon, data mining techniques can be applied to a hypothetical database to acquire not only useful design knowledge but also structurizing and visualizing design space for conception support. This approach was suggested as DI¹⁵⁾.

The goal of this approach is the conception support for designers to materialize innovation. This methodology is constructed by three essences: problem definition, efficient optimization, and data mining for structurization and visualization of design space. A design problem including objective functions, design variables, and constraints, is strictly defined in view of the background physics for several months. Note that problem definitions are the most important process because it directly gives effects on design space qualities. If we garrulously define a problem, unnecessary evolutionary exploration should be performed; needless mining will be also carried out because it is conceived to be low-quality design space. Then, optimization is implemented to acquire nondominated solutions (quasi-Pareto solutions) to become hypothetical database. Finally, data mining is implemented for this database to obtain design information. Mining has a postprocess role for optimization. Mining results might include significant knowledge for next design phase and also becomes the material to redefine a design problem.

3.1. Optimization method

DI second phase is optimization; we use evolutionary computations (ECs). Although we can employ a surrogate models¹⁶⁾: the radial basis function and the Kriging model¹⁷⁾, which is a response surface model developed in the field of spatial statistics and geostatistics, we will not select them because they are generally difficult to deal with a large number of design vari-

ables. In addition, we would like to generate a hypothesis database using exact solutions. We also employ ECs so that plural individuals are parallel conducted. We use a hybrid EC between the differential evolution (DE) and the genetic algorithm (GA)¹⁸⁾.

First, multiple individuals are generated randomly as an initial population. Then, objective functions are evaluated for each individual. The population size is equally divided into sub-populations between DE and GA*. New individual candidates generated via DE and GA are combined. The nondominated solutions in the combined population are archived in common. Note that only the archive data is in common between DE and GA. The respective optimization methods are independently performed in the hybrid EC.

The hybrid EC is a real-coded optimizer¹⁹⁾. Although GA is based on the real-coded NSGA-II (the elitist nondominated sorting genetic algorithm)²⁰⁾, it is made several improvements on to be progressed with the diversity of solutions. Fonseca's Pareto ranking²¹⁾ and the crowding distance²⁰⁾ are used for fitness values. The stochastic universal sampling²²⁾ is employed for parents selection. Crossover rate is 100%; the principal component analysis blended crossover- α (PCABLX)²³⁾ and the confidence interval based crossover using L_2 norm (CIX)²⁴⁾ are used because of the high performance for convergence and diversity as well as the strength for noise¹⁸⁾. The subpopulation size served by GA is equally divided for these two crossovers. Mutation rate is set to be constant as the reciprocal of the number of design variables. For alternation of generations, we employ a cross-generational elitist selection model, which uses the crowding distance for clustering; it selects N solutions from all parents and offspring. Thereupon, candidates of the next generation are $2N$. We will estimate fitness to be low for maintaining diversity if crowding distances are small due to falling into local optima. DE is used as the revised scheme²⁵⁾ for multiobjective optimization from DE/rand/1/bin scheme. The scaling factor F is set to be 0.5. The hybrid EC has a range-adaptation function²⁶⁾, which changes the search region according to the statistics of better solutions, for all design variables. Range adaptations are implemented at every 20 generations.

3.2. Data mining

DI third phase is data mining. Scatterplot matrix (SPM)²⁷⁾ or be simply named scatterplots remains one of the general vi-

* although sub-population size can be changed at every generations on the optimizer, the determined initial sub-populations are fixed at all generations

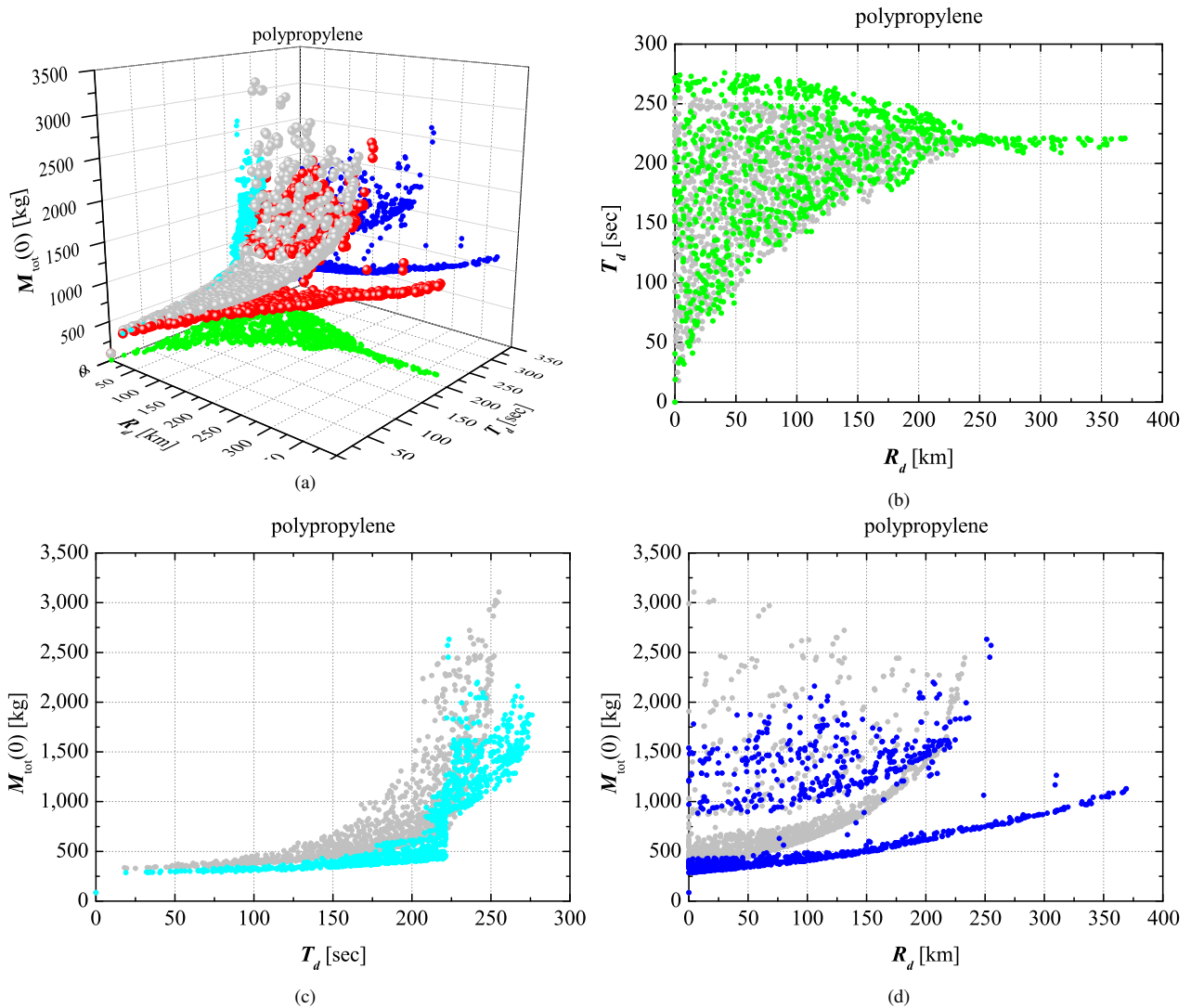


Fig. 2. Plots of nondominated solutions derived by optimization, (a) plotted in the three-dimensional objective-function space (red) and their plots projected onto two dimensions, (b) plots projected onto two dimension between R_d (obj1) and T_d (obj2) (light green), (c) plots projected onto two dimension between T_d (obj2) and $M_{\text{tot}}(0)$ (obj3) (light blue), and (d) plots projected onto two dimension between R_d (obj1) and $M_{\text{tot}}(0)$ (obj3) (blue). Note that gray-colored plots represent the results of previous work ⁷⁾ in view of no oxidizer-mass-flow control.

sual descriptions for multidimensional data due to its simplicity. SPM is available to simultaneously visualize multidimensional data constructed by all of objective functions and design variables like as a bird's-eye view. Other data-mining techniques which have flexibility and effective visual expressiveness exist. However, we merely select SPM so that we will obtain first-step design information via observing design-space overview.

4. Results

4.1. Optimization results

Population size in the hybrid EC uses 18 individuals; we perform until 4,500 generations because hypervolume is converged. Figure 2 shows the optimization result. Figure 2(a) indicates consequently obtained nondominated solutions in the objective-function space. We can confirm that the present result improves all objective functions and expands the feasible region compared with the former result which the problem gave a same oxidizer mass flow for 1st and 2nd combustions. Note that red

plot denotes the present result; gray plot describes the former results. We observe the figure to project the nondominated solutions onto 2 dimensions so that we will confirm the detailed nondominated-solution structure.

Figure 2(b) shows 2 dimensional plots between R_d and T_d . This figure indicates the difference of philosophy for between extending R_d and T_d ; we cannot simultaneously fulfill both. Although the previous study did not realize R_d expansion ⁷⁾, oxidizer-mass-flow control can achieve; the extension rate is roughly 70%. Moreover, it is considerable that T_d is approximately mere constant value at that time due to high horizontal velocity. In contrast, we can expand T_d using oxidizer-mass-flow control rather than the previous upper limit, but the extending effect for T_d is smaller than that for R_d : roughly 10%.

Figure 2(c) shows 2 dimensional plot between T_d and $M_{\text{tot}}(0)$. This figure describes the specific nondominated surface which generates a difference in level near 225 [sec], i.e., we should different design strategies in the feasible regions between under T_d of 225 [sec] and over that of 225 [sec]. Extinction-reignition is

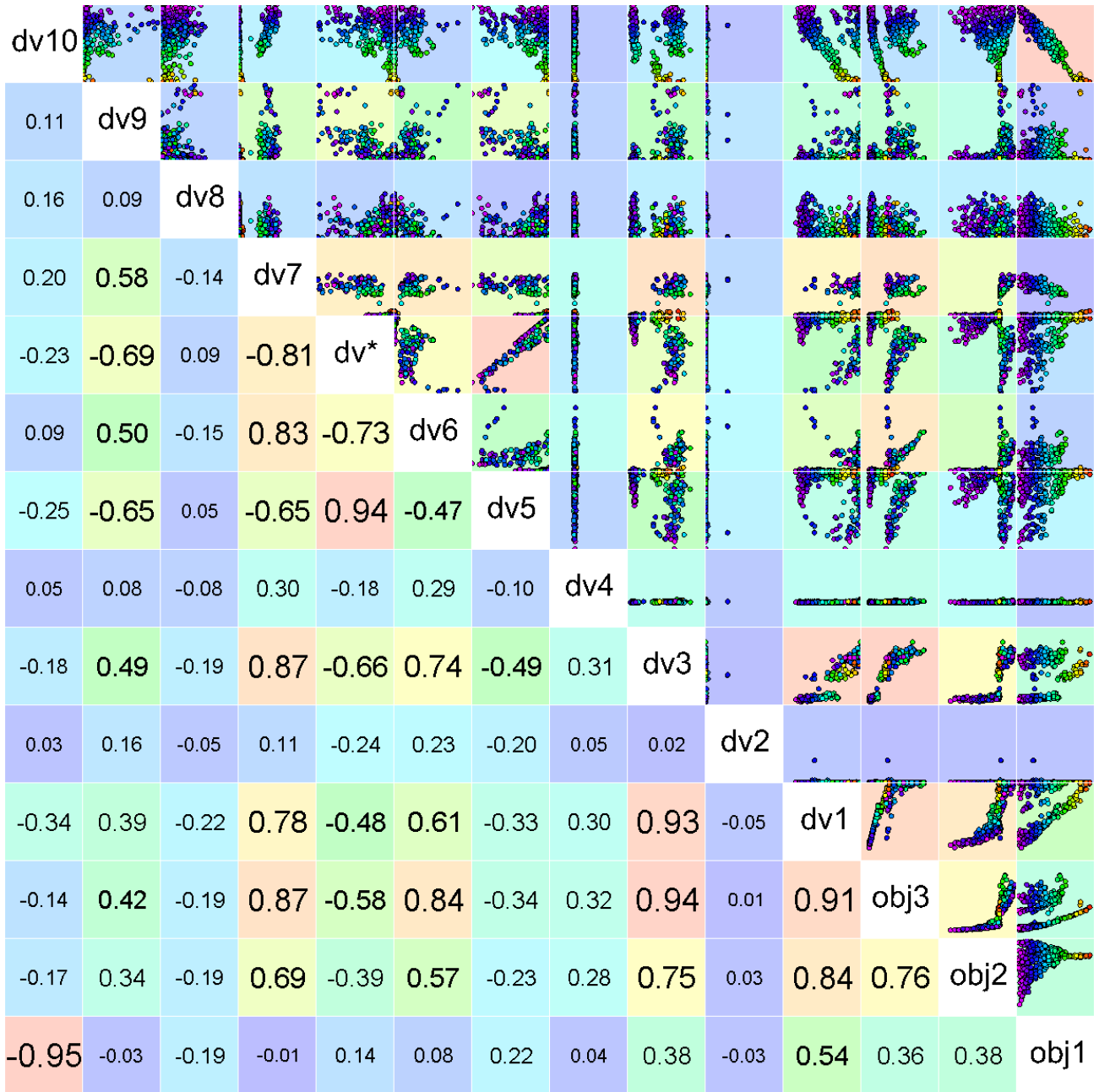


Fig. 3. Scatterplots of the optimization results and their correlation coefficients. The upper/lower values of the axes of the design variables on graphs are set to be the upper/lower limits of each design variables shown in Table 1. Plots are colored by R_d as obj1; each block is colored by the absolute value of their correlation coefficients. “dv*” denotes $dv5-dv6$, i.e., 2nd combustion time $t_{burn}^{(2nd)}$; dv* range is from 0 to 50 [sec].

not performed under T_d of 225 [sec] or lower condition; it is implemented under T_d of 225 [sec] or upper condition. Both of the regions have a tradeoff, but we should permit drastic $M_{tot}(0)$ rise so that we effectively employ extinction-reignition. Furthermore, inclination $\partial M_{tot}(0)/\partial T_d$, which describes the growth rate of $M_{tot}(0)$ for T_d , becomes larger than single ignition case under extinction-reignition condition. We should abandon $M_{tot}(0)$ restriction for extending T_d using extinction-reignition.

Figure 2(d) shows 2 dimensional plot between R_d and $M_{tot}(0)$. It is considerable that oxidizer-mass-flow control in extinction-reignition fulfills R_d expansion to restrain $M_{tot}(0)$ increase rather than extending T_d . Moreover, when we compare single ignition and extinction-reignition, inclination

$\partial M_{tot}(0)/\partial R_d$, which denotes an increasing rate of $M_{tot}(0)$ for R_d gain, is approximately continuous.

4.2. Data mining results

Since we already performed the detailed consideration and discussion regarding the behavior of each design variable in design space on the previous study⁷⁾, we will consider to focus on the behavior of oxidizer mass flow for 1st and 2nd combustion which re-define in the present study. According to the hypothesis which we obtained from the data-mining result in the previous study to define oxidizer mass flow constant⁷⁾, the hybrid EC will actively employ extinction-reignition, however, the characteristics between 1st and 2nd combustions are entirely different; 1st needs powerful combustion to launch a body to the

lower thermosphere; 2nd requires feeble combustion to merely sustain vehicle gross weight.

SPM shown in Fig. 3 demonstrates that 1st combustion needs a large value of oxidizer mass flow for maximizing R_d and T_d as well as generating substantial thrust. In contrast, 2nd combustion restrains a small number of oxidizer mass flow so that a hybrid rocket requires the combustion to generate minimum thrust for holding up its weight. That is, it is considerable that the hypothesis is correct.

5. Conclusions

We have studied the effective operations of hybrid-rocket extinction-reignition using oxidizer-mass-flow control via design informatics. The results consequently indicate that we have each appropriate setting for 1st and 2nd combustions; 1st needs powerful combustion to launch a body to the lower thermosphere; 2nd requires feeble combustion to merely sustain vehicle gross weight. Even if we perform no complicated but simple control of oxidizer mass flow to be respectively constant values for each combustion, oxidizer-mass-flow control is useful for effective operations of a hybrid-rocket system.

Acknowledgments

This work is progressed via the discussion in the hybrid rocket research working group in ISAS/JAXA. We employed the interactive Scatter Plot Matrix; it was developed by ISAS/JAXA under Industrial Innovation R&D Topic 4 on High Performance Computing Initiative Field 4.

References

- 1) Karabeyoglu, M. A., "Advanced Hybrid Rockets for Future Space Launch," *Proceedings on 5th European Conference for Aeronautics and Space Sciences*, EUCASS, 2013.
- 2) Simurda, L., Ziliac, G., and Zaseck, C., "High Performance Hybrid Propulsion System for Small Satellites," *AIAA Paper 2013-3635*, AIAA, 2013.
- 3) Karabeyoglu, M. A., Altman, D., and Cantwell, B. J., "Combustion of Liquefying Hybrid Propellants: Part 1, General Theory," *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 18, No. 3, 2002, pp. 610–620.
- 4) Saraniero, M. A., Caveny, L. H., and Summerfield, M., "Restart Transients of Hybrid Rocket Engines," *Journal of Spacecraft and Rockets*, Vol. 10, No. 3, 1973, pp. 215–217.
- 5) Chiba, K., Kanazaki, M., Nakamiya, M., Kitagawa, K., and Shimada, T., "Conceptual Design of Single-Stage Launch Vehicle with Hybrid Rocket Engine for Scientific Observation Using Design Informatics," *Journal of Space Engineering*, Vol. 6, No. 1, 2013, pp. 15–27.
- 6) Chiba, K., Kanazaki, M., Nakamiya, M., Kitagawa, K., and Shimada, T., "Diversity of Design Knowledge for Launch Vehicle in View of Fuels on Hybrid Rocket Engine," *Journal of Advanced Mechanical Design, Systems, and Manufacturing*, Vol. 8, No. 3, 2014, pp. JAMDSM0023, 1–14.
- 7) Chiba, K., Yoda, H., Kanazaki, M., and Shimada, T., "Extinction-Reignition Superiority in a Single-Stage Sounding Hybrid Rocket," *Aerospace Science and Technology*, Vol. 58, 2016, pp. 437–444.
- 8) Kosugi, Y., Oyama, A., Fujii, K., and Kanazaki, M., "Multidisciplinary and Multi-Objective Design Exploration Methodology for Conceptual Design of a Hybrid Rocket," *AIAA Paper 2011-1634*, AIAA, 2011, pp. 1–13.
- 9) Gordon, S. and McBride, B. J., "Computer Program for Calculation of Complex Chemical Equilibrium Compositions and Applications I. Analysis," *NASA Reference Publication RP-1311*, NASA, 1994.
- 10) Hirata, K., Sezaki, C., Yuasa, S., Shiraishi, N., and Sakurai, T., "Fuel Regression Rate Behavior for Various Fuels in Swirling-Oxidizer-Flow-Type Hybrid Rocket Engines," *AIAA Paper 2011-5677*, AIAA, 2011.
- 11) Yuasa, S., Shiraishi, N., and Hirata, K., "Controlling Parameters for Fuel Regression Rate of Swirling-Oxidizer-Flow-Type Hybrid Rocket Engine," *AIAA Paper 2012-4106*, AIAA, 2012.
- 12) Arias-Montano, A., Coello, C. A. C., and Mezura-Montes, E., "Multiobjective Evolutionary Algorithms in Aeronautical and Aerospace Engineering," *IEEE Transactions on Evolutionary Computation*, Vol. 16, No. 5, 2012, pp. 662–694.
- 13) Chiba, K., Obayashi, S., and Nakahashi, K., "Design Exploration of Aerodynamic Wing Shape for Reusable Launch Vehicle Flyback Booster," *Journal of Aircraft*, Vol. 43, No. 3, 2006, pp. 832–836.
- 14) Chiba, K. and Obayashi, S., "Knowledge Discovery in Aerodynamic Design Space for Flyback-Booster Wing Using Data Mining," *Journal of Spacecraft and Rockets*, Vol. 45, No. 5, 2008, pp. 975–987.
- 15) Chiba, K., Makino, Y., and Takatoya, T., "Design-Informatics Approach for Intimate Configuration of Silent Supersonic Technology Demonstrator," *Journal of Aircraft*, Vol. 49, No. 5, 2012, pp. 1200–1211.
- 16) Keane, A. J., "Statistical Improvement Criteria for Use in Multiobjective Design Optimization," *AIAA Journal*, Vol. 44, No. 4, 2006, pp. 879–891.
- 17) Jeong, S., Murayama, M., and Yamamoto, K., "Efficient Optimization Design Method Using Kriging Model," *Journal of Aircraft*, Vol. 42, No. 2, 2005, pp. 413–420.
- 18) Chiba, K., "Evolutionary Hybrid Computation in View of Design Information by Data Mining," *Proceedings on IEEE Congress on Evolutionary Computation*, IEEE, 2013, pp. 3387–3394.
- 19) Oyama, A., Obayashi, S., and Nakamura, T., "Real-Coded Adaptive Range Genetic Algorithm Applied to Transonic Wing Optimization," *Applied Soft Computing*, Vol. 1, No. 3, 2001, pp. 179–187.
- 20) Deb, K., Pratap, A., Agarwal, S., and Meyarivan, T., "A Fast and Elitist Multiobjective Genetic Algorithm: NSGA-II," *IEEE Transactions on Evolutionary Computation*, Vol. 6, No. 2, 2002, pp. 182–197.
- 21) Fonseca, C. M. and Fleming, P. J., "Genetic Algorithms for Multiobjective Optimization: Formulation, Discussion and Generalization," *Proceedings of the Fifth International Conference on Genetic Algorithms*, Morgan Kaufmann, 1993, pp. 416–423.
- 22) Baker, J. E., "Adaptive Selection Methods for Genetic Algorithms," *Proceedings of the International Conference on Genetic Algorithms and their Applications*, Lawrence Erlbaum Associates, 1985, pp. 101–111.
- 23) Takahashi, M. and Kita, H., "A Crossover Operator Using Independent Component Analysis for Real-Coded Genetic Algorithms," *Proceedings of IEEE Congress on Evolutionary Computation 2001*, IEEE, 2001, pp. 643–649.
- 24) Hervas-Martinez, C., Ortiz-Bayer, D., and Garcia-Pedrajas, N., "Theoretical Analysis of the Confidence Interval Based Crossover for Real-Coded Genetic Algorithms," *The 7th International Conference on Parallel Problem Solving from Nature*, LNCS 2439, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 2002, pp. 153–161.
- 25) Robic, T. and Filipic, B., "DEMO: Differential Evolution for Multiobjective Optimization," *The 3rd International Conference on Evolutionary Multi-Criterion Optimization*, LNCS 3410, Springer-Verlag, Guanajuato, Mexico, 2005, pp. 520–533.
- 26) Sasaki, D. and Obayashi, S., "Efficient Search for Trade-Offs by Adaptive Range Multi-Objective Genetic Algorithms," *Journal of Aerospace Computing, Information, and Communication*, Vol. 2, No. 1, 2005, pp. 44–64.
- 27) Elmqvist, N., Dragicevic, P., and Fekete, J., "Rolling the Dice: Multidimensional Visual Exploration using Scatterplot Matrix Navigation," *IEEE Transactions on Visualization and Computer Graphics*, Vol. 14, No. 6, 2008, pp. 1539–1548.

デュアルベルノズル・サブスケール燃焼試験における 作動点遷移予測について

高橋 政浩, 高橋 英美, 富田 健夫
宇宙航空研究開発機構
Chloé Génin, Dirk Schneider
DLR Lampoldshausen

Prediction of operation mode transition in combustion tests of a sub-scaled dual-bell nozzle model

by

Masahiro Takahashi, Hidemi Takahashi, Takeo Tomita, Chloé Génin, Dirk Schneider

ABSTRACT

LOX/GCH₄ combustion tests of sub-scaled dual-bell nozzle models have been conducted under research collaboration between DLR and JAXA. In this report, RANS simulation corresponding to these experiments was conducted to understand phenomena of the operation mode-transition and to evaluate prediction capability of the mode-transition condition in case with the combusting gas. The results showed that a turbulence model to be used has strong influence on the predicted mode-transition condition and that influence of an oxidizer-fuel mixture ratio on the mode-transition condition was different between CFD and the experiments.

1. はじめに

高度補償ノズルは、打上げ時に要求される地上推力と高空で要求される比推力を高いレベルで両立できるポテンシャルを持ち、ロケットエンジンのさらなる高性能化を達成する手段として期待されている。その一つであるデュアルベルノズル¹⁾は、低膨張比のベースノズルに高膨張比の拡張ノズルを組み合わせた簡素な構造を持ち、高度補償ノズルの中で実現性が高いものである。環境圧の高い低高度ではベースノズル内のみが付着流となって低膨張比ノズルとして機能し、環境圧の低い高高度では、ノズル全体が付着流となり高膨張比ノズルとして機能する。ベースノズルと拡張ノズルの接続位置でノズルコンタ形状が変曲点を持つことで、両作動モード間の切替り（作動点遷移）を、飛行中の環境圧の変化のみで起こすことができる。

デュアルベルノズル設計上の技術課題の一つが、この作動点遷移条件の予測技術の確立である。これまでに遷移現象の解明やデータ蓄積を目的に、サブスケール・ノズル模型を用いたコールドフロー試験^{2, 3)}や燃焼試験^{4, 5)}が実施されている。また、主にコールドフロー試験を対象に CFD による検討^{6, 9)}も数多く報告されており、遷移現象の定量的な再現には未だ課題を残すものの、遷移現象の詳細理解や CFD 手法の課題等について検討が進んでいる。

本報告では、DLR-JAXA 共同研究として実施されたデュアルベルノズル LOX/GCH₄燃焼試験^{4, 5)}のうち、JAXA ノズル燃焼試験⁵⁾を対象に RANS 解析を行い、燃焼ガス条件での作動点遷移予測を試みた。

2. 数値解法

本解析にはインハウスの軸対称 RANS ソルバを用いた。実際の燃焼器内では、酸化剤の LOX と燃料の GCH₄が上流端面から噴射され、燃焼器内で混合燃焼が進行するが、CFD では、LOX/GCH₄ 平衡燃焼ガスが一樣に流入する境界条件に置き換え、燃焼器内流れを簡略化した。そのため、考慮した化学種は、平衡燃焼ガスの主成分 8 化学種 (H₂, O₂, H₂O, O, H, OH, CO, CO₂) に、周囲の空気中に含まれる N₂を加えた 9 化学種である。反応機構は文献¹⁰⁾でロケットエンジンノズル性能評価に用いられた簡易化学反応モデルを用いた。なお、N₂は不活性ガスとして扱った。

流れ場は全域乱流であると仮定した。過去のコールドフロー試験 CFD^{8, 9)}において、作動点遷移の予測結果に乱流モデルが強く影響し、RANS 用モデルの中では Spalart-Allmaras (SA) モデルが良好であることが報告されているため、本解析でも SA モデル¹¹⁾を用いた。また、SA モデルには数多くの改良モデルが提案されており、ここでは混合層内の圧縮性補正に効果が高いとされる SA-comp モデル¹²⁾を用いた解析も比較のために行った。

実際のロケットの飛行では定格の燃焼圧力に対して環境圧が変化するが、地上燃焼試験では一般に環境圧 (=大気圧) に対し燃焼圧力を変化させることで燃焼圧力と環境圧の比 (ノズル圧力比: NPR) の変化を模擬する。また、燃焼試験⁵⁾では燃焼圧力 (Pc) を 2MPa から 4MPa まで約 30 秒で昇圧するが、これを非定常解析で再現するのは計算時間の点で非現実的である。一方、計算時間短縮のため、昇圧速度を実際より速くしすぎると、遷移条件や遷移途中の剥離点の挙動を適切に再現できないことが報告されている^{6, 9)}。よって、本解析では、文献^{8, 9)}と同様に、Pc を段階的に上昇させて定常解を得ることを繰り返す準定常計算を行った。時間積分法には LU-SGS 法、対流項の離散化には MUSCL 法で高精度化した AUSMD/V スキーム¹³⁾を用いた。計算は JAXA の JSS2 を用いて行った。

3. 結果および考察

解析対象である JAXA デュアルベルノズル供試体の主要寸法を表 1 に示す。供試体および燃焼試験の詳細は文献⁵⁾を参照されたい。

表 1 JAXA デュアルベルノズル供試体の主要寸法

スロート半径	R*	10mm
ベースノズル出口半径	Rb	24.1mm
拡張ノズル出口半径	Re	40mm
ノズル全長	L	71.9mm
ベースノズル長	Lb	32.4mm

計算領域および計算格子を図 1 に示す。燃焼器流入境界はスロート上流 75mm に設定した。外部境界は、ノズル全

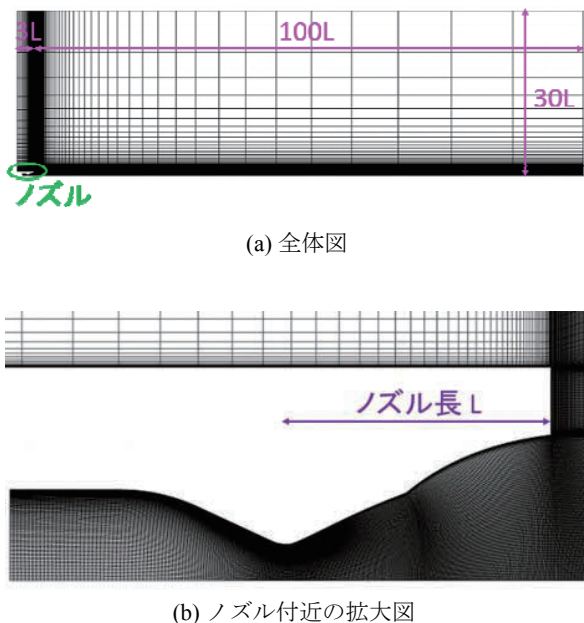


図1 計算領域および計算格子

長を L として、上流境界と下流境界をノズル出口面からそれぞれ $-3L$ と $+100L$ に、半径方向外側境界をノズル中心軸から $+30L$ に十分遠方に設定した。総格子数は 96,420 で、その内、 400×116 を燃焼器・ノズル内に配置した。ノズル壁近傍の垂直方向格子サイズは、 $y+$ が 2 以下を目安に設定した。

前述の通り、燃焼器流入条件は LOX/GCH_4 平衡燃焼ガスの一様流入を仮定した。まず、 P_c を 1MPa ずつ上げながら各条件で定常解を求め、次に、作動点遷移が発生した区間について、 P_c 増分を 0.1MPa と小さくして追加計算を行い、作動点遷移の圧力条件を求めた。燃焼試験では酸化剤と燃料の混合比 O/F を変化させ、その遷移条件に及ぼす影響を評価しており、CFD でも O/F が 2.0、2.5、3.2 の3条件について解析を行った。 $P_c=3\text{MPa}$ における各 O/F の燃焼器条件の平衡計算結果を表2に示す。

供試体壁面は滑り無し条件とし、温度境界条件として壁温 700K の等温壁を仮定した。ただし、壁面近傍のガス温度が 700K より低い場合は断熱壁条件を与えた。外部境界については、下流境界と半径方向外側境界では大気圧 (100kPa) を、上流境界では大気圧と流入速度 10m/s をそれぞれ固定条件として与えた。

表2 各 O/F における燃焼器条件の平衡計算結果

O/F		2.0	2.5	3.2
圧力 (MPa)		3	3	3
温度 (K)		2643	3180	3451
密度 (kg/m^3)		2.18	2.08	2.17
モル分率	H_2	0.3655	0.2235	0.1068
	O_2	0.0000	0.0007	0.0182
	H_2O	0.2962	0.4092	0.4621
	O	0.0000	0.0010	0.0107
	H	0.0050	0.0230	0.0315
	OH	0.0010	0.0163	0.0628
	CO	0.2954	0.2628	0.1998
	CO_2	0.0369	0.0635	0.1082

(1) ノズル壁圧分布の比較

図2に、 $P_c=3\text{MPa}$ のノズル壁圧分布の比較を示す。表示値は P_c で無次元化した値である。CFDはSAモデルの結果である。また、横軸はスロートからの軸方向距離 X を半径 R^* で無次元化した値であり、ベースノズルと拡張ノズルの接続点は $X/R^*=3.24$ に位置する。CFDと試験結果の両者とも作動点遷移後の結果であり、ノズル下流端まで付着流となっている。本供試体の拡張ノズル部コンター形状は、作動点遷移時に剥離点がノズル下流端まで瞬間的に移動し、遷移が短時間で完了するよう、圧力勾配が正になるよう設計されている。 $X/R^*=3.6$ より下流で壁圧が下流方向に上昇していることでそれを確認できる。CFDと試験結果の壁圧レベルは概ね一致し、 O/F を上げると壁圧が高くなる傾向も同様であった。この O/F の上昇による壁圧の上昇は、燃焼ガス温度の上昇や3原子分子の割合の増加により比熱比が低下することでマッハ数が低下するためと考えられる。

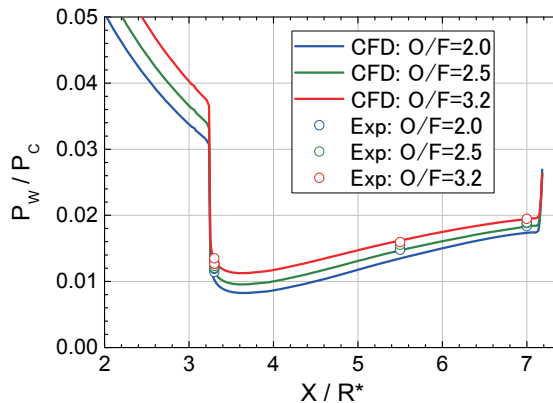


図2 ノズル壁圧分布の比較 ($P_c=3.0\text{MPa}$, SA)

(2) 作動点遷移発生前後の流れ場の変化

SAモデル、 $O/F=2.5$ の結果を例に、作動点遷移前後の流れ場の変化を示す。図3は遷移前後の等マッハ数線図である。このケースでは、 P_c 増分を 0.01MPa まで小さくして解

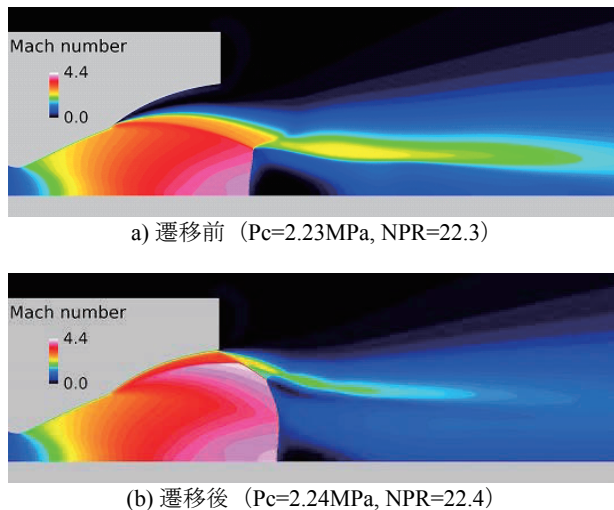


図3 作動点遷移前後の流れ場の変化 (等マッハ数線図, $O/F=2.5$, SA)

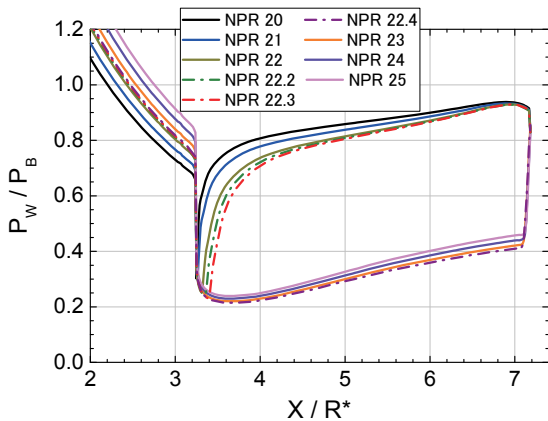


図4 遷移前後の壁圧分布の変化 (O/F=2.5, SA)

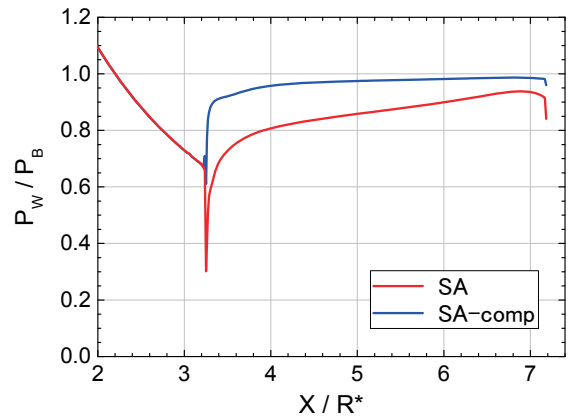


図6 壁圧分布に対する乱流モデルの影響 (O/F=2.5, Pc=2MPa)

析を行ったところ、Pcが2.23MPaから2.24MPaの間で遷移した。図4は遷移前後の壁圧分布の変化である。遷移直前の剥離点位置はX/R*=3.4であり、剥離点が、壁圧勾配が正になる位置付近まで到達すると遷移が起きている。この挙動はコールドフロー試験CFDの報告⁷⁻⁹⁾と同様である。また、遷移後の壁圧分布より、剥離点がノズル下流端まで移動し、設計意図の通りであることも確認できる。

(3) 作動点遷移発生時の圧力条件の比較

図5に、作動点遷移が発生する圧力条件を試験結果と比較した結果を示す。表示値はノズル圧力比NPRで示した。試験結果に対して、SAモデルは遷移NPRを低く、一方、SA-compモデルは高く予測しており、過去の報告^{8,9)}と同様に、遷移NPRに対する乱流モデルの影響が顕著に現れた。遷移NPRに対する乱流モデルの影響については文献⁹⁾で詳しく検討され、剥離せん断層内の渦粘性係数の大きさの違いに起因することが報告されている。剥離せん断層内で渦粘性係数を大きく評価するモデルの結果では、剥離せん断層が厚くなり、再循環領域への引き込み速度が大きくなることで再循環領域の静圧が低下する。剥離点位置や遷移条件は剥離点前後の圧力比に関係しており、この再循環領域の静圧低下が原因で、剥離点位置はより下流側に位置し、遷移NPRは低くなる。本検討で用いたSAモデルとSA-compモデルについては、SAモデルの方が剥離せん断層内

の渦粘性係数を大きく評価した。これは圧縮性補正の有無による違いである。図6はO/F=2.5、Pc=2.0MPaにおける壁圧分布の比較であるが、文献⁹⁾の検討と同じ理由で、SAモデルの壁圧がSA-compモデルの結果より低いことを確認している。

(4) 作動点遷移 NPR に対する O/F の影響について

図5で注目すべき点として、試験結果ではO/Fの変化に対して遷移NPRがほぼ一定であるのに対し、CFDは両乱流モデルの結果ともO/Fが低いほど遷移NPRが高くなっており、CFDと試験結果でO/Fに対する遷移NPRの変化に違いがあった。O/Fに対する遷移NPRの感度を、O/F=2とO/F=3.2の遷移NPRの差をその平均値で割った比で表すと、SAモデルで0.18、SA-compモデルで0.19となり、乱流モデルによる差は小さい。

図7に、SAモデル、Pc=2MPaの場合の各O/Fの壁圧分布を示す。表示値は大気圧PBで無次元化した値である。O/Fを上げるとノズル壁圧はPcに対して相対的に高くなるため、Pcが同じ場合、剥離点はO/Fが高いほど下流に位置する。図7にはO/F=2.0、Pc=2.3MPaの壁圧分布も破線で示したが、O/F=3.2、Pc=2MPaの分布とほぼ一致している。これらは、コールドフロー試験条件の場合と同様に、燃焼ガス条件の場合にも、剥離点前後の圧力比が剥離点位置や遷移NPRに強く影響する要因であることを示している。こ

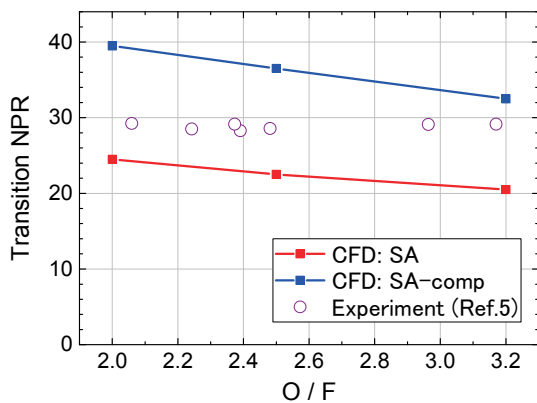


図5 作動点遷移条件 (遷移 NPR) の比較

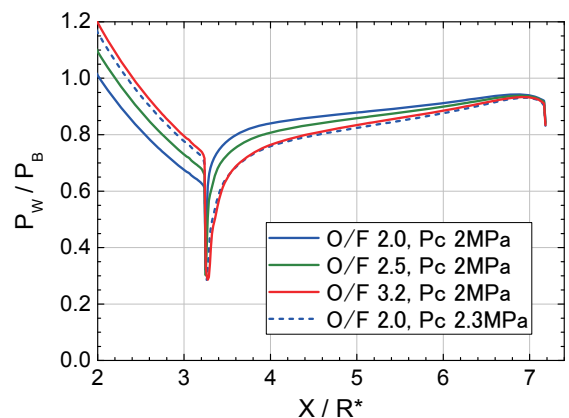


図7 各 O/F 条件の壁圧分布の比較 (SA)

のことから、O/F に対する遷移 NPR の変化傾向が異なる原因のひとつとして、CFD がノズル流を十分な精度で再現できていない可能性が考えられる。実際、図 2 を詳しく見ると、CFD は O/F に対する壁圧の変化を試験結果よりやや大きく予測する傾向にある。この原因については検討中である。

4. まとめ

DLR-JAXA 共同研究として実施されたデュアルベルノズル・サブスケール燃焼試験に対応した CFD を行い、LOX/GCH₄ 燃焼ガス条件における作動点遷移条件の予測を試みた。コールドフロー試験条件の場合と同様に、燃焼ガス条件においても、遷移 NPR の予測結果に対する乱流モデルの強い影響が見られた。また、CFD と試験結果で、O/F に対する遷移 NPR の変化傾向に違いがあった。この原因については検討中である。

参考文献

- 1) Hagemann, G., Frey, M., Manski, D.: A Critical Assessment of Dual-Bell Nozzles, AIAA paper 97-3299, 1997.
- 2) Génin, C., Stark, R.: Experimental Study on Flow Transition in Dual Bell Nozzles, J. Prop. Power, Vol.26, No.3, pp.497-502, 2010.
- 3) Tomita, T., Takahashi, M., Sasaki, M., Tamura, H.: Investigation on Characteristics of Conventional-nozzle-based Altitude Compensating Nozzles by Cold-flow tests, AIAA paper 2006-4375, 2006.
- 4) Génin, C., Schneider, D., Tomita, T., Takahashi, H.: LOX/CH₄ Hot Firing Dual Bell Nozzle Testing: Part I - Transitional Behavior-, AIAA 2015-4155, 2015.
- 5) Takahashi, H., Tomita, T., Génin, C., Schneider, D.: LOX/CH₄ Hot Firing Dual Bell Nozzle Testing: Part II - Characteristics of Combustion Instability and Heat Flux-, AIAA 2015-4156, 2015.
- 6) Génin, C., Stark, R., Karl, S., Schneider, D.: Numerical Investigation of Dual Bell Nozzle Flow Field, AIAA paper 2012-4164, 2012.
- 7) 芳賀, 堤, 高木, 富田: デュアルベルノズル剥離点遷移過程の非定常 CFD 解析. 第 57 回宇宙科学連合講演会講演集, 2013.
- 8) Schneider, D., Génin, C.: Numerical Investigation of Flow Transition Behavior in Cold Flow Dual Bell Rocket Nozzles, AIAA 2015-4219, 2015.
- 9) 小泉, 芳賀, 堤, 高橋: デュアルベルノズル剥離点遷移過程における CFD 解析モデルの影響. 第 59 回宇宙科学連合講演会講演集, 2015.
- 10) 伊藤, 宮島: メタン燃料を用いたロケットエンジンノズル性能特性. 日本航空宇宙学会論文集, vol.53, No.619, pp.351-357, 2005.
- 11) Spalart, P., R., Allmaras, S., R. : A One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows, La Recherche Aérospatiale, no 1, pp.5-21, 1994.
- 12) NASA Langley Research Center, Turbulence Modeling Resource, <http://turbmodels.larc.nasa.gov/>
- 13) Wada, Y., Liou, M.-S.: A Flux Splitting Scheme with High-Resolution and Robustness for Discontinuities, AIAA paper 94-0083, 1994.

マルチコプタのロータ間の空力干渉

田辺安忠, 青山剛史, 杉浦正彦 (宇宙航空研究開発機構), 菅原瑛明 (株) 菱友システムズ), 砂田茂 (大阪府立大学), 米澤宏一 (大阪大学), 得竹浩 (金沢大学)

Aerodynamic Interactions Between Rotors on a Multi-Copter Drone

by

Yasutada Tanabe, Takashi Aoyama, Masahiko Sugiura (JAXA), Hideaki Sugawara (Ryoyu Systems co., Ltd.), Shigeru Sunada (Osaka Prefecture Univ.), Koichi Yonezawa (Osaka Univ.), and Hiroshi Tokutake (Kanazawa Univ.)

ABSTRACT

Aerodynamic interactions between 6 rotors on a multi-copter type drone are numerically simulated. The pitch angle of the rotor blades and the distance between the rotors are varied. It is found that 2-6/rev fluctuations in the resultant forces and moments are significant due to the interactions between these 6 rotors. These oscillating forces and moments are considered to be the main sources of vibrations on the multi-copter type drone. The thrust of the drone is controlled by change of the rotor pitch and the fluctuations change in nearly same proportion with the resultant thrust. When the distance between the rotor is below half of the rotor radius, the intensity of the interaction increases abruptly to about 3 times while the rotor performance improves about 20% compared with the wide rotor distance cases.

1. はじめに

マルチロータ型ドローン (マルチコプタとも呼ばれる) はその機構の簡易さと MEMS センサの進歩などを受けて急速に普及しており、近年は橋梁等の施設点検や農薬散布、郵便物配達などの用途にも利用されつつある。また、安全の確保と産業の健全な発展を目的として運用について法的な整備も進められている。ロータ数は4個あれば、制御可能な機体を構成することができるが、フェイルセーフの見地やペイロードの確保などから、6つ以上のロータ数を持つ機体も多数開発されている。

マルチコプタの代表的な用途は空中からの撮影と監視であるが、マルチコプタにカメラなどを搭載する場合は機体の振動が原因でダンパやジンバル機構の装備が必要になることが多い。振動の原因はプロペラやモータ等の回転体の機械的なバランスが不十分な場合もあるが、ロータ間の空力干渉によって発生することも知られており、経験的にロータ間の間隔を変えて、振動の少ない機体を構成してきた。

現在ロータの回転数を制御する代わりに、ロータのピッチ角を変えて、より高応答な飛行制御を実現しようとする研究が進められている[1]。回転数一定の条件では、ピッチ角の変化とほぼ線形的に推力を変えることができる。機構が少し複雑になるが、モータとプロペラの回転慣性モーメントと比べたらロータ・ブレードだけのフェザリング・モーメントが圧倒的に少ないので、より高効率で高応答の機体制御が可能になる。また、飛行速度や風に応じてピッチ角を変えればよいので、回転数を増加させるよりも必要パワーが減少する。

本研究では6つのロータ間の空力干渉について、ピッチ角の変化とロータ間隔の変化による加振力の変化を数値シミュレーションによって調べたので、その結果について報告する。なお、ピッチ角変化による空力干渉の変化については、参考文献[2]に報告されているが、本報告では比較のため、主な結果について一部再掲する。

2. 数値計算手法

JAXA では回転翼航空機用の統合解析ツールとして rFlow3D という回転翼の空力・弾性・トリムの連成解析プログラムを開発している[3]。複数の回転翼を同時に解析できる能力を生かして、今回は6つのロータを有する機体の空力計算を試みた。

rFlow3D の計算手法は移動重合格子法である[4]。ロータ・ブレードの枚数分の内部格子をブレード周りに形成し、ブレードの回転や弾性変形に合わせて移動・変形をし続ける。また、ヘリコプタの胴体は複雑な形状をしている場合が多く、胴体周りの格子は非構造格子も採用できるように拡張されている[5]。背景格子は直交格子を複数用いることができ、ブレードの回転領域や後流領域では密な格子を採用して、翼端渦を精度よく捉えられるようにしている。内部格子では移動格子に対応した非定常 Navier-Stokes 方程式を4次精度の mSLAU+FCMT スキーム[4, 6]で離散化し、ヘリコプタのような低速から遷音速領域が共存する流れ場に対応している。なお、mSLAU は SLAU スキーム[7]を移動格子系に適用できるように拡張したものである。また、ブレードの弾性変形は CFD で求めた空気力に基づいて、構造解析との弱連成手法で計算される。さらに目標となるロータ推力やモーメントと一致するように、ブレードの制御入力を変更し、トリムを取りながら、現実の飛行条件を再現できる。図1に rFlow3D の格子例と計算例を示す[5]。

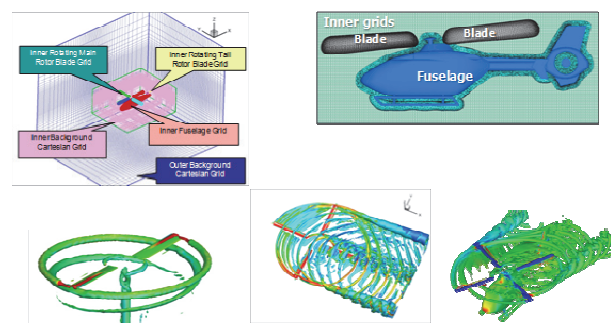


図1 rFlow3D の重合格子と計算例[5]

表1 用いた rFlow3D の数値計算手法一覧

支配方程式	圧縮性 Navier-Stokes 方程式
空間離散化	Cell-vertex 有限体積法 (背景格子) Cell-centered 有限体積法 (ブレード格子)
時間積分法	4-stages Runge-Kutta 法 (背景格子) LU-SGS/LU-DUR 陰解法 (ブレード格子)
非粘性流束	mSLAU
再構築法	4th order Compact MUSCL TVD interpolation 法
乱流モデル	なし (擬似 DNS)

今回は初期計算段階で、ロータ間の干渉解析に集中する為にブレードを剛体と仮定し、ロータ以外はすべて除外した。本計算で採用した rFlow3D の計算手法を表 1 にまとめた。Reynolds 数は 2×10^5 のオーダーで、ブレード周りの流れ場は粘性層流が支配的であるため、乱流モデルを適用しなかった。

3. 計算結果

本研究で対象となるマルチコプタは図 2 に示すように、6つのロータがそれぞれ 2枚のブレードを有しており、隣り合うロータは反対方向に回転している。合計 12 個のブレード周りの格子が内部背景格子の範囲内で回転移動している。

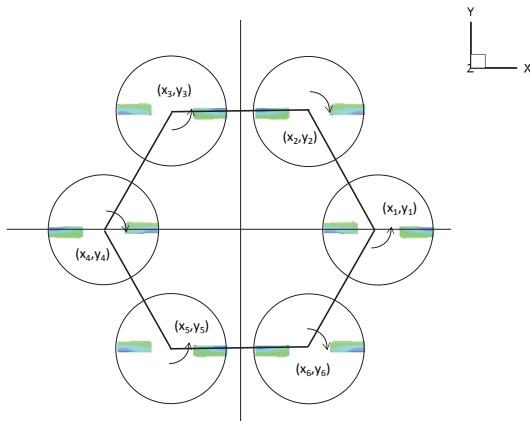


図 2 6つロータのマルチコプタの配置

ロータに発生する力とモーメントは式 (1) のように無次元化している。

$$\begin{aligned}
 C_X &= X / (\rho \pi R^2 V_{tip}^2) \\
 C_Y &= Y / (\rho \pi R^2 V_{tip}^2) \\
 C_Z &= C_T = Z / (\rho \pi R^2 V_{tip}^2) \\
 C_{MX} &= M_X / (\rho \pi R^2 V_{tip}^2 R) \\
 C_{MY} &= M_Y / (\rho \pi R^2 V_{tip}^2 R) \\
 C_{MZ} &= -C_Q = M_Z / (\rho \pi R^2 V_{tip}^2 R) \\
 C_P &= P / (\rho \pi R^2 V_{tip}^3) = C_Q
 \end{aligned} \quad (1)$$

また、6つのロータの合計力とモーメントは式 (2) のように計算される。

$$\begin{aligned}
 X_{sum} &= \sum_{i=1}^6 X_i \\
 Y_{sum} &= \sum_{i=1}^6 Y_i \\
 Z_{sum} &= \sum_{i=1}^6 Z_i \\
 M_{X_sum} &= \sum_{i=1}^6 M_{X_i} + \sum_{i=1}^6 Z_i y_i \\
 M_{Y_sum} &= \sum_{i=1}^6 M_{Y_i} + \sum_{i=1}^6 -Z_i x_i \\
 M_{Z_sum} &= \sum_{i=1}^6 M_{Z_i} + \sum_{i=1}^6 \{-X_i y_i + Y_i x_i\}
 \end{aligned} \quad (2)$$

3. 1 ピッチ角変化に伴う空力干渉の変化

ピッチ角変化の影響を調べる際に使った格子の様子を図 3 に示す。可変ピッチのプロペラのモデルは簡易的に既存のラジコンヘリのテールロータを利用した。ロータ半径を 1 m とかなり大型な無人機をイメージし、ロータ・ブレードは構造的なねじりが入っておらず、翼端速度も通常のドローンよりも若干速い翼端マッハ数 0.5 とした。表 2 にピッチ変化のあるロータの飛行条件をまとめた。

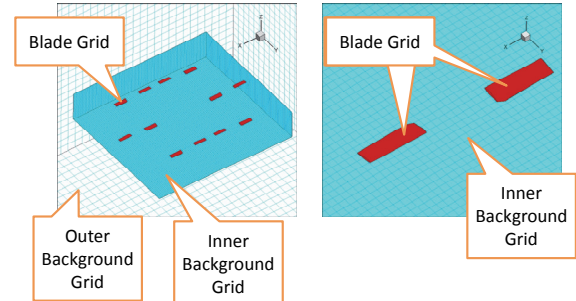


図 3 可変ピッチの 6つロータの計算格子

表 2 可変ピッチのマルチコプタの計算条件

Flight speed	0 [m/s] (Hovering)
Reynolds number based on sonic speed	2.328e7 [/m]
Rotor tip Mach number	0.5
Rotor radius	1 [m]
Pitch angle	4, 8, 12 [deg]

それぞれのピッチ角における流れ場の様子と計算結果の詳細は参考文献[2]を参照されたい。ここでは主な結果のみ再掲する。

図 4 に 6つのロータの合計推力のピッチ角による変化を示す。ピッチ角が大きい側で推力の増加率が若干増えている。

図 5 にピッチ角 8 度の時の機体全体に働く X、Y、Z 軸方向の力とモーメントを示す。一回転の間に、ほぼすべての力成分に大きな変動が 2 回、小さい変動が 4 回見られ、すべてのロータが同じ位相で回っているため、ロータの先端が 2 回接近するタイミングで大きな変動が生じていると考えられる。実際の機体では、位相がばらばらになるため、一回転内に 6 回の変動が生じるが、大きな変動が生じるかは不確かになると思われる。これはロータ間の空力干渉によって発生しているものと考えている。

図 6 に 6つロータの合計 6 分力の変動量のピッチ角変化を示す。ローリング・モーメント (CMX) が他と異なる傾向を示しているが、ほぼすべての分力では、変動量がピッチ角とともに増加している。

変動量の平均推力に対する割合を調べるためにすべての変動量を平均推力で割ったものを図 7 に示す。モーメントについては代表長さはロータの半径であるので、推力に半径をかけた量に対する割合として見るができる。推力変動は推力が小さい時に割合が大きいが、他の成分では、特に平均推力が大きい側では、変動の平均推力に対する割合があまり変わらないように見える。設計点のピッチ角 8 度あたりでは、推力の変動は 2% 弱、前後左右の力の変動は 0.2% 程度で、ローリング・モーメントとピッチング・モーメントについては、4% 程度もあり、推力の変動と 2 方向のモーメントの変動が主な機体振動の原因になっていると結論できる。

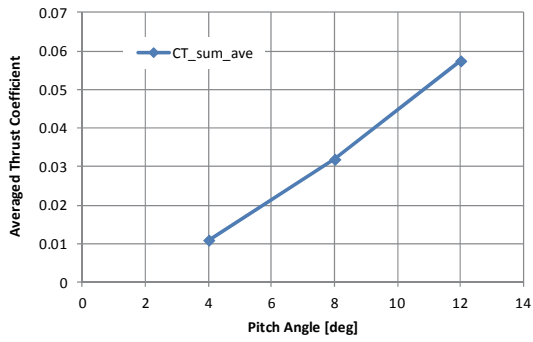


図4 ピッチ角による合計推力係数の変化

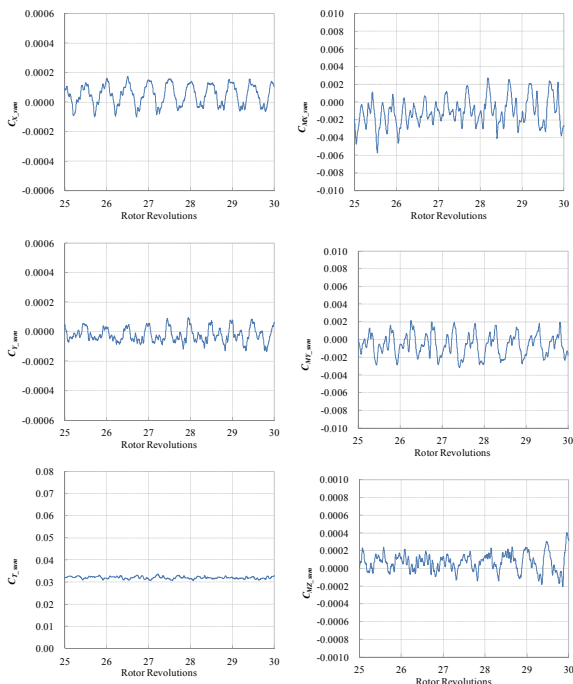


図5 ピッチ角 8° の時の 6 分力の変動の様子 (左列は力、右列はモーメント)

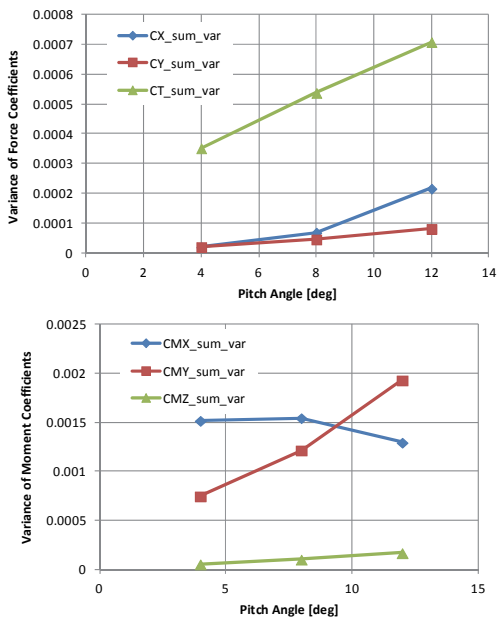


図6 ピッチ角による 6 分力の変動レベルの変化

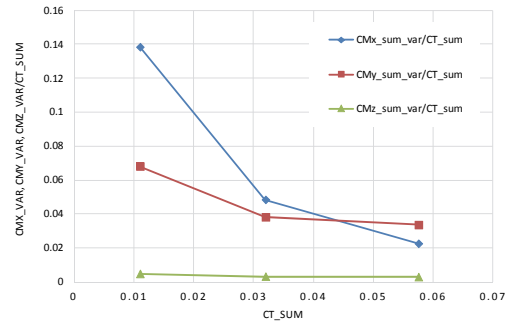
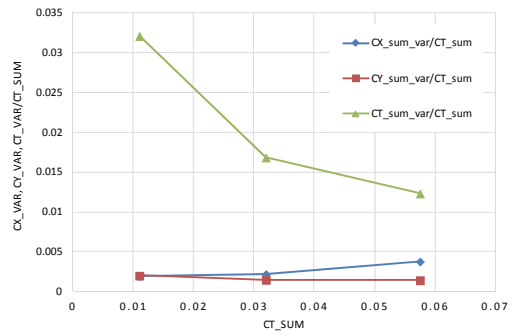


図7 平均推力に対する変動の割合

3. 2 ロータ間隔変化に伴う空力干渉の変化

図8に示す試作した可変ピッチのマルチコプタを対象にロータ間隔が変化した場合の影響について解析を行った。図9に試作機のロータ・ブレードの形状と諸元データを示す。設計上のロータの翼端速度は 100m/s である。試作機のロータ間隔は 6.3cm で、約 0.38R である。

ロータ間隔を 0.25R から 1.00R の間で変化させ、マルチコプタの空力特性の変化について調べた。表3にロータ間隔のケース表を示す。試作機の値を入れて、5 ケースについて解析を実施した。

表4に採用した重ね格子の背景格子の範囲を示す。また、表5に計算格子の点数を示した。今回は比較的粗い格子であるが、合計約10百万点以上の格子点である。



図8 可変ピッチのマルチコプタ試作機

表3 ロータ間隔ケース表

Case No.	ロータ間の間隔 / (D)	中心からロータ中心までの距離	備考
1	約0.38R	0.39300 m	オリジナル
2	0.25R	0.37150 m	
3	0.50R	0.41250 m	
4	0.75R	0.45375 m	
5	1.00R	0.49500 m	

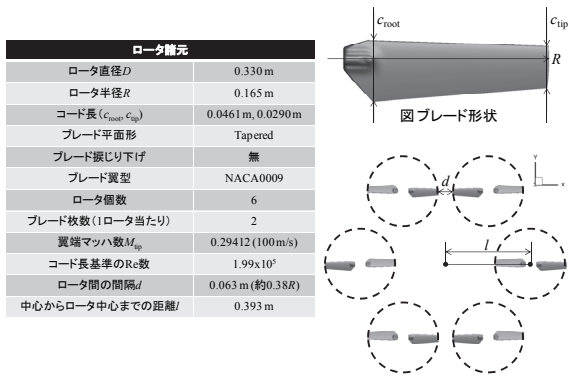


図9 ロータ・ブレードの形状

表4 外部と内部背景格子の範囲

	X	Y	Z
Outer background grids	3.30 (20R)	3.30 (20R)	3.30 (20R)
Inner background grids (org, 0.25R)	1.281 (7.76R)	1.281 (7.76R)	0.4125 (2.5R)
Inner background grids (0.5R, 0.75R, 1.0R)	1.485 (9.0R)	1.485 (9.0R)	0.4125 (2.5R)

表5 計算格子の点数

	I	J	K	Grid points
Outer background grids	101 (X)	101 (Y)	101 (Z)	1,030,301
Inner background grids (org, 0.25R)	221 (X)	221 (Y)	71 (Z)	3,467,711
Inner background grids (0.5R, 0.75R, 1.0R)	257 (X)	257 (Y)	71 (Z)	4,689,479
Blade grids	91 (Span)	101 (Chord)	51 (Normal)	468,741

Grid space of inner background grid : $0.2c_{tip}$

Total grid points : 10,122,904
Total grid points : 11,344,672

図10に計算格子の平面配置を示す。また、図11に立体的な格子配置の様子を示す。今回の計算ではブレードのピッチ角を 10° に固定している。

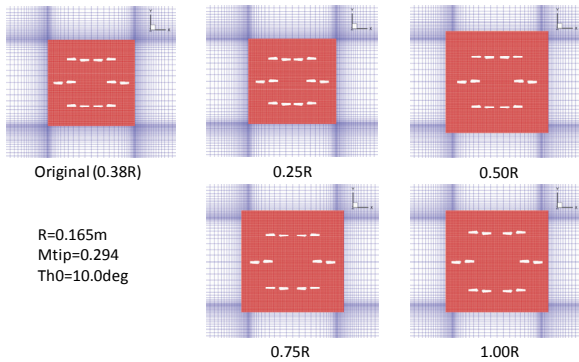


図10 計算格子の平面配置

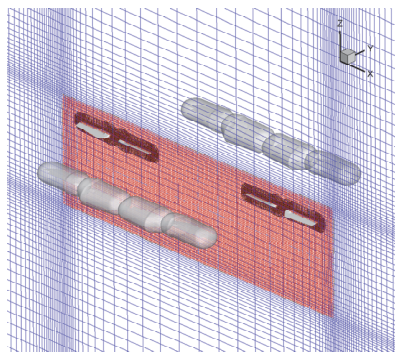


図11 計算格子の配置の様子

図12に同じブレード位相位置におけるロータ間隔の異なるケースの翼端渦の様子を示す。ロータ間隔が狭い場合は中央部により複雑な翼端渦の変化が見られ、高いレベルの空力干渉が発生しているとみられる。

図13から図17まで異なるロータ間隔のマルチコプタの6分力の変動の様子を5回転分示している。ロータ間の干渉によって、特にロータ間隔が狭いケースでは長周期的な変動も観察される。

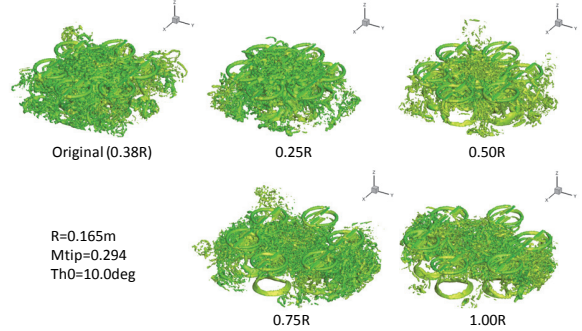


図12 翼端渦の様子

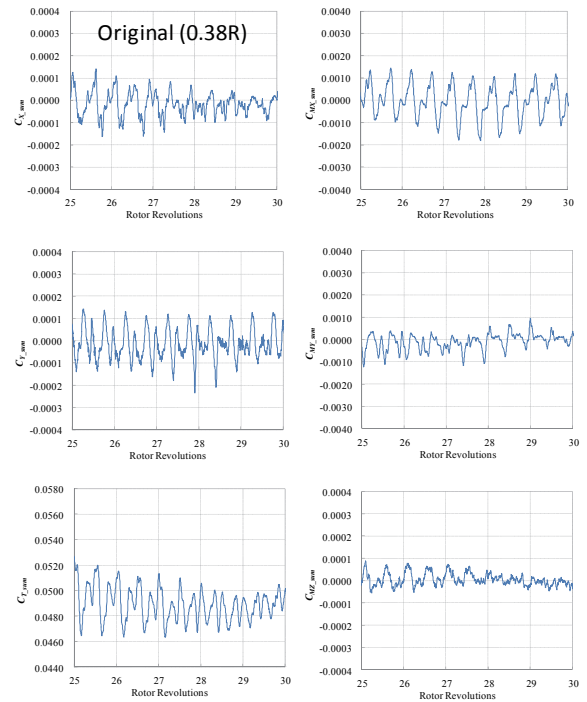


図13 ロータ間隔 0.38R (試作機) 時の6分力の変動

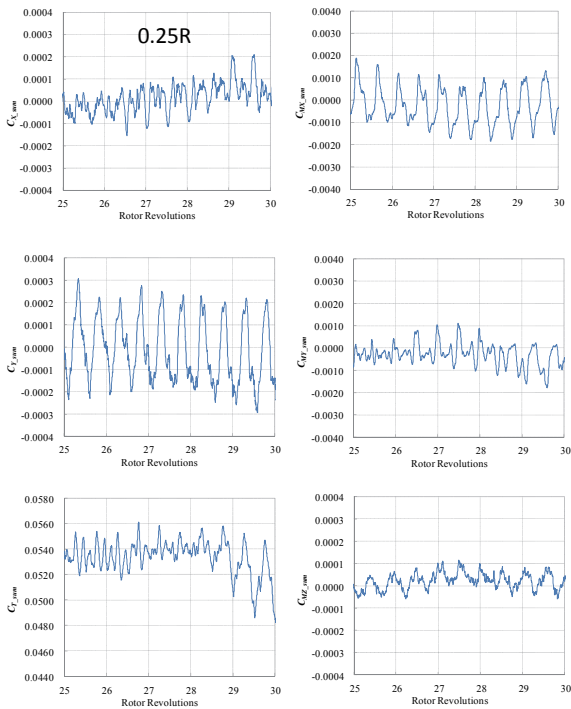


図 14 ロータ間隔 0.25R 時の 6 分力の変動

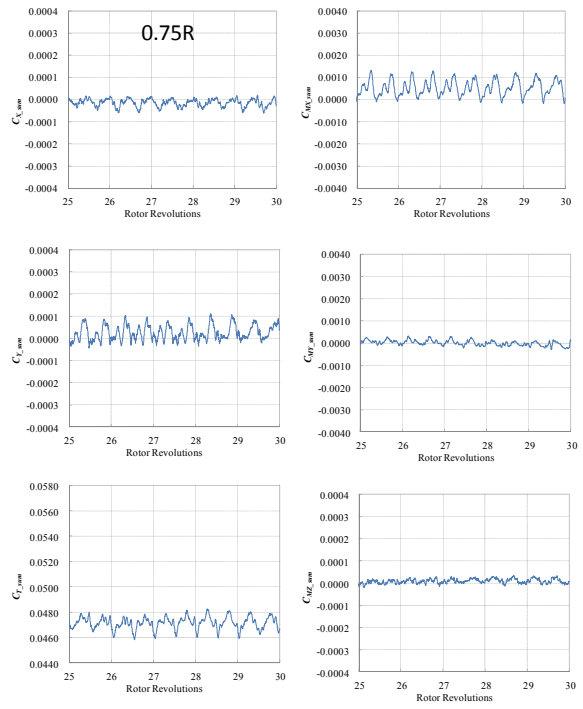


図 16 ロータ間隔 0.75R 時の 6 分力の変動

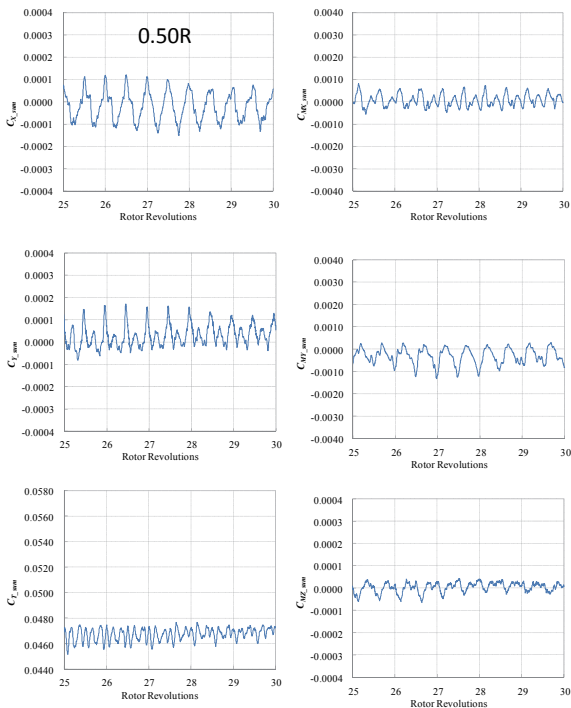


図 15 ロータ間隔 0.50R 時の 6 分力の変動

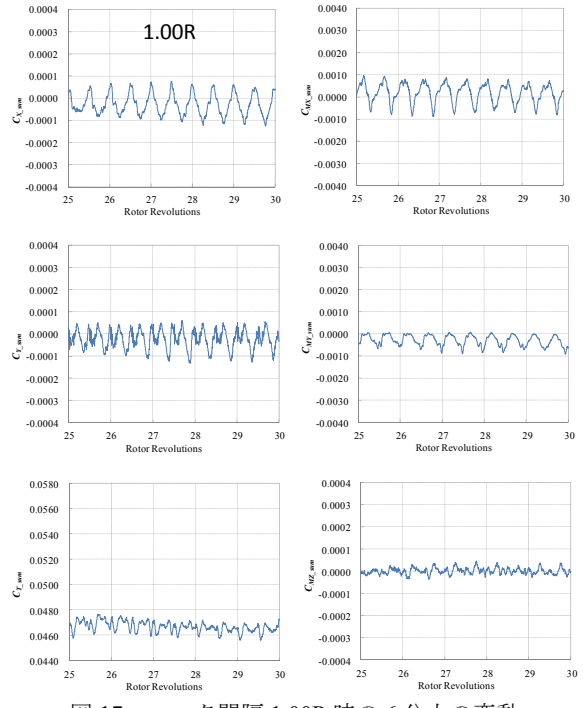


図 17 ロータ間隔 1.00R 時の 6 分力の変動

図 18 にロータ間隔による合計 6 分力の 5 回転分の平均値の変化を示す。推力以外は基本的にすべて合計ゼロとなるのが理想的であるが、長周期的な変動により、若干のずれが見られた。

図 19 にロータ間隔による 6 分力の変動値への影響を示す。特に推力の変動、及びローリング・モーメントとピッチング・モーメントの変動が顕著であるが、ロータ間隔が 0.5R を境に急激に約 3 分の 1 に減少することが見られた。ロータ・ブレードの設計によって翼端渦のサイズと強さに差が出るので、一般的な数字とは断言できないが、ある程

度のロータ間隔を確保すれば、空力干渉による振動の発生が少ない機体の設計が可能であることが分かる。

ロータ単体当りの空力性能がロータ間隔から受ける影響を図 20 に示す。ロータ間隔が 0.5R を境に、推力と共に必要パワーも小さくなっていることが分かる。また、図 21 にロータ単体の Figure of Merit (FM) とロータ間隔との関係を示すが、ロータ間隔が狭い方はロータ性能が向上している。約 2 割の性能向上まで見られるが、加振力が 3 倍に増大することを考慮して設計を決める必要があると思われる。

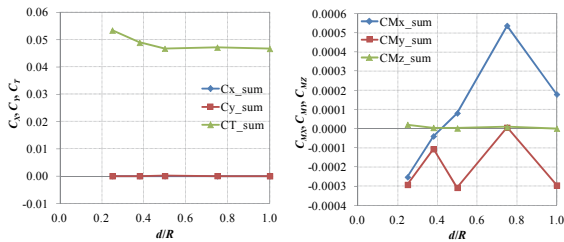


図 18 ロータ間隔による 6 分力の平均値への影響

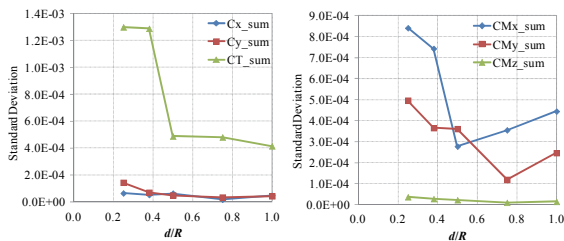


図 19 ロータ間隔による 6 分力の変動値への影響

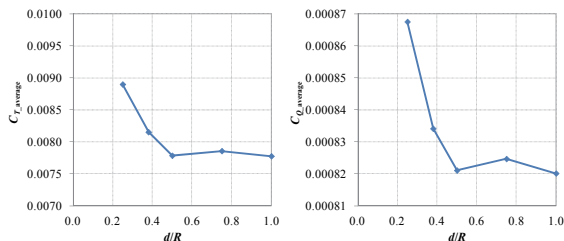


図 20 ロータ間隔によるロータ単体の空力変化

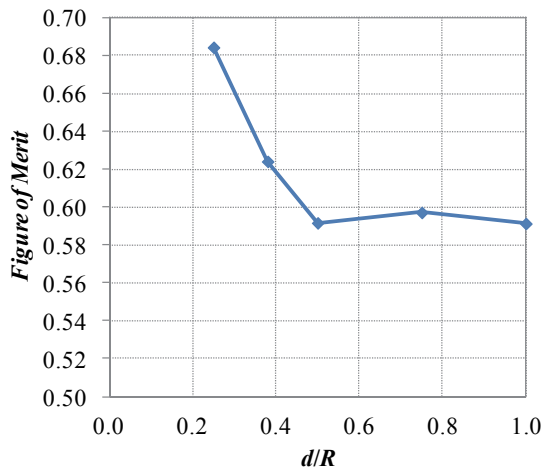


図 21 ロータ間隔によるロータ単体の性能変化

4. まとめ

6 つのロータを有するマルチコプタのロータ間の空力干渉を数値シミュレーションした。各ロータの翼端から発生

する翼端渦同士が干渉しあい、合計として、一ロータ回転に 6 回までの振動周波数が支配的な空力の変動があった。

ロータのピッチ角を変え、推力を変化させた場合、ほぼ推力の増加と線形的に振動レベルも上昇することが分かった。

ロータの間隔が 0.5R を超えると干渉レベルがほぼ一定になることが分かった。それより少ないと約 3 倍の空力変動に増幅された。また、ロータ間隔が狭い方は空力性能の向上が約 2 割まで見られた。

謝辞

本研究は、総合科学技術・イノベーション会議により制度設計された革新的研究開発推進プログラム (ImPACT) により、科学技術振興機構を通して委託されたものです。

参考文献

- [1] 砂田、田辺、米澤、得竹、“ピッチ角制御方式への変更とモータ集約化によるミニサーバイヤーの機動性向上—ミニサーバイヤーの利用拡大を目指して—”、ロボティクス・メカトロニクス講演会2016、パシフィコ横浜、2016年6月8日—11日。
- [2] 田辺、青山、杉浦、菅原、砂田、米澤、得竹、“マルチロータ型ドローンの空力特性のCFD解析”、ロボティクス・メカトロニクス講演会2016、パシフィコ横浜、2016年6月8日—11日。
- [3] Tanabe, Y., Saito, S., and Sugawara, H., "Construction and Validation of an Analysis Tool Chain for Rotorcraft Active Noise Reduction," 38th European Rotorcraft Forum, Amsterdam, NL, September 4-7, 2012.
- [4] Tanabe, Y. and Saito, S., "Significance of All-Speed Scheme in Application to Rotorcraft CFD Simulations," The 3rd International Basic Research Conference on Rotorcraft Technology, Nanjing, China. October, 2009.
- [5] Tanabe, Y., Saito, S., Takayama, O., Sasaki, D. and Nakahashi, K., 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.
- [6] Yamamoto, S. & Daiguji, H., "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.
- [7] Shima, E., and Kitamura, K., "Parameter-Free Simple Low-Dissipation AUSM-Family Scheme for All Speeds," AIAA Journal, Vol. 49, pp. 1693-1709, 2011.

JAXA2m×2m 低速風洞突風発生装置の気流特性計測試験について

齊藤 健一, 小池 俊輔 (宇宙航空研究開発機構), 鈴木 幸一 (IHI エアロスペース・エンジニアリング), 岩崎 昭人 (宇宙航空研究開発機構)

Gust Flow Measurement of the JAXA's LWT2 System

by

Kenichi SAITOH, Shunsuke KOIKE (JAXA), Koichi SUZUKI (ISE) and Akihito IWASAKI (JAXA)

ABSTRACT

Gust response alleviation technology using LIDAR is being developed in JAXA. It will be validated in JAXA's 2m×2m Low Speed Wind Tunnel with gust generator system which was built in 1972. This paper reports flow characteristics with the gust generator measured by PIV system and hot wire. The PIV system was introduced in the "gust cart" which is equipped with the gust generator. Distributions of flow speed, wake of the vanes etc. were revealed and reported.

1. はじめに

JAXA2m×2m 低速風洞 (LWT2) は、航空機の突風応答や突風荷重に関する研究施設として整備され、昭和47年に“突風風洞”として旧航空宇宙技術研究所に完成した¹⁾。突風発生方法は風路内試験部上流に可動翼列を置き、一様に変角させることによって一様流を偏向し、上下方向成分の突風を発生させる。近年では、平成17年頃に行われた試験を最後に突風発生機能は使用されていない。JAXAで進めている機体動揺低減技術の研究開発では、この突風発生装置を利用して技術実証を行う計画であり、今回同装置の再整備と気流状態確認のための計測試験を行った。気流計測は突風発生装置の正弦波駆動と1-cosと呼ばれる孤立突風を模擬した駆動について行い、熱線流速計のほかPIVによる計測を行った。これらの結果について報告する。

2. 機体動揺低減技術の低速風洞試験実証計画

機体搭載型ライダーは軽量化のためレーザーの出力に制限があり、回避操作等に必要な距離を満たす突風の検知は難しい。一方、機体の上下動を低減するためには、応答速度の問題から機体搭載加速度信号等のフィードバック制御では突如遭遇する突風に対する制御は難しい。機体動揺低減技術の研究開発では、ライダーを利用したフィードフォワード制御により、これらの問題の解決を図る。

技術実証の第1段階としての課題は、突風のような空間上に分布した気流変動に対する制御系の有効性の検証にある。通常、機体の制御対象飛行力学モデルでは上下方向の気流変動は機体全体に一樣に生ずる、すなわち機体全体が一樣に迎角変動を受けるようなモデルとしてあらわされる。実際には突風が時間変化を伴わない、すなわち空間に固定された分布を持つと仮定しても、機体の飛行に伴い機首から機尾へその分布が移動することとなり、この影響に対する評価が必要となる。そのため、まずは低速風洞で既存の突風発生装置を有するLWT2で風洞試験を行うこととした。

風洞試験では縦の運動のみ、すなわちピッチングとヒービング運動のみ模擬し、支持装置によりその自由度を与えることとした。使用する模型²⁾は搭載するアクチュエータや、動的支持装置の製作を考慮し、半裁模型とした。想定実機に対するスケールは7.1%でセミスパン1.001m、全長2.139mとなる。

突風発生装置の使用範囲風速30m/sに対し、模型の設計風速を25m/sとした。短周期モード振動数は相似則により1.06Hzとなる。また主翼MAC-水平尾翼MAC間距離は0.901mで25m/sのとき、振動数13.9Hzの正弦波突風は、主翼-尾翼で突風の位相が反転する計算となる。

3. 突風発生装置と試験計測系

突風発生装置

突風発生装置を使用するカート(突風カート)は全長4m、試験部断面2m×2mであるが、上下壁は梁のみとなっておりオープンで、床面から風洞中心までの高さは1.8mである(図1)。

突風を発生する可動翼列はカート上流入り口付近に配置され、155mmピッチ、14段のコード長200mm NACA0012翼で構成される。スパン長は972mmで風洞中央にストラットを配置し、左右2列構成となっている。29%コード位置を中心に前翼列同一駆動系でピッチ駆動する。ここでは頭下げを正のピッチ角と定義する。

翼列は1式の油圧シリンダの直線運動を、リンク機構を介し、ピッチング運動に変換し駆動する。リンク機構部には衝撃吸収のため銅製のベアリングを使用する。使用状況によってこのベアリングは変形し、ガタを生じることがある。本試験中にもガタを生じたため一度交換を要した。突風発生装置の使用流速は3~30m/s、翼列可動範囲は7Hzまで±8.6deg、最高駆動周波数20Hz時は±1.4degで、任意入力信号に追従する。翼列変角相当の気流偏向角を生じる。

PIV計測

PIVによる計測は、半裁模型をほぼカバーするよう、カート中心から流れ方向±1000mm、上下方向±500mmの断面について2次元計測を行った。計測断面はカートの観測窓対面壁から225mmの位置とした。断面は模型の尾翼がある位置を考慮して決定した。

PIV計測カメラはカート外部に設置し、観測窓を通して観測する。1台当たり500mm×500mmの画角をカバーし、2台のカメラを上下に設置して同時撮影することにより一度に500mm×1000mmの領域を撮影する。観測窓付近にガイドレールを設置し、2台のカメラの相対位置を変えずに流れ方向にトラバースし、4回の撮影で計測領域をカバーした。レーザーシートは床面下流側から上部上流方向へ斜めに照射した。上流側から一度の計測断面ごとに断面1~4と呼ぶこととする。

シーディングはカート後流部から行った。突風カートの上下壁がオープンなため、試験時には風洞室内にシーディングが漏れるが、計測上の問題は生じなかった。

計測範囲を網羅するためには4回の撮影が必要のため、非定常計測では各断面の計測データを突風発生装置駆動指令信号に対する位相を基準としたPhase lock処理により取得した。例えば突風発生装置を正弦波駆動する場合は指令信号に対して撮影したい位相でレーザーが発光するよう、補正量を見込んでトリガ信号を生成した。最大4Hzで撮影

が可能で、一つの位相ケースについて20枚程度撮影し、平均化処理した。

熱線流速計

熱線流速計はX型プローブを用い、X（流れ方向）、Z（鉛直方向）方向流速の計測を行った。PIVと同一断面のカート中心点のほか4点計測を行ったが、本報告ではカート中心点についてのみ結果を示す。

熱線流速計の出力は風速30m/sまでの計測に対し適切となるよう係数を調整し、試験ランごとに0~30m/sまでの流速を設定して較正データを取得した。ただし、この較正データは、風洞ノズル出口で計測した静圧を基準とした風洞設定気流速度を基準としている。較正時の可動翼列設定ピッチ角は0°で、この時Xプローブ位置で気流偏向角0°かつ設定流速となっているものと仮定して較正を行った。この時設定流速を V_a とすると、プローブA、Bの有効速度は $V_A = V_a \sin 45^\circ$ 、 $V_B = V_a \sin 45^\circ$ となる。電圧出力と有効速度 V_A 、 V_B の関係を5次多項式により近似した。計測電圧値から V_A 、 V_B を求め、X、Z軸流れ速度成分 U 、 W を $U = (V_A + V_B)/\sqrt{2}$ 、 $W = (V_A - V_B)/\sqrt{2}$ として求めた。 W および気流偏向角 θ は上向きを正とする。

4. 試験結果

設定風速25m/sにおける、翼列ピッチ角変更時のPIVによる流速の変化計測結果を図2に示す。図は各計測断面1~4の平均を表す。翼列ピッチ角がやや負の時、流速が最大となり、そのとき設定流速より大きくなっている。またピッチ角の絶対値を大きくすると流速は低下し、流速最小時には15%程度の低下となっている。断面1ではピッチ角正、断面4ではピッチ角負の時、中心付近断面より流速が小さくなっている。

同様に、翼列ピッチ角に対する気流偏向角を図3に示す。断面4を除き、ピッチ角の設定に対し気流偏向角はやや正にシフトしているが、ピッチ角変角相当の気流偏向角が発生している。

PIV計測による気流速度分布、及び気流偏向角分布例を図4、図5に示す。同一断面のカメラ間の差は小さいが、断面間にはやや不連続性が認められる。翼列の後流が明確にとらえられているほか、後流上方では流速が小さくなっており、計測範囲における流速分布の非一様性が明確に認められる。後流部で渦のように見えるのは補間によるデータ処理に起因する。

流れ方向に明確に気流偏向角の低下が認められ、断面1に対し、断面4では偏向角が半分程度となっている。機体動揺低減風洞試験では、エレベータ位置が断面4程度に相当するため、影響を考慮する必要があると思われる。

7Hzおよび15Hzで翼列を駆動した際の主流速度分布および気流偏向角分布を図6~図9に示す。7Hzでは翼列のピッチ角振幅8.6deg、15Hzでは2.9degで加振し、図は翼列の位相角0degの瞬間に相当する。いずれも後流の影響から翼列動作の様子が確認できる。気流偏向角では等高線が縦になっているのが望ましいが、断面1~3ではおおよそそのようになっている。

孤立突風を模擬した1-cos型の指令信号に対する気流の応答を図10、図11に示す。図は上から指令信号、翼列駆動シリンダ変位（ピッチ角相当換算量）、主流速度、気流偏向角である。1Hzの応答に対しては気流偏向角はほぼ指令信号どおりとなっている。翼列後流が通過するところでは、ややノイズ状の変動が見られる。15Hzでは指令信号に対する気流変動の後に、やや振動が継続しているように見られる。図12、図13に指令信号に対する気流偏向角のゲインおよび位相の周波数応答を示す。指令信号は7Hzまで

は振幅8.6deg、それ以上では振幅を小さくし、20Hzで1.4degとしている。気流偏向角のゲインは5Hz付近で小さくなるが、その後大きくなる。位相は10Hz以上では油圧シリンダ応答の位相遅れと、気流が翼列から計測点まで到達に必要な時間を加えた遅れに相当している。5Hz付近では、さらに位相遅れが見られる。

5. おわりに

PIVおよび熱線流速計によりJAXA2m×2m低速風洞の突風発生装置による気流特性について計測した。機体動揺低減技術の実証に必要な1Hz付近での特性は十分な気流偏向角や孤立突風の模擬ができることが確認された。大きな翼列のピッチ角による主流速度の低下や、エレベータ付近に相当する位置での気流偏向角の低下等、分布の一様性からのずれについて、補償等検討が必要と思われる。

参考文献

- 1) 廣末健一他，“航空宇宙技術研究所突風風洞の計画と整備試験”，航空宇宙技術研究所報告 TR-335, 1973
- 2) 齊藤健一他，“機体動揺低減技術の低速風洞試験実証システムとそのモデル化について”，第53回飛行機シンポジウム（松山），2015

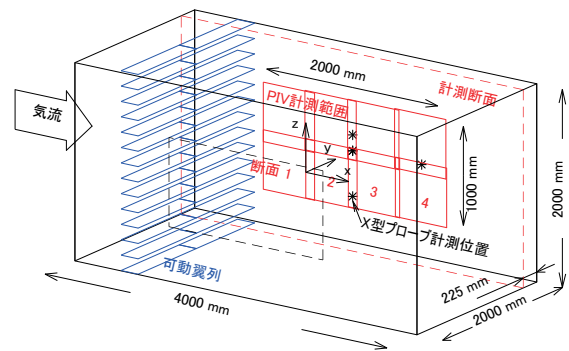


図1 突風カートおよび計測概略

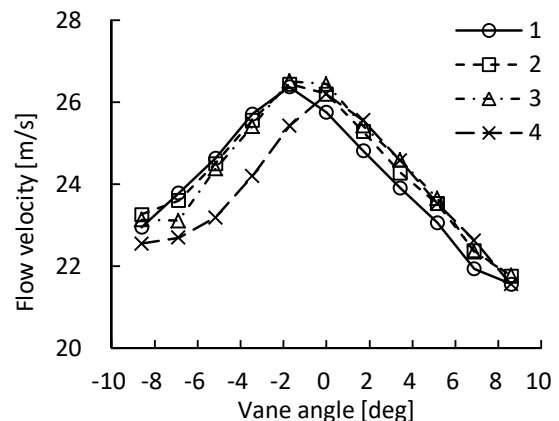


図2 可動翼列ピッチ角と気流速度の各計測断面平均

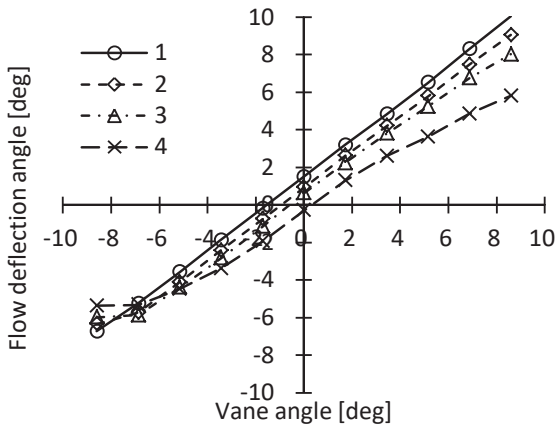


図3 可動翼列ピッチ角と気流偏向角の各計測断面平均

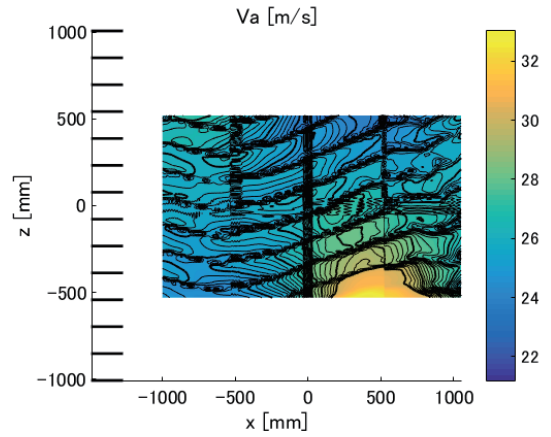


図6 主流速度分布 (翼列 7Hz, 位相 0deg)

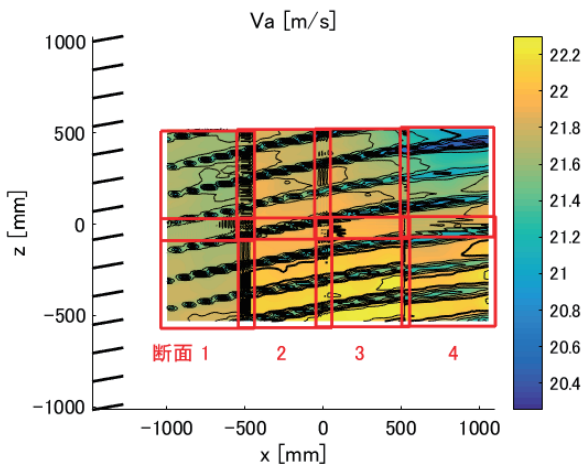


図4 定常主流速度分布 (翼列8.6deg)

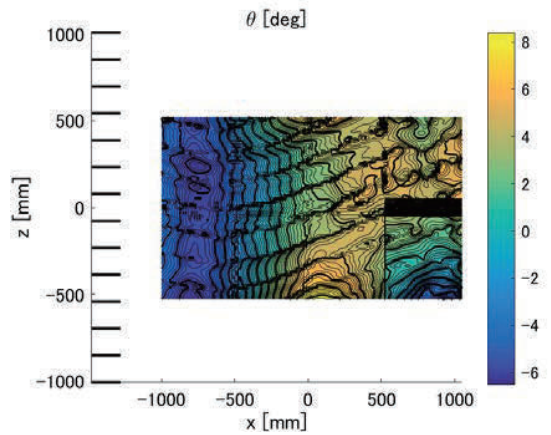


図7 主流偏向角分布 (翼列 7Hz, 位相 0deg)

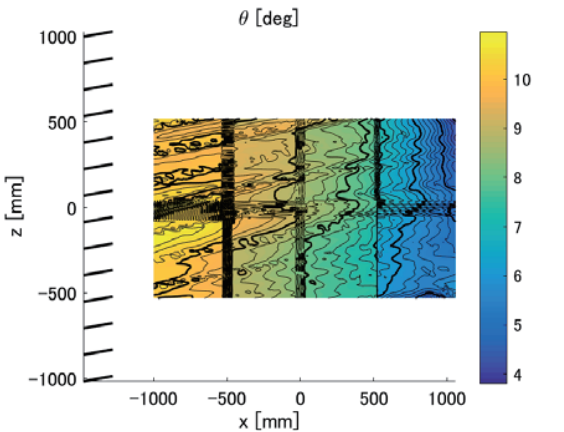


図5 定常偏向角分布 (翼列 8.6deg)

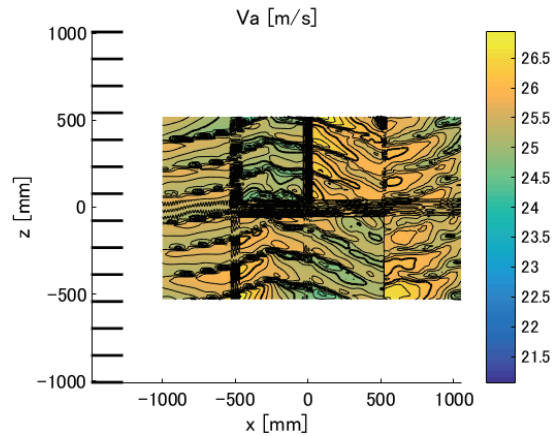


図8 主流速度分布 (翼列 15Hz, 位相 0deg)

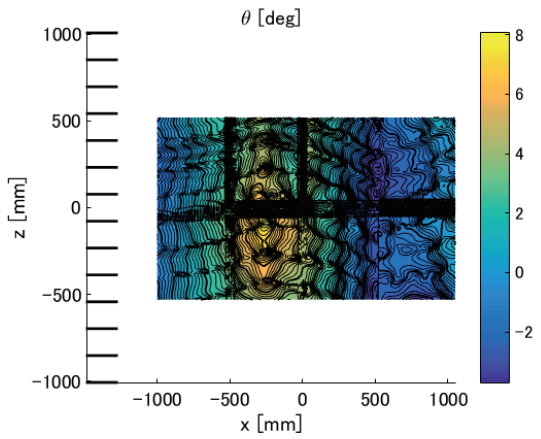


図9 主流偏向角分布 (翼列 15Hz, 位相 0deg)

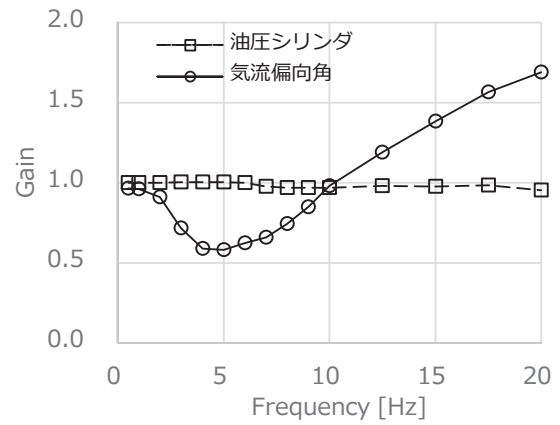


図12 突風発生装置指令信号に対するゲイン

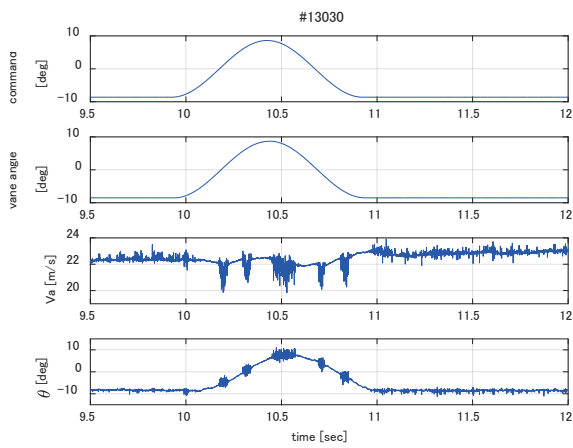


図10 1-cos応答 (1Hz)

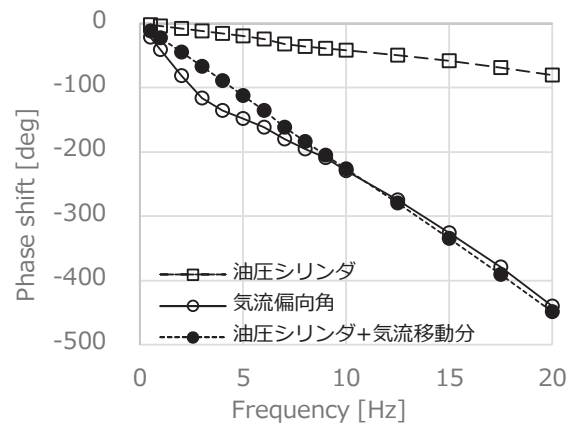


図13 突風発生装置指令信号に対する位相

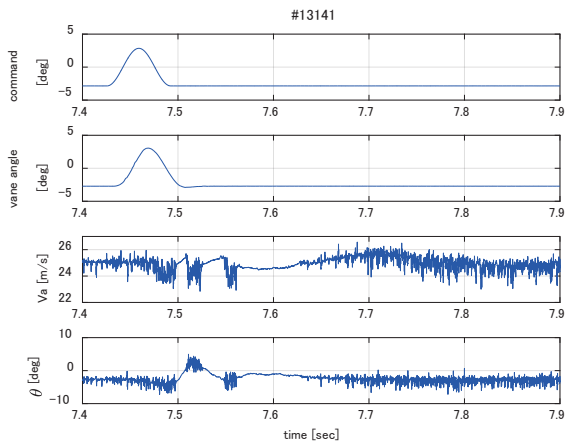


図11 1-cos応答 (15Hz)

スパース構造学習による二つの非定常流体解析結果データの変化点検出

磯島宣之¹, 下山幸治², 大林茂²¹東北大学院(現日立ハイテクノロジーズ), ²東北大学流体科学研究所

Change-point Detection between Two Unsteady CFD Simulation Results by Sparse Structure Learning

by

Nobuyuki Isoshima, Koji Shimoyama and Shigeru Obayashi

ABSTRACT

High-resolution turbulent flow simulations using unsteady computational fluid dynamics (CFD) have been widely applied to research and development in aerospace and mechanical engineering industries. In this study, a new data exploration method by sparse structure learning was proposed to detect anomaly elements between two unsteady simulation data sets which have different structures. The new method was tested in unsteady pressure distribution data for two models of an RAE 2822 airfoil with/without a transition trip. The method detected not only obvious change elements such as the transition trip but also small change elements which were easily overlooked by a conventional visualization method, such as delay of turbulent transition.

1. はじめに

近年のCFDでは、(1)実機を再現する詳細な形状を有する三次元モデルを対象とした解析対象の大規模化と、(2)非定常解析のニーズが高くなってきたことにより、解析結果データ容量が増加するとともに、複雑な流動現象の解釈の難易度が高まってきている。大規模で複雑な現象を伴った解析結果データの分析と、工学応用のための解釈は難易度が高く、現状では物理的な洞察力を身につけたベテランの設計者や研究者に依存するところが大きい。特に大規模な乱流解析を Large Eddy Simulation (LES)等を用いて行った場合、結果データに流れの変動が大きく現れ、形状の変化による流れの変化と乱流に伴う流れの変動との切り分けが困難になる場合が生じる。基本的な処理として時間平均化を行った結果同士を比較して、形状変化の影響を評価する機会が多いが、この場合には取得した大容量の変動成分のデータが十分に生かされていないという問題がある。Proper Orthogonal Decomposition (POD)¹⁾やその派生手法を用いて主因子分析としての主要モードを比較する方法²⁾や固有ベクトルの評価から、モデルの特徴を抽出する試み³⁾も近年行われているが、これらの手法を用いても困難な、非定常データ同士の変化点や全体の変化に対する寄与度をより直接的に取得する手法を構築できれば、非定常解析結果データの分析と実設計への展開に寄与するところが大きいと考えられる。

本研究では、スパース構造学習による二つの非定常流体解析結果データの変化点検出を行う手法を提案する。この手法はセンサーデータ群のデータから経時変化による機器の故障を検出する目的で開発されたものを応用している。オリジナルの方法では正常時のセンサー同士の変動を機械学習し、グラフ構造化した上で、運用時のセンサー間の変動関係のグラフ構造との変化から異常とその箇所を特定する⁴⁾。構造の異なる非定常流体解析結果データの評価に適用する場合、センサー位置、つまり計算格子上の評価点の位置、数はモデル間で厳密に一致させる必要があり、特別な配慮が必要となる。本研究では、直交格子ベースの Building Cube 法 (BCM)⁵⁾を用いることでこの問題に対応した。また圧縮性流体解析データのような乱流遷移、衝撃波、境界層、これらの干渉といった非線形性が強い対象に対して、上記したスパース構造学習に基づく手法が適切に機能するかを、二次元遷音速翼周りの流れについて検証を行い、手法の妥当性を検討した。

2. 解析対象

本研究では、RAE2822 翼型まわりの二次元遷音速流れをデータ解析対象とした。上面3%コード長に乱流遷移トリップ無/有の二つのモデルについて、過去の実験値⁶⁾に合わせて一様流 Mach 数を 0.72, Reynolds 数を 6.537×10^6 , 迎角を 2.31[degree]として流体解析を行った。翼弦長は 610[mm], 乱流遷移トリップは直径 0.762[mm]の球形としてモデル化した。

3. 解析手法

3-1 計算格子

中橋により提案されたブロック構造を用いた直交格子法に基づく BCM⁵⁾を用いて二次元非定常圧縮性流体解析を行った。

図1に示すように解析領域を Cube と呼ぶ正方形領域に分割し、各 Cube をさらに Cell と呼ぶ等間隔直交格子で分割し、流体計算を行う。解析に用いた Cube 数は 1628, 各 Cube は 32×32 Cell に分割し、コード長を基準長とした翼面近傍の無次元最小格子間隔は 6×10^{-4} である。遷移トリップ無と有とで同一条件で格子を生成している。

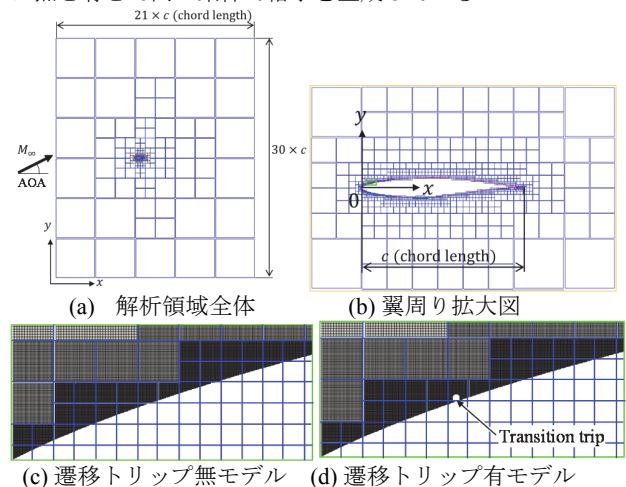


図1 RAE2822翼周りの Cube と Cell (青線が Cube 境界, 黒線が Cell 境界をそれぞれ表す)

3-2 流体解析ソルバー

東北大学で開発された二次元非定常粘性圧縮性流を対象とした BCM 用ソルバー⁵⁾を用いた。圧縮性 Navier-Stokes 方程式

$$\frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}_j}{\partial x_j} - \frac{1}{\text{Re}} \frac{\partial \mathbf{G}_j}{\partial x_j} = 0 \quad (1)$$

を直交格子上でセル中心有限体積法により解く。Cube- k の格子幅を Δx_k とすると離散式は、(2)式となる。

$$\frac{\partial \mathbf{Q}_i}{\partial t} = -\frac{1}{\Delta x_k} \left[\sum_{j(i)} \mathbf{h}(\mathbf{Q}_{ij}^+, \mathbf{Q}_{ij}^-, \mathbf{n}_{ij}) - \frac{1}{\text{Re}} \sum_{j(i)} \mathbf{G}(\mathbf{Q}, \mathbf{n}_{ij}) \right] \quad (2)$$

数値流束 \mathbf{h} は近似 Riemann 解法の HLLEW で評価し、セル境界での基礎変数は三次精度 MUSCL により高精度化した。時間積分には LU-SGS 陰解法 (内部反復 5 回) を用いた。無次元時間ステップは 5×10^{-2} とした。壁境界には階段状表現を用い、物体内に設けたゴーストセルに対して、下記の式で圧力と密度を求め、速度成分はゼロとした⁵⁾。

$$\rho_{\text{ghost}} = \frac{\sum_{i(\text{adjacent cells})} (\rho_i \times \text{flag}_i)}{\sum_{i(\text{adjacent cells})} \text{flag}_i} \quad (3)$$

$$p_{\text{ghost}} = \frac{\sum_{i(\text{adjacent cells})} (p_i \times \text{flag}_i)}{\sum_{i(\text{adjacent cells})} \text{flag}_i} \quad (4)$$

ここで flag は物体内のセルでは 0, 流れ場では 1 である。

4. 流体解析結果

流体解析は時間ステップで 300,000 ステップ実施し、流れが準定常状態となった 200,000~300,000 ステップの区間のデータをデータ解析に使用した。図 2 に時間平均化した圧力係数分布を実験値⁶⁾と比較した結果を示す。乱流遷移トリップ位置の前後となる上面側 2~15%コード長で、乱流遷移トリップ有の解析結果では剥離と衝撃波生成に起因したピークが生じている点を除いて、乱流遷移トリップ有無による解析結果同士の差異は小さい。また上面側 55%付近の垂直衝撃波位置のピークが低くなっているものの、解析結果は実験値と概ね一致している。実験では特に後縁側で境界層の三次元性が現れていると考えられるが、迎角が小さいため圧力分布について解析との差異への寄与が小さくなっていると考えられる。本研究では後述するスパース構造学習を用いた流れ変化点検出手法の有用性を確認することを主目的とし、二次元解析で取得した非定常データを分析の対象とした。図 3 に瞬時の密度勾配分布を示す (202,600 ステップ)。乱流遷移トリップ有のモデルでは、トリップから弱い衝撃波が生じ、またトリップの少し後方から下流に向けて小さな渦が流れ下っている。乱流遷移トリップ無のモデルでも 5%コード長付近から渦が発生し、流れ下っている。下面側についても同様に 5%コード長付近から小さな渦が発生している様子が確認できる。上面側の渦はトリップの有無によらず 55%コード長付近で衝撃波と干渉して大きな渦となり流れ下っている。渦は後縁に達した後に放出され、急激に膨張し、圧力波が発生する。圧力波は翼上面、下面を主流の上流方向に向かって伝搬し、上面側では 55%コード長付近の衝撃波まで到達している。衝撃波は境界層内の渦と後縁側から伝搬する圧力波の両者と干渉し、僅かに振動する。

RAE2822 翼周りの遷音速流れは、流体解析ソルバーの検証に用いられることの多い問題であるが、詳細な非定常流体解析結果から、乱流遷移トリップと翼上面での衝撃波の発生、渦の発生による境界層の乱流遷移、後縁から放出される渦からの圧力波の伝搬といった現象が相互に干渉して現れていることが確認できる。

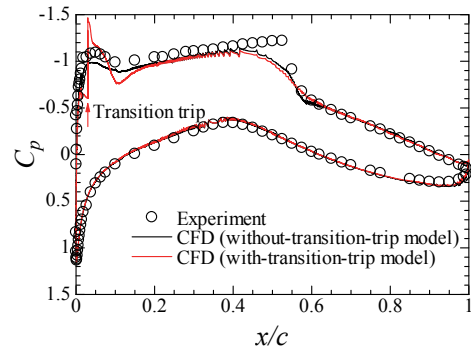
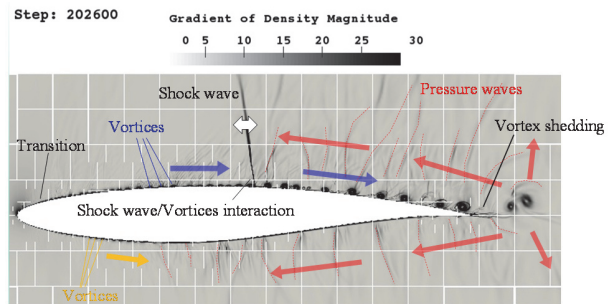
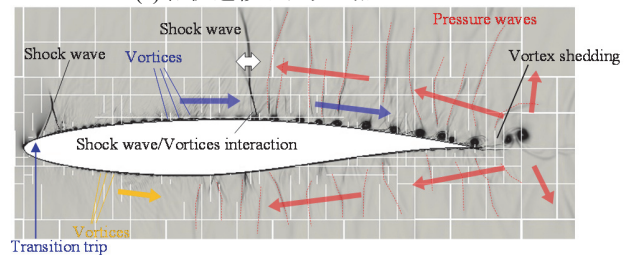


図 2 時間平均化した圧力係数分布の解析結果と実験値との比較



(a) 乱流遷移トリップ無



(b) 乱流遷移トリップ有

図 3 瞬時の密度勾配分布 (202,600 ステップ)

5. スパース構造学習を利用した変化点検出

5-1 スパース構造学習

本研究では Graphical Gaussian Model (以下 GGM と略記) と呼ばれる L_1 制約項付きのスパース構造学習手法⁴⁾を二つの非定常流体解析結果データに適用し、個々の評価点での相関異常を情報論的距離である Kullback-Leibler 距離 (以下 KL 距離と略記) によって定量化する。

比較対象となり、変化点を検出する二つの時系列データ D_A , D_B を以下の式で表記する。

$$D_A \equiv \{ \mathbf{x}_A^{(n)} \mid \mathbf{x}_A^{(n)} \in \mathbb{R}^M, n = 1, 2, \dots, N \} \quad (5)$$

$$D_B \equiv \{ \mathbf{x}_B^{(n)} \mid \mathbf{x}_B^{(n)} \in \mathbb{R}^M, n = 1, 2, \dots, N \} \quad (6)$$

ここで n は離散化された時系列データの時刻ステップ, N は評価に用いる離散化された時間ステップの総数, M は評価点の総数をそれぞれ示す。二つの時系列データ D_A , D_B は同一評価点での、同一時刻に相当するデータを同数保持し、平均ゼロ、標準偏差 1 に標準化する処理が事前に行われているとする。二つの時系列データ D_A , D_B それぞれについて標本共分散行列 \mathbf{S} が (7) 式で与えられる。ここで簡単化のため添え字 A, B は省略した。

$$\mathbf{S}_{i,j} \equiv \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N x_i^{(n)} x_j^{(n)} \quad (7)$$

GGM では、時系列データが生成される確率分布 $p(\mathbf{x}|t)$ として式(8)で表す M 次元正規分布を仮定し、モデルパラメータとしての精度行列 Λ をデータからの最尤推定で求める。

$$p(\mathbf{x}|t) = \mathcal{N}(\mathbf{x}|\mathbf{0}, \Lambda^{-1}) = \frac{\det(\Lambda)^{1/2}}{(2\pi)^{M/2}} \exp\left(-\frac{1}{2} \mathbf{x}^T \Lambda \mathbf{x}\right) \quad (8)$$

ここで \det は行列式、 $\Lambda \in \mathbb{R}^{M \times M}$ は精度行列、 $\mathcal{N}(\cdot|\boldsymbol{\mu}, \Sigma)$ は平均 $\boldsymbol{\mu}$ 、共分散行列 Σ の正規分布である。

また GGM は M 個の評価点のそれぞれを頂点とするグラフをモデル化するもので、頂点(つまり評価点) x_i と x_j をグラフモデル上でつなぐ辺が欠けているときに、両者は他の全ての変数を固定したときに条件付き独立となる。頂点間の辺の有無を定義するために、GGM では式(8)の M 次元正規分布を用い、 x_i と x_j をつなぐ辺が欠く条件が式(9)で表される。

$$\Lambda_{i,j} = 0 \Rightarrow x_i \perp x_j \mid \text{other elements} \quad (9)$$

ここで \perp は統計的独立を示す。

図4に精度行列 Λ と対応するグラフ構造の例を示す。この例では $M = 7$ で、*は非ゼロ値である。精度行列 Λ は要素の多くがゼロの値を持つスパース行列であり、かつ対称行列となる。 $\Lambda_{1,2}, \Lambda_{1,3}, \Lambda_{1,4}$ のような非ゼロ値をもつ Λ の要素に対応する頂点間には辺 1-2, 辺 1-3, 辺 1-4 のようにグラフに辺が存在する。 Λ の要素のそれぞれの非ゼロ値*は相関の強さを表す値となる。また $\Lambda_{1,5}, \Lambda_{1,6}, \Lambda_{1,7}$ のようにゼロ値をもつ Λ の要素に対応する頂点間にはグラフに辺を持たず、これらの頂点間には相関が無いことを表す。このように、与えられたデータについて疎行列となる Λ を得ることは、グラフ構造を得ることと等価であり、全ての頂点間(評価点間)の相関関係の有無と強さを理解することにつながる。この意味でスパース構造学習と呼ばれる。また一般に評価点の数 M が大きくなると、図 4(b)のように頂点と辺で表すグラフ表現では視認性が悪化することが多く、図 4(c)に示すヒートマップと呼ばれる方法で精度行列 Λ を可視化することが多い。ヒートマップは行列の非ゼロ値の要素に相当する位置を塗りつぶした表現となっている。

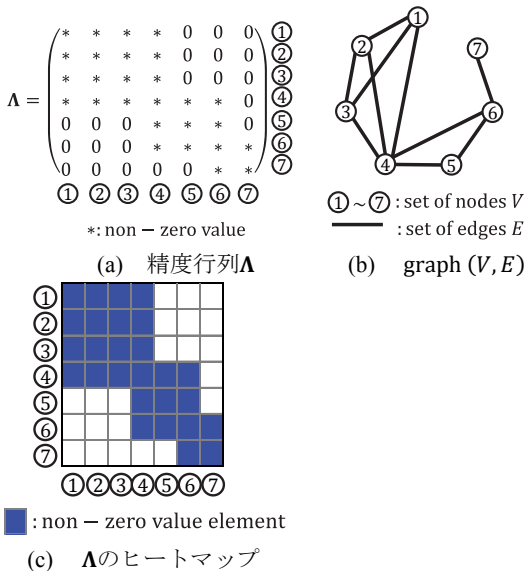


図4 精度行列 Λ と対応するグラフ構造の例

精度行列 Λ を推定する方法として、式(10), (11)の L_1 制約項付の最尤方程式を解く。

$$\Lambda^* = \arg \max_{\Lambda} f(\Lambda; \mathbf{S}, \phi) \quad (10)$$

$$f(\Lambda; \mathbf{S}, \phi) \equiv \ln \det \Lambda - \text{tr}(\mathbf{S}\Lambda) - \phi \|\Lambda\|_1 \quad (11)$$

ここで

$$\|\Lambda\|_1 = \sum_{i,j=1}^M |\Lambda_{i,j}| \quad (12)$$

L_1 制約の一般的性質から Λ の多くの要素が厳密にゼロになることが期待される。ペナルティ項の重み ϕ は入力パラメータとなるが、この値はどの程度の相関関数の値までノイズ由来のもののみならずかについての閾値として使用される。

本研究では計算効率の良い graphical lasso 法を用いて式(10)を解いた⁷⁾。graphical lasso では、式(10)をブロック勾配法を用いて L_1 制約項付き回帰問題に帰着させる。また $\partial f / \partial \Lambda = 0$ をブロック勾配法で解く上で、特定の変数 x_i に着目し、 Λ とその逆行列 Σ をそれぞれ式(13)のように分割する。

$$\Lambda = \begin{pmatrix} \mathbf{L} & \mathbf{l} \\ \mathbf{l}^T & \lambda \end{pmatrix}, \Sigma \equiv \Lambda^{-1} = \begin{pmatrix} \mathbf{W} & \mathbf{w} \\ \mathbf{w}^T & \sigma \end{pmatrix} \quad (13)$$

ここで行列の行と列は、 x_i に関係する要素が最後の行と列に来るように並び替えられており、 $\mathbf{W}, \mathbf{L} \in \mathbb{R}^{(M-1) \times (M-1)}$ 、 $\lambda, \sigma \in \mathbb{R}$ 、 $\mathbf{w}, \mathbf{l} \in \mathbb{R}^{M-1}$ である。

5-2 相関異常のスコアリング

二つの時系列データ D_A と D_B それぞれについて、上記の方法により Λ_A^* と Λ_B^* を求める。GGM では二つの確率モデル $p_A(\mathbf{x})$ と $p_B(\mathbf{x})$ が求められることになる。

次に、時系列データ D_A と D_B の相違に対してどれだけ、評価点 (x_1, x_2, \dots, x_M) の一つ一つが寄与しているかを定量的に求める。確率モデル $p_A(\mathbf{x})$ と $p_B(\mathbf{x})$ が与えられているとき、一般的に用いられている異常度の尺度に KL 距離がある。特定の変数 x_i について $p_A(x_i|z_i)$ と $p_B(x_i|z_i)$ の間の KL 距離の期待値を分布 $p_A(z_i)$ によって計算すると、式(14)となる。

$$d_i^{AB} \equiv \int dz_i p_A(z_i) \int dx_i p_A(x_i|z_i) \ln \frac{p_A(x_i|z_i)}{p_B(x_i|z_i)} \quad (14)$$

ここで $\mathbf{z}_i \equiv (x_1, x_2, \dots, x_{i-1}, x_{i+1}, \dots, x_M)^T \in \mathbb{R}^{M-1}$ と定義した。GGM により求めた確率モデル $p_A(\mathbf{x})$ と $p_B(\mathbf{x})$ は正規分布となっていることから、式(14)に現れる積分は解析的に実行でき、結果は式(15)となる⁴⁾。

$$d_i^{AB} = \mathbf{w}_A^T (\mathbf{l}_B - \mathbf{l}_A) + \frac{1}{2} \left\{ \frac{\mathbf{l}_B^T \mathbf{W}_A \mathbf{l}_B}{\lambda_B} - \frac{\mathbf{l}_A^T \mathbf{W}_B \mathbf{l}_A}{\lambda_A} \right\} + \frac{1}{2} \left\{ \ln \frac{\lambda_A}{\lambda_B} + \sigma_A (\lambda_B - \lambda_A) \right\} \quad (15)$$

A と B を入れ替えることで d_i^{BA} も同様に求められる。

ここでは i 番目の評価点についてのデータセット A, B に関する相関異常度 a_i を式(16)で定義する⁴⁾。

$$a_i \equiv \max\{d_i^{AB}, d_i^{BA}\} \quad (16)$$

A, B 二つのデータセットについて、 a_i を指標として、評価点の中で全体の変化への寄与の大きい箇所が特定されることになり、これらの評価点を順番に元のデータを検討することで、変動を有した大規模なデータの中から、本来データが有していた重要な情報を見落とすリスクを抑えた評価を行うことができる。

6. RAE2822 翼型周りの非定常遷音速流の C_p データへの適用

6-1 時系列データセットの設定

二つの時系列データセット D_A, D_B として、 D_A には乱流遷移トリップ無モデルの翼面上の非定常 C_p データを、 D_B には乱流遷移トリップ有モデルの翼面上の非定常 C_p データを用いた。本研究では翼面上の流体解析要素について 10 要素おきにサンプルした 1258 要素を評価点とした。図 5 に示すように前縁位置の評価点番号を 0 とし、時計回りに 1257 まで評価点に番号付けを行った。データセット D_A, D_B とで評価点の位置と番号は合致している。

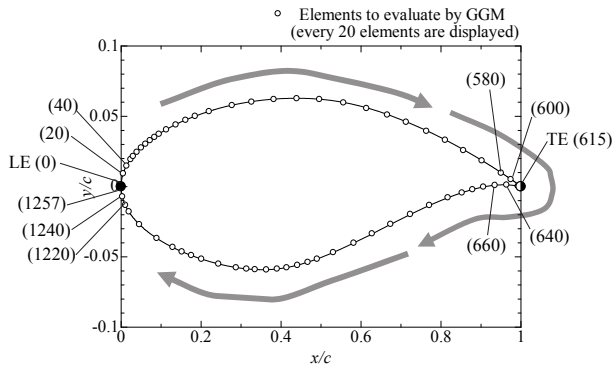
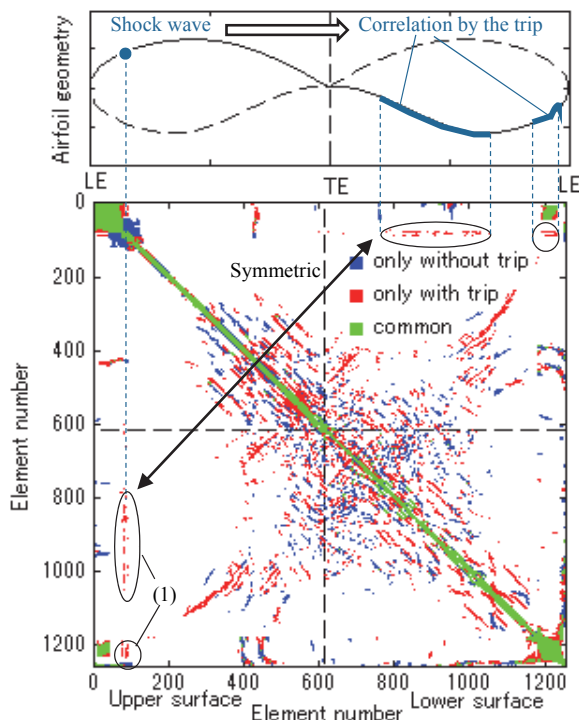


図5 GGMでの評価点番号

時系列データについては 200,000~300,000 ステップ間のデータを 100 ステップおきにサンプルした 1001 個分のデータを使用した。したがって評価点数 M は 1258, 評価に用いる離散化された時間ステップの総数 N は 1001 である。

6-2 スパース構造学習によるヒートマップ比較と相関異常度の分布結果

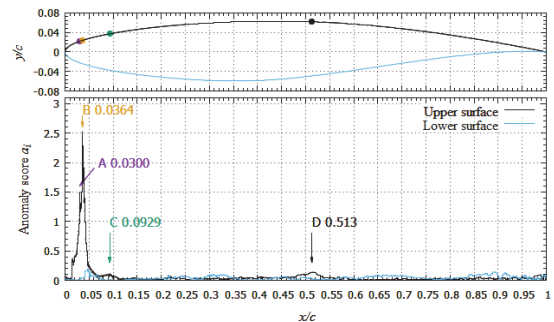
上記の時系列データセットについてペナルティ項の係数 $\phi = 0.15$ の条件で標本共分散行列 \mathbf{S}_A と \mathbf{S}_B を式(7)により求め、graphical lasso を用いて精度行列 Λ_A と Λ_B を求めた。精度行列 Λ_A と Λ_B のヒートマップ上での共通要素と相違要素を翼面での対応位置と合わせて図 6 に示す。

図6 精度行列 Λ_A と Λ_B のヒートマップ相違点の比較と翼面での対応位置 ($\phi = 0.15$)

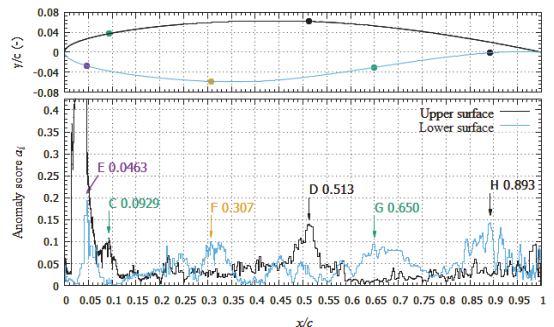
乱流遷移トリップ無モデルにだけ現れている要素を青色、乱流遷移トリップ有モデルにだけ現れている要素を赤色、両者に共通して現れている要素を黄緑色でそれぞれ塗りつぶして表示している。乱流遷移トリップ無/有で、いくつかの明瞭な相違点が現れている。例えば領域(1)は精度行列が対称行列であることを考慮しつつ翼面での位置と図 3(b) の分布を参照すると、乱流遷移トリップにより上面に衝撃波が誘起されると、下面側の広い範囲が相関をもつようになることを示している。ヒートマップ上での精度行列の変化点を実形状での位置と照らし合わせて評価することは、

比較するモデル同士の流れの変化点がどこでどのように関連付けられているのか理解する上で役立つ。

精度行列 Λ_A , Λ_B とその逆行列 Σ_A , Σ_B から、乱流遷移トリップ無/有モデル間の RAE2822 翼表面 C_p 分布についての相関異常度 a_i の分布を求めた結果を図 7 に示す。この図が二つの非定常流れの違いにどの部分がどの程度寄与しているかを定量的に示したものである。上面側 3%コード長 A と 3.64%コード長 B に突出したピークがある。乱流遷移トリップの設置位置が上面側 3%コード長であることから、乱流遷移トリップが二つの流れの変化に最も大きな影響を及ぼすことは自明である。しかしながら最も高いピークは乱流遷移トリップの位置する A ではなく、その少しだけ下流の B にある。この点については後程考察を行う。

図7 乱流遷移トリップ無/有(3%コード長)モデル間の RAE2822 翼表面 C_p 分布についての相関異常度 a_i 分布 (変化の寄与度分布)

その他のピークを確認するため、相関異常度 a_i のレンジを 0~0.4 に変更して拡大した結果を図 8 に示す。小さなピークが上面側には 9.29%コード長 C, 51.3%コード長 D, 下面側には 4.63%コード長 E, 30.7%コード長 F, 65%コード長 G, 89.3%コード長 H に現れている。これらの結果は、形状変更は上面側だけであるにもかかわらず、変化の大きさは小さくなるものの下面側にも流動に変化が生じていることを示している。

図8 乱流遷移トリップ無/有(3%コード長)モデル間の RAE2822 翼表面 C_p 分布についての相関異常度 a_i 分布 (表示レンジ 0~0.4 を拡大)

6-3-1 ピーク A, B, C (上面側 3%, 3.64%, 9.29%コード長)

図 9, 10 に RAE2822 翼前縁付近の瞬時の密度勾配分布を示す。図 11 は拡大領域の位置を示し、図 9 は領域(i)を、図 10 は領域(ii)をそれぞれ拡大して示した図である。乱流遷移トリップ有モデルでは、トリップ設置位置 (3%コード長) の少し上流で層流の流れが僅かに剥離し、ピーク B の 3.64%コード長付近で再付着するとともに境界層が波状に変動し、渦が形成され乱流へと移行している。流下した渦は 8%コード長付近で乱流遷移トリップにより誘起された衝

撃波と干渉し、ピーク C の 9.29%コード長付近では、干渉による渦の変形と一部の渦同士の結合が生じる。乱流遷移トリップの位置する3%コード長では圧力波が発生し、非定常的に僅かに変動を生じている。他方、乱流遷移トリップ無モデルでは 5.5%コード長付近まで付着した層流境界層が形成され、その下流で自然遷移により乱流遷移し、ピーク C の 9.29%コード長付近でも渦同士の結合はなく、比較的安定に渦が流下している。

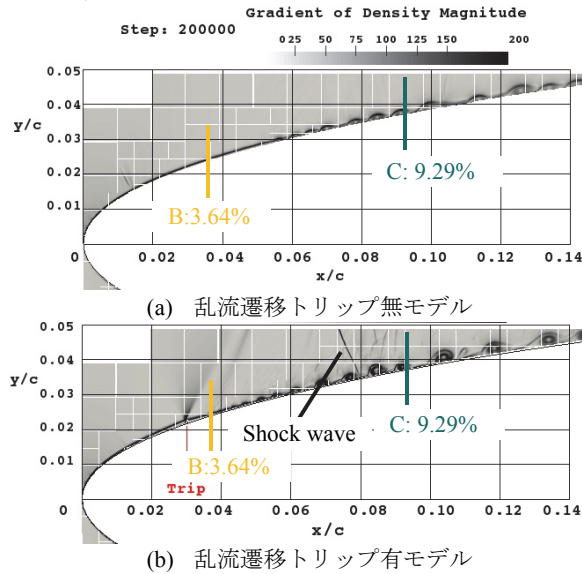


図 9 RAE2822 翼の前縁付近の瞬時の密度勾配分布 (200,000 ステップ)

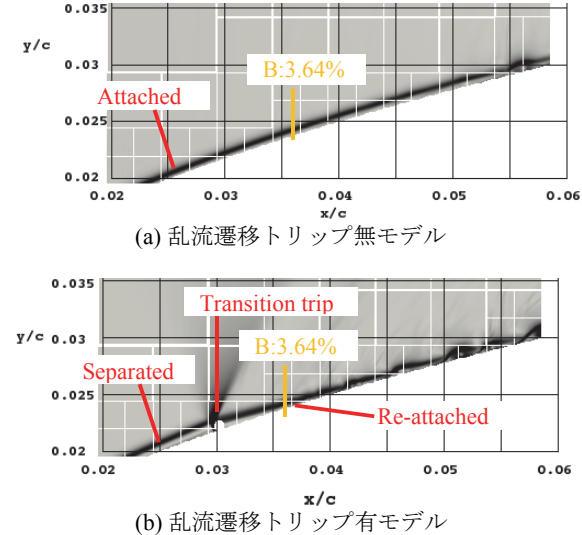


図 10 RAE2822 翼の乱流遷移トリップ付近の瞬時の密度勾配分布 (200,000 ステップ)

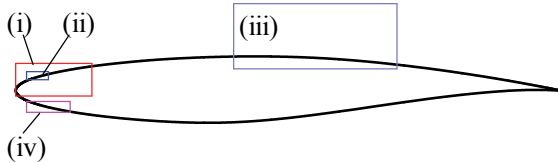


図 11 拡大表示領域

以上から、上面側 3%コード長付近に生じるピーク A は乱流遷移トリップ有で生じる層流剥離と圧力波の非定常な振動が、乱流遷移トリップ無では生ぜず、安定な層流境界層となっていることに起因している。上面側 3.64%コード長付近に生じるピーク B は、乱流遷移トリップ有で生じる

再付着とそれに伴って誘起される強制遷移が、乱流遷移トリップ無では生ぜず、より下流側で自然遷移していることの差異に起因している。この領域で生じた渦は翼上面を後縁まで流下するため、翼周りに生じる変動全体への寄与が大きい。したがって変動の初生位置の相違となるピーク B が全体でも突出して大きな相関異常度を示している。上面側 9.29%コード長付近に生じるピーク C は、乱流遷移トリップ有では乱流遷移トリップにより誘起された衝撃波と干渉した乱流境界層内の渦の変形、結合運動が、乱流遷移トリップ無しでは生ぜず、変動の状態が異なっていることに起因している。

6-3-2 ピーク D (上面側 51.3%コード長)

図 11 中の領域(iii)で囲った RAE2822 上面側 50%コード長付近の瞬時の密度勾配分布を図 12 に示す。

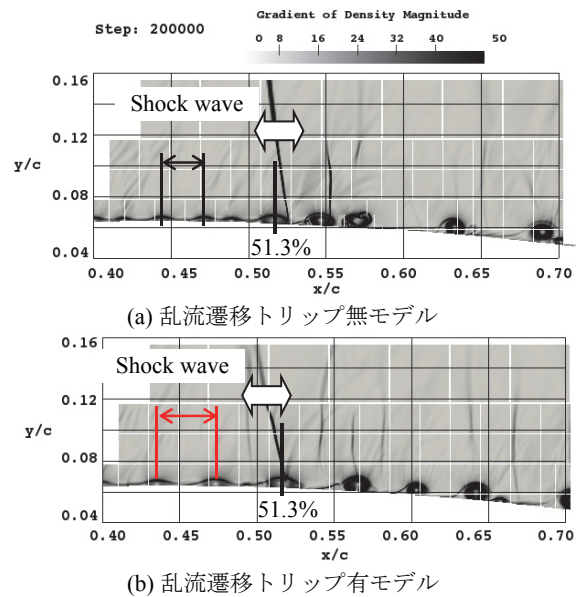


図 12 RAE2822 翼の上面垂直衝撃波付近の瞬時の密度勾配分布 (200,000 ステップ)

51.3%コード長付近は乱流遷移トリップの無/有によらず衝撃波と乱流境界層内の渦との干渉部に相当し、衝撃波との干渉により渦が変形し、流下する過程で 55%コード長付近から渦同士の結合が生じている。衝撃波の上流で観察すると、乱流遷移トリップ有モデルの方が、無モデルよりも渦間の間隔が大きくなっている。図 13 にピーク D での C_p のパワースペクトル密度 PSD を示す。ここで St ($St = fL/u_\infty$) は Strouhal 数である。乱流遷移トリップ有モデルは無モデルに対してピーク周波数が 40%低くなっており、時系列データ全体で渦間の間隔が大きくなっている。ピーク D 付近について図 6 に示した精度行列の非ゼロ値要素 (相関有要素) の数の分布 (翼上面側) を図 14 に示す。ピーク D との相関に変化が現れている要素は主に近傍の 45~60%コード長であることが分かる。

以上から、上面側 51.3%コード長付近に生じるピーク D は、衝撃波位置であることともに、(1)衝撃波と乱流境界層内の渦との干渉前においては、乱流遷移トリップの無/有によって渦同士の間隔が異なることにより相関した変動を有して移流する渦と衝撃波との距離が変化したこと起因した差異が 45%コード長付近から現れていること、(2)衝撃波と乱流境界層内の渦との干渉後においては、乱流遷移トリップの無/有によって渦の変形挙動、結合挙動が異なることにより相関した変動を有して移流する渦と衝撃波との距離が変化したこと起因した差異が 60%コード長付近

まで現れていることに起因している。乱流遷移トリップの有／無によって渦同士の間隔が異なるのは、乱流遷移トリップ有モデルでは8%コード長付近に衝撃波が発生し、この衝撃波と乱流境界層との干渉によって一度渦同士が結合が促されているためである。

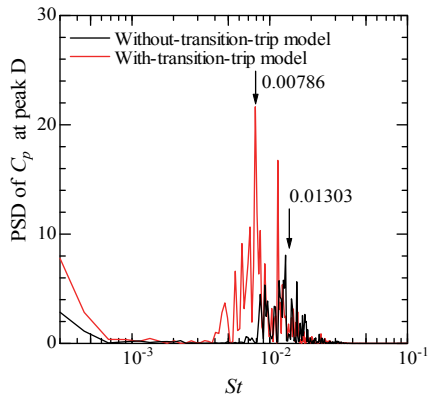


図 13 ピーク D (51.3%コード長) での C_p の PSD

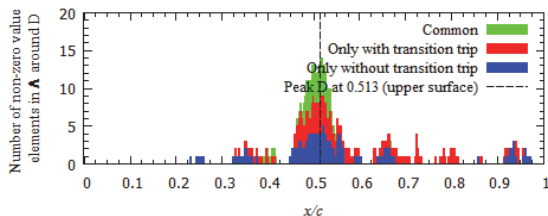


図 14 ピーク D 付近について精度行列の非ゼロ値要素の数の分布 (上面側)

6-3-3 ピーク E (下面側 4.63%コード長)

図 11 中の領域(iv)で囲った RAE2822 下面側 4.63%コード長付近の瞬時の密度勾配分布を図 15 に示す。

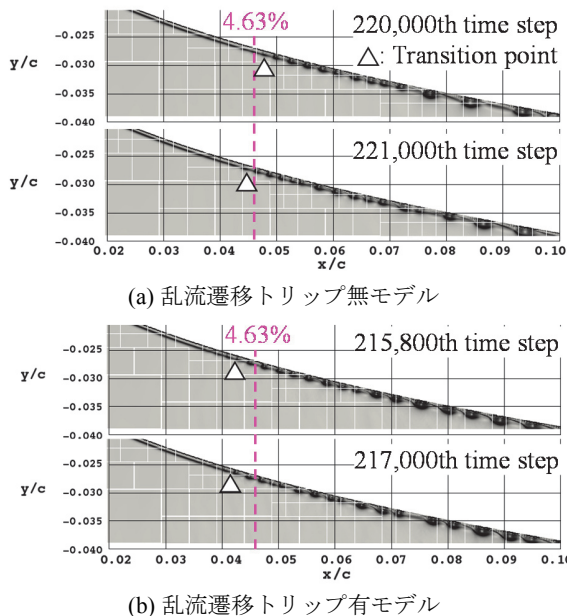


図 15 RAE2822 翼の下面前縁付近の瞬時の密度勾配分布

乱流遷移トリップ無モデルでは、乱流遷移点位置が間欠的に前後に変動し、時刻によってはピーク E (4.63%コード長) の前後で境界層の遷移が生じている。他方、乱流遷移トリップ有モデルでは遷移点は 4~4.2%付近でほぼ固定され 4.63%コード長位置ではほぼ一樣な変動が生じている。図 16 に示す C_p の時系列変化では、乱流遷移トリップ無モデ

ルにおいて 7 回間欠的に変動が止まり、乱流遷移の遅れが生じていることが分かる。ピーク E での差異は、図 3 を動画にして観察していただければ当初気が付かず、相関異常度に基づいて詳しく結果を吟味して初めて認識できたものであり、本手法の非定常データ同士の差異抽出機能の有効性を表しているものと考えている。

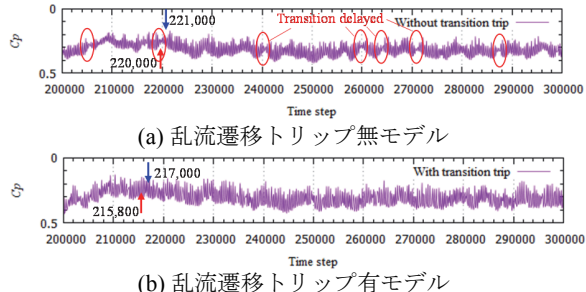


図 16 ピーク E (下面 4.63%コード長) での C_p 時系列変化

7. 結論

形状の異なる二つのモデルの非定常流体解析結果について、流れの変化にどの部分がどれだけ寄与しているかを定量的に評価する方法を提案した。提案方法では、まずそれぞれの非定常データについて各評価点間の相関を GGM に基づくスパース構造学習により評価し、グラフ構造を得た上でグラフ構造の崩れと相関強さの変化を情報論的距離である KL 距離で定量化する。また BCM に基づいた流体解析を行うことで形状変化を有するモデル同士であっても評価点の数、位置を一致させ評価を可能とする。提案手法を二次元 RAE2822 翼型まわりの遷音速流れで、翼上面に乱流遷移トリップ無／有の二つのモデルについて適用した結果、通常の可視化や時間平均化した結果の評価で識別できる箇所だけでなく、見落としてしまいかねないような小さな乱流遷移の変化まで提案手法によって検出できることを確認した。

参考文献

- 1) Lumley, J., L., "The Structure of Inhomogeneous Turbulent Flows," Atmospheric Turbulence and Radio Wave Propagation, edited by Yaglom, A., M., and Tararsky, V., I., Nauka, Moscow, 1967, pp. 166-178.
- 2) 阿部圭晃, 野々村拓, 近藤勝俊, 飯田大貴, 渡辺毅, 池田俊之, 小石正隆, 山本誠, 藤井孝蔵, 「回転するタイヤの周りに発生する空力音の数値解析 (Re=100,000)」, 第 27 回数値流体力学シンポジウム, 2013.
- 3) Oyama, A., Nonomura, T., and Fujii K., "Data mining of Pareto-optimal Transonic Airfoil Shapes Using Proper Orthogonal Decomposition," Journal of Aircraft, Vol. 47, No.5, 2010, pp. 1756-1762.
- 4) Ide, T., Aurelie C., L., Abe, N., and Yan, L., "Proximity-based Anomaly Detection Using Sparse Structure Learning," Proceedings of the 2009 SIAM International Conference on Data Mining, 2009.
- 5) Kim, L., S., Nakahashi, K., Jeong, H., K., and Ha, M., Y., "High- Density Mesh Flow Computations by Building-Cube Method," Journal of Mechanical Science and Technology, Vol. 21, No. 8, 2007, pp. 1306-1319.
- 6) Cook, P., H., McDonald, M., A., and Firmin, M., C., P., "Airfoil RAE 2822 - Pressure Distributions, and Boundary Layer and Wake Measurements," Experimental Data Base for Computer Program Assessment, AGARD-AR-138, A6, 1979.
- 7) Friedman, J., Hastie, T., and Tibshirani, R., "Sparse Inverse Covariance Estimation with the Graphical Lasso," Biostatistics, Vol. 9, No. 3, 2008, pp. 432-441.

計測データに基づく格子細分化手法

三坂孝志, 鶴飼孝博, 小西康郁, 大林 茂
東北大学

Adaptive Mesh Refinement based on Measurement Data

by

Takashi Misaka, Takahiro Ukai, Yasufumi Konishi, Shigeru Obayashi

ABSTRACT

This study numerically investigated an adaptive mesh refinement method based on experimental measurement. The difference of experimental and numerical results was propagated by an adjoint model of the radial basis function-based reduced-order model (RBF-ROM), which was derived from snapshots of a preceding numerical simulation. The incompressible Navier-Stokes equations were solved on the framework of the building cube method (BCM) for generating the snapshots and the mesh refinement was realized by utilizing the data structure of the BCM, i.e., a BCM mesh was refined by dividing cubes. The error of the numerical simulation was evaluated by two CFD runs with different mesh resolutions and the region of mesh refinement was defined by the inner product of the error and the measurement sensitivity obtained from the adjoint model of the RBF-ROM. By considering the measurement sensitivity, the difference of meshes after refinement appeared near the object, i.e., the region of mesh refinement was focused on the wake where the pseudo measurement was carried out.

1. はじめに

各種センサーによる実計測と計算機による数値解析を協調的に利用し, より精度の高い現象解析・状態推定, さらには設計開発を実現するためにデータ同化法への期待が高まっている. データ同化法は気象予測の精度を, 衛星観測等の実観測値を用いて改善するために発展してきた技術であり, 工学分野においても有用であると考えられる. これまで流体工学分野においては, 早瀬らのハイブリッド風洞[1], 鈴木らの PTV 計測を利用したハイブリッド風洞[2], そして, 加藤らによるレイノルズ平均乱流モデルの渦粘性分布推定[3]など, データ同化に関連した研究が行われてきている.

流体工学分野においてデータ同化が効果的に利用されるようになるには, 非常に大まかに言って, 1) データ同化によって実験計測もしくは数値解析単体よりも良い結果が得られる, 2) 計算コストが既存の数値解析と比較して極端に大きくなならない, ことが必要であると考えられる. 第一の点に関して, “良い結果”の定義自体が様々であるものの, 新規技術を導入するに当たって自明な要求であるが, 工学分野においてはデータ同化によって解析精度を向上させるための一般的な知見は得られていない. 本研究では非定常流れ解析における計算格子解像度の重要性を鑑み, 計測データに基づく格子細分化により解析誤差を減少させる手法を検討する. 第二点に関しては, 得られる結果の精度向上がデータ同化導入による計算コストの増大に見合うことが必要であることから, 可能な限り低コストのデータ同化手法の構築が重要である. 非定常流体解析の分野では計算機リソースを最大限利用した解析が主であるため, 流体解析の精度を犠牲にしてまでデータ同化を導入するという状況にはなりにくいと考えられる. この点に関して, データ同化の計算コストを小さくするために直交固有分解などの空間基底に基づく次元縮約モデルを用いた流れ予測手法が提案されており, 本研究でも利用する.

本研究では, 非定常数値流体解析の精度向上に資するデータ同化技術の開発を目指して, 計測値と計算値の差に基づき格子細分化を行う手法の検討を行う. 次元縮約モデルのアジョイントモデルにより計測値と計算値の差の伝播を行い, マルチステップ法で推定された解析誤差の大きな領域のうち, 計測値と計算値の差の減少に影響する領域の格子を細分化する.

2. 手法

2.1 流れ場の数値解析手法

本研究では数値実験による手法の検討を行う. すなわち, 実際には実験装置で取得されるべき実験値を, 条件の異なる数値

計算結果で代用し, 計算機上でデータ同化の結果を検討する. 流体解析には大規模流体解析のためのフレームワークである Building Cube Method (BCM) を用いた[4]. BCM は格子生成, 高次精度スキームの組み込み, および, 後処理の簡素化のために等間隔の直交格子を用いている. さらに, BCM では計算アルゴリズムを複雑化させることなく, 格子を複雑形状および局所流れ場に適応させるために, ブロック構造格子を採用している. ブロック構造格子はデータ構造としても利点がある. 計算領域は Cube と呼ばれるブロックに分割されるが, 各 Cube 内の格子点数が同じであるため格子解像度が Cube サイズで決まり, また, Cube を用いた並列処理が効率的に行われる. この BCM フレームワークにおいて, Cube 分割および結合による格子細分化および粗化の機能を実装し, 事前に設定した格子細分化の指標量により, 局所的に計算格子の解像度を変化できるようにした.

基礎方程式は非圧縮性 Navier-Stokes 方程式である. 圧力は HSMAC 法により得られる[5]. 対流項は Skew-symmetric 型の 4 次精度中心差分, 粘性項は 4 次精度中心差分により離散化する[6]. 一方, 時間積分には 3 次精度ルンゲ・クッタ法を用いる[7]. Large Eddy Simulation のためのサブグリッドスケールモデルとしてコヒーレント構造モデルを採用した[8].

2.2 数値解析誤差の評価

格子細分化には解析誤差を指標として用いる. 数値解析誤差を評価する手法としては, 例えば, 4 次精度の Runge-Kutta 法の場合に, 時間刻みを変えて同一区間の時間積分を行い, その結果の差から解析誤差を推定するマルチステップ法や, 精度の異なる差分式を用いて同一区間の時間積分を行うことで解析誤差を推定する方法がある[9]. 後者は効率的ではあるものの, 一般的な CFD コードで利用するには異なる時空間精度のコードを用意しなければならないため, 本研究ではマルチステップ法を用いる. これにより流速に関する解析誤差ベクトル \mathbf{u}_{err} を得る. 非定常流れ場において格子解像度の異なる解析から解析誤差を算出するには, ある程度の時間区間に渡って計算を行う必要があるが, 密格子を用いる場合には効率的ではない. そこで, 代表的な周期現象を含む時間区間の計算において, 時間方向に複数箇所で粗-密格子により解析誤差を評価することとした.

2.3 計測感度取得のためのデータ同化手法

本研究では 4 次元変分法に基づくデータ同化法を用いた. 4 次元変分法ではある時間区間で式(1)に示すような計測と計算の差を表すコスト関数を考え, 勾配法により最小化する[10].

$$J(\mathbf{Q}_0) = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N [H_i(\mathbf{Q}_i) - \mathbf{y}_i]^T R_i^{-1} [H_i(\mathbf{Q}_i) - \mathbf{y}_i]. \quad (1)$$

ここで、 N は時間ステップ、 \mathbf{Q}_i はモデル変数、 \mathbf{y}_i は計測変数、 H_i はモデル変数から計測変数への変換演算子、 R_i は計測誤差共分散行列である。ラグランジュ未定乗数法を用いて、最終的に以下のアジョイント方程式を時間逆方向に積分することでコスト関数の勾配を得る。

$$\lambda_i = \mathbf{M}_i^T \lambda_{i+1} + \mathbf{H}_i^T R_i^{-1} [H_i(\mathbf{Q}_i) - \mathbf{y}_i], \quad i = N \sim 0 \quad (2)$$

$$\nabla J(\mathbf{Q}_0) = \lambda_0 \quad (3)$$

ここで \mathbf{M}_i^T はアジョイント演算子、 λ_i はアジョイント変数である。添字 $i = N \sim 0$ は式(2)を時間逆方向に積分することを示す。この勾配および準ニュートン法の最小化で得られるヘッセ行列を用いて、コスト関数に対する計測値の感度は、

$$\nabla_{\mathbf{y}_i} J(\mathbf{Q}_0) = R_i^{-1} \mathbf{H}_i \mathbf{M}_{0,i} [\nabla_{\mathbf{Q}_0}^2 J(\mathbf{Q}_0)]^{-1} \nabla J(\mathbf{Q}_0) \quad (4)$$

となる[11]。計測感度により、どの部分を計測することで、対象としているコスト関数を効率よく減少させることができるかが分かる。この式からコスト関数の勾配にヘッセ行列の逆行列を掛けたものを線形モデルにより時間発展させることでコスト関数に対する計測値の感度が得られる。

Navier-Stokes 方程式の数値解を求める計算は、流れ場が複雑になればなるほどコストが大きくなり、複雑形状まわりの流れ解析は一般に計算コストが大きい。このような流れ場にデータ同化を直接適用すると、さらに数十倍の計算コストを要求することになり、実用上受け入れられない。そこで本研究では Navier-Stokes 方程式の数値解析結果から導出される次元縮約モデルを採用する。まず、ある時間区間の非定常流体解析を行い、一定間隔で流れ場のデータを保存する。その流れ変数ベクトルを並べることで行列を構成し、その固有値問題を解くことで、流れ変数を以下のように分解する (Snapshot POD) [12]。

$$\psi^n(x, t) = \bar{\psi}(x) + \sum_{i=1}^P \alpha_i^n(t) \Psi_i(x) \quad (5)$$

ここで、 $\psi^n(x, t)$ は分解される変数、 $\bar{\psi}(x)$ は時間平均成分で空間の関数、 $\Psi_i(x)$ は分解に用いる基底ベクトルであり空間の関数、そして、 $\alpha_i^n(t)$ は基底ベクトルの重ね合わせに用いる係数であり、時間の関数である。次元縮約モデルにおいては、係数 $\alpha_i^n(t)$ の時間発展式を解くことにより、流れ場の時間発展を求める。係数の時間発展式は、支配方程式である Navier-Stokes 方程式を上記の基底ベクトルに射影することによっても得られるが (ガラーキン射影)、本研究ではこの時間発展式を Radial Basis Function (RBF) によって式(6)のような形で構成する[13]。

$$\alpha_i^n = f_i(\alpha^{n-1}) = \sum_{j=1}^N w_i(j) \cdot \phi(\|\alpha^{n-1} - \hat{\alpha}(j)\|) \quad (6)$$

ここで重み係数 $w_i(j)$ は既存データベース (流れ場のスナップショット) から決定することができる。 $\phi(\|\alpha^{n-1} - \hat{\alpha}(j)\|)$ はカーネル関数であり、ここではデータ間の距離の逆数で定義した。

縮約モデルの変数を $\delta \widehat{\mathbf{Q}}_i$ 、Navier-Stokes 方程式の変数 $\delta \mathbf{Q}_i$ とし、変換行列を T とすると $(\delta \widehat{\mathbf{Q}}_i = T \delta \mathbf{Q}_i, \delta \mathbf{Q}_i = T^T \delta \widehat{\mathbf{Q}}_i)$ 、式(1)のコスト関数は以下ようになる。

$$J(\widehat{\mathbf{Q}}_0) = \frac{1}{2} \sum_{i=0}^N [H_i T^T \delta \widehat{\mathbf{Q}}_i - \mathbf{d}_i]^T R_i^{-1} [H_i T^T \delta \widehat{\mathbf{Q}}_i - \mathbf{d}_i] \quad (7)$$

コスト関数に対する計測値の感度も同様にして得られる。

$$\begin{aligned} \mathbf{u}_{sens} &= \nabla_{\mathbf{y}_i} J(\widehat{\mathbf{Q}}_0) \\ &= R_i^{-1} \mathbf{H}_i T^T \mathbf{M}_{0,i} [\nabla_{\widehat{\mathbf{Q}}_0}^2 J(\widehat{\mathbf{Q}}_0)]^{-1} \nabla J(\widehat{\mathbf{Q}}_0) \end{aligned} \quad (8)$$

2. 4 格子細分化の指標

アジョイント法による誤差伝播を利用して、特定の出力関数の精度向上に影響する領域の格子細分化を行う手法がある。この手法により、物体周りの流れ解析において、物体に働く抗力を出力関数として、抗力の推定精度に影響する領域の格子細分化を行うことができる[14]。本研究ではこの手法を応用し、ある計測領域における計測値と計算値の差を減少させるように格子細分化を行う。

本研究では、格子細分化の指標となる量として、前節までに得られた解析誤差ベクトル \mathbf{u}_{err} と計測感度ベクトル \mathbf{u}_{sens} を内積した量の大きさ $u_{ref} = |\mathbf{u}_{sens} \cdot \mathbf{u}_{err}|$ を定義する。この u_{ref} の大きな領域から格子細分化を行っていく。ここでは何割の Cube の分割を行うかを事前に指定し、 u_{ref} の大きな Cube から分割する。図1に計測値と計算値の差に基づく格子細分化のフローチャートを示す。図中の青枠で囲まれた部分は粗格子による計算、黒枠は次元縮約モデルを使った解析であり、計算負荷は比較的小さい。図中赤枠では、粗格子の全ての Cube を分割することで密格子を作成しているため計算コストが大きい。そのため、密格子を使用したマルチステップ法による誤差解析は、時間区間を N 分割し、各時刻で少数ステップにより行うこととした。これらの計算から格子細分化の指標 u_{ref} を計算し、事前に指定した割合の Cube を分割する。上記を繰り返し行い、計測値と計算値の差の減少を確認する。

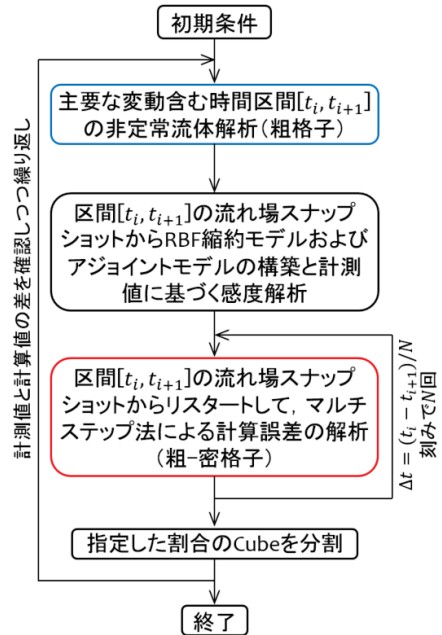
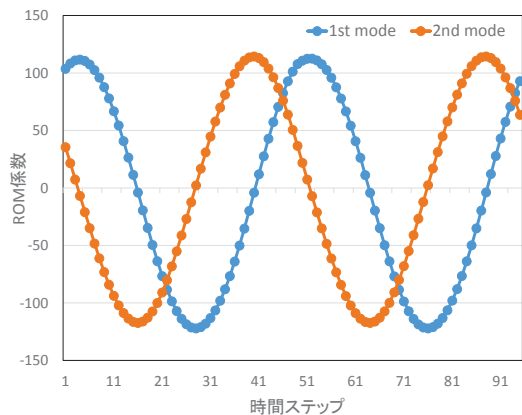


図1 計測値と計算値の差に基づく格子細分化の流れ

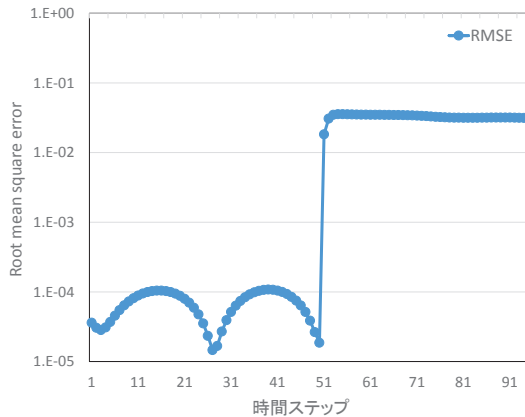
3. 結果および考察

図2に円柱後流の非定常流れ (Re=100) から得られる RBF 縮約モデル係数 $\alpha_i^n(t)$ の時間履歴を示す。周期現象を示す主要な第1および第2モードのみを示している。図2(a)の横軸48タイムステップまでが Radial Basis Function に基づく縮約モデル

(RBF-ROM)の学習フェーズ, それ以降が構成された RBF-ROM による予測フェーズとなる. 図に示すように, 第 1, 2 モード共に周期的な変動が予測されていることがわかる. 図 2(b)に係数 $\alpha_i^n(t)$ から式(5)を用いて流れ場を構成し, 元の流れ場との比較から平均二乗誤差の平方根を評価した結果を示す. 学習フェーズでは当然ながら小さな値となるが, 式(5)の演算精度からマシンゼロの精度は達成できていないことがわかる. 一方, 49 タイムステップ以降の予測フェーズでは, 誤差が急増し, 元の流れ場に対して数%となっている. 主要モード係数の予測精度が比較的高いにも関わらず, 再現した流れ場の精度がそれほど高くない点に関しては, 更なる検討が必要である. 別に行った検討の結果から, RBF-ROM においては学習フェーズにおいて対象としている流動現象の手法な変動を利用することができれば, その後の予測においても現象を予測できることを確かめている. また, 学習フェーズにおけるデータ量は主要現象の再現においては大きく影響しない.



(a) RBF-ROM の係数 $\alpha_i^n(t)$



(b) 再現した流れ場の平均二乗誤差

図 2 RBF-ROM による予測結果

数値実験においては条件の異なる数値シミュレーションから得られた流れ場から抽出した流速を疑似計測として用いる. 本研究では図 3 に示す物体後流で疑似計測値を得た.

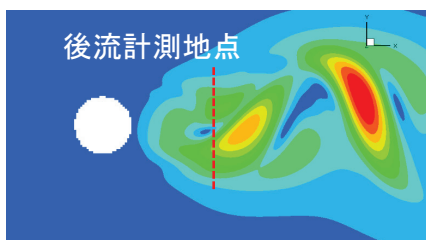
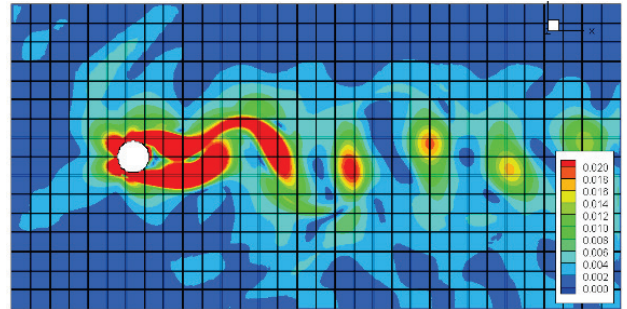
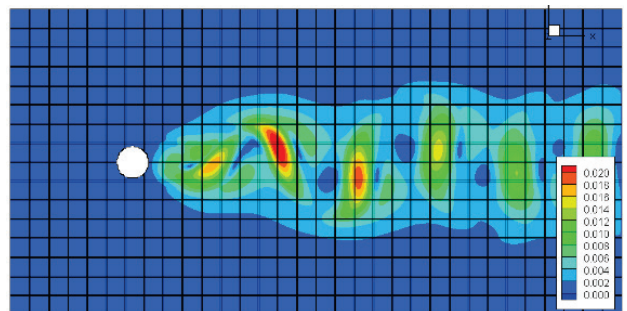


図 3 物体後流の疑似計測値の位置

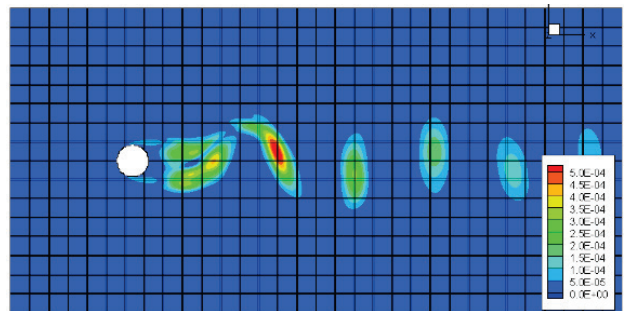
図 4 に誤差に基づく格子細分化の様子を示す. 図 4 中の黒線は BCM の Cube 境界を示しており, 各 Cube 内に 16³ 点の格子点を配置している. 図 4(a)は数値解析に起因する解析誤差の分布であり, 流速変動が大きく, 分布の急峻な領域で大きな値となっている. 一方で, 図 4(b)は物体後流で得られる計測値と数値解析値の誤差の影響範囲を式(8)により計算した結果である. 本研究では, 図 4(c)は, 図 4(a)および(b)の誤差分布を内積した格子細分化指標量の分布である. この指標により格子細分化を行った結果を図 4(d)に示す. 解析誤差は円柱周辺で大きくなっているが, 計測感度が物体から離れた後流域で大きくなっているため, 格子細分化指標量は後流領域で大きな値となっている.



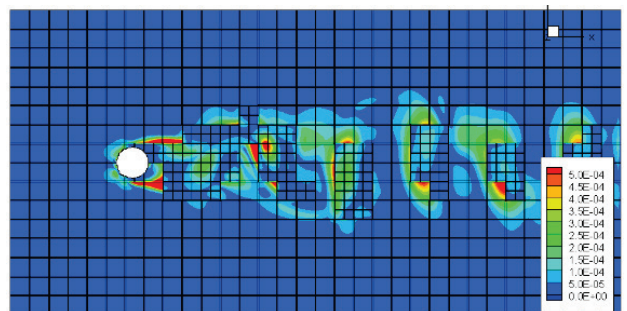
(a) 解析誤差 $|u_{err}|$ の分布



(b) 計測感度 $|u_{sens}|$ の分布



(c) 格子細分化指標 u_{ref} の分布

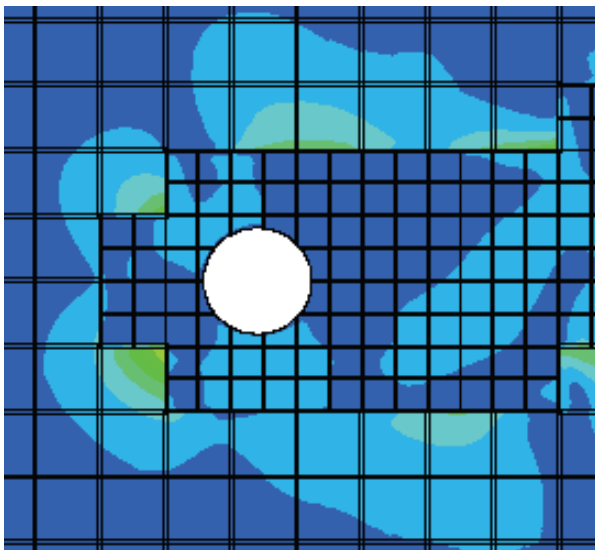


(d) 格子細分化後の Cube 分布

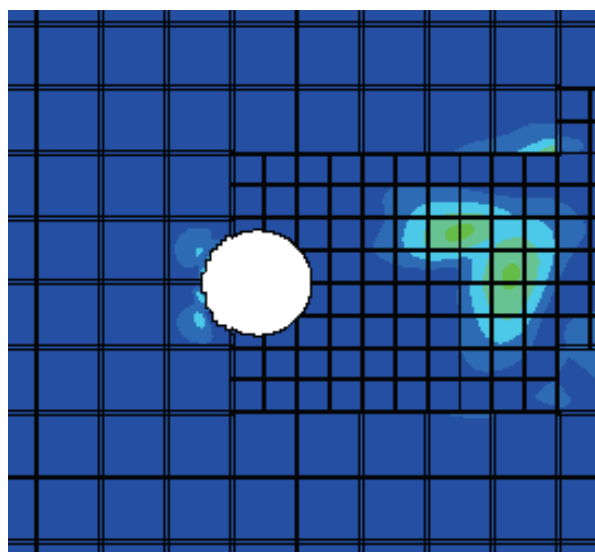
図 4 格子細分化に関する諸量の分布と Cube 境界

アジョイント方程式を用いた感度解析では、通常感度情報が流れと逆方向に伝わるが、本研究では次元縮約モデルを用いているため、計測感度 \mathbf{u}_{sens} の分布が空間基底に依存することになる。そのため図 4(b)では計測位置後方にも計測感度の大きな領域が広がっている。これは計測位置に偏った格子細分化が行われないという意味では利点であるが、余計な領域も細分化されてしまうため効率的な格子細分化という観点では好ましくない。

図5に格子細分化指標として、解析誤差ベクトル \mathbf{u}_{err} 、および、 \mathbf{u}_{err} と計測感度ベクトル \mathbf{u}_{sens} を内積した量の大きさ $u_{ref} = |\mathbf{u}_{sens} \cdot \mathbf{u}_{err}|$ を用いた場合の格子細分化結果を示す。ここでも図中の黒線は Cube 境界を示している。 \mathbf{u}_{err} を用いた格子細分化では、物体を囲むように格子細分化が行われ、さらに、後流へも細分化領域が広がっている。一方で、 u_{ref} を用いた場合には、主に後流領域が細分化され、特に物体前方の細分化が行われていないことがわかる。これは、この流れ場において物体前方の格子密度が後流の計測位置における解析精度に影響していないことを示している。



(a) $|\mathbf{u}_{err}|$ で細分化



(b) $u_{ref} = |\mathbf{u}_{sens} \cdot \mathbf{u}_{err}|$ で細分化

図5 格子細分化に関連する諸量の分布と Cube 境界

4. おわりに

本研究では、非定常数値流体解析の精度向上を目的として、計測値と計算値の差に基づき格子細分化を行う手法を検討した。BCM フレームワークを利用した格子細分化による数値誤差解析手法を、次元縮約モデルによる効率的な計測感度の解析手法と共に用いることで、計測値との差を効果的に減少させるように数値解析誤差を低減する手法を構築した。簡単な流れ場において、物体後流の疑似計測値を用いることで格子細分化の結果を検討した。

課題としては、密格子を用いることによる計算コスト増加への対応と、次元縮約モデルによって得られる計測感度分布の妥当性の検証が挙げられる。

参考文献

- [1] T. Hayase, K. Nisugi, and A. Shirai, "Numerical Realization for Analysis of Real Flows by Integrating Computation and Measurement," *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, Vol. 47, pp. 543-559, 2005.
- [2] T. Suzuki, "Reduced-order Kalman-Filtered Hybrid Simulation Combining Particle Tracking Velocimetry and Direct Numerical Simulation," *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 709, pp 249- 288, 2012.
- [3] H. Kato, A. Yoshizawa, G. Ueno and S. Obayashi, "A Data Assimilation Methodology for Reconstructing Turbulent Flows around Aircraft," *Journal of Computational Physics*, Vol. 283, pp. 559-581, 2015.
- [4] K., Nakahashi, "High-Density Mesh Flow Computations with Pre-/Post-Data Compressions," *AIAA Paper 2005-4876*, 2005.
- [5] C. W., Hirt, and J. L., Cook, "Calculating three-dimensional flows around structures and over rough terrain," *Journal of Computational Physics*, Vol. 10, No. 2, pp. 324-340, 1972.
- [6] Y. Morinishi, T. S. Lund, O. V. Vasilyev, and P. Moin, "Fully conservative higher order finite difference schemes for incompressible flow," *Journal of Computational Physics*, Vol. 143, No. 1, pp. 90-124, 1998.
- [7] J. H. Williamson, "Low-storage Runge-Kutta schemes," *Journal of Computational Physics*, Vol. 35, No. 1, pp. 48-56, 1980.
- [8] H., Kobayashi, "The Subgrid-Scale Models based on Coherent Structures for Rotating Homogeneous Turbulence and Turbulent Channel Flow," *Physics of Fluids*, Vol. 17, pp. 045104, 2005.
- [9] A. S. Chai, "Error Estimate of a Fourth-order Runge-Kutta Method with Only One Initial Derivative Evaluation," *Proceeding of AFIPS '68*, pp. 467-471, 1968.
- [10] T. Misaka, and S. Obayashi, "Sensitivity Analysis of Unsteady Flow Fields and Impact of Measurement Strategy," *Mathematical Problems in Engineering*, Vol. 2014, Article ID 359606, 12 pages, 2014.
- [11] D. N. Daescu, "On the Sensitivity Equations of Four-Dimensional Variational (4D-Var) Data Assimilation," *Monthly Weather Review*, Vol. 136, pp. 3050-3065, 2008.
- [12] L., Sirovich, "Turbulence and the Dynamics of Coherent Structures Part I: Coherent Structures," *Quarterly of Applied Mathematics*, Vol. 45, No. 3, pp. 561-571, 1987.
- [13] D. Xiao, F. Fang, C. Pain and G. Hu, "Non-Intrusive Reduced-Order Modelling of the Navier-Stokes Equations based on RBF Interpolation," *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, Vol. 79, pp. 580-595, 2015.
- [14] K. J. Fidkowski, D. L. Darmofal, "Review of Output-Based Error Estimation and Mesh Adaptation in Computational Fluid Dynamics," *AIAA Journal*, Vol. 49, No. 4, pp. 673-694, 2011.

粘弾性流体中でのマッハコーンの形成

三神史彦, 八木良明
千葉大学 大学院工学研究科

Formation of Mach cones in a viscoelastic fluid

by

Fumihiko Mikami and Yoshiaki Yagi (Chiba University)

ABSTRACT

Mach cones created by a falling sphere are observed experimentally in a viscoelastic fluid. The fluid used is a dilute wormlike micelle solution of cetyltrimethylammonium bromide (CTAB) and sodium salicylate (NaSal) dissolved in water. The shear wave speed for the CTAB/NaSal solution is $c \approx 10$ mm/s. A sphere falls through the fluid faster than the speed of shear waves. Mach cones are clearly observed in vorticity fields. They have a multiple-cone structure. The first cone is involved with forward shearing motion in the direction induced by the falling sphere, and it is followed by weaker cones with backward shearing motion accompanied by a relaxation of the initial shearing motion. The results suggest the importance of considering shear-wave-based Mach numbers that facilitates the understanding of a complex phenomenon associated with viscoelastic fluid flows.

1. 緒言

粘弾性流体中では、体積変化を伴う縦波の音波とともに、体積変化を伴わない横波のせん断波が生じる。せん断波は、渦度が伝わる波と捉えることもできる。液体である粘弾性流体の体積弾性率 K が 10^9 Pa 程度の大きさであるのに対して、剛性率 G は 1 Pa 程度である。このため、流体の密度 ρ をおよそ 10^3 kg/m³ とした場合、音速は $\sqrt{K/\rho} \sim 10^3$ m/s、せん断波の伝播速度は $\sqrt{G/\rho} \sim 10^{-2}$ m/s となり、せん断波の伝播速度は音速に比べてはるかに遅い。このとき、物体の運動速度 U とせん断波の伝播速度 c で定義した粘弾性マッハ数 $M = U/c$ は簡単に 1 を超えることができる。

粘弾性流体の流動は、複雑で特異な挙動を示すことが多い¹⁾。このような粘弾性流体の流れについては数多くの研究がなされてきたが、粘弾性流体中の波動現象を扱った例は少ない。これまでには、平板を面内で動かしたときの流れ²⁾ (Stokes の第 1 問題) や平板を面内で振動させたときの流れ³⁾ (Stokes の第 2 問題) が、波動現象の問題として調べられている。粘弾性を示す界面活性剤のひも状ミセル水溶液中で平板を振動させたときに発生するせん断波の位相速度は、溶液の濃度が低くなるにつれて減少し、ゼロに近づくことが報告されている³⁾。このことは、低濃度の溶液中では、粘弾性マッハ数が 1 を超えるような流れが発生しやすいことを示している。

Joseph⁴⁾ は粘弾性流体の一様流の中におかれた物体まわりの流れを線形理論を用いて解析し、 $M > 1$ のときにマッハコーンが形成されることを示している。このとき、線形近似された渦度の式は、 $M > 1$ のときに双曲型、 $M < 1$ のときに楕円型となる。

本研究では、せん断波の伝播速度がおよそ 10 mm/s となるように調整した希薄な界面活性剤のひも状ミセル水溶液を用いて、流体中を沈降する球のまわりにマッハコーンが形成されることを PIV (Particle Image Velocimetry) を用いて実験的に調べた。

2. 基礎方程式

線形粘弾性流体の基本的モデルである弾性要素のばねと粘性要素のダッシュポットが直列につながれた Maxwell モデルに従う流体について、一次元の波動伝播と、マッハコーン形成に関係する基礎方程式を示す。流体中の音速に比べて流速が小さい場合を扱うので、ここでは非圧縮流れとする。

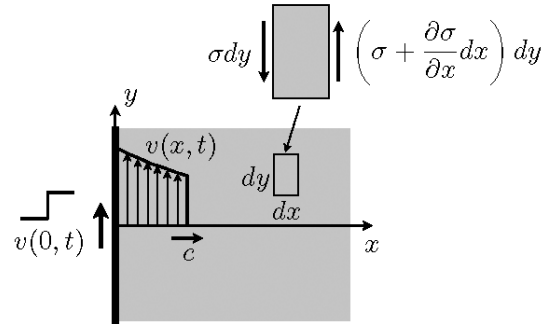


図 1 粘弾性流体における Stokes の第 1 問題

2.1 一次元の波動伝播

図 1 のように、 $x > 0$ の半無限領域で $x = 0$ の平面内にある平板の運動によって発生した x 軸方向に伝播する波について考える。流体の密度を ρ 、流速を $v(x,t)$ 、せん断応力を $\sigma(x,t)$ とすると、流体要素の運動方程式は、

$$\rho \frac{\partial v}{\partial t} = \frac{\partial \sigma}{\partial x} \quad (1)$$

流速とひずみ速度の関係は、

$$\frac{\partial \gamma}{\partial t} = \frac{\partial v}{\partial x} \quad (2)$$

Maxwell 流体の応力とひずみ速度の関係を表した構成方程式は、

$$\tau \frac{\partial \sigma}{\partial t} = \eta \frac{\partial \gamma}{\partial t} - \sigma \quad (3)$$

と書ける。ここで、 η は定常粘度、 $\tau = \eta/G$ は緩和時間、 G は剛性率である。これらの式を組み合わせると σ を消去すると、 v についての以下の偏微分方程式を得る。

$$\frac{\partial^2 v}{\partial t^2} + \frac{1}{\tau} \frac{\partial v}{\partial t} = \frac{G}{\rho} \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} \quad (4)$$

式 (2) を用いれば、せん断ひずみ速度、または渦度に関する式 (4) と同じ形の式を得ることもできる。また、せん断応力 σ についても、式 (4) と同じ形式の式を得る。ただし、

境界で与えるべき条件の形はそれぞれ異なる。式 (4) は波動を表す電信方程式で、左辺第 2 項は散逸の効果を表す。

ここで、式 (4) の電信方程式が表す波動現象について整理しておく。式 (4) で $c^2 = G/\rho$ とおき、解を $v(x, t) = f(x, t) \exp(-t/2\tau)$ の形に仮定すると、 f についての以下の方程式が得られる⁵⁾。

$$\frac{\partial^2 f}{\partial x^2} = \frac{1}{c^2} \left\{ \frac{\partial^2 f}{\partial t^2} - \frac{1}{4} \left(\frac{1}{\tau} \right)^2 f \right\} \quad (5)$$

f の代表的な振動数を ω とすれば $\partial^2 f / \partial t^2 \sim \omega^2 f$ であるから⁶⁾,

$$\omega \gg \frac{1}{\tau} \quad (6)$$

のときは $(1/\tau)^2$ の項を無視することができて、式 (5) は f についての波動方程式となる。このとき、 x の正の方向に進む波の場合は $f(x, t) = f(x - ct)$ となるので、

$$v(x, t) = f(x - ct) \exp\left(-\frac{t}{2\tau}\right) \quad (7)$$

となる。すなわち、式 (6) の条件を満たす場合には、速度の波は歪むことなく散逸により減衰しながら速さ $c = \sqrt{G/\rho}$ で進行し、波の大きさが $1/e$ に減少するまでの減衰時間は 2τ となる。

一方、式 (6) の条件を満たさない場合には式 (4) の電信方程式は分散性を示し、伝播の際に波形の歪みを伴う。 $v = v_0 e^{-\alpha x} e^{i(\omega t - kx)}$ とおいて式 (4) に代入して整理すると、

$$\omega^2 = \frac{c^2 k^2}{1 + \left(\frac{1}{2c\tau k}\right)^2} \quad (8)$$

の分散関係式を得る。ここで、 $k = 2\pi/\lambda$ は波数である。位相速度 $c_p = \omega/k$ は、

$$\begin{aligned} \frac{c_p}{c} &= \sqrt{2\omega\tau\sqrt{(\omega\tau)^2 + 1} - 2(\omega\tau)^2} \\ &= \sqrt{\frac{2\omega\tau}{\sqrt{1 + (\omega\tau)^2} + \omega\tau}} \end{aligned} \quad (9)$$

のように表せて、式 (6) の条件を満たすときには $c_p = c$ となり、前述の結果と一致する。このように、Maxwell 流体中のせん断波は分散性の波であり、音波が分散性を持たない点とは異なる。

図 1 のように、板面の速度 v が時刻 $t = 0$ で 0 から v_0 にステップ的に変化する境界条件のもとで式 (4) を解く問題は、Maxwell 流体における Stokes の第 1 問題に相当し、次のラプラス変換を用いて求めた解⁷⁾ が知られている。

$$\begin{aligned} \frac{v(x, t)}{v_0} &= H\left(t - \frac{x}{c}\right) \left[e^{-\frac{x}{2c\tau}} + \frac{x}{2c\tau} \int_{\frac{x}{c}}^t \frac{e^{-\frac{t'}{2\tau}}}{\sqrt{t'^2 - \frac{x^2}{c^2}}} dt' \right. \\ &\quad \left. \cdot I_1\left(\frac{1}{2\tau} \sqrt{t'^2 - \frac{x^2}{c^2}}\right) dt' \right] \end{aligned} \quad (10)$$

ここで、 H はヘヴィサイド関数、 I_1 は 1 次の第 1 種変形ベッセル関数である。式 (10) は、境界で与えられた速度の不連続が速度 c で伝播していくようすを示している。波頭 $t = x/c$ では、波面を横切つての流速の不連続は、

$$\begin{aligned} \left[\frac{v}{v_0} \right]_+^- &= \frac{1}{v_0} \left\{ v\left(x, t^+ - \frac{x}{c}\right) - v\left(x, t^- - \frac{x}{c}\right) \right\} \\ &= e^{-\frac{x}{2c\tau}} \end{aligned} \quad (11)$$

のように表せ、波の伝播距離 x とともに指数関数的に減衰する。

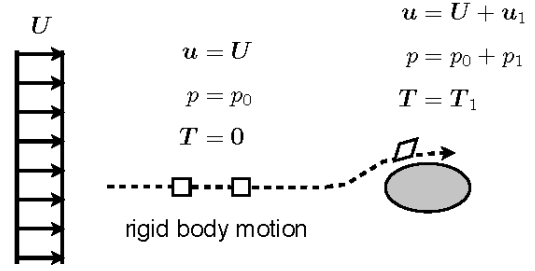


図 2 粘弾性流体の一様流の中におかれた物体まわりの流れ

2.2 渦度の波の線形理論

Maxwell 流体の流れの支配方程式は、以下の運動量の式

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\frac{1}{\rho} \text{grad } p + \frac{1}{\rho} \text{div } \mathbf{T} \quad (12)$$

非圧縮の条件

$$\text{div } \mathbf{u} = 0 \quad (13)$$

構成方程式

$$\frac{1}{\tau} \mathbf{T} + \frac{\partial \mathbf{T}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{T} - (\nabla \mathbf{u}) \mathbf{T} - \mathbf{T} (\nabla \mathbf{u})^T = G \left[\nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^T \right] \quad (14)$$

である。ここで、 \mathbf{T} は偏差応力、 \mathbf{u} は流速、 p は圧力、 ρ は流体の密度、 τ は流体の緩和時間、 $G = \eta/\tau$ は剛性率である。全体の応力テンソルは、 $-p\mathbf{I} + \mathbf{T}$ で与えられる。また、 $(\nabla \mathbf{u})_{ij} = \partial u_i / \partial x_j$ 、 $(\text{div } \mathbf{T})_i = \partial T_{ji} / \partial x_j$ である。式 (14) の Maxwell 流体の構成方程式は、緩和時間 $\tau = 0$ とすればニュートン流体の構成方程式に帰着する。

図 2 のような一様流の中におかれた物体による擾乱を考える。一様流の速度を \mathbf{U} とする。一様流中では、流体粒子は剛体運動をしており、静止流体の場合と同様、流体要素の変形に関する偏差応力 \mathbf{T} はゼロである。物体によって一様流がわずかに乱されて、圧力と偏差応力もこれに対応して次式のようにわずかに変化するものとする。

$$\mathbf{u} = \mathbf{U} + \mathbf{u}_1 \quad (15)$$

$$p = p_0 + p_1 \quad (16)$$

$$\mathbf{T} = \mathbf{T}_1 \quad (17)$$

これらの式を、式 (12) から式 (14) に代入し、微小な \mathbf{u}_1 および \mathbf{T}_1 の 2 次以上の項を省略して線形近似を行うと、1 次の微小量に対する以下の式を得る。

$$\frac{\partial \mathbf{u}_1}{\partial t} + (\mathbf{U} \cdot \nabla) \mathbf{u}_1 = -\frac{1}{\rho} \nabla p_1 + \frac{1}{\rho} \text{div } \mathbf{T}_1 \quad (18)$$

$$\text{div } \mathbf{u}_1 = 0 \quad (19)$$

$$\frac{1}{\tau} \mathbf{T}_1 + \frac{\partial \mathbf{T}_1}{\partial t} + (\mathbf{U} \cdot \nabla) \mathbf{T}_1 = G \left[\nabla \mathbf{u}_1 + (\nabla \mathbf{u}_1)^T \right] \quad (20)$$

ここで、

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + (\mathbf{U} \cdot \nabla) \quad (21)$$

と書くことにして、式 (18) の回転をとると、

$$\rho \frac{D\boldsymbol{\zeta}}{Dt} = \text{rot div } \mathbf{T}_1 \quad (22)$$

また、式 (20) と式 (19) より、

$$\frac{D}{Dt} \text{rot div } \mathbf{T}_1 + \frac{1}{\tau} \text{rot div } \mathbf{T}_1 = G \nabla^2 \zeta \quad (23)$$

ここで、 $\zeta = \text{rot } \mathbf{u}_1 = \text{rot } (\mathbf{U} + \mathbf{u}_1) = \text{rot } \mathbf{u}$ は渦度ベクトルである。式 (22)、式 (23) より、

$$\frac{D^2 \zeta}{Dt^2} + \frac{1}{\tau} \frac{D \zeta}{Dt} = \frac{G}{\rho} \nabla^2 \zeta \quad (24)$$

を得る。式 (24) は、速度 \mathbf{U} の一様流中における渦度の波の伝播を表す線形理論による式で、一様流に相対的な渦度の伝播速度は $c = \sqrt{G/\rho}$ である⁴⁾。また、 $\mathbf{U} = \mathbf{0}$ とすれば、 $D/Dt = \partial/\partial t$ となり、電信方程式に帰着する。

2.3 マッハコーン

x 軸方向の一様流 $\mathbf{U} = (U, 0, 0)$ を考えると、

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + U \frac{\partial}{\partial x} \quad (25)$$

と表せる。このとき、式 (24) は、

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + U \frac{\partial}{\partial x} \right)^2 \zeta + \frac{1}{\tau} \left(\frac{\partial}{\partial t} + U \frac{\partial}{\partial x} \right) \zeta = c^2 \nabla^2 \zeta \quad (26)$$

と書ける。さらに、定常流の場合に式 (26) は、

$$U^2 \frac{\partial^2 \zeta}{\partial x^2} + \frac{U}{\tau} \frac{\partial \zeta}{\partial x} = c^2 \nabla^2 \zeta \quad (27)$$

のように表せる。これは、粘弾性マッハ数

$$M = \frac{U}{c}, \quad c = \sqrt{\frac{G}{\rho}} \quad (28)$$

を用いて、

$$(M^2 - 1) \frac{\partial^2 \zeta}{\partial x^2} - \left(\frac{\partial^2 \zeta}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \zeta}{\partial z^2} \right) = -\frac{M}{c\tau} \frac{\partial \zeta}{\partial x} \quad (29)$$

のように書くことができ、この渦度の式は、 $M > 1$ のときは双曲型となり、 $M < 1$ のときは楕円型となる⁴⁾。式 (29) の左辺は、渦度 ζ を擾乱ポテンシャル ϕ に置き換えれば、よく知られた気体力学の微小擾乱の理論の式と同じ形になる。式 (29) の右辺はゼロにはならないが、線形の式である。式 (26) は、 $U = 0$ のときには、式 (4) と同様の以下の電信方程式

$$\frac{\partial^2 \zeta}{\partial t^2} + \frac{1}{\tau} \frac{\partial \zeta}{\partial t} = c^2 \nabla^2 \zeta \quad (30)$$

に帰着するので、1次元の波の議論のように、式 (29) の右辺の1階微分の項は、渦度の波の減衰と分散性に関係している。 $M > 1$ のときの式 (29) の特性曲面は、

$$(y - y_0)^2 + (z - z_0)^2 = \frac{(x - x_0)^2}{M^2 - 1} \quad (31)$$

の円錐群となる⁴⁾。

波源から発生したせん断波は、三次元空間では球面状に速度 c で広がる。せん断波による流体粒子の運動方向は、遠方場では、波源から観測点への方向ベクトルに垂直となることが知られている⁸⁾。したがって、移動する波源から発生したせん断波の包絡面であるマッハコーンは、図3のようなせん断層になっていると考えられる。

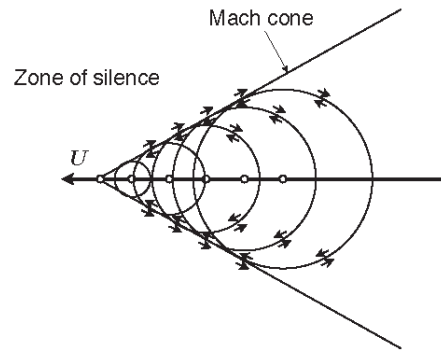


図3 粘弾性流体中を動く波源からのせん断波の伝播

3. 実験装置および方法

3.1 実験流体

界面活性剤 CTAB (臭化セチルトリメチルアンモニウム) と対イオンとしてサリチル酸ナトリウム (NaSal) を脱イオン水に溶解して、ひも状ミセル水溶液を作成した。ひも状ミセル水溶液は、ミセルの絡み合いによる強い粘弾性特性を示す。CTAB のモル濃度は 3 mM と 5 mM の二種類を使用し、対イオンのモル比は 1 とした。溶液には、可視化のためのトレーサ粒子として、蛍光レッドの水性アクリル絵具を溶液中に混入した。溶液は作成後、室温で 24 時間以上静置した。

CTAB/NaSal 水溶液の線形粘弾性特性は、単一緩和時間を持つ Maxwell モデルでよく記述できることが知られている⁹⁾。マッハコーン形成に関わる現象を支配する重要なパラメータがせん断波の伝播速度であることから、レオメータを用いて剛性率 G または定常粘度 η と緩和時間 τ を測定して溶液中のせん断波の伝播速度 $c = \sqrt{G/\rho} = \sqrt{\eta/\rho\tau}$ を算出する代わりに、一次元の波動伝播のようすを観測して直接伝播速度 c を求めた。

3.2 PIV 計測

PIV 計測の実験装置の概略を図 4 および図 5 に示す。実験流体を透明なアクリル製容器 (底面 100 mm×100 mm、高さ 350 mm) に満たし、室温 $25 \pm 1^\circ\text{C}$ で実験を行った。照明には Nd:YAG レーザ (532nm, 30mJ/pulse) のシート光 (厚さ 0.8mm) を使い、ミセル水溶液の散乱光を除去するため、シャープカットフィルター (O56) を用いてトレーサ粒子の蛍光のみを撮影した。撮影は、CCD カメラ (Vieworks VA-4M, 2336×1752 pixel) を鉛直方向に 2 台並べて行った。撮影した画像はパソコンに取り込み、相互相関法 PIV を用いて速度場を算出し、得られた速度場から渦度分布を計算した。

3.3 伝播速度の測定

図 4 のように、容器内の流体中に鉛直に設置した金属製の薄板 (80 mm×400 mm、厚さ 0.3 mm) を電動スライダ (オリエンタルモータ, ELS2) を用いて上方に突然動かすことによってせん断波を発生させた。平板は、静止状態から 10 mm/s の速度までステップ駆動させ、容器内の対流の影響を抑えるため、1 秒後に運動を停止した。なお、3 mM の場合のみ、対流の影響を避けるため、0.5 秒後に運動を停止している。発生したせん断波は平板に垂直な向きに伝播する。容器中央の平板に垂直な面内にレーザのシート光を照射して、断面内の流れを可視化した。せん断波に伴う流れ場を PIV によって算出し、せん断波の伝播速度 c は渦度のピーク位置をフレーム間で追跡することで決定した。

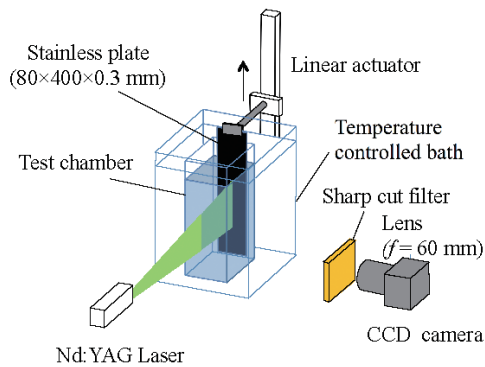


図4 伝播速度測定装置

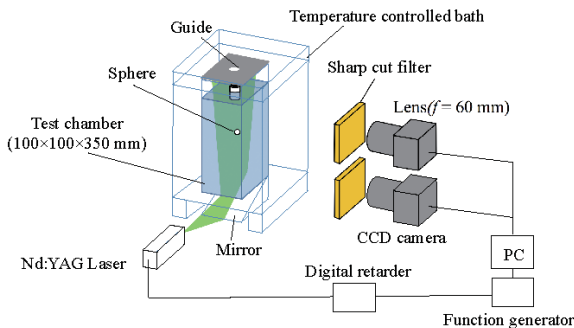


図5 沈降球まわりの流速計測装置

3.4 沈降球まわりの流れの測定

供試球として、ポリスチレン球（直径 $d = 6.36$ mm, 密度 $\rho_s = 1.05 \times 10^3$ kg/m³）および POM 球（直径 $d = 6.36$ mm, 密度 $\rho_s = 1.39 \times 10^3$ kg/m³）を用いた。

球は、図5のような、自由表面の中心に設置したガイドパイプから放出した。ガイドパイプの下端は液面下 12 mm の位置にあり、球は重力により初速度ゼロで落下を開始し、流体中を沈降する。球中心をとる断面内にレーザシートを照射して、断面内の球まわりの流れ場を PIV によって算出した。

ガイドパイプ下端を原点として鉛直下向きに y 軸をとり、球の沈降速度 $U(t_i)$ を、次式の中心差分¹⁰⁾によって求めた。

$$U(t_i) = \frac{2y_{i+2} + y_{i+1} - y_{i-1} - 2y_{i-2}}{10\Delta t} \quad (32)$$

ここで、 Δt は撮影時間間隔、 $y_i = y(t_i)$ は二値化した画像から求めた時刻 t_i における球の図心の y 座標である。式 (32) は、5 時刻の球中心の座標を二次関数で最小二乗近似した曲線の、中心時刻 t_i での接線の傾きを表している¹¹⁾。粘弾性マッハ数は、球沈降速度 U とせん断波の伝播速度 c の比によって、 $M = U/c$ と定義される。

4. 結果および考察

4.1 平面波の伝播速度

5 mM の溶液中で平板から発生したせん断波の瞬時渦度分布を図6に示す。赤色は平板の運動開始時に発生した反時計回りの渦度で、青色は運動停止時に発生した時計回りの渦度である。渦度のスケールは、渦度 ζ を容器幅 L と平板の速度 U によって、 $\zeta^* = (L/U)\zeta$ のように無次元化して示している。右側の移動平板から発生した渦度の波は、平

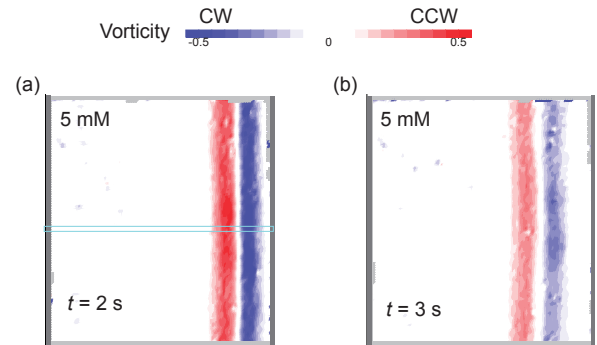
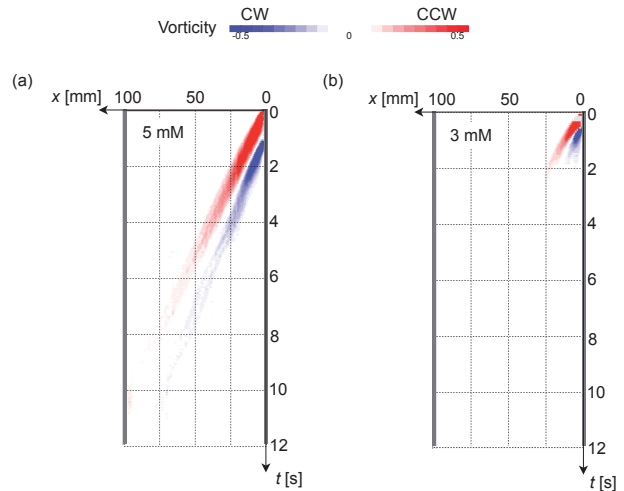
図6 平板から発生した平面波の瞬時渦度分布 (5 mM, 平板が運動を開始した時刻を $t = 0$ とする) (a) $t = 2$ s (b) $t = 3$ s

図7 平面波の伝播の時空間画像 (図6 (a) の水色の枠で囲った領域をフレーム番号順に並べて作成) (a) 5 mM (1秒後に板の運動を停止) (b) 3 mM (0.5秒後に板の運動を停止)

面波の状態を保ちながら左向きに伝播し、向かい合う壁面に到達する前に減衰して反射波は見られなかった。

図6 (a) の水色の枠で囲った領域をフレーム番号順に縦に並べて作成した時空間画像を図7に示す。渦度のピーク位置が一定速度で伝播しているのがわかる。また、3 mM の溶液では減衰が顕著である。図7の渦度ピーク位置の軌跡から測定したせん断波の伝播速度は、3 mM の溶液では $c = 8.4$ mm/s, 5 mM の溶液では $c = 11.5$ mm/s となった。

4.2 球沈降速度の履歴

図8は、3 mM の溶液中におけるポリスチレン球の沈降速度の履歴を球の位置に対して表したものである。横軸は、ガイドパイプ下端からの沈降距離 y を球直径 d で無次元化している。また、この溶液のせん断速度の大きさを図中に示している。

ガイドパイプ下端で球が沈降を開始した直後に速度のオーバーシュートが見られ、その後、球はせん断波の伝播速度よりも大きい速度を維持しながら沈降していく。球の沈降速度には変動が見られるが、図中の点Aと点Bではほぼ一定の沈降速度が続いており、定常状態とみなせる。点Aおよび点Bにおける粘弾性マッハ数は、それぞれ $M = 1.4$, $M = 1.5$ である。

4.3 マッハコーンの構造

図8の点Bにおける球まわりの速度場と渦度場を図9に示す。図9 (a) では、速度ベクトルの向きを色相で表している。図9 (b) の渦度場の等高線において、渦度の正負は赤

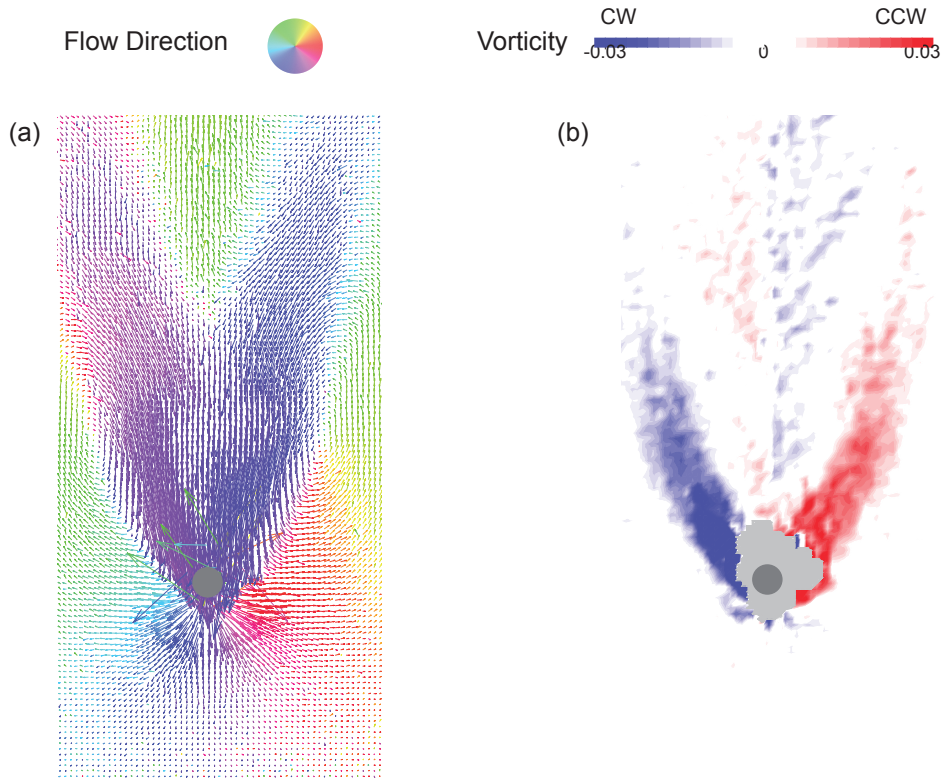


図9 沈降球まわりのマッハコーン ($M = 1.5$, ポリスチレン球, 3 mM, 図8のBに対応) (a) 速度ベクトル場 (流れの方向を色相で表示) (b) 渦度場 (赤: 反時計回り, 青: 時計回り)

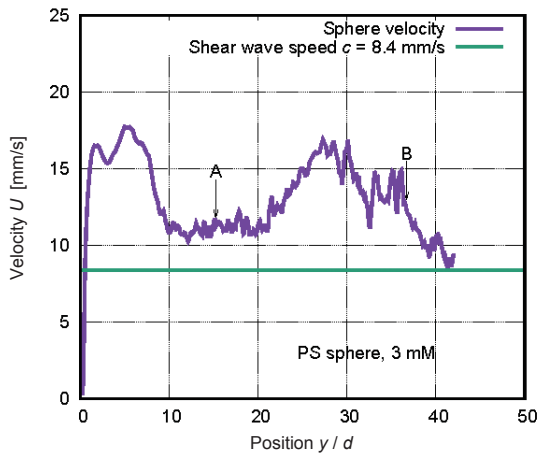


図8 球沈降速度の履歴 (ポリスチレン球, 3 mM)

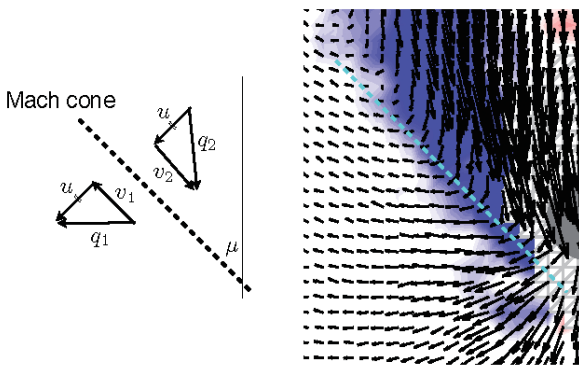


図10 波面における速度の変化 (速度ベクトル場と渦度場を重ねて表示)

(反時計回り)と青(時計回り)の色に対応し、渦度の大きさを色の濃さで表している。また渦度のスケールは、渦度 ζ を球直径 d と球沈降速度 U によって、 $\zeta^* = (d/U)\zeta$ のように無次元化して示している。図9では、球の位置に頂点をもつマッハコーンが形成されているようすがはっきりわかり、速度場よりも渦度場の分布において、その形状をより容易に確認できる。速度場とは対照的に、渦度場では、マッハコーンの前方は乱されていない領域 (zone of silence) となっているのがわかる。すなわち、球表面で発生した渦度はマッハコーンの外側には伝わっていない。球の下方に球の沈降によって押しつけられた流れの領域が見られるが、ここでは渦度自体は乱されていないので、渦なしの流れと考えられる。渦度の波は音波とは異なり分散性の波であるが、本研究のPIVの空間解像度では、分散の影響は明確には観察されていない。

マッハコーンの波面を境にして、図10に示すような速度の不連続が見られた。図10のように、流れの速さを q 、波面に垂直な速度成分を u 、平行な成分を v とし、波面上流側の状態を添字1、下流側の状態を添字2で表す。波面上流側では左に向いた速さ q_1 の流れが見られ、波面の下流側では下に向いた速さ q_2 の流れが見られる。このような流れが波面を境にして一様に続いているとすれば、波面に垂直な速度成分は連続の式より不変に保たれるから、 $u_1 = u_2 = u$ である。このとき、波面に平行な速度成分 v_1, v_2 は、せん断流れとなっている。すなわち波面における流体粒子は、球によって誘起された渦度と同じ向きにせん断を受けている。波面における速度ベクトルの向きの不連続は、図9(a)において色の不連続面として確認できる。

図9の渦度場には、球の位置に頂点をもつ先頭のマッハコーンの背後に、渦度の符号が反対の頂角がほぼ等しい弱いマッハコーンが形成されているのを確認できる。速度場と渦度場のようすから、先頭のマッハコーンでは、流体粒子は落下する球によって誘起された渦度と同じ向きにせん

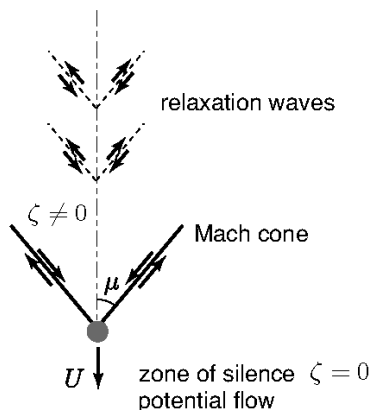


図 11 球まわりのマッハコーンの構造

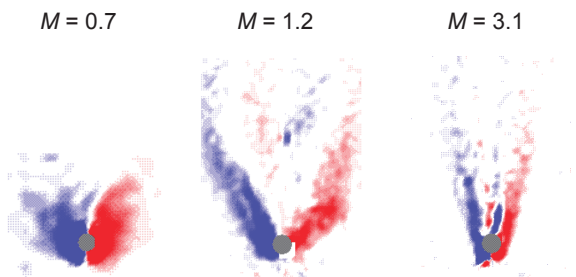


図 12 球まわりの渦度分布の粘弾性マッハ数による変化

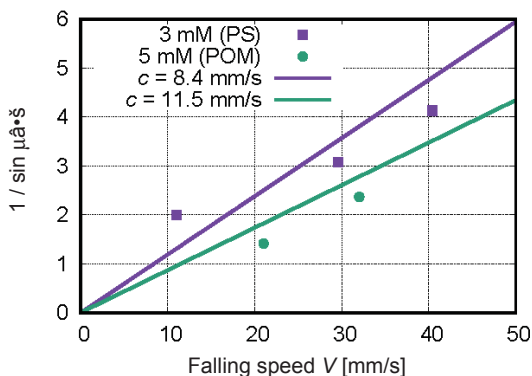


図 13 マッハコーンの半頂角と沈降速度の関係

断を受けており、背後のマッハコーンでは、流体粒子はそれと逆向きのせん断を受けていることがわかる。渦度の符号が反対の背後の弱いマッハコーンは、最初のマッハコーンで受けたせん断変形の緩和によって引き起こされると考えられる。先頭のマッハコーンと背後のマッハコーンの構造を模式的に図 11 に示す。

4.4 マッハ角

図 12 に、さまざまなマッハ数で観察された球まわりの渦度分布のようすを示す。M = 0.7 の流れでは、球表面で発生した渦度が球のまわりに集中しており、渦度の波の包絡線としてのマッハコーンの形成は見られない。球の前後では、波源の移動に伴う渦度分布の非対称性がわずかに見られる。M = 1.2 と M = 3.1 の流れでは、M = 0.7 の場合とは渦度の分布のようすが一変し、明瞭なマッハコーンを観察することができ、マッハ数が高いほどマッハコーンの半頂角 μ は小さくなっている。

マッハコーンの半頂角すなわちマッハ角 μ は粘弾性マッ

ハ数 M によって決まり、

$$M = \frac{1}{\sin \mu} \tag{33}$$

の関係がある。図 13 は、3 mM の溶液中にポリスチレン球を沈降させた場合と、5 mM の溶液中に POM 球を沈降させた場合に観測された球沈降速度 U と 1 / sin μ の関係である。希薄溶液中では過去に落下した球の履歴が沈降速度に影響するため¹²⁾、同じ種類の溶液でも、沈降回数によって図 13 に示したように沈降速度の異なる結果が得られる。式 (33) の関係を満足していれば、傾き 1/c の原点をとる直線となる。それぞれの溶液のせん断波の伝播速度を表す直線と比べると、実測値とおおよそ一致が見られたが、ばらつきがやや大きい。波が伝播するにつれて減衰することが、せん断波の伝播速度やマッハ角の計測誤差につながったためと考えられる。

5. 結言

粘弾性流体中で形成されるマッハコーンを、PIV 計測を用いて実験的に調べた。ひも状ミセル水溶液中をせん断波の伝播速度より大きな速度で沈降する球によって、マッハコーンが形成された。マッハコーンは渦度場において見られ、複数のマッハコーンからなる構造が観察された。先頭のマッハコーンでは、流体粒子は球によって誘起される向きのせん断を受け、背後の弱いマッハコーンでは、逆向きのせん断を伴って緩和する。ここで得られた結果は、粘弾性流体の複雑な流動現象を明らかにしていく上での、粘弾性マッハ数の重要性を示唆している。

今後は、マッハコーン形成による抗力への影響を調べる計画である。

謝辞

本研究は JSPS 科研費 JP15K05784 の助成を受けたものです。ここに記して謝意を表します。

参考文献

- 1) Boger, D. V., Walters, K., Rheological phenomena in focus, (1993).
- 2) Preziosi, L, Joseph, D. D., Stokes' first problem for viscoelastic fluids, *J. Non-Newtonian Fluid Mech.*, **25** (1987), pp.239-259.
- 3) Gladden, J. R., Gamble, A. M., Skelton, C. E., Mobley, J., Shear waves in viscoelastic wormlike micellar fluids over a broad concentration range, *J. Acoust. Soc. Am.*, **131** (2012), pp.2063-2067.
- 4) Joseph, D. D., Fluid dynamics of viscoelastic liquids, Springer-Verlag (1990), pp.164-208.
- 5) Coulson, C. A., Jeffrey, A., Waves: A mathematical approach to the common types of wave motion, Longman (1977), pp.15-16.
- 6) 徳岡辰雄, 工学基礎 波動論, サイエンス社 (1984), pp.10-11.
- 7) Narain, A., Joseph, D. D., Linearized dynamics for step jumps of velocity and displacement of shearing flows of a simple fluid, *Rheol. Acta*, **21** (1982), pp.228-250.
- 8) Aki, K., Richards, P. G., Quantitative seismology: theory and methods, Vol. 1, W. H. Freeman and Company (1980), pp.74-75.
- 9) Shikata, T., Hirata, H., Kotaka, T., Micelle formation of detergent molecules in aqueous media: viscoelastic properties of aqueous cetyltrimethylammonium bromide solutions, *Langmuir*, **3** (1987), pp.1081-1086.
- 10) Becker, L. E., McKinley, G. H., Rasmussen, H. K., Hassager, O., The unsteady motion of a sphere in a viscoelastic fluid, *J. Rheol.*, **38** (1994), 377-403.
- 11) Whitaker, S., Pigford, R. L., An Approach to Numerical Differentiation of Experimental Data, *Ind. Eng. Chem.*, **52** (1960), 185-187.
- 12) 齊藤友剛, 長澤拓, 三神史彦, 西川進榮, 界面活性剤ミセル水溶液中での連続沈降球の速度変化, 日本機械学会論文集 (B 編), **75** (2009), pp.913-921.

超低高度衛星の希薄空力特性評価に向けた 希薄風洞計測と数値解析

小澤宇志, 今村俊介, 川崎春夫, 鈴木俊之, 藤田和央, 佐々木雅範
宇宙航空研究開発機構

Investigation of Rarefied Aerodynamics for Super Low Altitude Test Satellites

by

Takashi Ozawa, Shunsuke Imamura, Haruo Kawasaki, Toshiyuki Suzuki, Kazuhisa Fujita,
and Masanori Sasaki (JAXA)

ABSTRACT

At Japan Aerospace Exploration Agency (JAXA), the Super Low Altitude Test Satellite (SLATS) has lately been under development in order to extend space utilization into extremely low earth orbits. Because of the increase of aerodynamic forces acting on the satellite along with the decrease of altitude, ion engines will be used for the purpose of maintaining the altitude and attitude of the satellite. In this work, we develop aerodynamic database for orbital altitudes from 550 km to 150 km by carry out free-molecular and direct simulation Monte Carlo computations for the prediction of satellite duration and the operation of altitude and attitude control. Also, we carry out surface accommodation measurements in hypersonic rarefied wind tunnel at JAXA in order to improve the accuracy of aerodynamic prediction.

1. 目的および背景

通常の LEO(Low Earth Orbit)周回衛星は高度 300 km 以上を周回しているが, それよりも低高度を衛星が周回することができれば, 光学・熱赤外観測における地上分解能の向上, アクティブセンサ(SAR, LIDAR 等)の小型化・送信電力の低減が可能となる。また, 超高層大気の長期的な観測や, 雰囲気ガスに含まれる原子状酸素(AO)の密度が LEO 周回衛星の環境よりも大きいことを利用した材料の耐酸化加速試験など, 従来実現できなかった様々なミッションのポテンシャルを有している。このような超低高度(300 km 以下)宇宙環境のフロンティアを開拓する試みとして, 超低高度衛星技術試験機 (Super Low Altitude Test Satellite; SLATS) が提案され, JAXA で開発を行っている¹⁾。SLATS は高度 268 km よりも高高度では軌道遷移フェーズとして運用し, 高度 268 km から高度 180 km の間を高度保持フェーズとして運用する。高度保持フェーズでは, 非常に希薄ではあるが高層大気の抵抗を受けるため, イオンエンジンによって継続的に空気抗力を補償し, 適切な誘導制御法によって軌道高度が維持されるように飛行する。従って, 高精度に空気抗力を予測することが誘導制御に重要であり, また軌道遷移フェーズにおいてもエアロブレーキを有効に使うことにより, 推進剤を節約することが可能である。

そこで本研究では, SLATS の空力特性を自由分子流(Free-Molecular; FM)解析²⁾と DSMC (direct simulation Monte Carlo)解析³⁾により検証し, SLATS 空力データベースの構築を目指す。さらに自由分子流領域から希薄流領域にかけては空力特性が表面熱適応係数に依存性するため, 極超音速希薄風洞(Hypersonic Rarefied Wind Tunnel: HRWT)⁴⁾⁵⁾において, SLATS の表面材料の代表的素材と考えられるホウケイ酸ガラス(Borosilicate glass; BSG), ポリイミド(Polyimide; PI)の表面熱適応係数を計測することにより, SLATS 空力予測への影響を評価する。

2. 数値解析手法

本稿の解析に使用する SLATS 形状を図 1 に示す。迎角を α , 横滑り角を β と定義し, α の範囲は -180° から 180° , β の範囲は -90° から 90° において空力解析を行う。また, SLATS 形状の概要を表 1 に示す。代表長(R_{ref})は 0.54 m, 代表面積(S_{ref})は 10.1 m^2 とする。大気モデルは NRLMSISE-00 モデル⁶⁾を使用する。本稿で考慮するのは,

N_2 , O_2 , N , O , Ar , He , および H の 7 化学種である。高度 550 km から 100 km 間のクヌーセン数と温度の変化を図 2 に示す。図に見られるように運用高度では自由分子流領域であるが, 高度 150 km よりも低くなると希薄流領域に遷移すると考えられる。本稿ではまず自由分子流解析と DSMC 解析を高度 150 km において行い, SLATS の空力特性を比較検証する。

表 1 Geometry of SLATS

項目	単位	寸法
高さ	m	0.54
横幅	m	0.66
奥行き	m	2.038
ソーラーパネル幅	m	5.17
ソーラーパネル厚	m	0.02

2. 1. 自由分子流解析

自由分子流解析では, 自由分子流は平衡状態とし, 壁面反射は Maxwell モデルを仮定する。表面の熱適応係数 γ を導入し, 表面に入射する粒子のうち割合 γ が表面と熱適応して拡散反射され, $1-\gamma$ が鏡面反射すると仮定する。また, 空力係数評価のための要素モデルを提案するために, 図 3 に示すような面要素に対して直交座標系

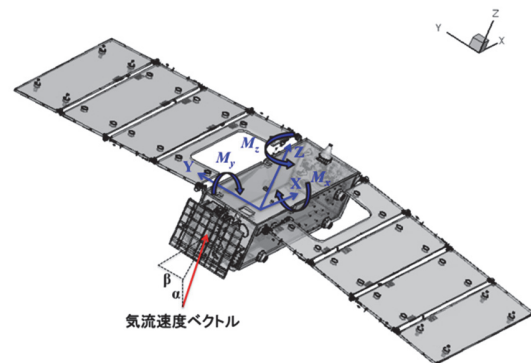


図 1 Image of SLATS.

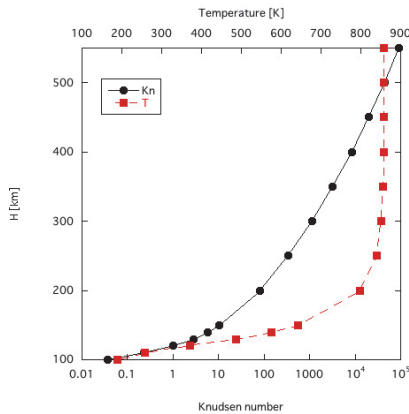


図2 Variation of Knudsen number and temperature along with the decrease of altitude.

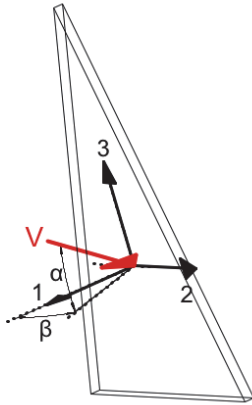


図3 Surface element and coordinate system.

(1,2,3)を設定する。壁面温度を T_w と仮定すると、単位面積当たりに作用する法線方向の力は次式で与えられる²⁾。

$$F_{i,j} = -\frac{n_i k T}{2\sqrt{\pi}} (2 - \gamma) \left\{ 2c_{1,i} \exp(-c_{1,i}^2) + \sqrt{\pi} (1 + 2c_{1,i}^2) [1 + \operatorname{erf}(c_{1,i})] \right\} - \frac{1}{2} n_i^D k T_w \quad (1)$$

接線方向($j=2,3$)の力は次式で与えられる。

$$F_{j,i} = m_i \gamma V_j \Gamma_i \quad (2)$$

ここで

$$\Gamma_i = n_i \sqrt{\frac{kT}{2\pi m_i}} \left\{ \exp(-c_{1,i}^2) + \sqrt{\pi} c_{1,i} [1 + \operatorname{erf}(c_{1,i})] \right\} \quad (3)$$

$$c_{1,i} = -V_1 \sqrt{m_i / 2kT}, \quad n_i^D = \gamma \Gamma_i \sqrt{2\pi m_i / (kT_w)} \quad (4)$$

であり、衛星全体の抗力・揚力は次式で与えられる。

$$F_{D,L} = \sum_k \left[\sum_j \left(\sum_i F_{j,i} \right) \mathbf{i}_j \cdot \mathbf{i}_{D,L} \right] \quad (5)$$

式(5)中の k は各面要素のインデックスを表し、 $\mathbf{i}_{D,L}$ は抗力・揚力方向の単位ベクトルである。抗力・揚力係数は

$$C_{D,L} = F_{D,L} / (1/2 \rho_\infty U_\infty^2 S_{ref}) \quad (6)$$

で決定され、モーメント係数は次式で与えられる。

$$C_{M,j} = M_j / (\rho_\infty U_\infty^2 S_{ref} R_{ref}) \quad (7)$$

ここで M_j は重心周りのモーメントを表す。自由分子流解析の詳細については文献2)を参照のこと。また、従来の自由分子流コードではすべての面要素において力とモー

メントを計算していたため、自由分子流に暴露されていない面要素が存在する場合、自由分子流領域であっても自由分子流解析結果と無衝突 DSMC 解析結果の間に差異が生じていた²⁾。本稿では、自由分子流コードに Ray-tracing 機能を追加し、各迎角、横滑り角の環境で暴露される面要素を解析することによって上記の解析誤差を低減している。Ray-tracing 機能を追加した自由分子流解析を本稿では補正自由分子流解析と称する。

SLATS の空力解析では7化学種($N_2, O_2, N, O, Ar, He, H$)を考慮し、表面反射は Maxwell モデルを使用する。モデルにおいて、表面熱適応係数の範囲は 0.8~1.0、表面温度は 300 K と仮定する。

2. 2. DSMC 解析手法

DSMC 計算は MOTIF(Modeling Of Transitional-Ionized Flows)コードを使用する(MOTIF コードの詳細は、文献7)を参照)。MOTIF コードでは、分子の衝突周波数モデルは NTC(Non Time Counter)法、分子衝突断面積モデルは VHS(Variable Hard Sphere)モデルを採用している。さらに MOTIF コードには、温度依存の回転、振動衝突数を用いた BL(Borgnakke-Larsen)モデル⁸⁾が R-T (Rotation - Translation)、V-T (Vibration - Translation)エネルギー交換モデルとして組み込まれている。化学反応モデルは TCE (Total Collision Energy)モデルが組み込まれている。衝突セルにはオクトリー多階層構造を導入し、本稿では2階層で計算している。タイムステップ、セル幅、ドメインサイズ、粒子数は、計算結果がこれらのパラメータに依存しないような適した値を用いた。マクロパラメータのサンプリングは定常状態に達したタイムステップから開始する。

SLATS の DSMC 空力解析では、自由分子流解析と同様に7化学種を考慮した。また、分子の R-T、V-T エネルギー交換は考慮するが、高度が 100 km 以上であり、化学反応による空力への影響が無視できることから、本稿では化学反応は考慮しない。気体と表面の相互作用には CLL(Cercignani-Lampis-Lord)反射モデルと Maxwell モデルが使用できるが、本稿では Maxwell モデルを使用し、壁面温度は 300 K と仮定する。また、MOTIF では形状のデータタイプは二次元軸対称形式と STL(Standard Triangulated Language)形式が使用可能であるが、SLATS では STL 形式を用いる。

3. 結果と考察

3. 1. SLATS 迎角依存性

まず、横滑り角 0 度において迎角 α を変化させた場合の SLATS 空力係数を解析した。SLATS に使用される材料の表面熱適応係数 γ は通常の工業的な表面と同様であると仮定して、0.8 から 1.0 の間で評価した。高度 150 km における自由分子流解析の結果(抗力係数 C_D 、揚力係数 C_L 、ピッチングモーメント係数 $C_M(2)$)を図4に示す。図に見られるように迎角が変化し、有効断面積が大きくなるに従って抗力係数が増加していることがわかる。また空力係数は γ に強く依存し、 $\gamma=0.9$ をノミナルとした場合、抗力係数においては γ が 0.1 変化すると最大で 10%程度抗力係数も変化する。一方、空力係数は軌道高度にあまり影響されないことがわかる(図5参照)。有効断面積が大きく抗力係数が高い場合、 γ 依存性の方が重要である。ただし、迎角が小さい場合は、自由分子流速度と拡散反射速度比の変化および気流組成変化による影響が大きいため、軌道高度が低くなるにつれて抗力係数も小さくなる傾向にある。

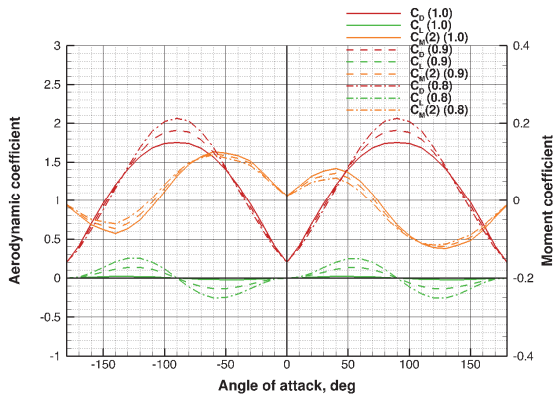


図 4 Comparison of C_D , C_L , and C_M among $\gamma=0.8, 0.9$, and 1.0 at $\beta=0$ estimated by FM.

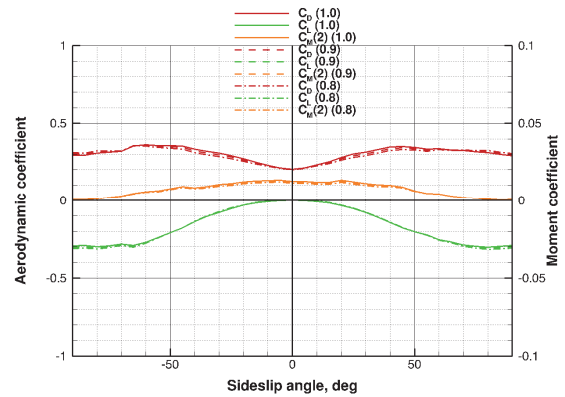


図 7 Comparison of C_D , C_L , and C_M among $\gamma=0.8, 0.9$, and 1.0 at $\alpha=0$ estimated by FM.

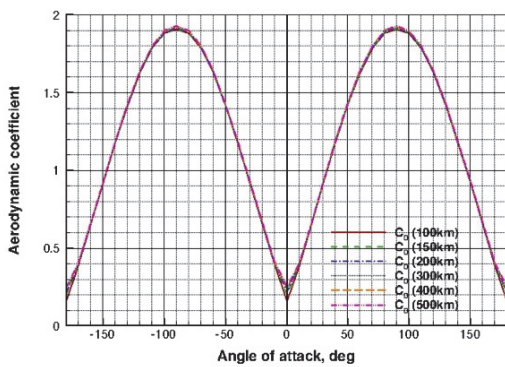


図 5 Variation in C_D , with respect to altitude with $\gamma=0.9$ at $\beta=0$ estimated by FM.

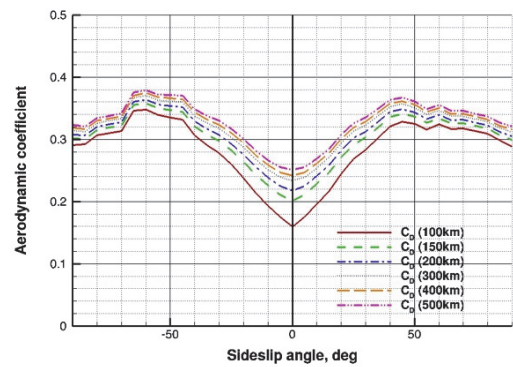


図 8 Variation in C_D , with respect to altitude with $\gamma=0.9$ at $\alpha=0$ estimated by FM.

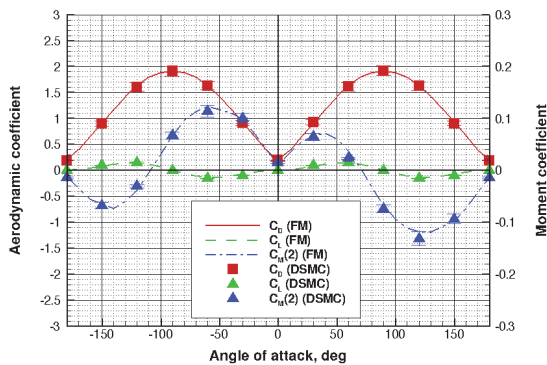


図 6 Comparison of C_D , C_L , and C_M between FM and DSMC at $\beta=0$ and $\gamma=0.9$.

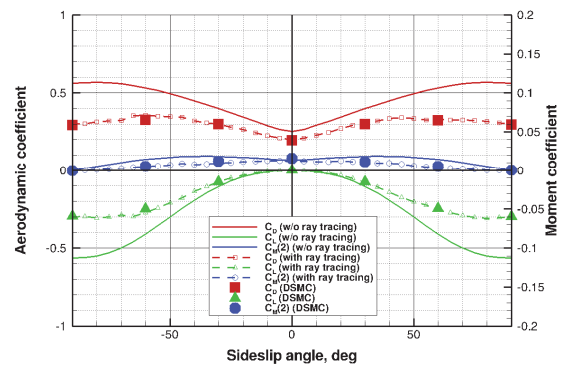


図 9 Comparison of C_D , C_L , and C_M between FM and DSMC at $\alpha=0$ and $\gamma=0.9$.

次に、自由分子流解析結果を DSMC 解析結果と比較した。高度 150 km における例を図 6 に示す。図に見られるように自由分子流解析 ($\gamma=0.9$, Ray-tracing 有) によって得られた空力係数は全迎角範囲において DSMC 結果と良い一致を示している。迎角 0 度近傍では重心周りのピッチングモーメントは正であるため、迎角が負の場合は空力安定であるが、 $\alpha > 0$ の場合は希薄不安定性を有している。

3. 2. SLATS 横滑り角依存性

本節では迎角 0 度において横滑り角 β を変化させた場合の SLATS 空力係数を解析した。前節と同様に表面熱適応係数 γ は 0.8 から 1.0 の間で評価した。高度 150 km における自由分子流解析の結果(抗力係数, 揚力係数, ピッチングモーメント係数)を図 7 に示す。横滑り角が 0 度か

ら大きくなるにつれて有効断面積が大きくなり抗力係数が増加するが、 β が 60 度を超えると後方の太陽パネル面が自由分子流に対して非暴露部分になるため、その寄与がなくなり抗力係数が小さくなる。本ケースにおける空力係数の γ 依存性はそれほど高くなく、むしろ軌道高度による影響の方が大きい(図 8 参照)。迎角が 0 度近傍において横滑り角を変化させた場合、各高度で同様の横滑り角依存性を示すが、自由分子流・拡散反射速度比の変化および気流組成変化による影響が大きく、軌道高度が低くなるにつれて抗力係数も小さくなる。

次に、高度 150 km における自由分子流解析結果と DSMC 解析結果を図 9 で比較する。図では自由分子流解析における Ray-tracing 機能有無のケースも比較しており、有効断面積が小さいケースにおいて横滑り角を変化させ

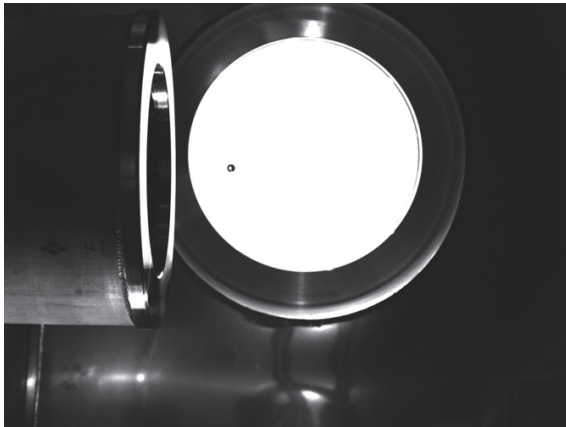


図 10 Picture of displacement measurement for borosilicate glass in HRWT.

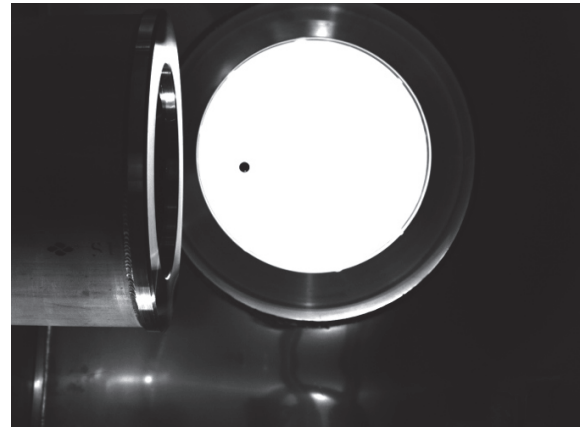


図 12 Picture of displacement measurement for polyimide in HRWT.

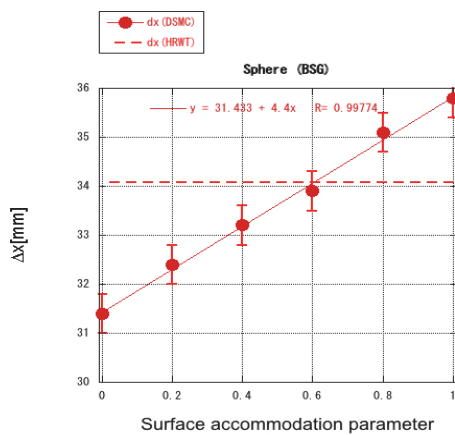


図 11 Comparison of displacement for borosilicate glass sphere model between the measured and computed values as a function of surface accommodation parameter.

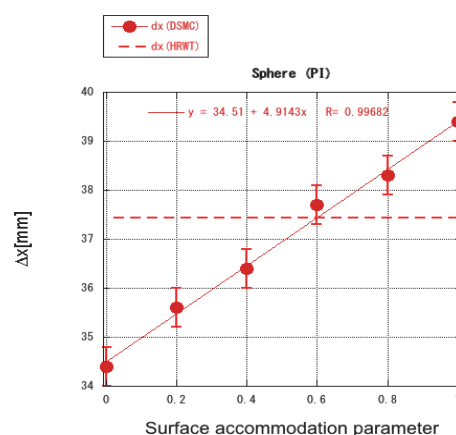


図 13 Comparison of displacement for polyimide sphere model between the measured and computed values as a function of surface accommodation parameter.

た場合、非暴露面による誤差が無視できないことがわかる。特に横滑り角が大きい領域では非暴露面割合が高くなるため、その影響評価が重要である。Ray-tracing を考慮しない場合、最大で 50%以上の誤差が生じるが、補正自由分子流解析結果は DSMC 解析結果と良い一致を示している。上記は補正自由分子流解析の一例であるが、高度 150 km 以上ではすべての迎角、横滑り角の場合において、補正自由分子流解析結果は DSMC 解析結果と一致する。

3. 3. 表面熱適応係数計測結果

さらに本稿では、表面熱適応係数の不確定性による空力係数の不確実性を評価するため、JAXA で開発されている極超音速希薄風洞(HRWT)において表面熱適応係数試験を行った。HRWT では、球模型の希薄空力による変位が表面熱適応係数に比例的に依存する特性を活かし、希薄風洞計測-数値解析融合手法を用いることにより表面熱適応係数を決定する(試験手法の詳細については文献 9)を参照のこと)。これまで HRWT では金属系素材とカーボン系素材の表面熱適応係数計測を行ってきたが、本稿では SLATS の代表的素材として、太陽パネルの代表的素材であるホウケイ酸ガラス(Borosilicate glass; BSG)および MLI(Multi Layer Insulation)の主成分であるポリイミド(Polyimide; PI)の表面熱適応係数を計測した。HRWT 気流組成は 100%N₂、質量流量は 0.08 g/s、マッハ数は約 11、

クヌーセン数は約 0.1 の条件でノズル出口から 17 mm 下流を試験部として球模型の変位計測を行った。

図 10 に BSG 球模型の HRWT 変位計測写真を、図 11 に DSMC 数値解析によって得られた BSG 球模型の変位と計測結果の比較を示す。本稿では直径 5 mm の BSG 球模型を使用した。DSMC 数値解析による BSG 模型の変位は表面熱適応係数 γ が大きくなり拡散反射の比率が高くなるほど γ に比例して変位が大きくなる。球模型の変位計測結果は約 34.1 mm であり、数値解析結果と比較することにより BSG の表面熱適応係数 0.60 ± 0.06 が得られた。

次に、図 12 に PI 球模型の HRWT 変位計測写真を、図 13 に DSMC 数値解析によって得られた PI 球模型の変位と計測結果の比較を示す。本稿では直径 6.35 mm の PI 球

表 2 Surface accommodation coefficients for materials measured by the HRWT method

Material	Δx [mm]	$\gamma(N_2)$
Stainless	13.9	0.90±0.10
Aluminum	30.9	0.80±0.06
Graphite	39.9	0.95±0.05
SiC	27.7	0.88±0.07
C/C	44.2	0.89±0.05
BSG	34.1	0.60±0.06
PI	37.4	0.60±0.05

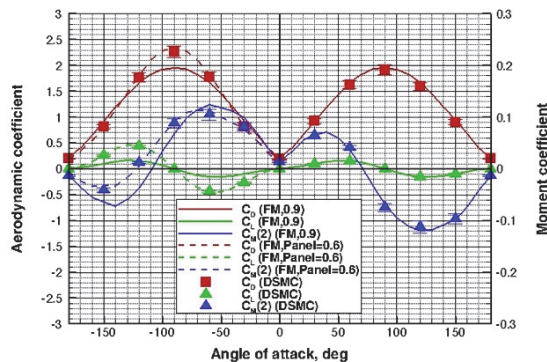


図 14 Comparison of C_b , C_L , and C_M between DSMC and FM for $\gamma=0.9$ and 0.6 at $\beta=0$.

模型を使用した。PI 球模型の変位計測結果は約 37.4 mm であり、BSG の場合と同様の手法を用いて得られた表面熱適応係数は 0.60 ± 0.05 であった。

表 2 にこれまで HRWT で計測された素材の表面熱適応係数一覧を示す。これまで金属・カーボン系ではアルミニウムが 0.8 と低いが、それ以外は 0.9 前後であり表面熱適応係数想定範囲の 0.8~1.0 であった。しかし、BSG・PI の両素材はこれまで想定してきた表面熱適応係数の範囲よりも低く、鏡面反射の割合が高い。そのため、平板面要素が多い SLATS 形状では抗力係数がノミナル ($\gamma=0.9$) よりも高くなる可能性がある。

最後に、HRWT の計測結果を踏まえて、太陽パネル上面が BSG と仮定した場合の SLATS 空力特性を評価した。下記の 2 ケースで空力係数を比較した。

- (1) すべての面要素において γ が 0.9
- (2) 太陽パネル上面のみ γ が 0.6, それ以外は 0.9

その結果を図 14 に示す。図では横滑り角が 0 度において迎角を変化させた場合の抗力係数、揚力係数、ピッチングモーメント係数の変化を示している。ノミナルのケース(1)と比べて、ケース(2)では迎角が負の場合により高い抗力係数を予測し、迎角が-90 度近傍で最大 20%高い抗力係数となる。一方、迎角が 0 度の場合、ケース(1)よりケース(2)は 5%程度低い抗力を予測する。また、これらの補正自由分子流解析の結果はすべての迎角の範囲において DSMC の解析結果と良い一致を示している。迎角が-90 度近傍でエアロブレーキ等を利用して軌道遷移制御を行う場合には、結果として太陽パネルの表面熱適応係数の影響により、ノミナル空力データベース ($\gamma=0.9$) において誤差を 20%許容する必要がある。ただし、本稿の表面熱適応係数計測結果はコーティングによる影響を考慮していないため、今後はゲルマニウムコーティングや ITO (Indium Tin Oxide)コーティングの影響を評価する必要がある。

4. おわりに

超低高度衛星技術試験機 (SLATS) の希薄空力特性を補正自由分子流解析と DSMC 解析によって評価し、飛行高度 550 km から 150 km の範囲において空力データベースを開発した。本データベースは SLATS の運用に向けて SLATS プロジェクトチームに提供されている。有効断面積が大きい姿勢の場合は、抗力係数が大きく表面熱適応係数依存性の方が支配的であるが、有効断面積が小さい場合は機体の空力係数は軌道高度にも依存することがわかった。また、迎角 0 度近傍において横滑り角が大きいような、暴露面に対して非暴露面の比率が高いケースで

は、従来の自由分子流解析では誤差が大きく補正が必要であることがわかった。 $\gamma=0.9$ をノミナル、 γ の不確実性を ± 0.1 とした場合、空力係数の誤差は $\pm 10\%$ を許容する必要がある。また、本稿では SLATS の代表的素材としてホウケイ酸ガラスおよびポリイミドの表面熱適応係数を極超音速希薄風洞において計測した。その結果、両素材ともに $\gamma=0.6$ であることが判明した。SLATS 太陽パネル上面の γ が 0.6 と仮定して機体空力特性を評価したところ、ノミナルケースと比べて最大で 20%の誤差が生じることがわかった。これらの結果は、SLATS の姿勢軌道解析および大気密度解析において留意する必要がある。

謝辞

本研究は科研費 (15K06611) の助成を受けたものである。

参考文献

- 1) Noda, A. *et al.*, "The Study of a Super Low Altitude Satellite," ISTS-f-05, The 26th International Symposium on Space Technology and Science, Hamamatsu, Shizuoka, Japan, June 2008.
- 2) Fujita, K. and Noda, A., "Rarefied Aerodynamics of a Super Low Altitude Test Satellite," AIAA paper 2009-3606, San Antonio, Texas, June 2009.
- 3) Bird, G. A., *Molecular Gas Dynamics and the Direct Simulation of Gas Flows*, Clarendon, Oxford, England, U.K., 1994.
- 4) Fujita, K., Suzuki, T. and Ozawa, T., "Development of a Pilot Model of Hypersonic Rarefied Wind-Tunnel," 27th International Symposium on Rarefied Gas Dynamics, *AIP Conference Proceedings*, edited by D. A. Levin, I. J. Wysong, and A. L. Garcia, Vol. 1333, pp. 407-412, 2011.
- 5) Ozawa, T., Fujita, K., and Suzuki, T., "Development of an Aerodynamic Measurement System for Hypersonic Rarefied Flows," *Review of Scientific Instruments*, Vol. 86, No. 1, 2015, 015105.
- 6) Picone, J. M., Hedin, A. E., Drob, D. P., and Aikin, A. C., "NRL-MSISE-00 Empirical Model of the Atmosphere: Statistical Comparisons and Scientific Issues," *J. Geophys. Res.*, Vol. 107, No. A12, 2002, pp. SIA15-1-SIA15-16.
- 7) Ozawa, T., Suzuki, T., Takayanagi, H. and Fujita, K., "Analysis of Non-Continuum Hypersonic Flows for the Hayabusa Reentry," AIAA Paper 2011-3311, 42nd AIAA Thermophysics Conference, Honolulu, Hawaii, June 27-30, 2011.
- 8) Borgnakke, C. and Larsen, P. S., "Statistical Collision Model for Monte Carlo Simulation of Polyatomic Gas Mixture," *Journal of Computational Physics*, Vol. 18, No. 4, 1975, pp. 405-420.
- 9) Ozawa, T., Suzuki, T., and Fujita, K., "Aerodynamic Measurements and Computational Analyses in Hypersonic Rarefied Flows," *AIAA Journal*, Vol. 53, No. 11, 2015, pp. 3327-3337.

境界埋め込み法を用いた等間隔直交格子ソルバにおける DDM 並列計算

安田章悟, 菱田学 (菱友システムズ)
高木正英 (海上技術安全研究所)
南部太介, 溝淵泰寛, 松尾裕一 (JAXA)

Parallel DDM simulation in Cartesian-IB flow solver

by

Shogo Yasuda and Manabu Hishida (Ryoyu Systems)
Masahide Takagi (NMRI)
Taisuke Nambu, Yasuhiro Mizobuchi and Yuichi Matsuo (JAXA)

ABSTRACT

A new flow solver using the compressible LES, Immersed Boundary method and Cartesian grid is developed for automotive internal combustion engine simulation. We incorporated the basic spray model in this solver and carried out parallel spray calculations. This paper presents the results of comparison of the calculation time between two parallel methods. One is particle process method that uses a dedicated process for particle calculation. The other is domain decomposition method in which a process assigned to each domain calculates spray and gas and communicates with other processes to send and receive particles which go outside and inside the domain. Under the condition in this study, we find that domain decomposition method is faster than particle process method.

1. はじめに

昨今の地球温暖化、エネルギー枯渇問題への関心の高まりを受けて、CO₂ 排出量、石油消費量を削減していくことが切に求められている。特に、陸上輸送での CO₂ 排出量及び石油消費量は膨大かつ増加傾向にあるため、自動車エンジンの燃費向上が必要となってきた。また、加速減速時の性能向上や、地域別、国別で特性の異なる燃料への対応など、さらに高い要求が求められるようになってきた。

これらの要求を実現するためには、エンジン燃焼室で発生している熱流動現象を把握し、その制御を可能にすることが必要である。しかし、エンジン燃焼室では流動、噴霧、燃焼が密接に絡み合い、非常に複雑な現象となっており、エンジンシステムは複雑化の一途を辿っている。このため、CFD を用いて複雑な現象を捉え、設計開発に役立てていくとする取り組みが進んでいる。

現在ではエンジンの燃焼室解析コードはいくつかあるが、解析コードに要求される

- ・高速かつ高精度な計算
- ・低負荷で移動境界も扱える格子生成
- ・圧縮性への対応
- ・サイクル変動を捉える非定常計算

を満たせていない。そこで、JAXA では内閣府が進めている SIP (戦略的イノベーション創造プログラム) の下これらの要求を満たした解析コードの開発を進めている。現在開発中の解析コードでは IB (immersed boundary) 法、等間隔直交格子法を用いることで、高速な計算を実現している。また、物体形状を STL データ (三角面で構成されるデータ) で与えると、格子を作成する手間をかけずに計算を開始できる⁽¹⁾。

気相計算では、領域分割を行い各領域に 1 つずつプロセスを割り当てることで並列化を行っている。一方、噴霧計算では、粒子を質点としてラグランジュ的に追う DDM (Discrete Droplet Model) を用いるため、並列化手法に 2 つの方法が考えられる。1 つ目の方法では、噴霧計算だけを行う専用のプロセスを用意し、そのプロセスと領域分割された各領域を受け持つプロセスが通信を行う方法である。もう 1 つは、領域分割された各領域を受け持つプロセスがその領域内にある噴霧の計算も受け持ち、流入/流出する粒子を通信する方法である。

本研究では、自由噴霧を対象に、2 つの並列化手法の計算時間の比較を行った。

2. 解析手法

2. 1 流動解析手法

エンジン燃焼室の複雑な流れ場を精度よく解析するため、支配方程式として非定常三次元圧縮性乱流場を扱うことが可能な、フィルタリングされた非定常三次元圧縮性 Navier-Stokes 方程式

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial F_x}{\partial x} + \frac{\partial F_y}{\partial y} + \frac{\partial F_z}{\partial z} = \frac{\partial F_{vx}}{\partial x} + \frac{\partial F_{vy}}{\partial y} + \frac{\partial F_{vz}}{\partial z} \quad (1)$$

を用いている。Q は保存量ベクトル、F は非粘性流束ベクトル、F_v は粘性流束ベクトルである。移流項の計算には AUSM 系の SLAU⁽²⁾ を使い、空間精度は MUSCL 法を使い 3 次精度化している。粘性流束は中心差分で評価している。時間積分には Jameson 型の 4 段 Runge-Kutta 法を採用している。また、LES サブグリッドモデルには WALE⁽³⁾ モデルを採用している。

また、空間内を等間隔に切られた直交格子は、物体形状である STL データと交差判定が行われ、境界条件を埋め込む IB セル、物体セル、流体セルに選別される。

2. 2 噴霧解析手法

2. 2. 1 噴霧モデル

噴霧モデルには、粒子全てを解析することは非常に困難なため、粒子群をパーセルで近似し液滴をラグランジュ的に追う DDM を用いた。本研究では、粒子の移動と次に示す分裂モデルのみを考慮している。

2. 2. 2 分裂モデル

分裂モデルは大きく分けて 2 つに分類され、1 つは液滴と流動のせん断等による表面波不安定成長解析から求められるモデルである。もう 1 つは、液滴が振動しその変形量や一定時間で分裂を開始するモデルである。本研究では前者の不安定成長解析から求める KHRT モデル⁽⁴⁾⁽⁵⁾を採用した。このモデルは KH (Kelvin-Helmholtz) 不安定性、RT (Rayleigh-Taylor) 不安定性を同時に解くモデルであり、RT モデルの分裂が起こらない場合 KH モデルの分裂が起こる。

RT モデルは、液滴表面での密度差に起因した RT 不安定性による分裂を記述するものである。このモデルの液滴の分裂時間 τ_{RT} 、液滴表面で成長する RT 波の波長 Λ_{RT} 、 Λ_{RT} の最大成長率 Ω_{RT} は以下のとおり与えられる。

$$\tau_{RT} = \frac{C_\tau}{\Omega_{RT}} \quad (2)$$

$$\Lambda_{RT} = C_3 2\pi \sqrt{\frac{3\sigma}{a\rho_p}} \quad (3)$$

$$\Omega_{RT} = \sqrt{\frac{2a}{3} \left(\frac{a\rho_p}{3\sigma} \right)^{1/4}} \quad (4)$$

ここに、 C_3 、 C_1 は定数、 σ は表面張力、 a は液滴加速度、 ρ_p は液滴密度である。RT 波の波長が液滴径よりも小さく、経過時間が分裂時間を超えていると分裂が起こる。

KH モデルは、液滴表面での速度差に起因した KH 不安定性による分裂を記述するものである。このモデルでは液滴の分裂時間 τ_{KH} 、液滴表面で成長する KH 波の波長 Λ_{KH} 、 Λ_{KH} の最大成長率 Ω_{KH} は以下のとおり与えられる。

$$\tau_{KH} = \frac{3.788 B_1 r_0}{\Omega_{KH} \Lambda_{KH}} \quad (5)$$

$$\Lambda_{KH} = \frac{9.02 r_0 (1 + 0.45\sqrt{Z})(1 + 0.4T^{0.7})}{(1 + 0.865 We_g^{1.67})^{0.6}} \quad (6)$$

$$\Omega_{KH} = \frac{0.34 + 0.385 We_g^{1.5}}{(1 + Z)(1 + 1.4T^{0.6})} \sqrt{\frac{\sigma}{\rho_p r_0^3}} \quad (7)$$

$$Z = \frac{\sqrt{We_p}}{Re_p}, \quad T = Z \sqrt{We_g}$$

ここに、 We_p 、 We_g はウェーバー数、 Re_p はレイノルズ数、 r_0 は液滴半径、 B_1 は定数である。分裂の条件によってはパーセルの数が増えることもある。

2. 2. 3. 移動、壁面反射方法

液滴の位置は、ニュートンの運動方程式から求める。

$$m \frac{d^2 xp}{dt^2} = F \quad (8)$$

ここに、 xp は液滴の位置座標、 m は液滴の質量、 F は流体から受ける力で、TAB モデル⁽⁶⁾を用いた液滴の変形量が考慮されている。等間隔直交格子を使っているため、粒子がどのセルに入っているかの探索は、位置座標から瞬時に特定することができる。

液滴が壁面に衝突する際には、液滴を鏡面反射させている。その衝突の判定は STL データを使い判定し、以下のような手順で行っている。

- ①. STL データである三角面を有する平面と、移動経路の交差判定。
 - ②. その交点を求め、その点が三角面内にあるかを判定。
 - ③. 三角面で鏡面反射させ、反射後の液滴の位置を求める (図 1)。三角面との交点と反射後の液滴の位置との経路を移動経路として①へ戻る。
- ①から③の手順を行い、交差判定がなされなくなった位置を最終位置とする。

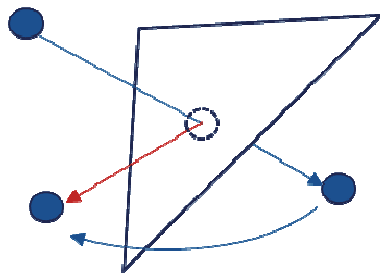
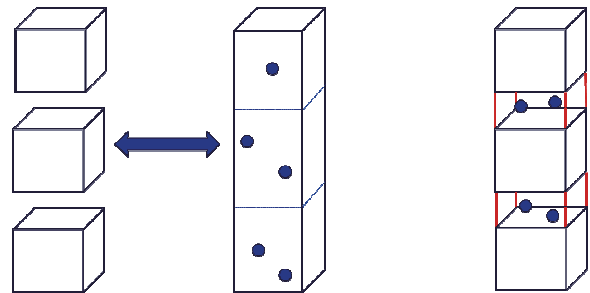


図 1 粒子の反射方法

2. 2. 4. 噴霧並列化手法

1. で述べたように、噴霧計算において 2 種類の並列化手法を用意した。1 つは、噴霧計算だけを行う専用のプロセスを用意し、そのプロセスと流動計算における各領域との通信を行う方法 (図 2(A))。もう 1 つは、流動計算で領域分割された各領域から流入/流出する粒子を通信する方法である (図 2(B))。ここでは、それぞれの方法を粒子プロセス法、領域分割法と呼ぶこととする。前者は、領域間のロードバランスは良好だが、必ず粒子数分の通信が起こるため通信負荷は増える。後者は、既存ソフトでもよく使われている方法であり、通信負荷が低い、粒子が多く存在している領域では計算負荷が高く、領域間のロードバランスが悪くなる。



(A)

(B)

図 2 並列化手法

(A) 粒子プロセス法 (B) 領域分割法

3. 計算結果

3. 1 噴霧到達距離の計算

噴霧到達距離の計算では、定容容器 (15×15×100mm) を用意し、格子幅 0.25mm で計算を行った。境界条件はすべての面を 300K のすべり等温壁とした。初期条件は、大気圧、静止流体とした。燃料はイソオクタンとした。噴霧は燃料を噴射頂角 10° の solid cone (中実円錐) 状に速度 90m/s で噴射させた。KH 分裂モデルパラメータの値は、 B_0 (KH 分裂後液滴径に関するパラメータ) を 0.61、 B_1 を 40 と固定した。

図 3 は RT 分裂モデルパラメータ C_3 を 0.2, 0.3, 0.4 と変化させたグラフである。縦軸に噴霧到達距離、横軸に噴射時間をとっている。グラフから現在組み込まれているモデルでは、このような条件下において RT 分裂パラメータ C_3 を 0.2, 0.3, 0.4 と変化させても噴霧到達距離に影響はなく、実験結果とよく一致することが確認できる。したがって、以下の並列化比較における計算での RT 分裂パラメータ C_3 には 0.2 を採用する。

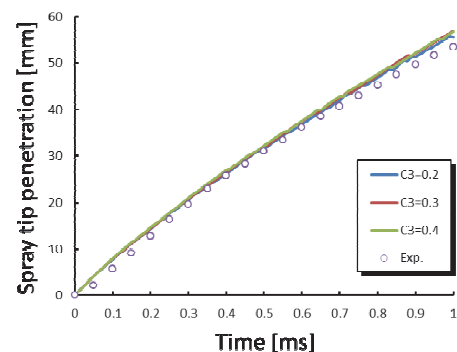


図 3 RT 分裂モデルパラメータ C_3 の噴霧到達距離への影響

3. 2. 並列化手法の比較

並列化手法の比較では、噴霧到達距離計算と同様に定容器 (5×3.5×80mm) を用意し、格子幅 1mm で計算領域を z 方向に 3 分割したものと、x 方向に 2 分割、z 方向に 5 分割、計 10 分割した 2 ケースの計算を行った。計算機には、JAXA のスーパーコンピュータ JSS2 を使用した。領域分割法における計算資源は、3 分割の計算では 3 ノード使用し 3 プロセスを立ち上げ、10 分割の計算では 10 ノード使用し 10 プロセスを立ち上げている。また、1 プロセスあたり 4 コアを使用している。一方、粒子プロセス法における計算資源は、粒子専用のプロセスを使用するため、3 分割の計算では 4 ノードを使用し 4 プロセスを立ち上げ、10 分割の計算では 11 ノード 11 プロセスを立ち上げている。領域分割法同様、粒子プロセス法においても 1 プロセスあたり 4 コアを使用している。

境界条件は、全ての面を断熱壁とした。初期条件は、大気圧、静止流体とした。噴霧は水滴とし、噴射頂角 20° の solid cone 状に速度 300m/s で噴射させた (図 4)。

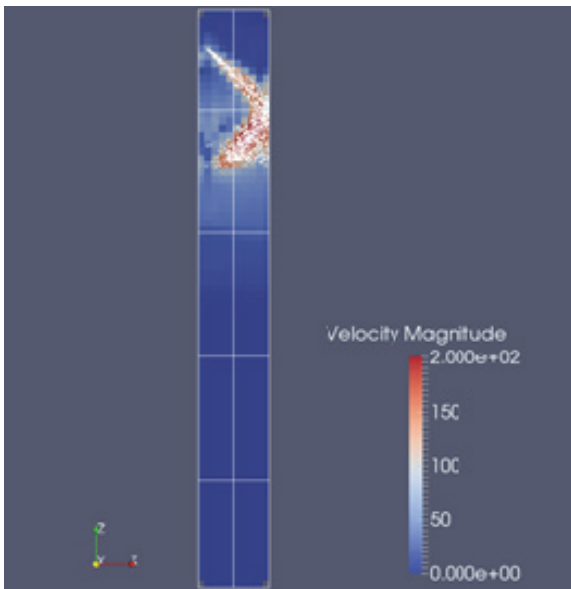


図 4 領域 10 分割での噴霧並列計算

並列化手法の違いによる計算時間の比較をしたグラフを図 5、図 6 に示す。図 5 は計算領域を 3 分割、図 6 は 10 分割した計算結果で、縦軸に計算時間、横軸に粒子数をとっている。計算時間は 10000step 計算するのに要する時間を示している。図 5、図 6 のグラフからどの粒子数でも領域分割の方が速い結果となった。

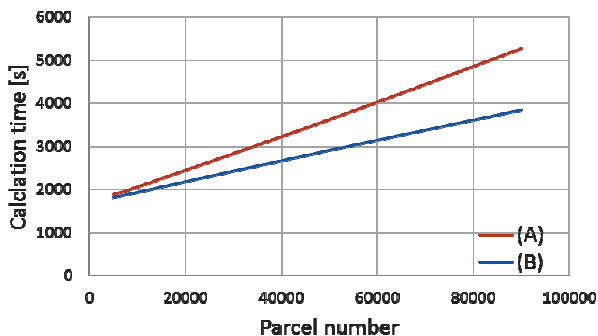


図 5 領域 3 分割での粒子プロセス法と領域分割法の比較 (A) 粒子プロセス法 (B) 領域分割法

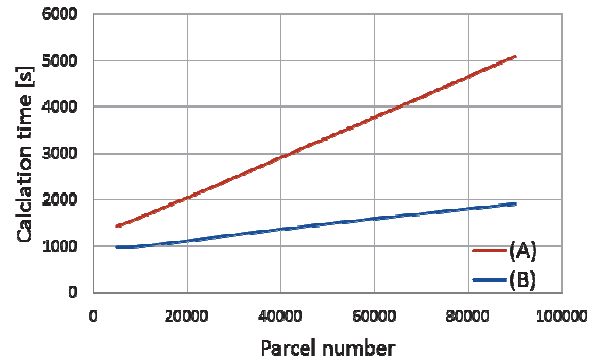


図 6 領域 10 分割での粒子プロセス法と領域分割法の比較 (A) 粒子プロセス法 (B) 領域分割法

通信負荷を考慮せず考えると、図 5 の 3 分割では各領域が大きいため、領域分割法において多くの粒子が存在する領域と少ない粒子の領域となる場合がある。したがって、領域間のロードバランスを崩し、粒子プロセス法の方が速く計算できると予想していた。しかし、結果は領域分割法の方が速く、これは領域分割法のロードバランスの悪さによる計算時間の増加よりも粒子プロセス法での通信負荷による計算時間の増加の方が大きいためだと考えられる。

2 つのグラフを比較した結果、領域分割法において図 6 の 10 分割の方が、粒子数に対する計算時間の増加が小さくなっていることがわかる。これは、領域数が増えることでロードバランスが良くなるため、粒子数が増える場合でも計算時間が増大しないからだと考えられる。

また、粒子プロセス法では、1 つのプロセスが全粒子を計算し、それぞれの粒子が含まれている各流動計算領域を担当するプロセスと通信するため、分割数が多いと通信負荷が増え、分割数を増やしてもあまり速度向上につながらなかった。実際のエンジン形状で計算する場合、領域分割数は 10 以上になることがほとんどであるため、この結果とプログラムへの組み込みやすさを考慮すると、領域分割法で並列化する方法をとるのが良いと思われる。

4. まとめ

- ・ IB 法、圧縮性、LES を扱う現在開発中の解析ソルバで、噴霧の基本的なモデル (DDM、分裂) を組み込むことができた。
- ・ 組み込んだ噴霧基本モデルで計算を行い、RT 分裂モデルパラメータ C_3 が 0.2~0.4 の間では、どの値でも実験と一致することがわかった。
- ・ 粒子プロセス法と領域分割法の 2 つの並列化手法の比較から領域分割法での並列化が優位であることがわかった。
- ・ 今後さらに蒸発モデルや液膜モデルなどを組み込み、検証を行っていく。

謝辞

貴重なデータを提供していただいた、岡山大学河原伸幸准教授、群馬大学座間淑夫助教に心より感謝致します。本研究の数値計算の実行に当たって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。本研究は、総合科学技術・イノベーション会議の SIP (戦略的イノベーション創造プログラム) 「革新的燃焼技術」(管理法人: JST) によって実施された。

参考文献

- 1) 安田 他, ” 直交格子および IB 法を用いたレシプロエンジン向け圧縮性流体解析ソルバの開発”, 第 29 回数値流体力学シンポジウム講演論文集, 2015, D06-5.
- 2) Shima, E. and Keiichi, K., On new simple low-dissipation scheme of AUSM-family for all speeds, AIAA paper 2009-136, 2009.
- 3) Ducros, F., Nicoud, F. and Poinsot T., Wall-adapting local eddy-viscosity models for simulations in complex geometries, 6th ICFD Conf. on Numerical Methods for Fluid Dynamics, 293-299, 1998.
- 4) Patterson, M. and Reitz, D., Modeling the effects of Fuel Spray Characteristics on Diesel Engine Combustion and Emission, SAE Paper No.980131, 1998.
- 5) Beale, J. and Reitz, D., Modeling Spray Atomization with the Kelvin-Helmholtz/Rayleigh-Taylor Hybrid Model, Atomization and Sprays vol. 9, 623-650, 1999.
- 6) O' Rourke, J. and Amsden, A., The TAB Method for Numerical Calculation of Spray Droplet Breakup, SAE Paper No.872089, 1987.

ジェットエンジン燃焼器における燃料初期粒径が排出物特性に与える影響に関する数値解析

山本 姫子 (早稲田大), 溝渕 泰寛 (JAXA), 佐藤 哲也 (早稲田大)

Numerical Analysis of the Effect of Initial Fuel Particle Size on the Emission Characteristics of a Jet Engine Combustor

by

Himeko Yamamoto (Graduate school of Waseda Univ.), Yasuhiro Mizobuchi (JAXA) and Tetsuya Sato (Waseda Univ.)

ABSTRACT

Lean premixed staged combustion has the potential for reducing harmful emissions from gas turbine combustors. In this study, the effects of the primary fuel droplet size in a lean staged combustor were investigated. Numerical analyses are conducted by using an unstructured LES solver, Front Flow Red. The results show that the primary fuel droplet size affects evaporation rate, recirculation zone and emission indexes of NO and CO.

1. はじめに

ジェットエンジン燃焼器においては、燃焼安定性や高空での再着火性能など安全上の性能が第一に重要とされているが、環境保全の観点から、ガス状排出物の基準値は段階的に厳しい方向へと改定が重ねられている^[1]。

このような規制強化を背景に、安定な拡散燃焼を用いたパイロット燃料噴射弁と、有害排気ガスを低減するための希薄予混合燃焼を用いたメイン燃料噴射弁を同心で配置したステーシング型燃料ノズルの研究が活発に行われている。ステーシング燃焼器において、初期の燃料空気混合場の形成を担う燃料噴射弁の性能向上や燃料の微粒化特性が重要な課題となっている。そこで今回はステーシング燃焼器における微粒化特性のうち、燃料の初期粒径に着目し研究を行った。燃料粒子の初期粒径は、燃料ノズルの孔径やオリフィス形状、噴射差圧などから決まるパラメータである。粒径が小さい場合には燃料粒子の蒸発速度が上がり貫通力が弱まり、粒径が大きい場合には逆の効果が起こる。そこで本研究では、初期粒径の違いが燃焼器出口における排出物特性やCO・NO生成過程に与える影響を、LES数値解析を用いて調べた。

また、計算条件を決定するにあたり、図1に示すLTOサイクルの推力条件を参考にした。ガス状排出物の基準は、空港周辺の大気環境保全を目的としてはじめられたことから、航空機が離着陸において排出する総量を対象として設定されており、エンジンの地上静止運転による計測により排出量の評価が行われている。航空機の離着陸

(LTO:Landing and Take-off) サイクルを4モードに分けたとき、それぞれのモードは表1に示す地上運転時の4推力条件で代表される。表1では、最大離陸推力

(MTO:Maximum Take-Off thrust) をMTO100%とし、それに対する割合で推力条件が定義されている。パイロット燃料比は全体の燃料流量のうちパイロットノズルから噴射する燃料の割合を示している。本研究では、パイロット・メインノズルの両方から燃料噴射がある上昇・離陸モードのうち、より運転時間の長い上昇モード (MTO85%) の推力条件について数値計算を行った。

2. 計算対象

図2に本研究で用いた低NO_xステーシング燃料ノズルと可視化用燃焼器ライナー、図3にステーシング燃料ノズルを示す。これらシングルセクタ燃焼器を元にした計算格子の概略図を図4に示す。

ステーシング燃料ノズルは、中心部に拡散燃焼方式のパイロットバーナー、その外周に希薄予混合方式のメインバーナーが位置するように設計されている。燃料はケロシンである。シングルセクタ燃焼器の燃料ノズルにおいて、パイロットノズルはブレインジェット、メインノズルは液膜式気流噴射弁を用いている。メイン燃料はオリフィスからプリフィルマーに向けて噴射され、三重スワラ下流のせん断層によって微粒化と混合を促進する機構となっている。この燃料ノズルが燃焼器ライナーに取り付けられている。ライナーの上流側89.5mmの部分は矩形断面を有している。燃焼室下面には、ステンレス製板が用いられ、燃焼室入口から17mmの位置に圧力センサーが取り付けられている。燃焼器ライナーの下流側105mmは縮流ノズルとなっている。

表1 LTOサイクルの飛行モード^{[1][2]}

モード	推力 (%)	時間 (分)	パイロット燃料比 (%)
滑走	7	26.0	100
着陸進入	30	4.0	100
上昇	85	2.2	16.4
離陸	100	0.7	11.3

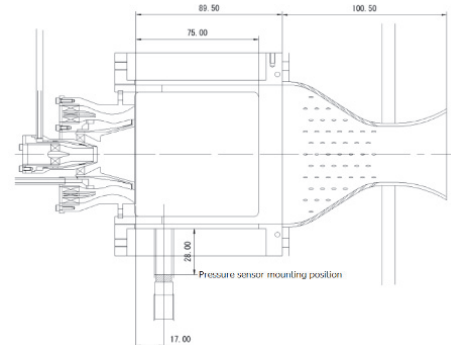


図1 ステーシング型燃焼器^[3]

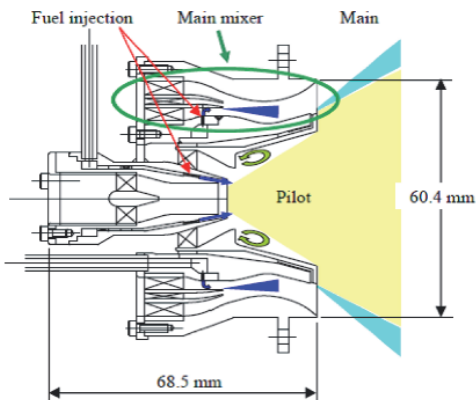


図2 ステージング型燃料ノズル^[2]

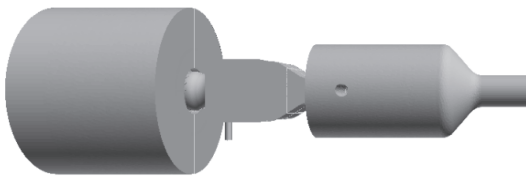


図3 計算格子概略図

3. 数値計算

数値解析には NuFD/ Front Flow Red を用いた。LES の支配方程式を以下に示す。

以下の式において、 $\dot{\omega}$ は化学反応による化学種の生成項（本研究では乱流の影響は考慮していない）であり、 $\dot{\omega}_T$ は化学反応で生成したエンタルピー、 $\dot{\omega}_\alpha$ は化学反応により生成した化学種 α の質量分率となっている。S は燃料粒子の蒸発による気相の生成項であり、 S_m は蒸発した燃料粒子の質量、 S_{ub} 、 S_h はそれぞれ液相から気相に伝わる運動量およびエンタルピー、 S_{V_α} は蒸発した燃料粒子の質量分率となっている。

燃料粒子の挙動を考慮するにあたって必要となる粒子の運動方程式は参考資料^[4]を用いた。

$$\frac{\partial \bar{p}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{p} \bar{u}_j}{\partial x_j} = S_m \tag{1}$$

$$\frac{\partial \bar{p} \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{p} \bar{u}_j \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} - \frac{\partial \bar{\sigma}_{ij}}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{\tau}_{ij}}{\partial x_j} + S_{ui} \tag{2}$$

$$\frac{\partial \bar{p} \bar{h}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{p} \bar{u}_j \bar{h}}{\partial x_j} = \frac{\partial \bar{p}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\bar{p} \bar{D} C_p \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} \right) + \frac{\partial q_{kj}}{\partial x_j} + \dot{\omega}_T + S_h \tag{3}$$

$$\frac{\partial \bar{p} \bar{Y}_\alpha}{\partial t} + \frac{\partial \bar{p} \bar{u}_j \bar{Y}_\alpha}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\bar{p} \bar{D} C_p \frac{\partial \bar{Y}_\alpha}{\partial x_j} \right) + \dot{\omega}_\alpha + S_{V_\alpha} \tag{4}$$

$$\bar{p} = \bar{p} R^0 \bar{T} \sum_{\alpha=1}^N \frac{Y_\alpha}{M_\alpha} \tag{5}$$

$$\begin{aligned} \bar{\tau}_{ij} &\approx 2\bar{\mu} \left(\bar{S}_{ij} - \frac{1}{3} \bar{S}_{kk} \delta_{ij} \right), \\ \bar{\sigma}_{ij} &= \bar{p} (\bar{u}_i \bar{u}_j - \bar{u}_i \bar{u}_j) = -2\mu_t \bar{S}_{ij}, \\ \bar{S}_{ij} &= \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right), \\ \mu_t &= \rho (C_s \Delta)^2 \left(2\bar{S}_{ij}^2 \right)^{0.5}, \quad C_s = 0.1, \end{aligned} \tag{6}$$

$$q_{kj} = \sum_{\alpha=1}^N \bar{h}_\alpha \bar{p} \bar{D} \frac{\partial \bar{Y}_\alpha}{\partial x_j}, \quad D = \frac{\mu}{Pr} + \frac{\mu_t}{Pr_t}$$

$$Pr = 0.4, \quad Sh = 0.4, \quad Pr_t = 0.7, \quad Sh_t = 0.7$$

乱流モデルとして、標準 Smagorinsky モデルの LES を採用した。使用した定数等を式 (6) に示す。粘性係数の算出にあたってはサザーランド則を用いた。

次に、燃料粒子については、一次微粒化および二次微粒化は考慮せず、実機と同形式のノズルに対する実験データ^[5]を元に、燃料噴射直後の初期粒径を定義した。実機における粒径の基準を 30 μ m とし、それよりも大きい場合の 40 μ m、小さい場合の 20 μ m と、三種類の粒径について数値計算を行い、その結果について比較考察を行った。粒子追跡においてはパーセル近似を用いた^[6]。燃料であるクロシンのモデルには C12H23 のサロゲートモデルを用いた^[7]。また、燃焼反応をモデル化するにあたり使用した 10 段階化学反応モデル^[8]を表 2 に示す。

また、解析において設定した物理条件を表 3 に示す。参考資料^[2]を元に、パイロット燃料比を 16.4 とし、MT085%の推力条件を用いて数値計算を行った。空気の質量流量については、燃焼器入口から 0.8802kg/s、後部縮流ライナーから 0.5438kg/s を流入させている。燃料の質量流量については、パイロットノズルから 4.95g/s、同心円状に等間隔に 12 個配置されたメインノズル 1 つあたりから、2.11g/s を流入させている。

表 2 化学反応モデル

	Reaction	A (mole-cm ⁻³ -sec ⁻¹ -K)	n	E (cal/mole)
1	4C12H23+47O2⇒48CO+46H2O	1.46E+13	0.00	3.40E+04
2	H2+O2⇌H2O+O	3.98E+11	1.00	4.80E+04
3	H2+O⇌H+OH	3.00E+14	0.00	6.00E+03
4	H+O2⇌O+OH	4.00E+14	0.00	1.80E+04
5	CO+OH⇌CO2+H	1.51E+07	1.28	-7.58E+02
6	H2O+O2⇌2O+H2O	3.17E+12	2.00	1.12E+05
7	CO+H2O⇌CO2+H2	5.50E+04	1.28	-1.00E+03
8	N2+O⇌N+NO	1.00E+14	0.00	7.50E+04
9	N+O2⇌NO+O	6.30E+09	1.10	6.28E+03
10	N+OH⇌NO+H	3.80E+13	0.00	0.00E+00

表 3 MT085%推力条件^[2]

初期圧力 kPa	初期温度 K	質量流量 (Air) kg/s	質量流量 (Fuel) g/s	当量比
2266	756	1.424	30.27	0.313

4. 結果および考察

数値計算から得た、各粒径条件における燃料粒子の追跡結果や排出係数を用いた排出物特性の評価、流れ場における温度・速度分布を踏まえ、燃料初期粒径が CO・NO 生成過程に与える影響について考察を行った。

4.1 燃料粒子の追跡結果

図 4 に各粒径条件における燃料粒子の追跡結果、表 4 に燃料粒子の到達距離・蒸発時間を示す。粒径の増大に伴い、燃料粒子の到達距離・蒸発時間が増加する傾向がみられた。

図4においてメインノズルから噴射された燃料粒子に着目すると、20 μm 条件ではメイン流路内で燃料粒子の蒸発が完了していることに対し、30 μm ・40 μm 条件では燃焼室内に到達する燃料粒子が存在することがわかる。一方、パイロットノズルから噴射された燃料粒子に着目すると、各粒径条件で到達距離・蒸発時間の違いはほとんどみられなかった。

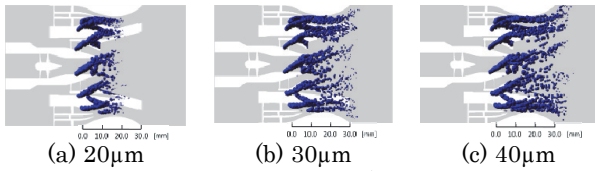


図4 燃料粒子の追跡結果

表4 燃料粒子到達距離と蒸発時間

初期粒径[μm]	20	30	40
到達距離[mm]	18.0	29.9	33.9
蒸発時間[$\times 10^{-6}\text{s}$]	51	64	68

4.2 排出物特性

排出係数の指標を用いて各粒径条件における排出物特性の評価を行った。排出係数とは、燃料 1kg あたりに排出される化学種の質量 (単位: g) で定義される値である。以後、CO および NO の排出係数を、EICO, EINO とそれぞれ記載する。表5に、燃焼器出口での EICO および EINO の値を示す。表5から、EICO・EINO は共に 40 μm 条件において、最も大きい値となることがわかった。

表5 燃焼器出口における排出係数

初期粒径[μm]	20	30	40
EICO	0.471	0.481	0.597
EINO	0.641	0.807	1.210

また、各粒径条件における CO 質量分率分布を図5、NO 質量分率分布を図6にそれぞれ示す。

CO については、図5より、各ノズル直後に高濃度の分布がみられた。本研究で用いた化学反応モデル (表2) より、CO の生成は燃料と酸素の反応である素反応1による急激な CO 生成の後に、中間生成物に関わる素反応5,そして素反応7による CO 低減反応が進むことがわかっていく。

NO については、図6より、4.3項で後述するパイロットノズル直後の火炎高温部を始端に、燃焼室下流にかけての分布がみられ、粒径の増大に伴い NO の分布が下流に広がっていく傾向がみられた。

4.3 温度・速度分布

アレニウス型反応モデルを用いた化学反応を考察する際に必要となる、流速分布と温度分布について比較を行った。計算結果から得た、温度分布を図7、速度分布を図8にそれぞれ示す。

温度分布については、図7より、いずれの粒径条件においてもパイロットノズル下流の領域に火炎の高温部がみられるが、メインノズル下流の領域の温度分布については各粒径条件で異なり、特に 40 μm 条件で高温領域の広がりがみられた。

速度分布については、図8より、燃焼室内で保炎の役割を果たす既燃ガスの逆流領域である再循環領域が捉えられ

ており、その形状が粒径条件によって変化する様子がみられた。

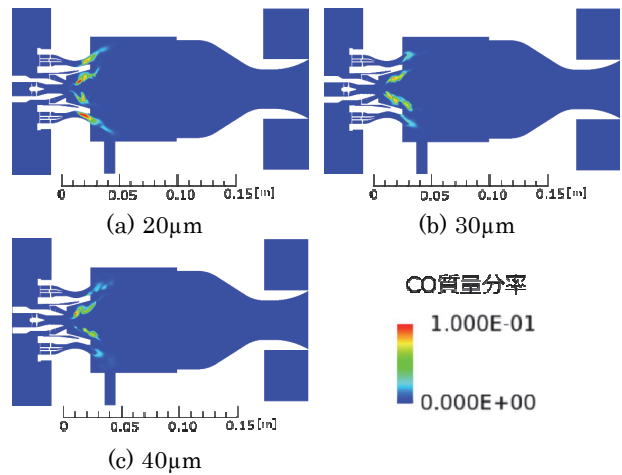


図5 CO 質量分率分布

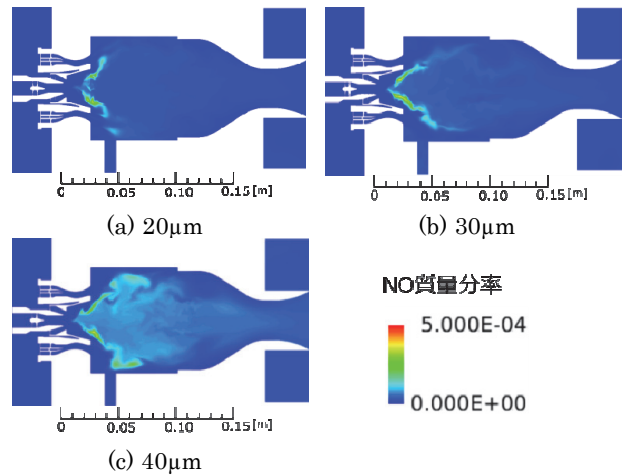


図6 NO 質量分率分布

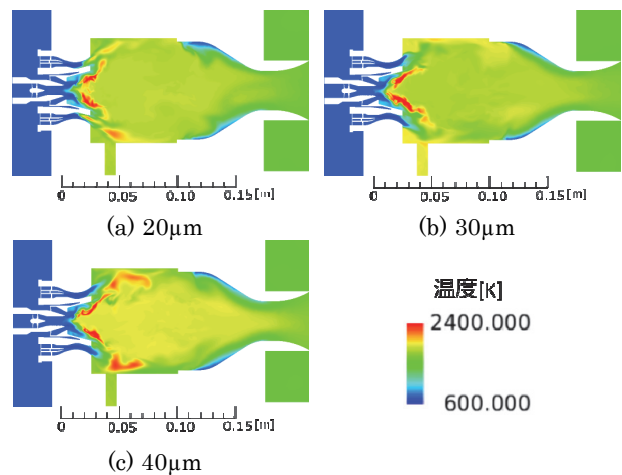


図7 温度分布

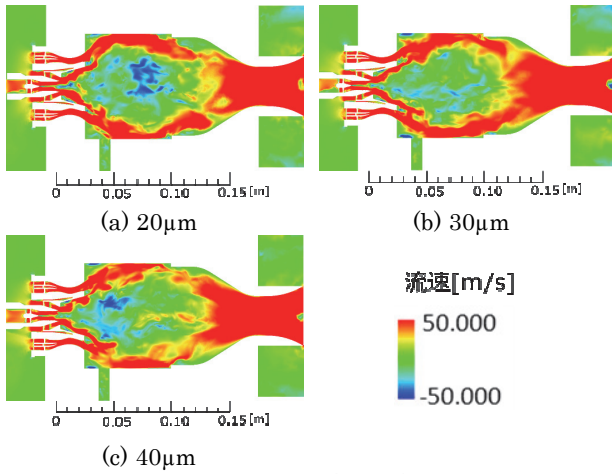


図 8 速度分布

また、燃焼室内の温度・速度分布の特性を評価するにあたり、燃焼器の流れ方向の各断面について、中央側（パイロット領域）と壁面側（メイン領域）に分割して温度・速度の平均をとり、分布の評価を行った。燃焼器のパイロットカップの径を基準に、ステージング型燃料ノズルの中心を0点として半径0.019 mの円筒に含まれる領域をパイロット領域、そこに含まれない外側の領域をメイン領域と定義した。パイロット領域・メイン領域に分割して算出した温度分布（断面平均）を図9、速度分布（断面平均）を図10にそれぞれ示す。ここで、本研究で対象とした燃焼器では、メイン流路・パイロットカップは $x=0.00-0.025$ mに位置しており、それよりも下流の領域が燃焼室にあたる。また、 $x=0.04-0.05$ mでは燃焼室壁面に点火装置を模した領域が付与されている。

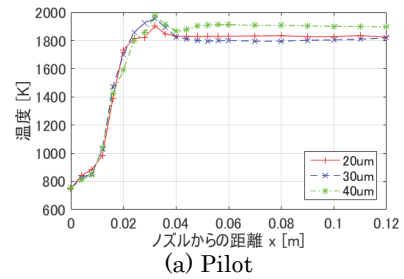
温度分布については、図9より、パイロット領域（図9(a)）では各粒径条件での違いはほとんどみられないものの、再循環領域が広がる $x=0.04-0.10$ mでは $40\mu\text{m}$ 条件でわずかに温度の上昇がみられた。メイン領域（図9(b)）では、 $20\mu\text{m}$ 条件のみメイン流路内（ $x=0.00-0.02$ m）で急激な温度の上昇がみられ、燃焼室内では $x=0.05$ mから下流の領域では各粒径条件で平均温度はほぼ等しくなっていることがわかる。

速度分布については、図10より、パイロット領域（図10(a)）では $x=0.04$ m付近から再循環領域による逆流の影響がみられ、燃料初期粒径の増大に伴い、燃焼室内の再循環領域の形状が大きく変化する様子が確認できた。メイン領域（図10(b)）では、 $20\mu\text{m}$ 条件のみメイン流路内（ $x=0.01-0.02$ m）で急激な流速の上昇がみられた。

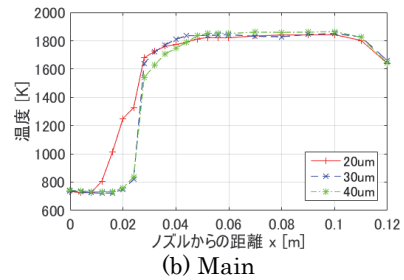
4.4 NO生成過程

本研究で用いた化学反応モデル（表2）より、NOの生成は拡大ゼルドビッチ機構として知られる素反応8、素反応9、素反応10によって構成される。特に、NO生成の大部分を占める素反応8 ($\text{N}_2+\text{O}\rightarrow\text{NO}+\text{N}$) によるNO生成速度に着目し、パイロット領域・メイン領域に対する断面平均値を算出し、評価を行った（図11）。

図11から、パイロット領域（図11(a)）では各粒径条件でNOの生成速度はほぼ変わらないことに対し、メイン領域（図11(b)）では $40\mu\text{m}$ 条件において、燃焼室 $x=0.04$ m付近におけるNO生成速度が顕著に大きくなっていることがわかる。

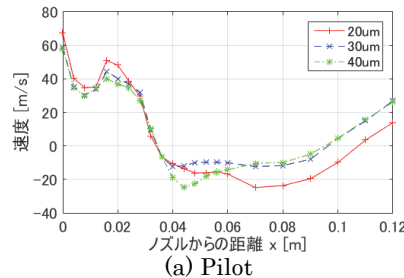


(a) Pilot

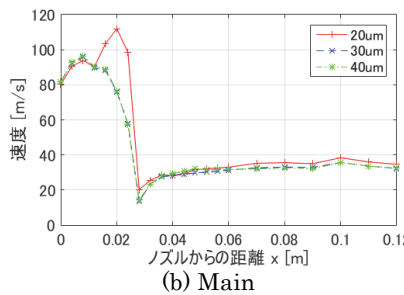


(b) Main

図 9 温度分布（断面平均）

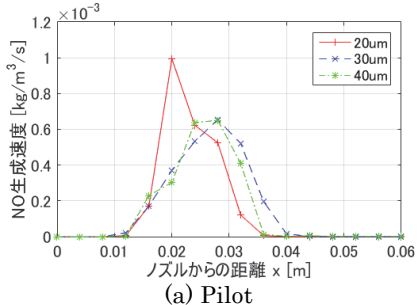


(a) Pilot

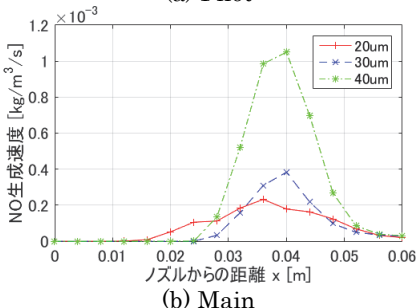


(b) Main

図 10 速度分布（断面平均）



(a) Pilot



(b) Main

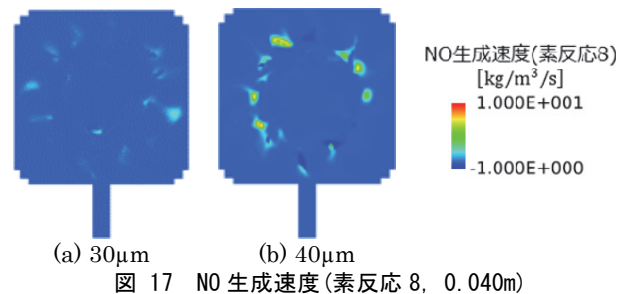
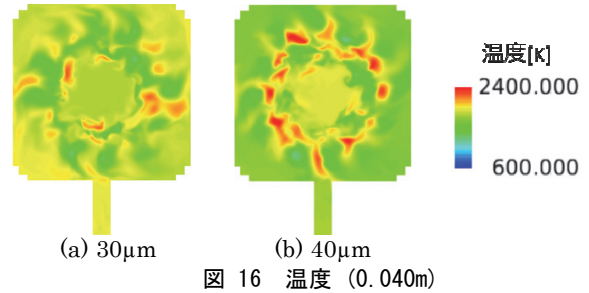
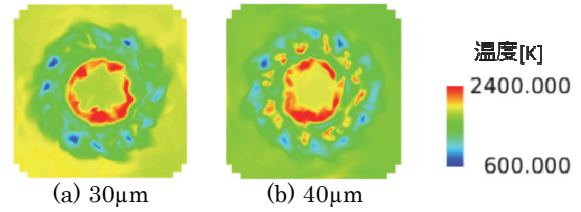
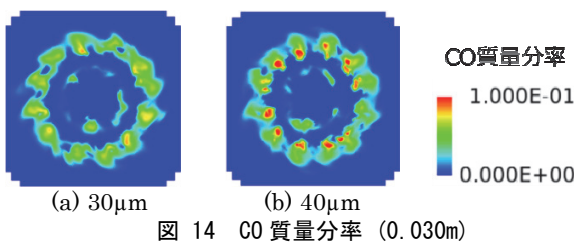
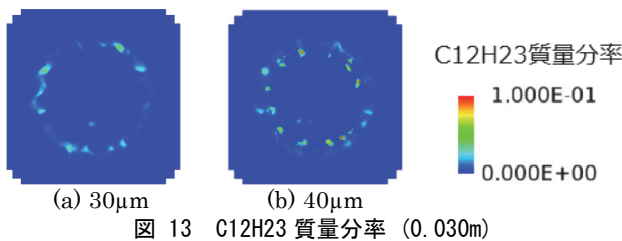
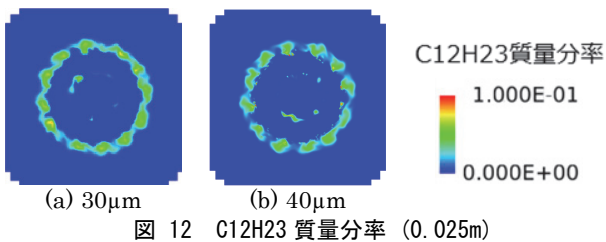
図 11 NO生成速度分布(素反応 8, 断面平均)

ここで、素反応 8 による NO 生成過程を調査する上で、4.1 項において各粒径条件に対して大きく違いがみられた燃料粒子の蒸発過程に着目する。小粒径条件を 30 μm 条件、大粒径条件を 40 μm 条件に代表させ、メイン流路の終端である $x=0.025\text{ m}$ 、燃焼室の始端にあたる $x=0.030\text{ m}$ に着目し、C12H23 質量分率の比較を行った。図 12 に $x=0.025\text{ m}$ における C12H23 質量分率、図 13 に $x=0.030\text{ m}$ における C12H23 質量分率をそれぞれ示す。

図 12 から、メイン流路の終端では 30 μm 条件は 40 μm 条件よりもそれまでの燃料粒子の蒸発量が多い分、全体としてメイン領域における C12H23 質量分率が高い値となっており、空気との混合も促進されていることがわかる。一方、図 13 より、燃焼室の始端においては 40 μm 条件は 30 μm 条件よりも局所的に C12H23 質量分率が高くなる傾向がみられる。このことから、燃料粒子がメイン流路内で蒸発した場合よりも、燃焼室内で蒸発した場合の方が空気と燃料との混合が弱くなることがわかった。また、図 14 に $x=0.030\text{ m}$ における CO 質量分率を示す。4.3 項で前述したように、燃料と空気の反応である素反応 1 に遅れて素反応 5 による CO 生成が起こることを考慮すると、小粒径条件よりも燃焼室内における燃料粒子蒸発の影響が大きい 40 μm 条件では、燃料粒子の蒸発に続いて生成する初期の CO においてもメイン領域に局所的な高濃度部が存在することがわかった。

燃料粒子の蒸発を受けて進行する燃焼反応に対し、各粒径条件における温度分布の比較を行う。図 15 に $x=0.030\text{ m}$ における温度、図 16 に $x=0.040\text{ m}$ における温度をそれぞれ示す。C12H23 の質量分率と同様に、メイン流路終端（図 15）・燃焼室始端（図 16）の双方において、40 μm 条件では 30 μm 条件よりもメイン領域に局所的な高温部が存在する。

また、図 17 に $x=0.040\text{ m}$ における NO 生成速度（素反応 8, $\text{N}_2+\text{O}\rightarrow\text{NO}+\text{N}$ ）を示す。40 μm 条件ではメイン領域における局所高温部によって、NO 生成が促進されている様子が確認できた（図 17(b)）。



5. 結論

低 NO_x ステージング型燃焼器を対象に、MTO85% 推力条件下で、三種類の燃料粒径を用いた場合の NO および CO の排出特性の比較を行った。その結果、以下の知見を得た。

- ・各粒径条件において、CO は各ノズル直後、NO はパイロットノズル直後の火炎高温部を始端として燃焼室下流にかけて分布がみられた。
- ・EICO, EINO は共に 40 μm 条件において、最も値が大きい結果となった。
- ・40 μm 条件では他の粒径条件に比べ、燃焼室のメイン領域において素反応 8 ($\text{N}_2+\text{O}\rightarrow\text{NO}+\text{N}$) による NO 生成が顕著となることがわかった。
- ・30 μm 条件ではメイン流路内で燃料粒子の大半が蒸発し、空気と燃料の混合が促進されていることに対し、40 μm 条件では燃焼室内で蒸発する燃料が多く、空気と燃料の混合も弱くなる。この結果、40 μm 条件では燃焼室のメイン領域に局所的な燃料高濃度部・高発熱部が生じ、NO 生成を促進していることがわかった。
- ・燃料初期粒径の増大に伴い、燃焼室内の再循環領域の形状が大きく変化する様子が確認できた。これらが NO・CO 生成にどのような影響を及ぼしているかについては、化学種濃度分布と流跡線の比較などから、今後検討を行う。
- ・本研究では、燃料と酸素の反応である素反応 1 をはじめ、急激に進行する素反応に対し、化学反応速度算出の際に Stiffness 緩和を目的としたリミッタを用いている。これらの仮定が、本研究で論じた素反応 1・素反応 8 に対する定性的な考察に与える影響は少ないと考えているが、これらの仮定が計算結果の細部に与える影響についても、今後検討を行う。

6. 謝辞

熱流体解析ソフトウェア NuFD/Front Flow Red の使用の使用にあたり、多大なるご指導・ご助言を賜りました、数値フローデザイン株式会社の張会来氏、齋藤欣也氏に心より感謝申し上げます。

参考文献

- 1) 山本, "航空機用ジェットエンジンの排気—国際排出基準と燃焼器技術の動向,"日本マリンエンジニアリング学会誌, 第 47 巻, 第 6 号(2012), pp.58-63
- 2) T. Yamamoto, "Effects of Air Jets through Combustor Liner Holes on Emissions of Lean Staged Combustor," Proc. ASME Turbo Expo, Turbine Technical Conference and Exposition, June 2014.
- 3) 立花, 金井ら, "燃焼振動発生時の低 NOx ステージング燃焼器内における非定常火炎構造," 第 41 回日本ガスタービン学会定期講演会 (那覇) 講演論文集, 2013 年 10 月
- 4) M.Nakamura and F.Akamatsu, "Combustion mechanism of liquid fuel spray in a gaseous flame," Physics of Fluids, December 2005.
- 5) 鈴木, 須田ら, "液膜式気流噴射弁の設計パラメータ・作動条件が噴霧特性に与える影響-気流・液膜の旋回及び噴射弁出口形状の影響-", "宇宙航空研究開発機構研究開発資料 (ISSN 1349-1121) , 2009 年 2 月
- 6) T.Kitano and J.Nishino, "Effects of ambient pressure, gas temprature and combustion reaction on droplet evaporation," The Combustion Institute, October 2013.
- 7) B.Franzelli and E.Riber, "A two-step chemical schemeforkerosene-airpremixedflames," Combustion and Flame, October 2010.
- 8) Anthony C. Iannetti and Jeffery P. Moder, "Comparing Spray Characteristics from Reynolds Averaged Navier-Stokes (RANS) National Combustion Code (NCC) Calculations Against Experimental Data for a Turbulent Reacting Flow," AIAA, Glenn Research Center, Cleveland, Ohio, July 2010.

膨張領域を持つ waverider の数値解析および簡易空力評価法との比較

森田直人, 土屋武司
東京大学

Comparisons between CFD and panel methods for a waverider with expansion area

by
Naoto Morita and Takeshi Tsuchiya

ABSTRACT

For the realization of the space plane, the high accuracy of aerodynamic estimation and system analyses are needed. In our past studies, we have obtained an optimal configuration of waverider-winged spaceplanes by using simultaneous trajectory and design optimization. As a further research of the result, we conducted CFD analyses on the obtained spaceplane. Our studies compared results of FaSTAR, which is developed by Japan Aerospace Exploration Agency, and panel methods. We used PANAIR which is panel method with high accuracy and HYPER which is solver of modified newtonian as the panel methods. When we compared between the results of the CFD and the panel methods, the CL and CD values are similar to the both results. However in almost all of the mach numbers, the panel methods estimated smaller Cm values than the CFD code. This is because panel method cannot consider interference of shock wave between body and wing. In addition, the effectiveness of V-tail was estimated in smaller value than CFD's results. Then, we should pay attention to the interference between wing and body when we consider problems using panel methods or establish more reliably combinations of panel methods and CFDs to do more accurate aerodynamic analyses about the space planes' optimization.

1. はじめに

有翼の再使用宇宙往還機、すなわちスペースプレーンの実現に向けて、機体に働く空気力の高精度な推算が不可欠である。これはスペースプレーンが大気を最大限利用して飛行するため、空気力の見積り誤差がスペースプレーンの飛行軌道さらにはエンジン性能にまで影響を与えてしまうためである。

他方、効率的なスペースプレーンシステムを設計するためには、様々な学問分野を統合した複合領域最適化の適応が望まれる。ところが最適化を行う場合には、様々な機体形状・飛行条件から空力解析を行うという理由において、高コストな CFD による数値流体計算の適用は難しい。そこで、ポテンシャルフローソルバや、修正ニュートン流のソルバを用いて簡易的に空気力を推算することが多い。これら簡易空力評価法は、計算コストこそ CFD に対して小さいものの、その大胆な近似から、推算に対して多分な不確かさを含んでいることが考えられる。



図1 得られた TSTO システム

著者らは、RBCC エンジン(Rocket Based Combined Cycle Engine)[1]の使用を想定した有翼二段式宇宙輸送機の最適化を行い、離陸重量 443ton の TSTO(Two-Stage-To-Orbit)システムを得た。図 1 に得られた TSTO システムの概略を示す。この最適化には、計算コストの観点から、簡易空力評価法

を用いて、揚力係数 CL、抗力係数 CD、縦揺れモーメント係数 Cm を推算している。この TSTO システムのブースターには、任意形状の衝撃波を前縁に付着させ、高揚抗比を得ることができる *osculating cone waverider* の設計方法が翼下面に応用され、さらに翼後縁下面部分にはトリムを取るための膨張領域が付与されている。このように、設計したブースターは、一般的な航空機に比べて非常に複雑な空力設計を行っており、簡易空力評価法で妥当な推算を行うことができているかどうか疑問があった。

そこで、本論文では、宇宙航空研究開発機構(JAXA)が開発中の高速流体ソルバ「FaSTAR」[2]と、簡易空力評価法の空力係数、圧力係数分布の比較を行った。本論文において、簡易空力評価法とは米国 Boeing 社が開発した非粘性圧縮性ポテンシャルフローソルバ PANAIR[3]と McDonnell Douglas 社が開発した修正ニュートン流ソルバ HYPER[4]を指しており、マッハ 1 以下の解析には PANAIR を、それ以上のマッハ数については HYPER を用いて計算している。

2. 解析対象機体

図 2 に示すように、解析対象の機体は *lifting body* と *waverider* を融合させた、複雑な機体形状を持っている。特に翼下面の設計に用いた *osculating cone waverider*[5]は、円筒形状衝撃波の内部流れを得たい衝撃波形状に応じて組み合わせ、形状の自由度を確保しつつも、*waverider* の特性である大きな揚抗比を実現した機体設計法である。著者らが行った最適化計算では、*osculating cone waverider* の設計時における入力である、設計マッハ数、衝撃波形状と前縁形状のほか、*lifting body* の形状や V テールの大きさ等を変数として、機体上部に背負った 45ton のオービターをマッハ 12 まで加速することのできるブースターを設計した。得られたブースターの設計マッハ数は 3.70 であり、全遊動式の V テールが稼働することで、縦方向のトリムを取っている。

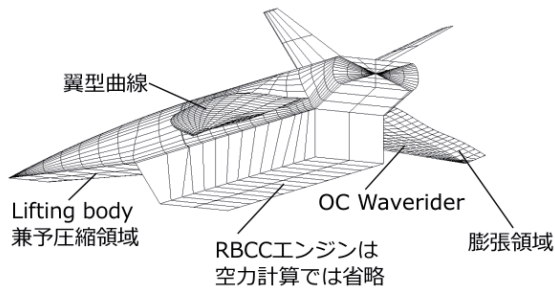


図2 解析対象機体の特徴

また、トリムを取る際の V テール負荷を緩和するため、waverider である翼下面圧縮面の後ろに、等圧力となるように膨張させた膨張領域がある。この膨張領域の設計における圧力の推算是 Prandtl-Mayer 流によって行われている。静安定はそのほとんどをエンジンと外部ノズルの迎角に対するモーメント変化に依存しており、亜音速、もしくは能動的な制御を入れなければエンジンをカットしての飛行はできない。

3. 解析方法

本論文では、CFD による数値流体計算である、FaSTAR による解析を主として、簡易空力評価法と比較を行う。

3.1. FaSTAR による解析

本研究では数値流体ソルバは宇宙航空研究開発機構で開発中の高速流体ソルバ FaSTAR を用いた。また、計算格子の作成にはこちらも宇宙航空研究開発機構で開発中である自動格子生成ツール HexaGrid を使用した。作成した格子を図3,図4に示す。

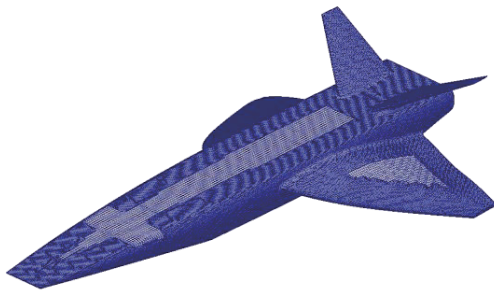


図3 Vテール舵角 0deg の機体表面格子

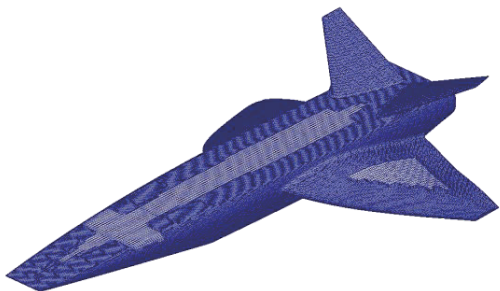


図4 Vテール舵角-8deg の機体表面格子

また、本研究が対象としているスペースプレーンシステムは、一定のマッハ数、迎角で飛行することのない加速機であるため、様々なマッハ数、迎角に対して数値計算を行った。そのため、流束評価には全速度スキームである AUSM±UP を使い、スキームの違いによる差異が生じないように、亜音速から超音速まで同一のスキームで計算できるように配慮した。解析条件は表1に示すとおりである。

表1 計算解析条件

支配方程式	3次元 NS 方程式
流束評価	AUSM±UP
空間精度	MUSCL 法による空間 2 次精度
時間積分	LU-SGS 法 (定常計算)

主流について、マッハ 2 以上の解析については動圧 60kPa、静温 216K にて解析を行った。マッハ 2 未満においては、地上大気条件である静圧 101kPa、静温 300K に設定した。解析したマッハ数(Mach)と迎角(AoA)、V テール舵角(de) (機首下げを正)については、表2に示した組み合わせとする。

表2 解析主流条件

(Mach)	(AoA) deg	(de) deg
3.7029	0	0
3.7029	5	0
0.3	0	0
0.3	5	0
0.9	0	0
0.9	5	0
2	0	0
2	5	0
4	0	0
4	5	0
6	0	0
6	5	0
0.3	0	-8
6	0	-8

3.2. 簡易空力評価法による解析

PANAIR は非粘性圧縮性ポテンシャルフローソルバであり、参考文献[6]にあるように航空機の概念設計に広く用いられている。PANAIR は与えられたパネルとウェイクに対して次に示す Prandtl-Grauert 方程式を解く。

$$(1 - M_\infty^2) \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0 \quad (1)$$

ここで M はマッハ数、 ϕ は擾乱ポテンシャルを表す。PANAIR の解析における境界条件設定は解析結果に大きな影響を与えるが、今回は以下のように設定した。

機体表面：

Indirect condition on an impermeable thick surface

機体ベース面：

Base surface condition

ウェイク：

Vorticity matching Kutta condition used for sharp trailing edges

局所マッハ数が 4 までの流れであれば PANAIR を用いて解くことができるが、計算時間の都合上、PANAIR による解析はマッハ 1 以下の解析にとどめ、それ以上は HYPER を用いて解いている。

HYPER は 1970 年代に McDonnell Douglas 社が開発した極超音速向けの修正を用いた空力係数推算プログラムである。このプログラムは空力ニュートニアン法により、パネル間の干渉を無視して、パネルの傾きによって圧力係数求めるもので、連立方程式を解くための逆行列演算が存在しないことから、非常に高速に空力係数を推算することができる。今回は気流の圧縮の推算には Tangent Wedge 法を、膨張の推算には Prandtl-Mayer 方程式を用いて圧力分布を計算した。

Tangent-Wedge 法はパネル角度より衝撃波角 θ を求め、二次元の楔型衝撃波の関係式を用いて圧力係数を推算する。

$$C_p = \frac{4(M_\infty^2 \sin^2 \theta - 1)}{(\gamma + 1)M_\infty^2} \quad (2)$$

ここに比熱比を γ とする。

膨張側の圧力推算に用いる Prandtl-Mayer 流は、以下の Prandtl-Mayer 関数に関する非線形方程式を解き、局所マッハ数を決定する。 δ は流れの転向角を表す。

$$v(M) = \sqrt{\frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \tan^{-1} \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} (M^2 - 1) - \tan^{-1} \sqrt{M^2 - 1}} \quad (3)$$

$$v(M_\infty) = v(M_\infty) + \delta \quad (4)$$

局所マッハ数から圧力係数への変換は等エントロピー流れの関係式により行う。

以上が簡易解析法の概略であるが、機体ベース面の圧力計算はこれらの方法では誤差が大きいため、経験的な推算法[7]により別途計算する。

$$C_p = \begin{cases} 0.139 - 0.419(M_\infty - 0.161)^2 & M_\infty \leq 1 \\ -M_\infty^2 + 0.57M_\infty^4 & M_\infty > 1 \end{cases} \quad (5)$$

4. 結果

4.1. 設計点における流れ場

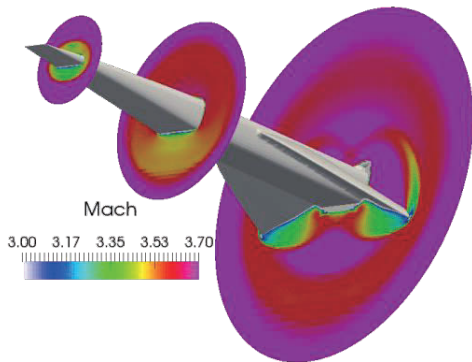


図5 設計点のマッハ数分布

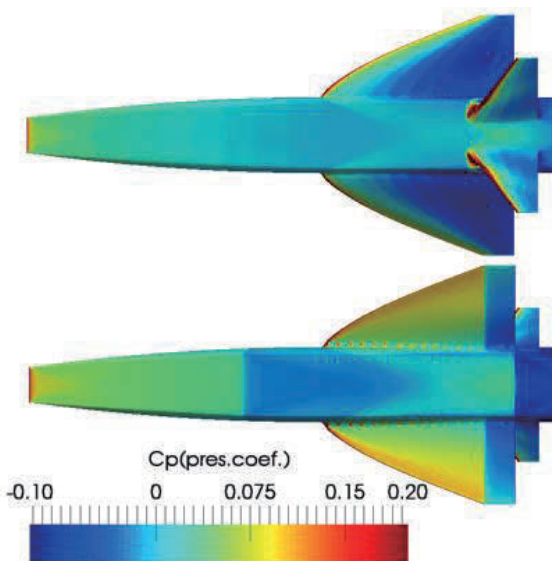


図6 設計点の圧力係数分布

図5により、設計した形状の衝撃波が翼下面に発生していることを確認した。機首から予圧縮部の胴体横にかけて円錐衝撃波が発生しているが、この衝撃波が翼に与える影響

は軽微である。また、翼端部分には圧力の漏れが発生しているが、これは先鋭部分の入熱を緩和するための丸みの影響によるものと考えられる。

図6に設計点における圧力係数分布を示している。これを見ると、膨張部分でほぼ等圧力になるまで膨張させることができている。等圧力となるよう設計されているため、二次的な流れは大きく発生していないが、翼端部分においては、二次的な流れが見られ、若干圧力が高くなっている。また、翼後縁付近の胴体下面において圧力が高くなっているのは、翼下面の高圧帯と胴体底面の低圧帯が接していることによるものと考えられ、このような二次流れについては、簡易空力評価法での取り扱いが難しいと考えられる。

4.2. 亜音速、極超音速の代表点における流れ場

まず、離陸状態を想定し、マッハ 0.3、迎角 5° の CFD 解析による圧力分布を図7に示す。

超音速における圧力分布とは大きく異なり、翼下面前部での高圧領域と、翼上面前縁部での低圧領域によって発生する揚力によって機体を支えていることがわかる。流れには大きな剥離は見られず、後述するように揚力係数もある程度の大きさがあることから、スペースプレーンの懸案である離陸性能については一定水準を確保していると思われる。

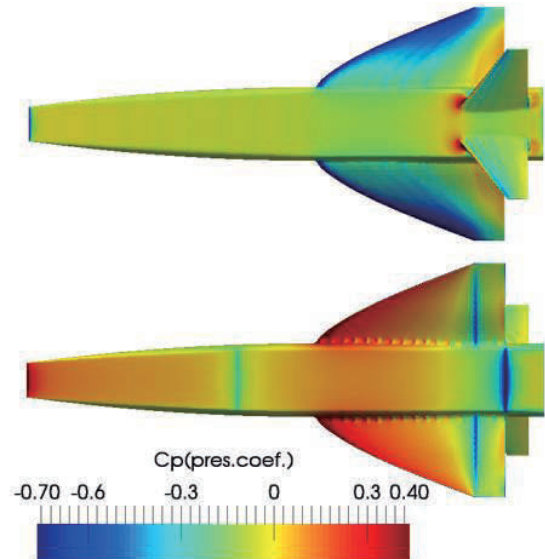


図7 マッハ 0.3 迎角 5deg の圧力係数分布

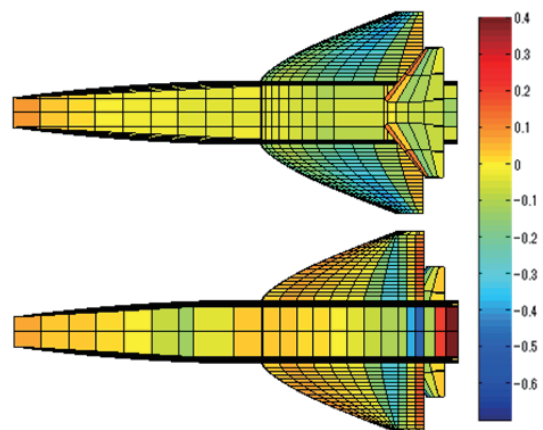


図8 PANAIRによるマッハ 0.3 迎角 5deg の圧力係数分布

また、図 8 に図 7 と同じ主流条件を設定して PANAIR で解析した場合の圧力係数分布を示す。圧力分布を示すカラーバーは同様なものを用い、値の範囲も同一に設定してある。FaSTAR による結果と PANAIR による結果を比較すると、圧力分布の定性的な傾向は同様だが、FaSTAR の方が圧力分布の強弱がはっきりしている。また PANAIR 解析ではベース面付近での胴体下面の圧力分布が非常に高い値となっており、非粘性であるが故の振動が発生しているものと考えられる。

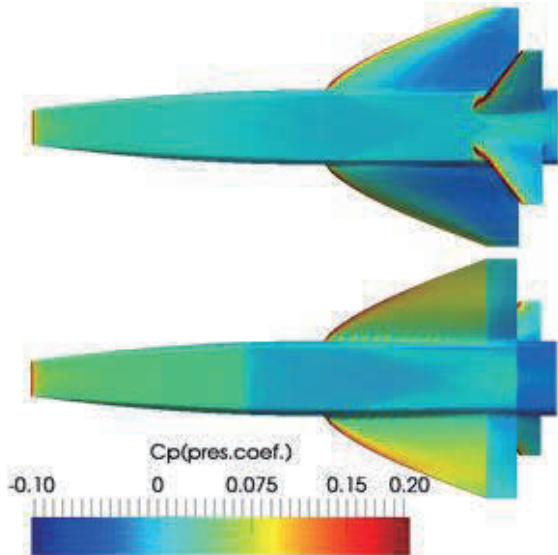


図 9 マッハ 6 迎角 0deg の圧力係数分布

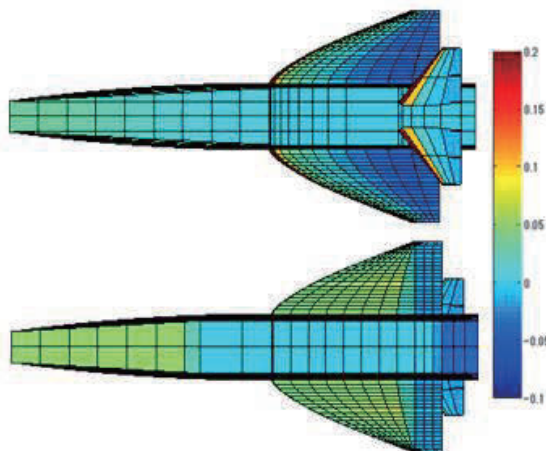


図 10 HYPAR によるマッハ 6 迎角 0deg の圧力係数分布

続いて、極超音速域における代表点として、マッハ 6、迎角 0deg における FaSTAR および HYPAR の解析結果を図 9、図 10 に示す。これら二つの圧力係数分布には目立った差異は見られないが、大きく異なるのは胴体下面後部であろう。この領域における HYPAR の圧力係数分布は胴体下面前部と変わらないのに対し、FaSTAR による結果では、翼根前縁より発生した衝撃波が内側に入り込み、高圧帯を形成している。これによって後述の縦揺れモーメント係数の差異が生まれているものと考えられる。

4.3. 空力係数の比較

図 11 から図 14 に FaSTAR 解析と簡易空力評価法による空力係数(抗力係数 CD 揚力係数 CL 機首を基準点とし

た縦揺れモーメント係数 Cm_{le} 揚抗比 L/D を示す。また、表 3 に解析点とその値を示す。

亜音速における PANAIR による揚力係数は FaSTAR 解析に比べて高く、かつ抗力係数は小さい。抗力係数については非粘性であるため、PANAIR 解析の結果が FaSTAR 解析の結果より小さくなるのは妥当である。より正確な抗力見積もりを行う際には、粘性効果による修正が必要となる。揚力係数について、HYPER における低マッハ数の解析(マッハ 2 付近)の FaSTAR とのずれが大きく、マッハ数が上がるにつれて両者は接近している。マッハ 2 付近においては PANAIR における解析も難しい範囲であり、簡易空力評価法における精度改善はマッハ 2 付近の取り扱いが重要になるものと考えられる。

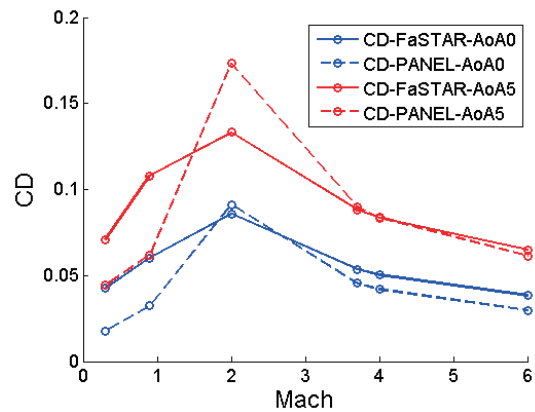


図 11 マッハ数-抗力係数

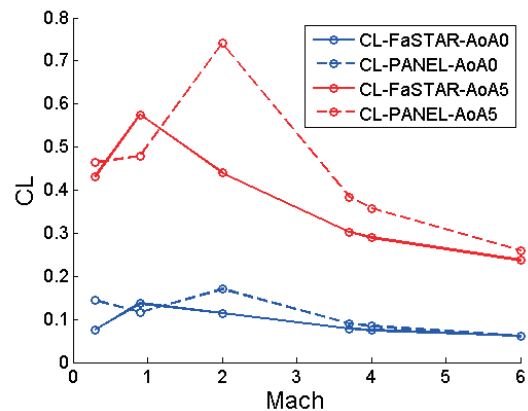


図 12 マッハ数-揚力係数

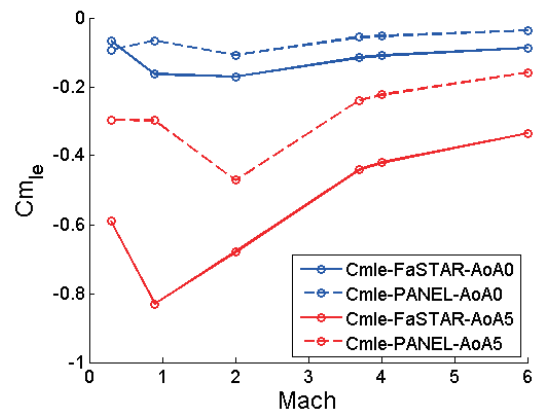


図 13 マッハ数-機首基準モーメント係数

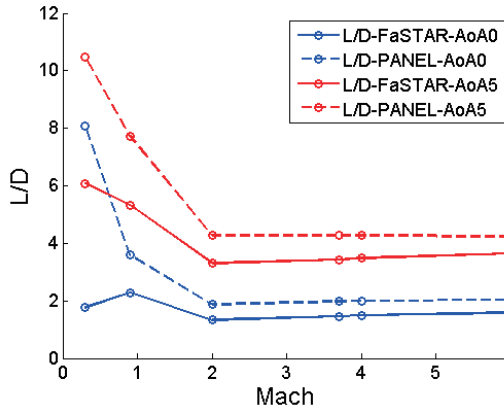


図 14 マッハ数-揚抗比

機首を基準とした縦揺れモーメント係数は、全マッハ数にわたって FaSTAR と簡易空力評価法との間に大きなずれがある。FaSTAR による推算結果の方が確かであるとする、簡易空力評価法はモーメント係数についての推算は大きな誤差を含むものとなる。

また、V テールの効きを表す、縦揺れモーメント係数の舵角による偏微分を計算結果より近似的に計算してみると、亜音速においては良い一致が見られた。HYPER による推算であるマッハ 6 においては、オーダーこそ一致するものの、FaSTAR を基準に 68%程の値のずれが見られた。

5. 考察

Lifting body と waverider を組み合わせた形状を持つスペースプレーンブースターは、設計マッハ数においては、設計通りに衝撃波が付着し、その流れ場は設計における想定と大きな差異はなかった。また、数値流体解析である FaSTAR と簡易空力評価法によって推算された圧力係数分布を比較してみると、一部二次的な流れが発生しているものの、基本的な傾向は一致した。したがって、waverider のように流体の特性をとらえた複雑な設計方法を用いて設計

した航空機でも、十分に簡易空力評価法における推算結果は参考になるものと考えられる。

ところが、FaSTAR による解析結果を確かなものとする、簡易空力評価法は一部を除いて揚力係数、抗力係数はある程度の精度で推算できているものの、縦揺れモーメント係数については非常に大きな誤差が生じることがわかった。これは簡易空力評価法において二次流れの評価ができず、胴体と翼の干渉がうまく推算できなかったことに由来すると考えられる。簡易空力評価法を用いて、トリムや静安定の推算を行う際には、機体側にこの不確かさを十分に吸収できるような余裕を持たせるか、もしくは修正式を作成するなどの対応を行うことが望まれる。また、機体設計においてもできる限り設計にて想定しない二次流れを生じさせないような機体設計を行うことが重要となってくると考えられる。

舵効きを考える際には、HYPER、すなわち修正ニュートン流による推算では大きな不確かさが生じる事が伺える。これは修正ニュートン流の圧力分布のパネル角度に対する応答が鈍いことを示しており、舵角を変化させて解析を行う場合には注意を要する。

6. 結論

Lifting body と waverider、そして膨張領域を組み合わせた TSTO システムのブースターに対して FaSTAR による CFD 計算と PANAIR, HYPER を用いた簡易空力評価法による推算を行った。このような複雑形状の航空機に対しても、簡易空力評価法はある程度の確かさをもって計算が可能なが示されたが、縦揺れモーメント係数については取り扱いに注意が必要であることがわかった。両者を比較した結果、機体システム設計において簡易空力評価法にて推算が可能部分と、CFD を用いなければならない部分が明確になり、複雑な空力設計においても、設計法によるところもあるが、全て CFD を用いて推算する必要はないことが示された。

表 3 解析点とその点における値

解析点 (Mach, AoA, de)	CD		CL		Cmle	
	FaSTAR	PANEL	FaSTAR	PANEL	FaSTAR	PANEL
(3.7,0,0)	0.054	0.045	0.078	0.090	-0.115	-0.056
(3.7,5,0)	0.088	0.090	0.302	0.383	-0.441	-0.239
(0.3,0,0)	0.043	0.018	0.075	0.144	-0.068	-0.094
(0.3,5,0)	0.071	0.044	0.432	0.464	-0.591	-0.297
(0.9,0,0)	0.060	0.032	0.137	0.116	-0.164	-0.067
(0.9,5,0)	0.108	0.062	0.575	0.479	-0.830	-0.298
(2,0,0)	0.086	0.091	0.114	0.170	-0.170	-0.108
(2,5,0)	0.133	0.173	0.440	0.740	-0.680	-0.471
(4,0,0)	0.050	0.042	0.075	0.084	-0.110	-0.052
(4,5,0)	0.083	0.084	0.290	0.358	-0.420	-0.223
(6,0,0)	0.038	0.030	0.061	0.060	-0.088	-0.037
(6,5,0)	0.065	0.061	0.237	0.260	-0.335	-0.158
(0.3,0,-8)	0.063	0.057	-0.044	-0.107	0.165	0.131
(6,0,-8)	0.040	0.032	0.038	0.031	-0.042	-0.010

7. 参考文献

[1] 荻田丈士, 谷香一郎, and 工藤賢司. "宇宙機用ロケット-ラムジェット複合サイクルエンジンの概念検討." 宇宙航空研究開発機構研究開発報告6 (2007): 1-14.

[2] Atsushi Hashimoto, Keiichi Murakami, Takashi Aoyama, Keiichi Ishiko, Manabu Hishida, Masahide Sakashita, and Paulus Lahur, "Toward the Fastest Unstructured CFD Code 'FaSTAR'", AIAA, 2012-1075

[3] Magnus, Alfred E., and Michael A. Epton. "PAN AIR: A computer program for predicting subsonic or supersonic linear potential flows about arbitrary configurations using a higher order panel method. Volume 1: Theory document (version 1.1)." 1981.

[4] Gentry, Arvel E., and Douglas N. Smyth. Hypersonic Arbitrary-Body Aerodynamic Computer Program MARK III Version. Volume 2. Program Formulation and Listings. No. DAC-61552-VOL-2. MCDONNELL DOUGLAS CORP LONG BEACH CA DOUGLAS AIRCRAFT DIV, 1968.

- [5] Sobieczky, H., F. C. Dougherty, and K. Jones. "Hypersonic waverider design from given shock waves." Proceedings of the First International Hypersonic Waverider Symposium. 1990.
- [6] 牧野好和, and 牧本卓也. "超音速機概念設計ツール CAPAS の開発." 第 40 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 (2008): 275-276.
- [7] Bonner E., Clever, W., and Dunn, K.: "Aerodynamic Preliminary Analysis System , Part 1 - Theory", NASA CR-182076, 1991, pp.58.

機体後部上方エンジンマウント幅広胴体の 尾部設計と空力性能評価

後藤駿*1, 金崎雅博*1, 村山光宏*2, 伊藤靖*2, 山本一臣*2
*1 首都大学東京大学院, *2 宇宙航空研究開発機構

Aerodynamic Design and Evaluation for Wide Fuselage Upper Mounted Engine

Shun Goto, Masahiro Kanazaki,
Mitsuhiro Murayama, Yasushi Ito, Kazuomi Yamamoto

Abstract

To develop next generation aircrafts, the remarkable improvement of the economic efficiency such as fuel burn, environmental performance and the comfortability for passengers has been requested. The one of ideas for the next generation aircraft is the one which has a wide fuselage with upper mounted engines. This kind of aircraft has possibility to improve the aerodynamic performance by the optimum inlet flow. In this paper, the aerodynamic performance of the wide fuselage aircraft was investigated with deforming the fuselage geometry and displacing the engine nacelle. The intake/ exhaust flow is also simulated. According to investigation results, the design knowledge which achieved higher lift-to-drag ratio could be found out. In addition, it was also found that the lift was increased by the intake flow. These results suggested that the over-the-fuselage engine concept has possibility to be next generation civil aircraft which could improve the fuel economy and the environmental performance.

1. はじめに

次世代旅客機では、環境適合性能や経済性、客室快適性の抜本的な向上が求められており、翼胴融合機(Blended Wing Body: BWB)^{1, 2)}などの革新的空力形状が提案・研究されている。BWBはもともと大型機向けのコンセプトであるが、中・小型機向けに概念が提案され、研究が進められている機体形状のひとつが、機体後部上方エンジンマウント幅広胴体機である³⁾。胴体断面を横長形状とすることで、従来機では抵抗体となっていた胴体を揚力面としつつ、客席快適性の向上をはかることができる。さらに、胴体上部にエンジンをマウントすることによって、エンジンからの騒音の遮蔽する効果も期待される。さらに、エンジンによる境界層吸い込み(Boundary Layer Ingestion: BLI)⁴⁾により、濡れ面積が増えたことによる摩擦抵抗の増大を抑え、空力性能が向上することも期待される。

こうした機体概念に対して、本研究では、胴体尾部整形とエンジン取り付け位置変更による空力性能を数値流体力学(Computational Fluid Dynamics: CFD)を用いて評価する。評価にあたっては、エンジン吸排気を模擬し吸排気の影響についても考慮する。

2. 形状表現手法

2.1 胴体形状

本研究で数値解析に用いる幅広胴体機概念は、150席級で巡航 Mach 数 0.7 を設計点とする機体を想定する³⁾。機体の三面図と鳥瞰図を図1に示す。胴体は、円を水平方向に2つ並べ、接合部を直線で繋いだ断面を持つダブルバブル構造(図2)とする。従来の航空機で採用されているダブルバブル構造は大小2つの円を上下に重ねた断面構造であり、客室に広い空間を取ることができる。このダブルバブル構造を水平方向に並べた幅広の胴体により胴体での揚力発生が見込め、主翼翼面荷重を減らすことによる軽量化が可能となる。また、幅広の客室空間を確保でき、キャビンレイアウトとして2x4x2席の配置が中・小型機ながら選択可能であり、この場合は通路を2本にすることで運用のターンアラウンドタイムを短縮する効果が期待できる。胴体断面の曲線部分は円形にし、中央部に直線部分を定義し、円形胴体をスパン方向に広げることにより幅広胴体形状を表現する。

胴体断面の曲線で構成される箇所は、式(1)で示す超楕円関数で定義し、機体半径 r を機軸方向に変化させることによって表現する。

$$\frac{x^n}{a^n} + \frac{y^n}{b^n} = 1 \quad (1)$$

本研究では、胴体断面形状の曲線部分は $n=2$ として円形にした。また、胴体尾部整形とエンジン取り付け位置変更による空力性能評価は胴体形状のみで行った。

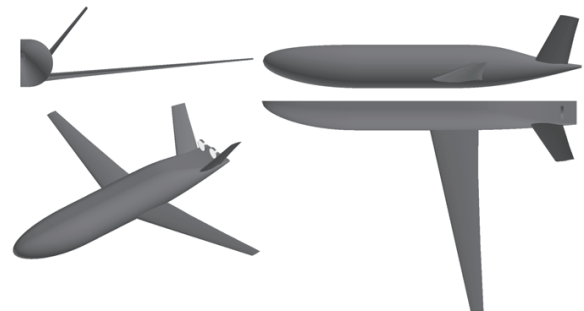


図1 機体三面図・鳥瞰図

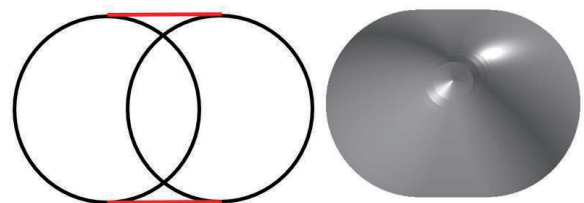


図2 ダブルバブル構造

2.2 スラストディスクによる推力模擬

本研究では、ナセル設計の前段階として、ナセル干渉を除いた吸排気による胴体空力の変化を考察するために、薄型円形平板、スラストディスクにより、ナセル胴体干渉は考慮せず、吸排気効果のみを模擬した。

3. 設計変数

3.1 胴体尾部整形

胴体尾部上面での胴体断面の曲線表現に用いた超楕円関数の次数 n_u を変化させ、胴体断面を、角を丸めた長方形(図3)に近づけることで、形状変化による空力性能やエンジンインテークへの影響を考察する。本研究では、 n_u の初期値を2とし、機体61%、74%、87%、100%位置の n_u の値をそれぞれ定め、各定義断面間を3次 spline 曲線で補間する。

本研究では、機体100%位置での n_u の値が2, 4, 5の3ケース(図4)を比較する。この時の他の位置での n_u の値を表1に示す。また胴体尾部下面での胴体断面の超楕円関数の次数 n_l は2で一定とする。

エンジン吸排気の効果进行调查するため、それぞれの形状において、スラストディスクによる吸排気効果有りと、スラストディスクを置かない胴体みのみのケースの計算を行う。

3.2 スラストディスクの配置

3.1節で述べた $n_u=2$ の形状に対し、スラストディスク位置が空力性能へ与える影響を調査する。3.1節の $n_u=2$ の形状をbaseとし、スラストディスクはbaseを基準としてx, y(胴体との距離), z(機体外側を正)方向に表2に示す範囲で再配置(図5)を行う(機体長を1とする)。尚、図5におけるx, y, z方向の再配置範囲をそれぞれ緑、青、赤の直線で表す。

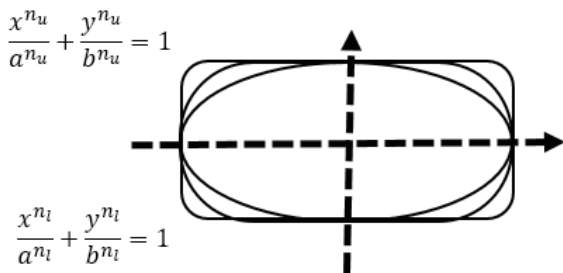


図3 長楕円関数による胴体尾部設計手法

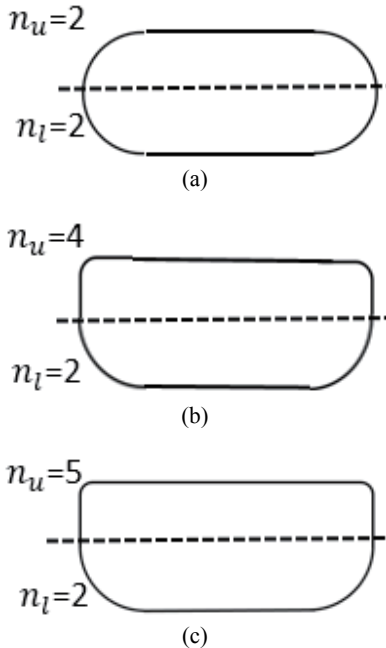


図4. 胴体後部形状の定義例. (a) $n_u@100\%=2$, (b) $n_u@100\%=4$, (c) $n_u@100\%=5$.

表1 各機体位置での n_u の値

	61%	74%	87%	100%
case1-1	2.0	2.0	2.0	2.0
case1-2	2.0	3.2	3.6	4.0
case1-3	2.0	3.2	4.4	5.0

表2 スラストディスク移動値(機体長を1とする)

x方向	$\pm 6.0 \times 10^{-2}$
y方向	$\pm 6.0 \times 10^{-3}$
z方向	$\pm 6.0 \times 10^{-3}$

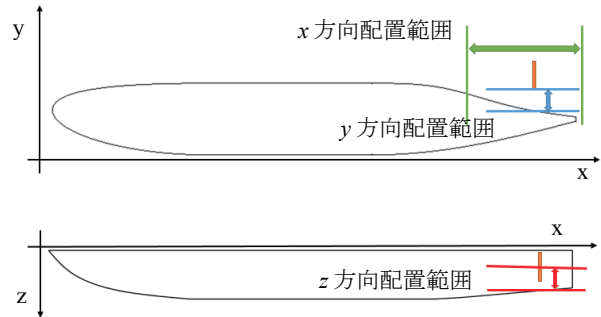


図5 スラストディスク設置位置移動手法

4. 数値解析手法

4.1 計算条件

空力性能評価には非構造格子に基づく圧縮性 Navier-Stokes 方程式を解く。ソルバーとして(Tohoku university Aerodynamic Simulation Code(TAS code)^{5,6})を用いた。

計算格子作成には MEGG3D^{7,8})を用いた。境界層を精度良く解像するために高アスペクト比の三角柱要素、および六面体要素(スラストディスク吸排気面付近のみ)、その他の領域は四面体、ピラミッド要素からなる混合要素非構造格子を用いた。

本研究における計算は流れの対称性から機体の半裁のみとし、用いた計算格子は機体表面の格子点数が約4万点、空間格子点数が約120万点となった。Mach数0.7, 高度11kmの条件でレイノルズ数は胴体長(30.0m)を基準長として 1.57×10^8 , 迎角は0, 2, 4deg. とした。表4に計算条件をまとめる。また使用した格子の例を図6に示す。

4.2 エンジン吸排気シミュレーション

スラストディスクの吸排気条件計算は、吸気面に静圧を与え、排気面には主流に対する全圧比、全温比を与えることにより、静圧 P_s , 密度 ρ , 速度 u_x を次の(2)-(4)式のように求める。

$$P_s = P_{t_\infty} \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2 \right)^{-\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \quad (2)$$

$$\rho = \frac{P_t}{P_{t_\infty}} \frac{1}{\left(\frac{T_t}{T_{t_\infty}} \right)} \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2 \right)^{-\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \quad (3)$$

$$u_x = M \sqrt{\gamma \frac{T_t}{T_{t_\infty}} \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2 \right)^{-1}} \quad (4)$$

ここで、 P_s は境界面での静圧、 P_t は境界面での全圧、 P_{t_∞} は主流での全圧、 T_t は境界面での全温、 T_{t_∞} は主流で全温、 M はMach数、 γ は比熱比である。

吸排気境界値計算条件として、巡航Mach数は0.7を想定、排気面において従来機のエンジンで与えられる全圧比全温比に同等となるよう、大気と排気面の静圧・静温一定($P_{s_\infty} = P_{s_{ex}}, T_{s_\infty} = T_{s_{ex}}$), 吸気面において、広範囲から吸気し、流れを加速させるために、大気と吸気面の全圧・

全温一定($P_{t_\infty} = P_{t_{in}}, T_{t_\infty} = T_{t_{in}}$)とする. 求めた吸排気境界条件を表 4.2 にまとめる. 断面積は, これまでの研究に用いた将来型高バイパス比エンジンの推力値⁹⁾と等しくなるように設定し, スラストディスクの半径は 0.54m, 機体長で正規化し 0.018 とする. また, スラストディスクの側面は, 胴体との干渉を小さくするため非粘性壁とする.

表3 主流計算条件

マッハ数	[-]	0.70
飛行高度	[km]	11.0
レイノルズ数	[-]	1.58×10^8
基準長 (機体長)	[m]	30.0
計算迎角	[deg.]	0, 2, 4

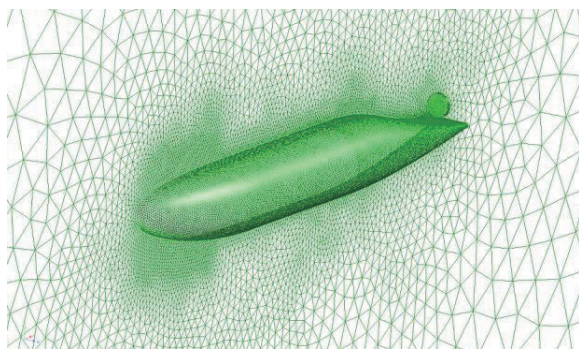


図6 計算格子

表4 吸排気境界条件

吸気面	$P_{s_{in}}/P_{s_\infty}$	0.75
	$T_{s_{in}}/T_{s_\infty}$	0.96
排気面	$P_{t_{ex}}/P_{s_\infty}$	1.97
	$T_{t_{ex}}/T_{s_\infty}$	1.23

5. 結果

5.1 胴体尾部整形の空力性能に対する影響

各ケースの L/D を図 7 に, 迎角 2deg. における C_L, C_D を図 8, 9 に示す. また, case1-1 の迎角 2deg. におけるスラストディスク中心位置での機体後部断面 Mach 数分布と総圧係数分布を図 10, 11 に示す. 図 7 より, どの形状においても吸排気が行われるほうが L/D が高いことがわかるが, 図 8, 9 より, 吸排気有りの方が吸排気なしに比べて C_L が増加し, C_D が減少している. 図 10 より, 吸排気がない場合に主流より遅い大気速度の範囲が, 吸排気有りでは狭くなっていることから, 吸排気によって機体周りの循環が向上し, C_L が向上したとわかる. また図 11 より, 吸排気有りの方が吸排気なしのものより剥離領域が小さくなっていることから, 吸排気効果によって, C_D が減少したことが考えられる.

各ケースの C_L-C_D を図 12 に, 迎角 2deg. におけるスラストディスク中心位置 ($z=0.04$), スラストディスク外側 ($z=0.06$) の胴体断面圧力係数分布図を図 13 に, 迎角 2deg. における機体上面での表面圧力係数分布を図 14 に示す. 図 7 より, n_u が大きいケースの方が L/D が大きいことがわかる. 図 12 より, case1-1 は他の 2 ケースに比べ同 C_L 時の C_D が小さいことがわかる. これは図 12 より, case1-2 と case1-3 は case1-1 と比べ胴体後部での圧力が低くなっていることから

L/D が向上したと考えられる. 一方で図 13 のスラストディスク外側の圧力分布図では case1-2 と case1-3 は n_u が変化し始める $x=0.6$ あたりで case1-1 と比べ, 圧力が高くなっている. このことが抵抗増加につながると考えられる. また図 13 より, n_u が大きい case1-2 と case1-3 は負圧領域が縦に幅広く分布していることから, L/D が増加していると考えられる.

5.2 スラストディスク位置の空力性能に対する影響

スラストディスクの位置を変化させた各形状の迎角 4deg. における L/D を図 14 に示す. 図 14 より, y 方向にスラストディスクを変化させると, 胴体から離れた形状の方が, L/D が高いことがわかる. これは, スラストディスク位置を離すことで, 高圧となる排気と機体との干渉を少なくできたことが原因と考えられる. また, base と比較すると, z 方向に移動させると L/D が小さくなることわかる. スラストディスクが機体中心に近づいたときには, 機体外側の吸気が行われなくなる. 一方で, 吸気面が機体中心から離れると, 剥離しやすい機体上面において境界層吸引が弱まると考えられる.

L/D の変化が最も大きかった x 方向の変化について, $\pm 6.0 \times 10^{-2}$ 移動させた形状の胴体尾部を上から見た表面 C_p 分布図を図 15, 16 に示す. スラストディスクを胴体より後ろに下げた形状では, 高圧領域が小さくなり, base と比べ空力性能が向上している. これは, スラストディスクを胴体より後ろにすることで高圧となる排気と胴体の干渉を避け, 吸気によって L/D が向上する要因と考えられる. 反対にスラストディスクを前に移動させたときに, 高圧領域が広がる. これは排気の高圧部と胴体の干渉する範囲が広がっていることが原因であると考えられる.

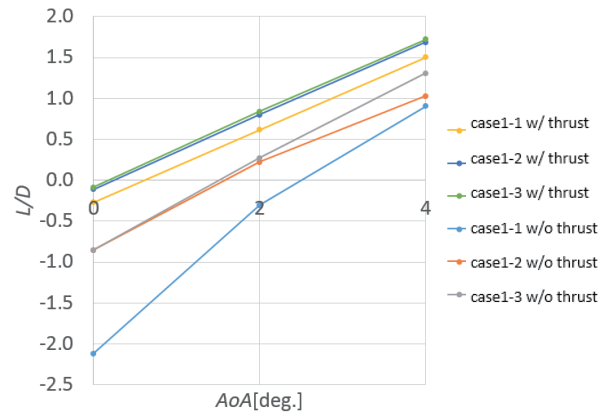


図7 各ケースにおける L/D

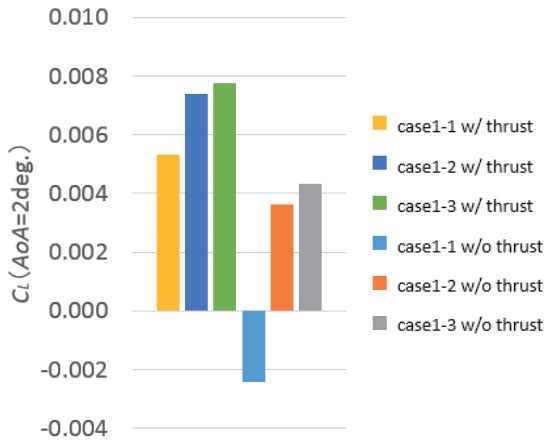


図8 各ケースにおける C_L

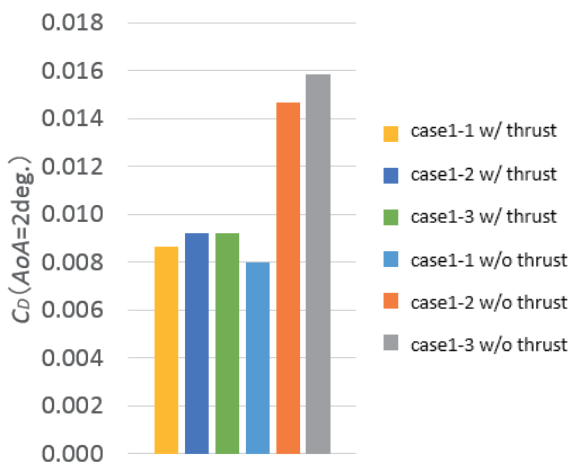
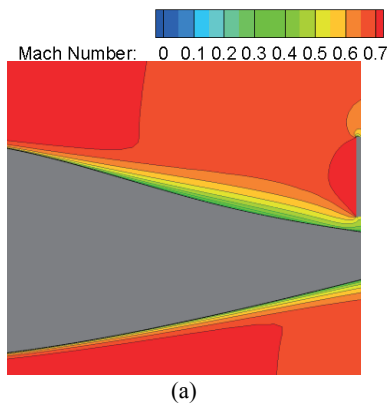
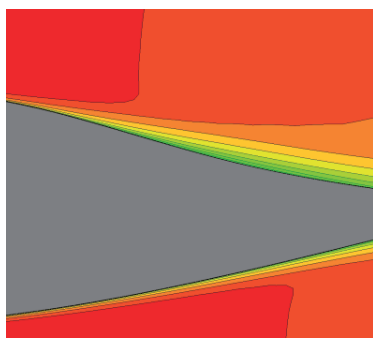


図9 各ケースにおける C_D

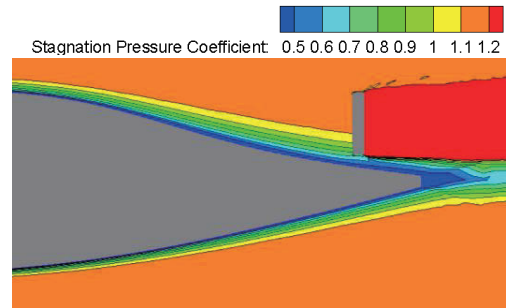


(a)

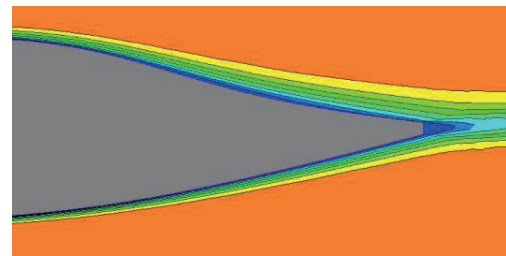


(b)

図10 機体後部断面の Mach 数分布. (a) case1-1 w/ thrust, (b) case1-1 w/o thrust.



(a)



(b)

図11 機体後部断面の総圧係数分布. (a) case1-1 w/ thrust, (b) case1-1 w/o thrust.

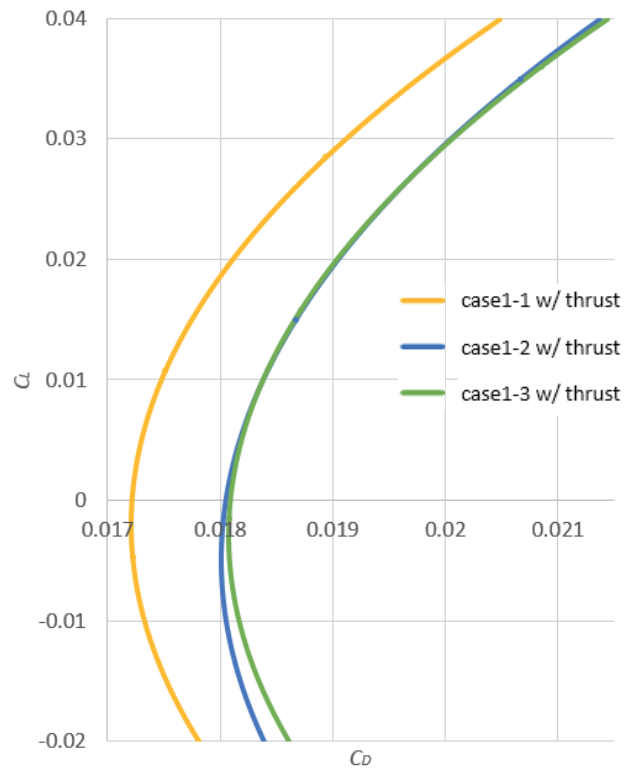
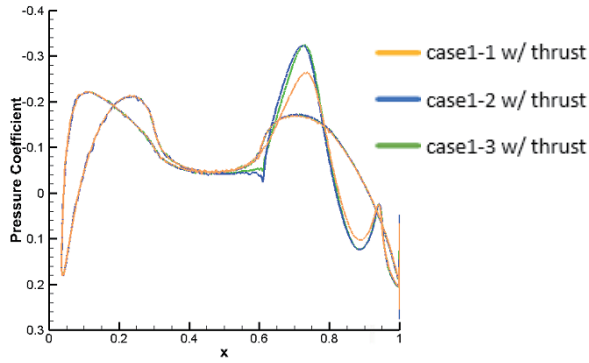
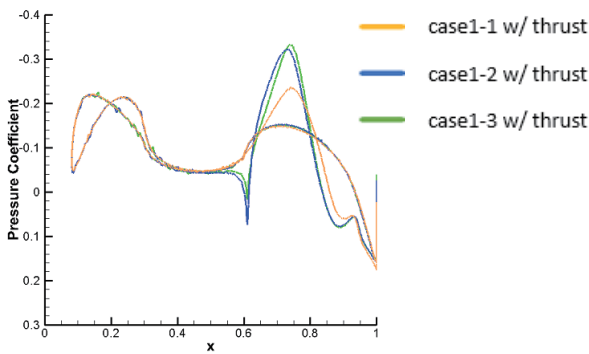


図12 各ケースにおける C_L-C_D

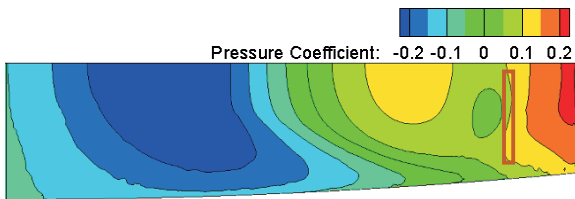


(a)

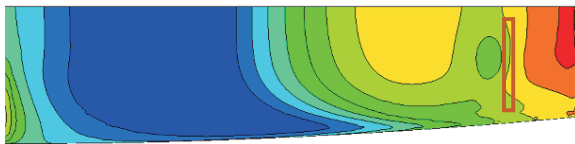


(b)

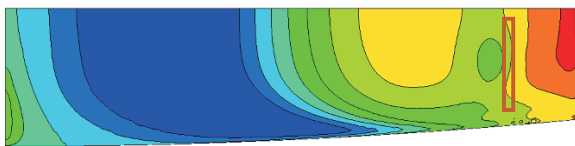
図12 断面圧力係数分布図. (a) スラストディスク中心位置($z=0.04$), (b) スラストディスク外側($z=0.06$).



(a)



(b)



(c)

図13 機体上面の表面圧力係数分布図. (a) case1-1 w/ thrust, (b) case1-2 w/ thrust, (c) case1-3 w/ thrust.

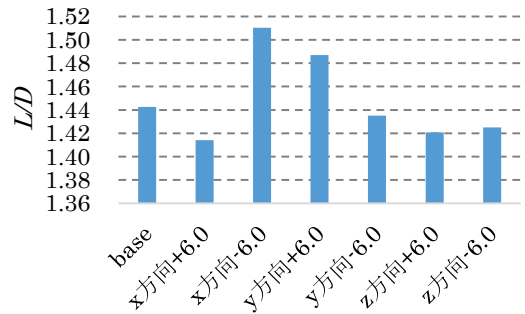


図14 スラストディスク変化における L/D

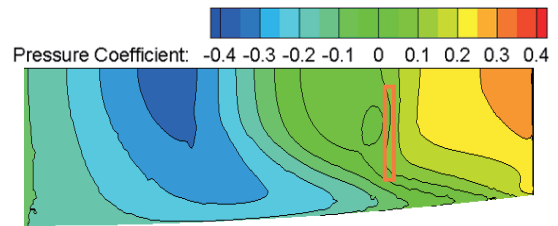


図15 x方向に $+6.0 \times 10^{-2}$ 移動させた形状における機体上面の表面 C_p 分布図

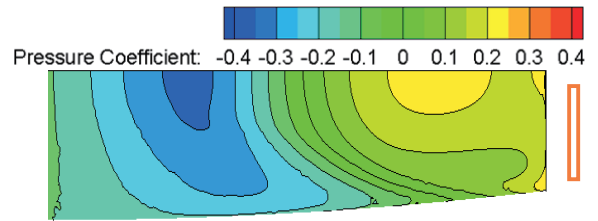


図16 x方向に -6.0×10^{-2} 移動させた形状における機体上面の表面 C_p 分布図

6. まとめ

本研究では、幅広胴体機に対して吸排気による空力性能向上に向け、胴体形状の変化や、吸排気を行うスラストディスクの位置を変え、比較を通じて、空力性能評価を行った。

胴体尾部整形では、胴体尾部上面での胴体断面の曲線表現に用いた超楕円関数の次数 n_u を変化させ、胴体断面を、角を丸めた長方形に近づけることで、空力性能やエンジンインテークへの影響を考察した。その結果、断面が長方形に近い形状は L/D は大きい、同 C_L 時の C_D が大きいことがわかった。また、吸排気条件の変更により、吸排気により L/D が高くなることがわかった。

スラストディスクの配置変更では、x方向の変化が最も空力性能の差に影響することや、y方向の変化による空力性能評価から、吸排気面が胴体からある程度距離を取った方が L/D が高いこと、機体半裁における中心位置に近い方が、 L/D が高いことがわかった。

7. 参考文献

- 1) R. H. Liebeck., “Design of the Blended Wing Body Subsonic Transport”, JOURNAL OF AIRCRAFT Vol. 41, No. 1, pp. 10-25, January–February, 2004.
- 2) 埴田亮, 奈良拓矢, 柴田眞, 野村聡幸, 山本一臣, 金崎雅博, 「胴融合型旅客機の翼型空力設計及び性能検証」, 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, pp. 101-107, 2012.
- 3) Mark D., “Development of the D8 Transport Configuration”, 29th AIAA Applied Aerodynamics Conference, AIAA Paper 2011-3970, 27–30 June, 2011.
- 4) A. P. Plas., M. A. Sargeant., V. Madani., D. Crichton., E. M. Greitzer., T. P. Hynes. and C. A. Hall., “Performance of a Boundary Layer Ingesting (BLI) Propulsion System”, 45th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit 8-11, AIAA 2007-450, January, 2007.
- 5) Nakahashi, K., Togashi, F., Fujita, T., and Ito, Y., “Numerical Simulations on Separation of Scaled Supersonic Experimental Airplane from Rocket Booster at Supersonic Speed,” AIAA paper 2002-2843, 2002.
- 6) Murayama, M. and Yamamoto, K., “Comparison Study of Drag Prediction by Structured and Unstructured Mesh Method,” *Journal of Aircraft*, Vol.45, No.3, 2008, pp. 799-822, DOI: 10.2514/1.31072.
- 7) Ito, Y., Murayama, M. and Yamamoto, K., “Efficient Hybrid Surface/Volume Mesh Generation Using Suppressed Marching Direction Method,” *AIAA Journal*, Vol. 51, No. 6, 2013, pp. 1450-1461, DOI: 10.2514/1.J052125.
- 8) Ito, Y. and Nakahashi K. “Direct Surface Triangulation Using Stereolithography Data”, *AIAA Journal*. Vol. 40, No. 3, pp. 490-496, May, 2002.
- 9) 遠藤暢顕, 金崎雅博, 山本一臣, 「エンジンバイパス比による主翼形状最適性」, 第 28 回数値流体力学シンポジウム, F05-3, 2014.

界面捕獲法を用いた液体ロケットエンジン亜臨界圧燃焼流解析

谷洋海, 大門優, 梅村悠, 根岸秀世
宇宙航空研究開発機構 研究開発部門 第三研究ユニット

Interface Tracking Simulations of Liquid Rocket Engine Combustion at Subcritical Pressures

by
Hiroumi Tani, Yu Daimon, Yutaka Umemura, Hideyo Negishi (JAXA)

ABSTRACT

A feasibility study of the interface tracking simulations of liquid oxygen (LOX) and gaseous hydrogen (GH₂) coaxial combustion at a subcritical pressure was conducted. To simulate the breakup and atomization of LOX core, CIP-LSM (Constrained Interpolation Profile based Level Set and MARS) that combined CIP-CUP (CIP-Combined Unified Procedure) method with the hybrid Level-set and MARS (Multi-interface Advection and Reconstruction Solver) method for volume tracking, was employed as a solver of the governing equations of fluids. The phase change rate on the surfaces between the multi-species gas and single-species liquid was calculated. To investigate the ignition process and flame holding mechanism, chemical reaction equations were solved with the detailed chemical mechanism of oxygen and hydrogen. Results suggested that this numerical approach can be a powerful method that provides the information on ignition, breakup and atomization of LOX core, and flame holding at the steady state of LOX/GH₂ coaxial combustion at subcritical pressures.

1. はじめに

わが国の H-IIA/B ロケットや次期基幹ロケット H-3 ロケットを始め, 多くの打ち上げロケットでは液体酸素(LOX)と液体水素(LH₂)を推進剤とする液体ロケットエンジンを採用している. エンジン燃焼器へはポンプで加圧された極低温酸素と, 水素(GH₂)を主とする燃料ガスが供給される. 通常, フェースプレートに数百本束ねた同軸型噴射器 (Fig. 1) の内管(LOX ポスト)から極低温酸素が噴射され, 内管と外管の隙間(スリット)から燃料ガスが相対的に高速で噴射される. 噴射器形状や配置の設計は, 燃焼効率/燃焼安定性/フェースプレート及び燃焼室壁への熱負荷を左右する重要な要素であるが, 経験則や燃焼試験のみに頼ると開発コストが削減できず, また物理現象の理解不足から不具合時の対策にも限界がある. そのため, 設計パラメタの感度を精度良く再現できる数値解析の活用が望まれる.

過去の研究[1-3]によって, LOX/GH₂ 同軸燃焼は燃焼圧によって様相が異なることが知られる. ロケット下段エンジンのように燃焼圧が酸素の臨界圧(5.04 MPa)を超える場合, 酸素は超臨界圧流体となり, 温度に対して密度や内部エネルギーなど熱物性が連続的に変化する. この特徴は混合過程に現れ, Fig. 1a に示すように乱流混合・拡散が支配的になると考えられている. 近年は連続性を考慮しつつ, 大きな熱物性変化も捉える手法を用いて超臨界同軸燃焼・非燃焼噴流を数値解析する試みが多く報告[4-7]されており, 噴射器数本であれば混合・燃焼過程の高精度予測が実現しつつある.

一方, ロケット上段エンジンのように燃焼圧が酸素の臨界圧以下, いわゆる亜臨界圧での LOX/GH₂ 同軸燃焼の数値解析には多くの課題が残る. 亜臨界圧燃焼は液体噴射であり, 自動車エンジンやガスタービンにも共通するが, これらに比べてロケットエンジンは液体酸素を噴射直後に均質に噴霧化することができず, Fig. 1b のように微粒化前の液柱酸素(LOX コア)から液塊/液糸/液滴が離脱・分裂していく過程も重要となる. 微粒化の他にも気液界面における熱物性不連続, 相変化, 化学反応が混在するマルチフィジクスとなる. 特に, 界面不連続/相変化は単一流体を仮定する超臨界圧流体の数値解析手法では物理的に矛盾無くかつロバストに計算することは困難である.

そのため, これまで亜臨界圧燃焼を対象とする数値解析では LOX コアの微粒化過程を追わず, 噴射器出口または仮の LOX コア領域から液滴群を計算領域に流入させる手法

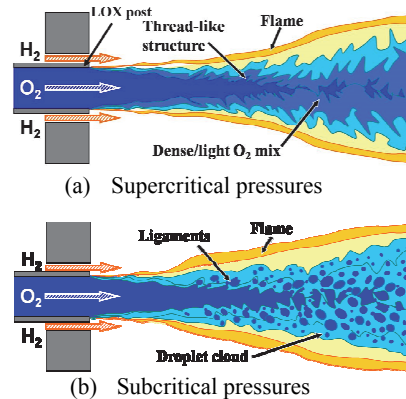


Fig. 1: Schematics of representation of cryogenic O₂/H₂ coaxial injection.

を採用することが多い[8-10]. この手法では液滴は質点近似され, Lagrangian 追跡法で軌道が計算される. 流体方程式は気相のみに適用され, 液滴からの蒸発や運動量交換はソース項として考慮される. このモデルでは火炎形状を再現するために, 計算領域に流入させる液滴の平均粒径や径分布, 液滴蒸発モデルを噴射条件・噴射器形状ごとに予めチューニングを行う必要があり, 設計パラメタの感度を予測するには不向きであった.

本研究の目的はチューニングを要する解析モデルを極力避け, 亜臨界圧での LOX/GH₂ 同軸燃焼を噴射器近傍から無理なく解析できる手法を確立することである. 上述の通り, 課題は微粒化/相変化/化学反応の連成である. そこで本研究では近年, 相変化を伴う自由表面流の解析をロバストに実現している CIP-LSM 法(Constrained Interpolation Profile based Level Set and MARS)[11-14]に着目し, この手法に多成分熱物性, 化学反応を導入するアプローチをとった. この手法により, 亜臨界圧での LOX/GH₂ 同軸燃焼を噴射器近傍から再現できる可能性を考察した.

2. 解法手法

支配方程式は均質二相流の 2 次元 Navier-Stokes 方程式である.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \nabla) \rho = -\rho \nabla \cdot \vec{u}, \quad (1)$$

$$\rho \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \rho (\vec{u} \cdot \nabla) \vec{u} = -\nabla p + \nabla : (\mathbf{T}_\nu + \mathbf{T}_\sigma), \quad (2)$$

$$\rho \frac{\partial e}{\partial t} + \rho (\vec{u} \cdot \nabla) e = -p \nabla \cdot \vec{u} + \dot{\Theta} \quad (3)$$

それぞれ \mathbf{T}_ν は粘性応力テンソル, \mathbf{T}_σ は表面張力テンソルである。気液の区別には識別関数 H_s の独立変数として導入し, その移流方程式を計算する。識別関数 H_s が表す状態は下記である。

$$H_s = 0.5 \quad (\text{where } \phi > 0 : \text{liquid phase})$$

$$H_s = 0 \quad (\text{where } \phi > 0 : \text{liquid/gas interface}) \quad (4)$$

$$H_s = -0.5 \quad (\text{where } \phi < 0 : \text{gas phase})$$

ここで ϕ は界面を基準とするレベルセット距離関数である。識別関数を用いると, 密度など混相の熱物性値は次のように計算される。

$$\rho = (0.5 - H_s)\rho_g + (0.5 + H_s)\rho_l \quad (5)$$

ここで局所熱・物質平衡を仮定すると, 各化学種保存式を加えた支配方程式は基礎量(P, T, u, v, Y_i)として下記のように表される。

$$\rho \frac{D\vec{u}}{Dt} = -\nabla p + \nabla : (\mathbf{T}_\nu + \mathbf{T}_\sigma) + (\vec{u}_g - \vec{u}_l) \dot{m} \delta_s, \quad (6)$$

$$\rho C_p \frac{DT}{Dt} = -T \frac{\rho T}{\rho} \frac{Dp}{Dt} + \dot{\Theta}, \quad (7)$$

$$\frac{1}{\rho C_p^2} \frac{Dp}{Dt} = -\nabla \cdot \vec{u} - \frac{\rho T}{\rho} \frac{\dot{\Theta}}{\rho C_p} - \left(\frac{1}{\rho_g} - \frac{1}{\rho_l} \right) \dot{m} \delta_s, \quad (8)$$

$$\rho \frac{DY_i}{Dt} = \nabla \cdot \vec{J}_i + \dot{\omega}_i, \quad (9)$$

$$\dot{\Theta} = \{(\mathbf{T}_\nu + \mathbf{T}_\sigma) : \nabla\} \cdot \vec{u} - \nabla \cdot \vec{q} - \{h_g - h_l\} \dot{m} \delta_s \quad (10)$$

m は相変化量である。相変化を伴う二相流では識別関数 H_s は気相, 液相それぞれに対して次の二つの移流方程式を満たす。

$$\frac{\partial H_s}{\partial t} + \vec{u}_s \cdot \nabla H_s - \frac{\dot{m}}{\rho_g} \vec{n}_s \cdot \nabla H_s = 0, \quad (11)$$

$$\frac{\partial H_s}{\partial t} + \vec{u}_s \cdot \nabla H_s - \frac{\dot{m}}{\rho_l} \vec{n}_s \cdot \nabla H_s = 0 \quad (12)$$

上記の方程式の解法には姫野らを中心に開発された CIP-LSM 法を採用した。流体解析に CIP-CUP (CIP-Combined Unified Procedure) 法を用いて密度差のある不連続性を鈍らせずに移流させることが可能である。また, 界面捕獲法には距離関数 ϕ を用いて界面の形状を解析的に再現する Level-set 法と, MARS (Multi-interface Advection and Reconstruction Solver) 法を相互に補間する手法を用いて, 識別関数 H_s の移流を計算する。

本計算では液相の密度・定圧比熱は圧力・温度による密度変化が無いとし, 熱伝導率・粘性係数も一定値を与えた。一方, 気相の熱物性は多成分理想気体の状態方程式を用いた。

CIP-LSM に組み込む単一流体の相変化計算法は梅村ら [11] によって提案されている。この手法により, 空間を離散的に扱う流体解析であっても相変化による急激な湧き出しを強制的に安定化させる必要がなく, ロバストに計算が可能となった。本研究ではさらに, 界面前後での物質拡散も考慮し, 多成分相変化まで拡張した。そのために, 気液界面前後で次の不連続条件をエネルギー及び質量保存式で満たすように相変化量 m が計算される。

$$\dot{m}(h_g - h_l) = (\vec{q}_l - \vec{q}_g) \cdot \vec{n} \quad (13)$$

$$\dot{m}(Y_{g,i} - Y_{l,i}) = (\vec{J}_{l,i} - \vec{J}_{g,i}) \cdot \vec{n} \quad (14)$$

界面での熱物性は常に飽和温度であると仮定して計算した。飽和温度は雰囲気気圧と気相側の濃度から決まる分圧を用いて, Antoine の式から計算した。気液界面前後において, 気相側は多成分を許すが, 液相は溶け込みを無視し純粋な酸素であると仮定した。

化学反応計算は流体計算と分離し, 時間方向に交互に解き進める時間分離解法を採用した。このとき, 体積と内部エネルギーが一定と仮定した反応方程式を用いた。同軸火炎の数値解析では拡散火炎が主であり, 計算コストを低減するため, Flamelet モデルを用いられることが多い。しかし, 噴

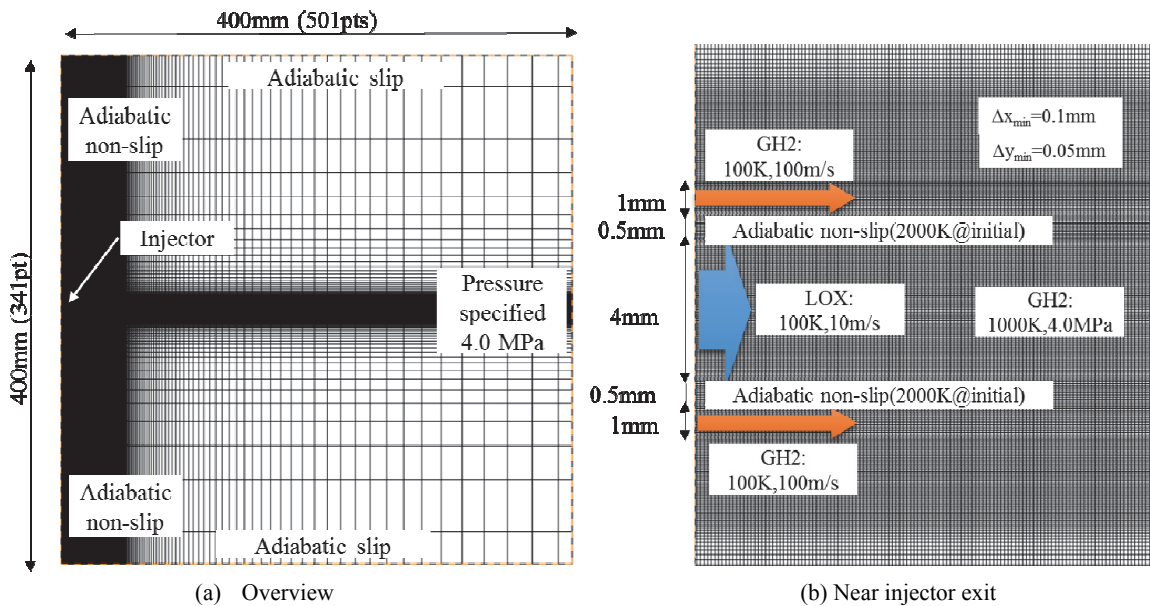


Fig. 2: Flow configuration and boundary conditions of LOX/GH2 coaxial combustion.

Table 1: Injection conditions.

	LOX	GH ₂
Pressure, MPa		4.0
Temperature, K	100.0	100.0
Density, kg/m ³	1100	9.68
Velocity, m/s	10	100
Mixture ratio (O/F)		22.7
Momentum flux ratio (O/F)		1.1

射器近傍では LOX の微粒化や相変化を伴うため、LOX ポスト直後から拡散火炎が形成される保障はなく、予混合火炎の混在する可能性がある。そこで、化学反応機構には高圧条件においても検証された 8 化学種 29 素反応の詳細反応機構 [15] を縮退せずに採用した。反応方程式の時間積分には強力かつ高速で時間刻みを大きくとれる陰解法 VODE 法 [16] を用いた。

3. 解析条件

計算領域と格子の概要を Fig. 2 に示す。本稿では Fig. 2b に示す寸法と同軸噴射器を使用し、特定のエンジンの噴射器を想定していない。噴射条件は Table 1 に示した。燃焼圧は H-IIA ロケット LE-5B エンジンと同程度の 4.0MPa であり、酸素の臨界圧以下である。二次元計算であるため、相対的に LOX 流量が大きくなり、混合比が一般的なエンジンよりも大きい。境界条件は Fig. 2 に示す通りである。計算初期においては着火を誘導するため、LOX ポストの壁面を 2000 K 一定とし、着火後は断熱壁とした。非燃焼解析では計算開始時から LOX ポストは断熱壁とした。また、計算開始時の計算領域は高温の水素ガスが充満している状態とした。

計算格子は X-Y 軸方向にそれぞれ 501 点×341 点の構造格子を用いた。噴射器近傍の格子は等間隔格子であり、格子幅は X 方向に 0.1 mm, Y 方向に 0.05mm である。計算格子は噴射器下流 X=40 mm まで密な格子を使用しており、それよりも下流はバッファ領域として伸長した。

4. 解析結果

Fig. 3 は噴射開始直後から着火に至るまで時系列に並べた温度分布である。図中の黒色領域は距離関数が正值、つまり液体領域を可視化したものである。高速の GH₂ が先行して噴射され、LOX コアの成長が始まる。Fig. 3a, 3b に示すように、着火に至る火種は LOX コア先端の上下に形成される巻き込み渦で反応が始まることで生じた。着火後は火炎が伝播し、上流へは LOX ポストまで達する。

Fig. 4 は火炎が定常に達したと判断した時刻での温度、流れ方向速度、質量分率の瞬時分布である。LOX 噴孔高さ 4 mm の 2 倍程度下流付近から LOX コアの分裂が顕著となる。LOX コア表面は LOX ポスト直後では安定しており、GH₂ との速度せん断による不安定化は顕在化しなかった。一方、GH₂ ジェットがその終端付近で不安定化し、蛇行し始めることで、LOX コア表面の不安定性が増大している様子が見られる。これが LOX コアの微粒化に大きく寄与すると考えられる。GH₂ ジェットは火炎に阻まれることで、LOX コアから離れる方向に流れる。OH, O₂ 分布からわかるように、火炎面は LOX コア表面に非常に近いところに存在しており、蒸発した GO₂ は即座に燃焼していると言える。Fig. 5 は

LOX ポスト近傍の温度分布に流線を表示した図である。

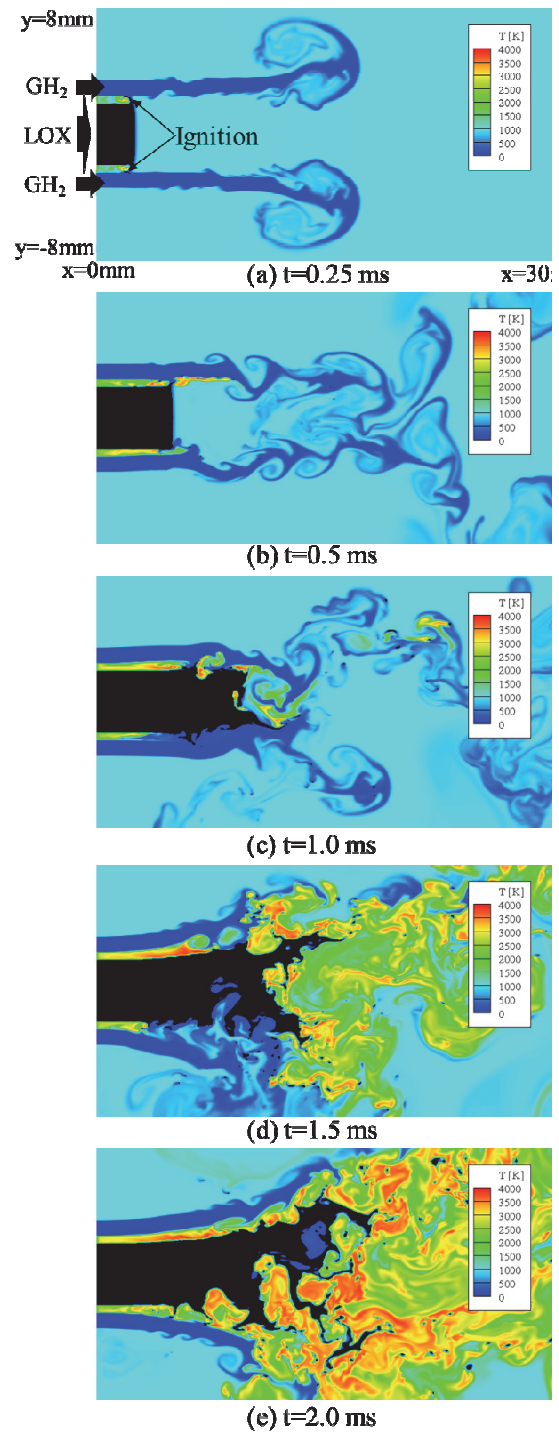


Fig. 3: Time-history contours of temperature during ignition and flame propagation.

LOX ポスト付近には再循環領域が形成されており、過去研究に報告されている通り、保炎メカニズムに寄与していると思われる。

以上より、従来の Lagrangian 追跡法をベースとする燃焼解析法では再現できなかった着火、LOX コア不安定・分裂過程、保炎機構について考察できることがわかり、本研究の

アプローチは亜臨界圧下の LOX/GH₂ 同軸燃焼の新たな解析手法として期待できることがわかった。

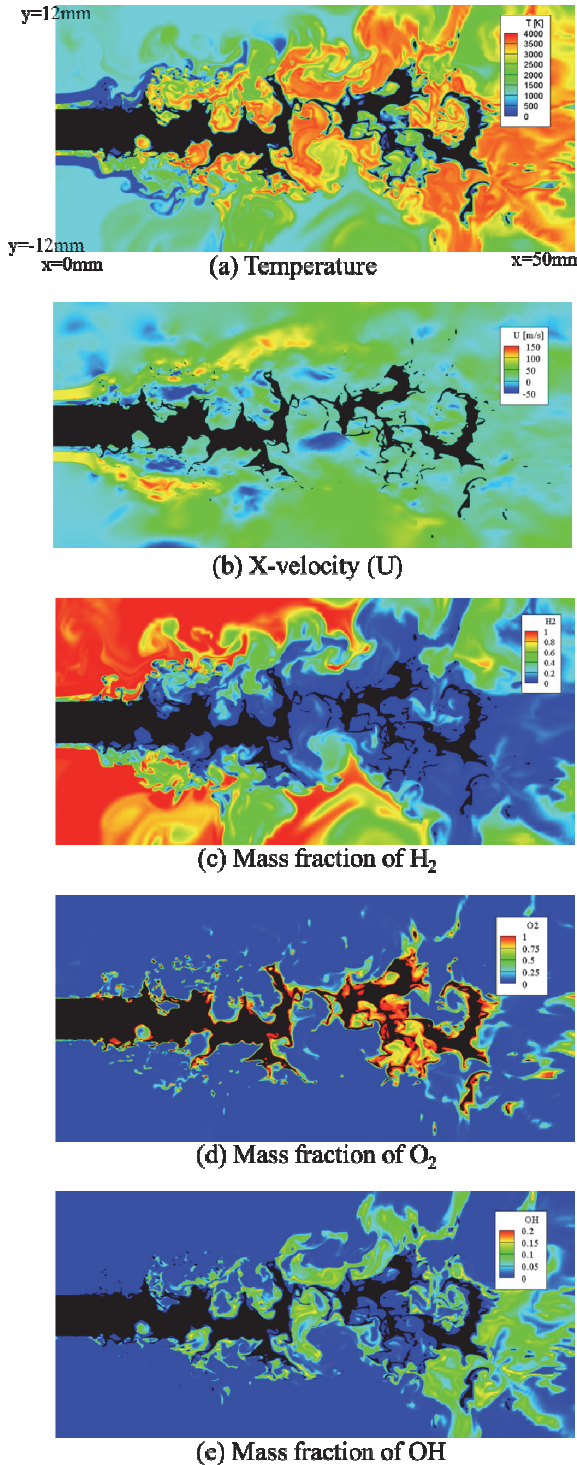


Fig. 4: Instantaneous contours at the steady state.

5. おわりに

亜臨界圧下の LOX/GH₂ 同軸燃焼を対象に、気液界面不連続性をロバストに計算する CIP-LSM 法を用いて微粒化/相変化を、化学反応方程式を解くことで化学反応を考慮した数値解析手法の可能性を検討した。2次元 LOX/GH₂ 同軸

燃焼を計算したところ、従来の Lagrangian 追跡法をベースとする燃焼解析法では再現できなかった着火、LOX コア不

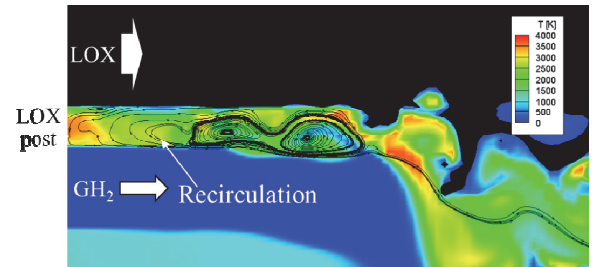


Fig. 5: Recirculation region in the downstream of the LOX post lip.

安定・分裂過程、保炎機構について考察できることがわかった。

LOX コア不安定は LOX ポスト直後の速度せん断よりも GH₂ ジェット自身の不安定化が大きく寄与していると考えられる。LOX コアの不安定性は分裂を誘導する。火炎面は LOX コア表面近傍に存在し、蒸発した GO₂ は即座に燃焼していると思われる。保炎については LOX ポスト下流の再循環領域が重要な役割を担っていると考察された。

記号

t	=	time [s]
X, Y	=	streamwise and transverse coordinates of computational domain [m]
T	=	temperature [K]
P	=	pressure [MPa]
ρ	=	density [kg/m ³]
e	=	internal energy [J/kg]
h	=	enthalpy [J/kg]
Hs	=	Heaviside function [-]
q	=	heat flux [W/m ²]
J	=	mass flux [kg/m ²]
ω	=	reaction rate [kg/s]
m	=	amount of phase change [kg/m ² /s]
u	=	velocity [m/s]
Π	=	stress tensor [N/m ²]
Φ	=	Level-set function [m]
D	=	diameter of droplets [m]
Subscripts		
g	=	gas phase
l	=	liquid phase

参考文献

- 1) Oschwald, M., Smith, J. J., Branam, R., Hussong, J., Schik, A., Chehroudi, B. and Talley, D., (2006) Injection of Fluids into Supercritical Environments, *Combust. Sci. and Tech.*, Vol. 178, pp.49-100.
- 2) Mayer, W. and Tamura, H., (1996) Propellant Injection in a Liquid Oxygen/Gaseous Hydrogen Rocket Engine, *J. Prop. & Pwr.*, Vol. 12, No.6, pp.1137-1147.
- 3) Dahms, N., R., and Oefelein, J., C., (2015) Atomization and Dense-Fluid Breakup Regimes in Liquid Rocket Engines, *J. Propulsion and Power*, 31 (5), pp.1221-1231.
- 4) Matsuyama S, Shinjo J, Ogawa S, Mizobuchi Y (2010) Large Eddy Simulation of LOX/GH₂ Shear-Coaxial Jet Flame at Supercritical Pressure. AIAA Paper 2010-5227, 48th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition, Orlando, Florida, July 4-7.

- 5) 大門優, 清水太郎, 森井雄飛, 根岸秀世, 川島秀人, (2016) GH2/LOX ロケット燃焼器の局所熱流束評価, 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.
- 6) Matheis, J., Muller, H., Lenz, C., Pfitzner, M., Hickel, S., (2016) Volume Translation Methods for Real-Gas Computational Fluid Dynamics Simulations, *J. Supercritical Fluids*, Vol. 107, pp. 422-432.
- 7) Terashima H, Koshi M (2014) Numerical Study on Mixing Characteristics of Coaxial Cryogenic N₂/H₂ Injection under Supercritical Pressure. AIAA Paper 2014-0307, 52nd Aerospace Sciences Meeting, National Harbor, Maryland, January 13-17.
- 8) Wennerberg, D., Knab, O., (2001) Effective Calculation of Multiphase Flow Fields in Liquid Rocket Thrust Chambers, AIAA 2001-3407, 37th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit, July 8-11, Salt Lake City, UT.
- 9) Negishi, H., Kumakawa, A., Yamanishi, N., Kurosu, A., (2008) Heat Transfer Simulations in Liquid Rocket Engine Subscale Thrust Chambers, AIAA Paper 2008-5241, 44th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit, July 21-23, Hartford, CT.
- 10) Izard, J. F., Mura, A., (2011) Lagrangian Modeling of Turbulent Spray Combustion: Application to Rocket Engines Cryogenic Combustions, *Progress in Propulsion Physics*, Vol. 2, pp. 207-224.
- 11) Umemura, Y. and Himeno, T. and Watanabe, T., (2013) Numerical Analysis of Boiling Flow in Surface-Tension-Dominated Environment, AIAA Paper 2013-3843, 49th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference, July 14-17, San Jose, CA.
- 12) Himeno, T. and Negishi, H. and Nonaka, S. and Inoue, C. and Watanabe, T. and Uzawa, S., (2010) Numerical Analysis of Free-surface Flows under Various Conditions in Acceleration, *Transaction of the Japan Society of Mechanical Engineers*, B76(765), pp.778-788.
- 13) Himeno, T. and Watanabe, T. and Konno, A., (1999) Numerical Analysis of Two-phase Flow Behavior in a Liquid Propellant Tank, AIAA 99-2177.
- 14) Himeno, T. *Proceeding of the conference on computational engineering and science*, 13 (2), pp.789-792.
- 15) Shimizu, K., Hibi, A., Koshi, M., Morii, Y., Tsuboi, N., (2011) Updated Kinetic Mechanism for High-Pressure Hydrogen Combustion, *J. Propulsion and Power*, Vol. 27 (2), pp.383-395.
- 16) Brown, P. N., Byrne, G. D. and Hindmarsh, A. C., (1989) Vode: A Variable Coefficient ODE Solver, *SIAM J. on Sci. and Statistical Comput.*, 10 (5), pp.1038-1051.

自由飛行試験によるバドミントン用シャトルコックの 非定常空力特性の解明

板倉嘉哉, 赤井貴洋, 桑原直弘
千葉大学 教育学部

Experimental Study on Unsteady Aerodynamic Characteristics of Badminton Shuttlecocks by Means of Free-Flight Tests

by
Yoshiya ITAKURA, Takahiro AKAI and Naohiro KUWAHARA
Chiba University, Faculty of Education

ABSTRACT

According to many badminton players, there are differences in impact feeling and flight trajectory between feather and synthetic shuttlecocks. Stiffness of the structural materials must affect impact feeling. Difference in flight trajectory is thought to be causally related to Reynolds number dependency of the aerodynamic drag and the unsteady forces due to added mass. In the present study, using vertical wind tunnel, number of revolution and dynamic drag acting on shuttlecocks in steady flight were measured for a range of Reynolds number $11,000 < Re < 15,000$ at the angle of attack 0° . And unsteady drag and number of revolutions during accelerated motion were also measured by means of free-flight tests for a range of Reynolds number $10,000 < Re < 16,000$. From the results of steady and unsteady aerodynamic force measurements, added mass around the shuttlecocks were estimated.

主な記号

C_A : 定常軸力係数 ($C_A = F_A / (qS)$)
 C_A' : 非定常軸力係数 ($C_A' = F_A' / (qS)$)
 Re : レイノルズ数 ($Re = U_\infty L / \nu$)
 Sr : 回転速度比 ($Sr = \omega L / U_\infty$)
 a : 加速度, m/s^2
 L : 代表長, m
 F_A : 定常軸力, N
 F_A' : 非定常軸力, N
 m : シャトルコック質量, kg
 m' : 付加質量, kg
 N : 回転数, rpm
 U_∞ : 一様流流速, m/s
 q : 動圧, Pa
 S : 基準面積, m^2
 ω : 角速度, rad/s

1. はじめに

バドミントン競技で使用するシャトルコックには鷲鳥の羽を使用した水鳥球と、ナイロン製の樹脂球が存在する。樹脂球は安価で耐久性もあるが、競技者からは「打球時の感覚が違う」、「飛びが違う」との指摘があり、中学生の練習用に使用される程度である。「飛びの違い」すなわち「飛行経路の違い」は流体力学的に、シャトルコックに作用する抵抗の Re 数依存性と飛行時の加速度運動による非定常空気力の違いに起因するものと考えられる。抵抗の Re 数依存性については、高 Re 数域で樹脂球の構造的変形が抵抗を低下させることを榊原¹⁾、綿貫²⁾、Cooke³⁾及び Alam⁴⁾らが風洞試験により明らかにしている。しかし、これらの風洞試験はシャトルコックを静止した状態（非回転）で実施された静的試験であり、回転に伴う遠心力による羽根の変形等が再現されておらず、実際の飛行時の特性とは異なる可能性がある。筆者らは、シャトルコックを回転させた状態で抵抗を測定する動的試験を垂直風洞で実施し、回転する水鳥球では Re 数 $11,000 \sim 12,000$ の領域で抵抗係数が急激に変化することを明らかにした⁵⁾。一方、非定常空気力が飛行経路に与える影響としては、シャトルコ

ックの質量が約 5 g （外形による体積で算出した密度は約 0.04 g/cm^3 ）であることから、加速度運動時の付加質量による非定常空気力の作用が考えられる。しかし、付加質量はポテンシャル理論により球や楕円体等の単純な形状の物体が並進及び回転運動する場合しか求められていない。シャトルコックのような複雑な形状をした物体が、粘性流体中を回転を伴う加速度運動する時の付加質量を理論的に求めることは非常に難しく、非定常空気力が飛行経路に与える影響の解明を困難なものにしている。

本報告では、垂直風洞により非回転状態での静的風洞試験を水鳥及び樹脂球に対して実施し、広範囲な Re 数域におけるスロットの存在による軸力増大効果と静的軸力特性の Re 数依存性を明らかにした。また、これまでに実施してきた垂直風洞による回転を伴う動的試験を樹脂球においても実施し、樹脂球における定常飛行時の動的軸力特性も明らかにした。それに加え、自由飛行試験装置を製作し、高速度カメラで撮影したシャトルコックの飛行経路を画像解析することにより算出した変位、速度、加速度及び回転数から非定常飛行時の空力特性を導いた。動的試験及び自由飛行試験で得られた結果から、シャトルコック飛行時における付加質量の Re 数依存性を推算した。

2. 実験の概要

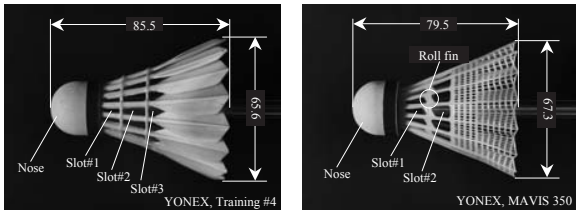
本報告の実験では実物のシャトルコックを使用し、垂直風洞による静的及び動的試験、自作したシャトルコックの打出し装置による自由飛行試験を実施した。以下に実験で使用したシャトルコック模型及び各実験の概要を述べる。

2.1 実験用シャトルコック模型

全ての実験には YONEX 社製の水鳥球 (Feather) 及び樹脂球 (Synthetic) の実物を使用した。図 1 にシャトルコックの構造及び各部の代表寸法を示す。水鳥球は 16 枚の羽根が交互に重なるようにコルク製 Nose 部に植え込まれており、羽根骨部の 2 箇所が糸で固定されている。羽根を交互に重なるように植え込むことにより、ローリングモーメントが発生し、シャトルコックは飛行方向に向かって反時計回りに回転することになる。また、樹脂球では、羽根補強部に設けられた小翼 (Roll fin) と羽根メッシュ部のピッチ

を非対称にすることにより、ローリングモーメントを発生させ、シャトルコック飛行時に反時計回りに回転するように製作されている。

なお、シャトルコックの羽根基部にあるスロット（以下 Slot と呼ぶ）が空力特性に与える影響を検証するために、それぞれの模型に対して、Slot#1 及び Slot #2 をテープで塞いだもの（Filled 形態）と塞がない通常形態（Normal 形態）について静的及び動的試験を実施した。



(1-A) 水鳥球 (1-B) 樹脂球
図1 風洞試験用模型

2.2 静的試験

これまでに筆者らが実施してきた静的試験⁶⁾では、水平風洞を使用し、スティング先端にシャトルコック模型を取付け、後端に接続した6軸力覚センサーにより6分力を計測してきた。しかし、この方法では模型の自重により、計測すべき空気力やモーメントより大きな風袋がセンサーに作用することになるため、容量の大きな力覚センサーで模型を支持する必要がある。低速域での微小な空気力を精度良く計測するには限界があった。そこで本報告では、図2に示すように、垂直風洞内でシャトルコック模型をスティングによりロードセルから吊下げて支持することにより、容量の小さなロードセル（共和電業：LTS-50GA、最大計測荷重：500 mN）を使用した微小空気力の計測が可能なシステムを構成した。本計測システムにより、 Re 数 5,000 程度（流速では約 3 m/s）の低 Re 数領域においても精度良く軸力を計測することが可能になった。しかし本計測システムでは、原理的に迎角 0° における軸力計測に制約される。

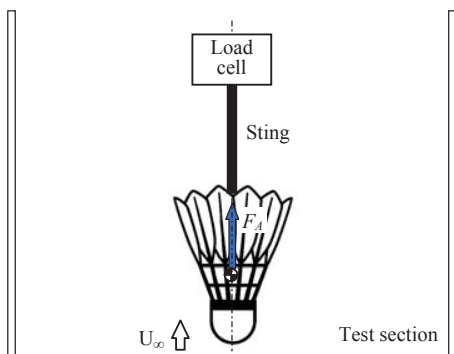


図2 静的試験によるシャトルコックに作用する軸力の計測

2.3 動的試験

動的風洞試験では、質量を変化させたシャトルコック模型を製作し、垂直風洞内で飛行させ定常飛行時の軸力及び回転数を取得した。模型質量はノーズ部のコルクをくり貫き、その空間に入れる錘の量により変化させた。その模型を図3に示すように風洞内で重力 mg と軸力 F_A が釣り合い、回転しながら定位置を維持できるように風速を調整し、その時の重力を軸力として定常状態における軸力係数 C_A を算出した。また、回転するシャトルコックを高速度カメラで撮影し、画像解析により各風速における定常飛行時の回転数 N も算出した。

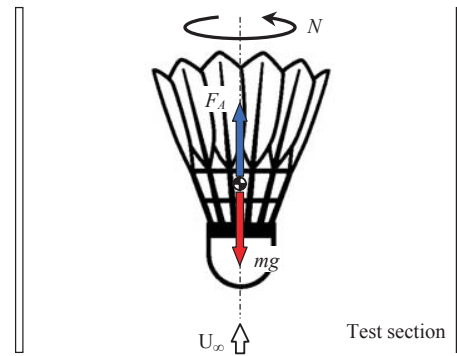


図3 動的試験によるシャトルコックに作用する軸力の計測

2.4 自由飛行試験

射出装置から鉛直上方に打出されたシャトルコックは、図4のように重力と軸力を受けて減速する。その飛行状態を高速度カメラで撮影し、画像解析することにより飛行速度 v 、加速度 a 及び回転数 N を算出した。また、シャトルコックの質量を m とした運動方程式は鉛直上向きを正とすると式(1)で与えられる。なお、加速度 a は正負を含むものとする。

$$ma = -mg - F_A' \quad (1)$$

式中の F_A' は付加質量の影響を含む非定常な軸力であり、画像解析から得られた加速度 a より求めることができる。その値から非定常な軸力係数 C_A' は式(2)で与えられることになる。ここで、 q は飛行速度 v における動圧、 S は基準面積である。

$$C_A' = F_A' / (qS) = -m(a + g) / (qS) \quad (2)$$

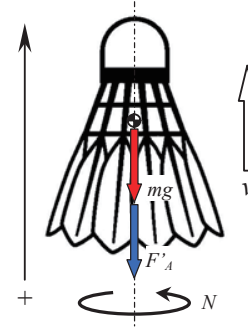


図4 自由飛行時にシャトルコックに作用する力

3. 結果および考察

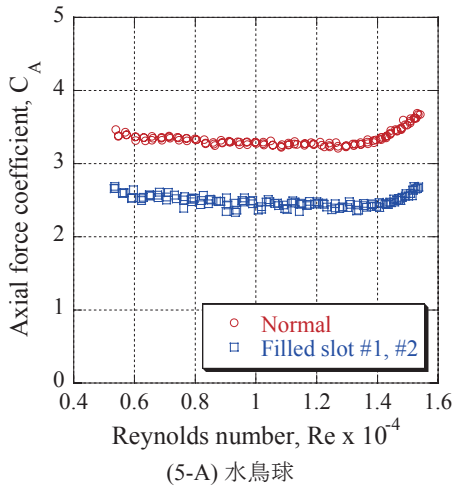
3.1 静的試験

3.1.1 軸力係数の Re 数依存性

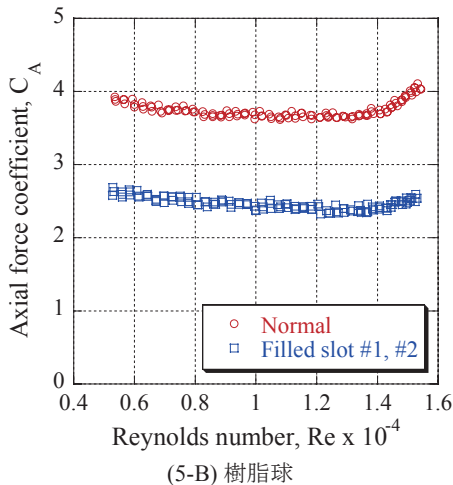
図5は、迎角 0° における水鳥球及び樹脂球の軸力係数の Re 数依存性である。水鳥球及び樹脂球ともに、Normal 形態（通常形態）の軸力係数は Re 数約 5,000 ~ 14,000 の範囲ではほぼ一定であり、 Re 数の変化に対し急激に変化することは無く、動圧に比例した軸力が作用しているのがわかる。その値は水鳥球で 3.3、樹脂球では 3.7 であり、非常に大きな軸力が作用していることがわかる。しかし、 Re 数約 14,000 を過ぎた辺りから軸力係数は緩やかに上昇するようになり、軸力と動圧の比例関係は崩れることになる。

一方、Slot を塞いだ Filled 形態では、両シャトルコックとも軸力係数は低下し、水鳥球、樹脂球共に約 2.4 と通常形態の 6 ~ 7 割程度に減少している。この現象は榊原¹⁾や綿

貫²⁾の実験でも報告されており、その結果と良く一致している。筆者らの実施した Re 数 40,000, 迎角 0° における静的試験⁶⁾においても、Filled 形態で軸力係数が低下することを確認しており、今回の実験のような低 Re 数領域においても、Slot を塞ぐことにより軸力は Normal 形態より低下することから、大きな軸力の発生メカニズムである流れ場の構造は Re 数に対して大きく変化することは無いことを示している。



(5-A) 水鳥球



(5-B) 樹脂球

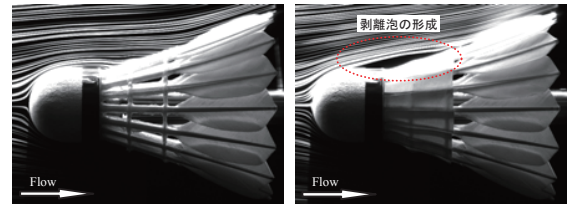
図5 軸力係数の Re 数依存性

3.1.2 Slot 閉鎖による軸力減少のメカニズム

この軸力の減少を、榊原¹⁾は羽根骨部や固定用糸からの渦発生によるものと推測しているが、その検証はなされていない。直感的には「スロットを塞ぐと主流に対する投影面積が増大するとともに、塞いだ部分の圧力上昇により軸力は増大するのでは？」と考えられるが、事実はその逆である。スロット部分を塞ぐとなぜ軸力は減少するのか？（もしくは、スロットのある Normal 形態の方が、なぜ軸力は増大するのか？）。この軸力発生メカニズムは、シャトルコック内・外の可視化画像、シャトル内部正中面の静圧分布測定から説明することができる。なお、本項の詳細については、引用元である文献5を参照されたい。

図6は、正中面における流れ場をスモークワイヤ法で可視化したものである。図(6-A)の Normal 形態では Nose 部近傍を過ぎた流れは剥離することなく、Slot #1 及び#2 から吸い込まれるように内部へ流れ込んでいるのがわかる。また、それよりも Nose 部上方を過ぎた流れは、Slot #3 から羽根内側へいくものと、外側に沿って流れるものとに分かれて

おり、その羽根内外の圧力差により、シャトルを回転させる反時計回りのローリングモーメントを生み出している。一方、図(6-B)の Filled 形態では、Nose 部を過ぎる流れは肩部で剥離を起こし、分離流線は Slot #3 前部（スロットを塞ぐテープ後端近傍）で再付着しており、テープ部上方に剥離泡を形成しているのがわかる。すなわち、スロットを塞いでも、その部分の圧力は著しく上昇することは無く、通常形態以上の軸力増加には結び付かないのである。



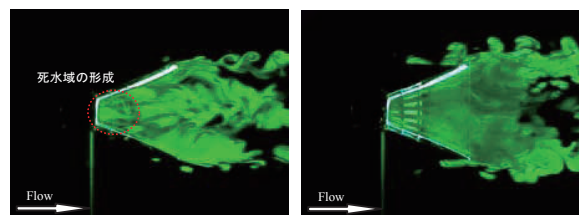
(6-A) Normal (6-B) Filled slot #1, #2

図6 シャトルコック周りの流れ場

シャトル内部の流れ場の構造を検証するために、正中面で切断した半裁模型（正中面は透明アクリルシートにより遮蔽）による可視化結果を図7に示す。シャトル内部の流れ場は3次元旋回流（シャトル後方から見て時計回り）となるため、このような半裁模型では実際の流れ場を忠実に再現することはできないが、Slot #3 より前方の流れ場では基本的な構造に大きな差異は無いと考えられる。

図(7-A)の通常形態では、Slot #1 からの流れは中心軸方向へ引き込まれるようになり、スロット前端からの分離流線により、Nose 部背後に三角錐状の死水域が形成されているのがわかる。Slot #2 からの流れは羽根方向と中心軸方向へ向かうものに分かれるが、大きく方向を変化させることは無く、下流へと流れ去っている。また、Slot #3 からの流れは、Slot #2 からの流れと合流するものと、羽根方向へ流れるものに分かれ、羽根面に沿った旋回流を形成する。

図(7-B)の Filled 形態でも、Slot #3 からシャトルコック内部へ入り込む流れは存在するが、その流れは非常に弱く、中心部へ向かうことなく羽根方向へ沿うようになる。これは、後述するシャトルの内部圧力に起因するもので、スロットを塞ぐと羽根内外の圧力差が小さくなるからであり、その結果シャトル内部の流れは全域に亘って緩慢となり、淀んでいる。



(7-A) Normal (7-B) Filled slot #1, #2

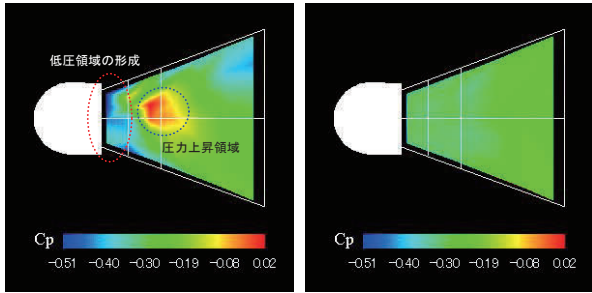
図7 シャトルコック内部正中面の流れ場

図8は正中面に47個の圧力孔を設けた半裁模型により、シャトル内部の静圧分布を測定したものである。Nose 部後方にある2本の白い縦線は羽固定用糸の位置を示している。

図(8-A)の通常形態で特徴的なのは、Nose 部背後に低圧領域が形成されることと中心軸上の圧力上昇領域の存在である。これらは、Nose 部背後に形成される三角錐形状の死水域の底面と頂点に対応している。slot #1 前端から剥離した流れは加速され内部へと流れ込み、Nose 部背後に低圧領域を形成するとともに、中心軸上に集中するため圧力は上昇し、このような静圧分布が形成されるものと考えられる。

スロットによる Nose 部背後の低圧領域の存在こそが、大きな軸力発生の主因と考えるのが妥当である。

一方、Slot を塞いだ図(8-B)では、通常形態で現れた Nose 部背後の低圧領域と、その後方に現れる高圧領域は消失し、内部全域に亘り大きな変化の無い、平坦な圧力分布となる。また、その圧力値も通常形態よりは高くなるため、その結果、Slot を塞ぐと通常形態よりも軸力は小さくなる。

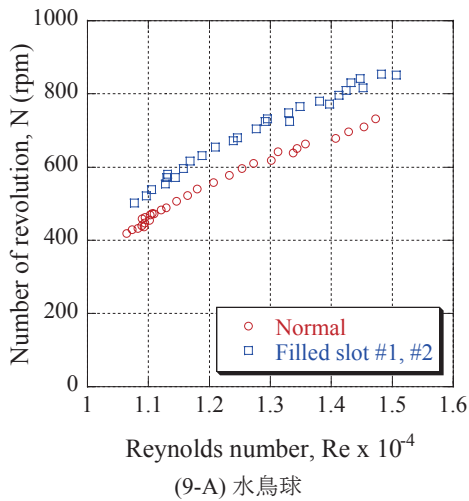


(8-A) Normal (8-B) Filled slot #1, #2
図8 シャトルcock 正中面での圧力分布

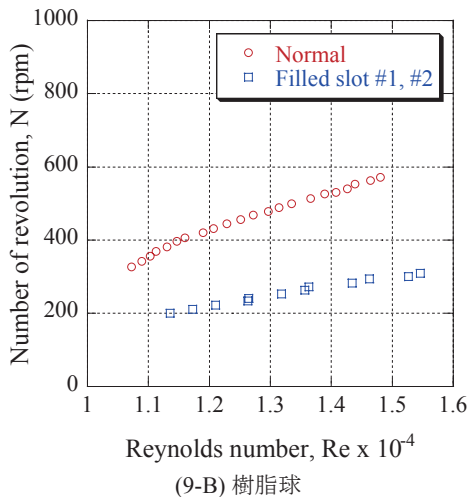
3.2 動的試験

3.2.1 回転数の Re 数依存性

図9は、垂直風洞内でシャトルcockを飛行させ測定した、水鳥球及び樹脂球における定常状態での回転数の Re 数依存性である。



(9-A) 水鳥球



(9-B) 樹脂球

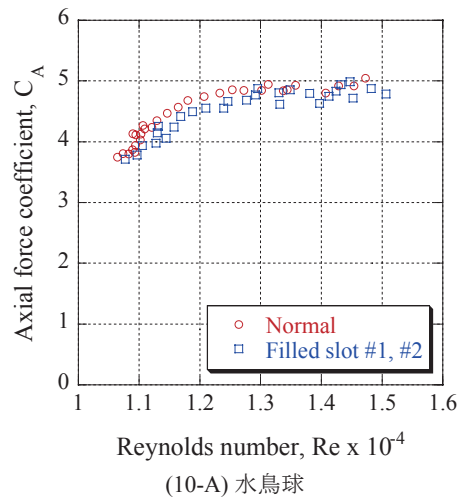
図9 回転数の Re 数依存性

図(9-A)の水鳥球の場合、 Re 数の増加に対し回転数も増加するが、その関係は必ずしも一次関数的ではないことがわかる。また、Slot を塞いだシャトルcockの方が通常形態よりも回転数は約 100 rpm 増加している。ローリングモーメントの測定⁵⁾では、Slot を塞ぐとローリングモーメント係数は低下しており、動的試験の回転数の大小関係とは矛盾することになる。シャトルcockが回転することにより、Nose 部で形成された旋回流が Slot #3 後方の羽根先端に到達するときに静的試験では再現できない何らかの動的効果が作用し、ローリングモーメントを増大させていると考えられるが、現時点ではそのメカニズムは未解明である。

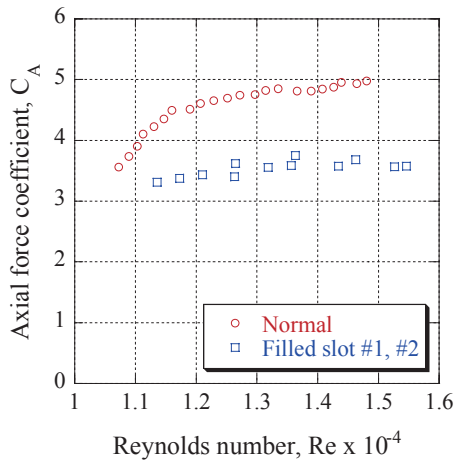
図(9-B)に示す樹脂球における回転数の Re 数依存性も、水鳥球と同様な特性を示している。その回転数は通常形態で水鳥球の約 8 割程度の回転数しかなく、飛行中は水鳥球よりもかなり遅い回転状態となっている。また、Slot を塞いだ場合、水鳥球とは異なり、回転数は著しく低下することになり、通常形態の半分以下となる。静的試験による、Slot を塞ぐことによりローリングモーメントが低下することからも予想できる結果であるが、なぜ水鳥球のような逆転現象が生じないかは疑問の残るところである。水鳥球の羽根と樹脂球のメッシュ状羽根の構造的な違いが、動的効果に及ぼす影響については、今後の研究課題である。

3.2.2 軸力係数の Re 数依存性

図10に軸力係数の Re 数依存性を示す。水鳥球の通常形態の静的試験において、 Re 数 14,000 以下で軸力係数は Re 数に依存せず約 3.3 で一定であった。しかし、図(10-A)の動的試験で得られた軸力係数は Re 数により変化し 3.7 ~ 5.0 で推移しており、シャトルcock回転の影響により軸力係数は著しく増大している。また、静的試験で観察された Slot を塞ぐことによる軸力の大幅な低下は動的試験では現れず、軸力の低下は Re 数全域にわたり極微小である。前述したように Slot を塞ぐと通常形態よりも回転数は増加することになり、ローリングモーメントが増加していることを意味している。ローリングモーメントの増加は機体軸方向の運動量の損失を増大させ、軸力を増加させる。このように、Slot を塞いだ水鳥球ではウィンドミル効果が強まることにより軸力は増大し、通常形態との差が無くなると考えられる。また、水鳥球の両形態の軸力係数は Re 数 11,000 ~ 12,000 範囲で約 3.7 から 4.8 へと急激に変化しており、静的試験とは異なる Re 数依存性を示している。軸力係数がこのような Re 数依存性を示す原因としては、シャトルcockの回転による Nose 部近傍の流れ場が変化していることが考えられる。



(10-A) 水鳥球



(10-B) 樹脂球

図10 軸力係数の Re 数依存性

図(10-B)の樹脂球においては、静的試験と同様に Slot を塞ぐことにより、軸力係数は大幅に低下している。Roll fin が機能しなくなることによって回転数が低下し、ウィンドミル効果が弱まるためと考えられる。また、通常形態の Re 数依存性は水鳥球と同様な特性を示しており、軸力係数は Re 数 11,000 ~ 12,000 の範囲で急激に変化している。しかし、Slot を塞いだ形態では、軸力係数が急激に変化することは無く、フラットな変化を示しており、水鳥球の特性とはかなり異なることがわかる。

水鳥球の両形態及び樹脂球の通常形態で軸力係数が急激に変化する Re 数領域が存在することが確認された。このような特性は静的試験（非回転）では見られなかったものである。軸力係数がこのような Re 数依存性を示す原因としては、シャトルコックの回転により Nose 部近傍の流れ場が遠心力不安定により乱流に遷移し、その構造が大きく変化するため、急激に変化すると考えられる。

3.3 自由飛行試験

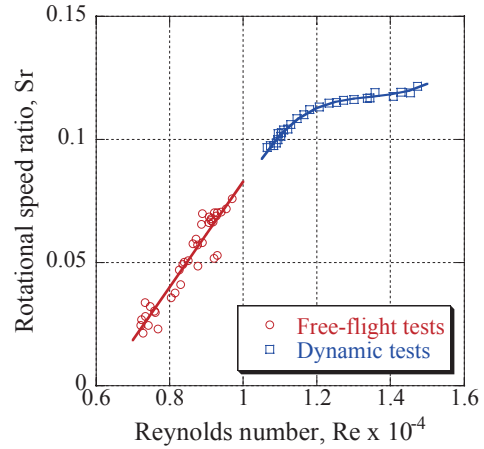
3.3.1 回転速度比の Re 数依存性

図 11 は、垂直風洞による動的試験及び自由飛行試験から得られた回転数と一様流の流速（飛行速度）より求めた回転速度比 Sr の Re 数依存性を示したものである。回転速度比とは回転による周速度と一様流の流速との比であり、回転状態を示す無次元数である。

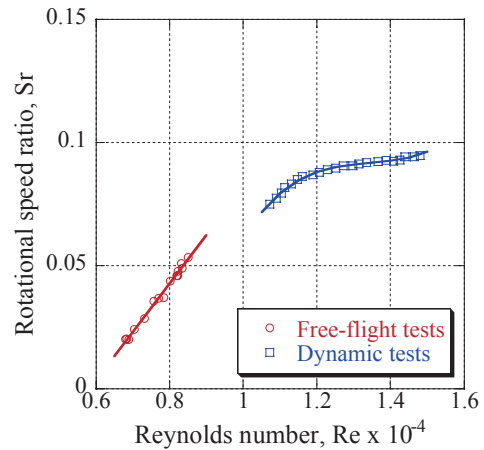
図(11-A)に示す水鳥球の自由飛行試験から得られた低 Re 数域における回転速度比は、 Re 数の増加に対し直線的に増加しており、回転数は飛行速度の自乗に比例していることがわかる。しかし、動的試験においては Re 数と速度比の関係は必ずしも線形ではなく、 Re 数が約 13,000 までは Re 数の増加に伴い速度比は緩やかに上昇するが、それ以上の Re 数では約 0.12 でほぼ横ばいに推移しており、回転数は Re 数に比例することを示している。今回の自由飛行試験では、高速度カメラ解像度の制約から動的試験と同じ Re 数域で実験データを得ることができなかったが、自由飛行試験の延長線上近傍に動的試験による実験結果が存在しており、 Re 数 7,000 ~ 15,000 の範囲における速度比の Re 数依存性を明確に示していると思われる。

図(11-B)の樹脂球においても、自由飛行試験で得られた回転速度比は計測範囲内で Re 数に対して線形関係にあるが、自由飛行試験で得られた結果の延長線と動的試験の間には微妙な「ずれ」が存在しているのが確認できる。この「ずれ」が計測誤差によるものか、樹脂球特有な流体力学

的な現象によるものなのかは、現時点では特定することはできない。今後の課題としたい。



(11-A) 水鳥球



(11-B) 樹脂球

図 11 回転速度比の Re 数依存性

3.3.2 軸力係数の Re 数依存性

図 12 に水鳥球及び樹脂球における軸力係数の Re 数依存性を示す。図中の C_A' は自由飛行試験で得られた加速度を基に式(2)で算出された非定常軸力であり、 C_A は垂直風洞による動的試験で得られた定常軸力係数を示している。また、実線はそれぞれの近似曲線である。

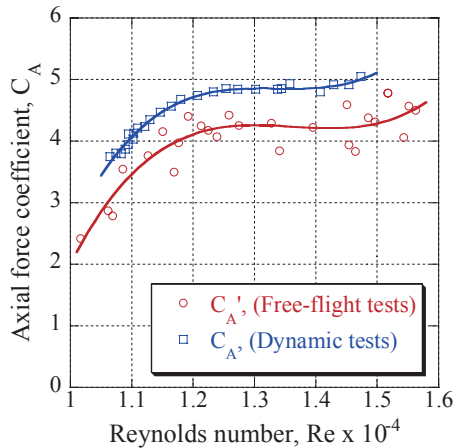
水鳥球の動的試験で得られた軸力係数は Re 数により変化し 3.7~5.0 で推移しているが、 Re 数 10,500~13,000 の範囲で約 3.7から 4.8 へと急激に変化し、ほぼ一定値となっている。一方、自由飛行試験による非定常軸力係数は、動的試験による定常状態と定性的には同様な Re 数依存性を示しているが、測定した Re 数範囲で動的試験よりも小さい値となっている。本来、非定常軸力を考えるにはシャトルコック周りの空気の運動も考慮し、付加質量 m' を運動方程式に含めて式(3)のように定式化しなければならない。

$$(m + m')a = -mg - F_A \quad (3)$$

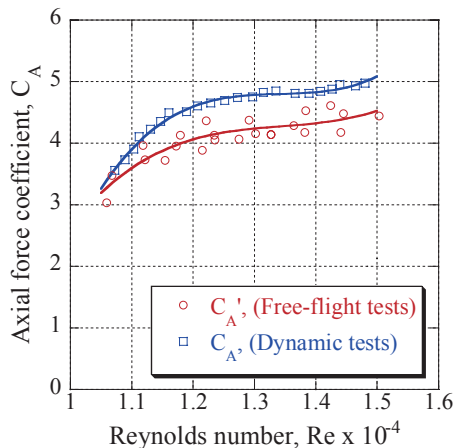
式中の F_A は動的試験で得られた定常軸力である。式(2)と(3)から非定常軸力は式(4)で求められる。今回の実験ではシャトルコックを打上げているため、加速度は負であり、非定常軸力は付加質量の慣性力分だけ小さい値となる。そのため、非定常軸力係数は定常軸力係数よりも小さくなる。

$$F_A' = F_A + m'a \quad (4)$$

図(12-B)の樹脂球においても、定常軸力係数と非定常軸力係数の Re 数依存性は定性的に一致しており、定量的には非定常軸力係数の方が定常軸力係数よりも小さい値となっている。これは水鳥球と同様、加速運動時は付加質量の慣性力だけ非定常軸力は小さくなるからである。



(12-A) 水鳥球



(12-B) 樹脂球

図 12 回転速度比の Re 数依存性

3.4 付加質量の推算

式(4)を空力係数で書き直し、付加質量を求めると式(5)となる。

$$m' = \frac{mqS}{mg + C_A'qS} (C_A - C_A') \quad (5)$$

式(5)より、定常及び非定常軸力係数の測定結果から、付加質量を推算することができる。各軸力係数を図 12 の近似曲線で評価し、付加質量を求めた結果を図 13 に示す。推算された付加質量は、水鳥球で $0.4 \sim 0.6$ g、樹脂球で $0.3 \sim 0.4$ g 程度であり、水鳥球、樹脂球で有意な差は無かった。付加質量を 0.4 g とすると、シャトルコック質量の約 8% であり、外形に対する体積比に換算すると約 3 ~ 4 となる。よく知られている球のポテンシャル計算による体積比 0.5 と比較すると、かなり大きな値となっている。複雑な形状、粘性、加速度及び回転等、球のポテンシャル計算とは条件が異なるためと考えられるが、更なる検証が必要である。

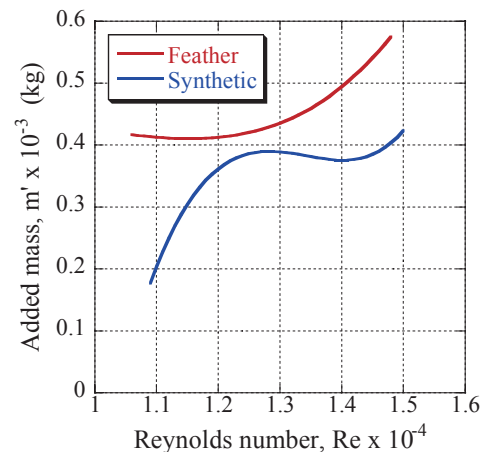


図 13 付加質量の Re 数依存性

4. おわりに

バドミントン用シャトルコック水鳥球及び樹脂球に対し、垂直風洞による静的及び動的試験、射出装置による自由飛行試験を実施し空力特性の Re 数依存性を取得した。本研究の遂行により得られた主な知見を以下に示す。

1. シャトルコックを固定した静的試験では、 Re 数 5,000 程度の微速領域においても Slot を塞ぐことにより、どの球種でも軸力は低下することが確認された。
2. 水鳥球の動的試験では、静的試験のように Slot を塞ぐことにより軸力が低下することは無かった。水鳥球では Slot を塞ぐことにより回転数が上昇するため、ウィンドミル効果が強まるためと考えられるが、その詳細については今後の課題である。
3. 樹脂球の normal 形態における動的試験では、水鳥球と同様に Re 数 11,000 ~ 12,000 の範囲で軸力係数が急激に変化することが確認された。これは静的試験では現れない特性であり、シャトルコックの回転により軸力係数の Re 数依存性は大きく異なることがわかった。
4. 自由飛行試験から得られた低 Re 数域では、回転速度比と Re 数は線形関係にあり、回転数は飛行速度の自乗に比例することが確認された。
5. シャトルコックの打上げ試験では、鉛直下向きに加速度が作用するため、非定常軸力は定常軸力より付加質量に作用する慣性力だけ小さい値となる。
6. 定常及び非定常軸力の計測結果から付加質量を推算したところ、水鳥球及び樹脂球ともに約 0.4 g 程度であり、シャトルコック外形に対する体積比では約 3 ~ 4 となる。

参考文献

- 1) 榎原芳夫, シャトルコックの空気力学的性質について, 幾徳工業大学研究報告 B-2, 1977.
- 2) 綿貫忠晴, 鈴木宏二郎, バドミントン用シャトルコックの基礎的空力特性, 第 38 回流体力学講演会講演論文集 (日本航空宇宙学会), 2006.
- 3) Cooke, A. J., Shuttlecock Aerodynamics, Sports Engineering, 2, 1999.
- 4) F. Alam H. Chowdhury et al., Measurements of Aerodynamic Properties of Badminton Shuttlecocks, 8th Conference of the ISEA, 2010.
- 5) 板倉嘉哉, 桑原直弘, 古村文音, 低速度領域におけるバドミントン用シャトルコックの空力特性, 第 47 回流体力学講演会/第 33 回航空宇宙数値シミュレーションシンポジウム, JSASS-2015-2017-F/A, 2015.
- 6) 板倉嘉哉, 古村文音, シャトルコックの空力特性, 宇宙航空研究開発機構特別資料, JAXA-SP-10-012, 2011.

温度による粘度変化を補正した油膜干渉法

栗田 充, 飯島秀俊
宇宙航空研究開発機構

Oil-film interferometry using correction for variation of oil-viscosity with temperature

by

Mitsuru Kurita, Hidetoshi Iijima (JAXA)

Abstract

This paper describes a method to improve accuracy of quantitative local skin friction measurement by oil-film interferometry in a wind tunnel testing. The proposed method has a correction for variation of oil-viscosity with temperature. In order to validate the proposed method, the method is applied to a flat plate test model in a low speed wind tunnel and is compared to other conventional local skin friction measurement methods. As the result, the proposed method successfully improves accuracy of the oil-film interferometry for the local skin friction measurement.

1. はじめに

空気抵抗を低減させ、燃費の良い航空機を開発する技術の獲得は、我が国の航空機開発における国際競争力確保において重要である。原油価格が高騰し環境への意識が高まる中、空気抵抗低減技術は益々重要な意味を持つ。

これからの航空機の機体設計は、従来のトータルの空気抵抗での評価ではなく、各抵抗成分(Profile Drag, Induced Drag, Wave Drag)の発生をコントロールする周到な設計技術が必須になると考えられる。旅客機は、全抵抗の内、表面摩擦抵抗の占める割合が最も高い¹⁾。そのため、最も低減を効率良く下げる方法のひとつは表面摩擦抵抗を低減させることである。

表面摩擦抵抗を低減させるためには、まずは表面摩擦抵抗を調べるための計測技術が必要である。しかし、表面摩擦抵抗は風洞計測の中で最も難しい計測項目のひとつであり、世界的に見ても計測技術が成熟しているとは言えない。

本研究は、風洞模型の表面摩擦抵抗を定量的に計測する手法の開発を目的としている。ここでは、オイルフロー法を基礎技術とした油膜干渉法を使用する²⁻⁶⁾。油膜干渉法は、複雑な装置を必要とせず、カメラ撮影及び照明が可能な範囲であれば模型の任意の位置に適用できるため広く使用されている表面摩擦抵抗計測手法のひとつである。しかし、オイルの温度による粘度変化により大きな計測誤差が生じるという課題がある²⁾。そこで、本研究は、油膜干渉法のオイル膜厚が非常に薄いことから、オイル温度がオイル塗布面の模型表面温度と等しいと仮定した上で、オイル塗布面の模型表面温度を非接触のIR温度計で計測することにより、オイルの温度による粘度変化の影響を補正する手法を提案する。本手法の検証のため、平板模型による風洞試験を実施する。ここでは、本研究で提案する温度補正を加えた油膜干渉法による局所表面摩擦抵抗計測データを他の手法による局所

表面摩擦抵抗計測データと比較することにより、本研究の手法の妥当性を確認する。

2. 温度による粘度変化を補正した油膜干渉法

2-1 油膜干渉法

模型表面に塗布されたオイルは表面摩擦力によって流され、オイルの厚みは時間とともに減少していく。油膜干渉法はこの原理を利用して表面摩擦抵抗係数 C_f を次式から算出する²⁾。

$$C_f = \frac{\tau}{q_\infty} = \frac{(2n_0/\lambda)\cos(\theta_r)(\Delta s_{n+1}-\Delta s_n)}{\int_{t_n}^{t_{n+1}}(q_\infty/\mu)dt} \quad (1)$$

ここで、 τ は表面摩擦力、 n_0 はオイル屈折率、 θ_r はオイル屈折角、 λ は光源の波長、 Δs は干渉縞の間隔、 q_∞ は主流動圧、 μ はオイルの粘性係数であり温度に依存する。添え字 n 、 $n+1$ は、計測の順番を示しており、計測時刻 t と Δs が対応する。

2-2 干渉縞の間隔

干渉縞の間隔は通風中に計測した画像データから求める。

まず、画像の干渉縞部分の輝度データを抽出する。この際、ノイズ低減のために一定ピクセル幅の輝度データを抽出し平均化する。

次に、画像から抽出した干渉縞の波形データの極大位置及び極小位置から干渉縞の間隔を求める。ここでは波形データを部分的に切り出したうえで、2次曲線によって近似することで極大及び極小のピクセル位置を算出する。

2-3 温度を考慮したオイルの粘性係数

各温度におけるシリコンオイルの動粘度は信越化学工業社のカタログに示されている次式から求める⁷⁾。 ν_{73} は T °C、 ν_{25} は25°C (298.15K)における動粘度である。なお、オイル密度は0°Cと50°Cのオイルの比重から線形内装により求め、また、オイル屈折率は $n_0 = 1.402$ の一

定とする⁷⁾。

$$\log_{10} \nu_T = \frac{763.1}{273.15+T} - 2.559 + \log_{10} \nu_{25} \quad (2)$$

3. 実験装置

3-1 風洞

風洞はJAXAの研究用の低速風洞を使用した。吹き出し口は304 mm×304 mmである。

3-2 模型

模型はピトーレイク計測やプレストン管計測等、油膜干渉法以外にも比較のための局所摩擦抵抗計測手法が存在する平板模型を使用する。模型は第1図に示す幅304 mm×長さ約800 mm×厚み10 mmの平板である。材質はアルミ合金であり、先端断面は半円形になっている。境界層の乱流遷移を促進させるため、平板模型の前縁部にカーボランダムによるラフネスを設置している。平板模型は風洞の左右の黒色の側壁により水平に支えられており、模型の上下は解放されている。風速は41.5 m/s とした。

模型には試験面として50 mm×50 mmのアルミ合金のプレートが埋め込んである(ここでは試験プレートと呼ぶ)。試験プレートの裏側(模型内部)には電気ヒータが設置されており、T型熱電対で温度を計測しながら試験プレートを最高約40℃(約313 K)まで任意の温度に設定できる。

油膜干渉法で明確な干渉縞を観測するためには、鏡面の模型表面が必要である。しかし、アルミ合金は、表面に付着する薄い酸化被膜のため、干渉縞を観測することが難しい。そこで、本研究では試験プレート表面にクリアコート塗装することにより試験プレート表面を鏡面化している。

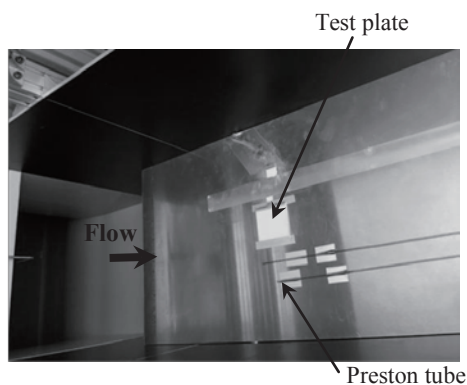
3-3 オイル

オイルは信越化学工業社の透明なシリコンオイルKF-96-50csを使用する。25℃でのオイルの動粘度は50 mm²/sである。干渉縞はオイル厚みが薄くないと観測できない。そのため、オイルは模型表面に小型のヘラで微量のみを局所的に塗布する。なお、本研究で干渉縞を観測できるのは風洞を起動し気流が十分に静定した後からである。

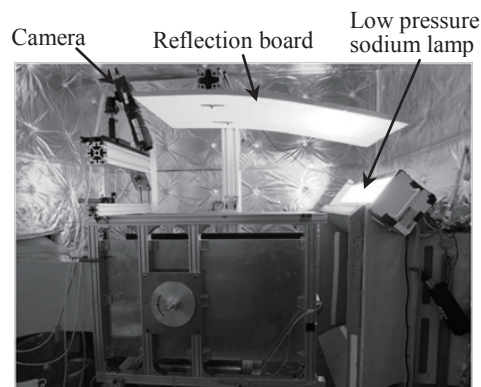
3-4 画像計測システム

油膜干渉法の画像計測システムを第2図に示す。画像計測システムは干渉縞を発生させるための光源と干渉縞を計測するためのカメラで構成される。

光源は発光波長約590 nmの低圧ナトリウムランプを使用する。また、模型の広範囲を照射できるように風洞上に反射板を設置している。カメラはAllied Vision Technologies社のProsilica GX6600モノクロカメラである。画像データの階調は14 bitとする。カメラの画素数は6576×4384である。油膜干渉法は、画像に写った干渉縞



第1図 平板模型



(a) 光学計測システム



(b) IR温度計

第2図 油膜干渉法の光学計測システム

の間隔から表面摩擦抵抗を計測するため、計測精度の確保には高い空間解像度を持つカメラが有利である。ズーム撮影のために接写リングを介した焦点距離180 mmのレンズを使用する。レンズのしぼりは11である。また、低圧ナトリウムランプ以外の光を入射させないようにするため、低圧ナトリウムランプの波長と同じ590 nmのバンドパスフィルタをレンズに設置して撮影を行う。

3-5 IR温度計

IR温度計は第2図に示すRaytek社のMX2を使用し、シリコンオイルが塗布された試験プレートの表面温度を真上から非接触で計測する。

クリアコートが塗布された試験プレートの放射率は不明なので、IR温度計が示す値は仮設定された放射率（今回は $\epsilon = 0.78$ に設定）での温度であり正確な温度ではない。そこで、試験プレートにおけるIR温度計データとT型熱電対温度計データの関係からIR温度計の較正を行う。

4. 油膜干渉法との比較データ

4-1 境界層速度分布の計測

試験面上流が乱流境界層であることを確認するために、第3図に示すピトーレイクにより境界層内の速度分布を計測する。

まず、ピトーレイク計測データから、境界層厚さ δ 、排除厚さ δ_1 、運動量厚さ δ_2 、消散エネルギー厚さ δ_3 、形状係数 H_{12} 及び H_{32} を求める^{8), 10)}。

$$\delta_1 = \int_0^{\delta} \left(1 - \frac{u}{U}\right) dy \quad (3)$$

$$\delta_2 = \int_0^{\delta} \frac{\delta u}{U} \left(1 - \frac{u}{U}\right) dy \quad (4)$$

$$\delta_3 = \int_0^{\delta} \frac{\delta u}{U} \left(1 - \frac{u^2}{U^2}\right) dy \quad (5)$$

$$H_{12} = \frac{\delta_1}{\delta_2}, \quad H_{32} = \frac{\delta_3}{\delta_2} \quad (6)$$

4-2 ピトーレイクによる局所表面摩擦抵抗計測

油膜干渉法のデータと比較するために、ピトーレイクによる局所表面摩擦抵抗計測を行う。ここでは一般に使用される式(7)のKármán-Schoenherrの方法と式(8)のLudwig-Tillmannの方法を使用する⁸⁾。

$$\frac{1}{C_f} = 17.08(\log_{10} Re_{\delta_2})^2 + 25.11 \log_{10} Re_{\delta_2} + 6.012 \quad (7)$$

$$C_f = 0.246 \cdot 10^{-0.678 H_{12} Re_{\delta_2}^{-0.268}} \quad (8)$$

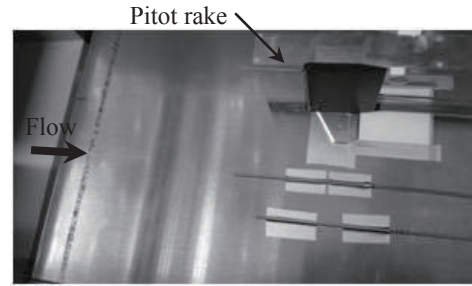
4-3 プレストン管による局所表面摩擦抵抗計測

油膜干渉法のデータと比較するために、第1図のプレストン管による局所表面摩擦抵抗計測も同時に行う。プレストン管は外径 $D = \phi 1.59 \text{ mm}$ のステンレス管である。静圧は主流方向においてプレストン管と同位置に、先端を止めて横側に小孔を設けた同じ外径のステンレス管により計測している。

プレストン管による局所表面摩擦抵抗は次式のPatelの方法から求める^{8), 9)}。ここでは、計測結果から $x^* = 6$ 程度であったため、完全乱流領域 ($5.6 < x^* < 7.6$) の式を使用している。

$$x^* = y^* + 2 \log_{10}(1.95y^* + 4.10),$$

$$x^* = \log_{10} \left(\frac{\Delta p D^2}{4\rho v^2} \right), \quad y^* = \log_{10} \left(\frac{\tau D^2}{4\rho v^2} \right) \quad (9)$$



第3図 ピトーレイク計測

5. 結果

5-1 境界層

試験プレートの境界層は、ピトーレイクでの計測結果から乱流であると判断した。これは、一般的に乱流境界層における形状係数は $H_{12} =$ 約1.4（この場合 $H_{32} =$ 約1.73）であり^{8), 10)}、今回の流れ場は第1表に示すように形状係数が数%以内の差でほぼ一致しているためである。

5-2 温度による粘度変化を補正した油膜干渉法

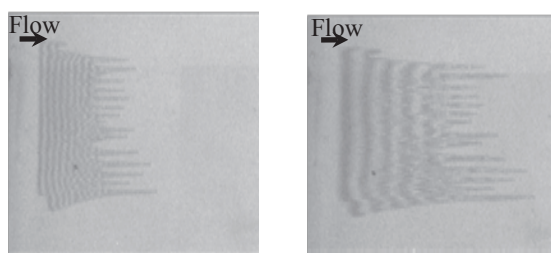
油膜干渉法における画像の例を第4図に示す。時間の経過とともに油膜厚さが薄くなり干渉縞の間隔が大きくなっていることが観察できる。

油膜干渉法で計測した局所の表面摩擦抵抗を第5図にKármán-Schoenherrの方法及びLudwig-Tillmannの方法並びにプレストン管の計測結果とともに示す。試験面のアルミプレートの温度は約15℃～約40℃（約288 K～約313 K）の範囲で変化させている。なお、オイルの温度による粘度変化の補正を適用しない場合のオイル温度は25℃（298.15 K）一定としている。

第5図のピトーレイク計測によるKármán-Schoenherrの方法及びLudwig-Tillmannの方法並びにプレストン管計測で得た局所の表面摩擦抵抗係数はほぼ同じ値を示すことから、本風洞試験での試験プレートにおける局所の表面摩擦抵抗係数はこれらが示す値の範囲にある。

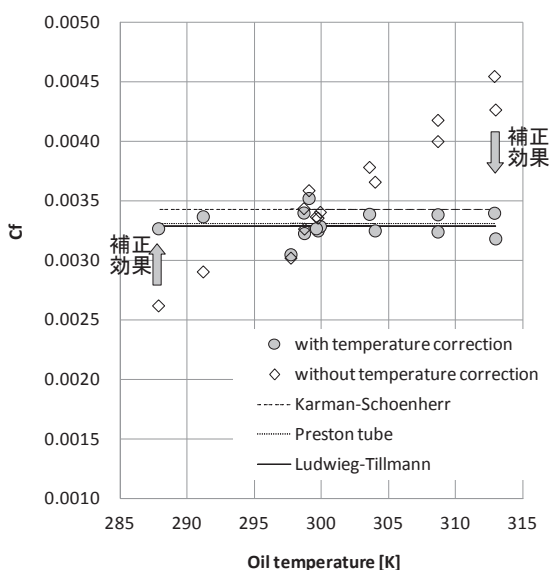
第1表 境界層の状態

項目	試験面上流	試験面
排除厚さ δ_1 mm	1.12	1.37
運動量厚さ δ_2 mm	0.781	0.968
消散エネルギー厚さ δ_3 mm	1.40	1.74
形状係数 H_{12}	1.44	1.41
形状係数 H_{32}	1.80	1.79
運動量厚さでのレイノルズ数 Re_{δ_2}	2.17×10^3	2.63×10^3



(a) 0 sec: 撮影開始 (b) 118 sec 後

第4図 油膜干渉法の計測画像



第5図 温度による粘度変化補正の効果

これに対し、油膜干渉法では、オイル温度を25℃(298.15K)の一定とすると、オイルの温度が低い場合、オイルの粘度が大きくなりオイル膜厚変化が小さくなるためにより小さい局所表面摩擦抵抗として計測されている。反対に、オイルの温度が高い場合、オイルの粘度が小さくなりオイル膜厚変化が大きくなるためにより大きい局所表面摩擦抵抗として計測されている。一方、オイル温度による粘度変化を考慮して補正した場合、油膜干渉法は全ての温度範囲においてKármán-Schoenherrの方法、Ludwig-Tillmannの方法及びプレストン管計測による局所の表面摩擦抵抗係数の値とほぼ一致する。

以上から本手法は、一般的な低速風洞における広い温度範囲(本研究では約15℃～約40℃で確認)で油膜干渉法の計測精度向上に効果的である。さらに、複雑な装置を必要とせず簡単に適用できることも有利な点である。

6. 結論

本研究は、IR温度計でオイル塗布面の模型表面温度を計測してオイルの温度による粘度変化を補正することで油膜干渉法の計測精度を向上させる手法を開発した。

本手法は、一般的な低速風洞における広い温度範囲(本研究では約15℃～約40℃で確認)で油膜干渉法の計測精度向上に効果的である。また、複雑な装置を必要とせず簡単に適用できることも有利な点である。

謝辞

本研究の遂行において多大なご協力をいただいた、JAXAの浜本 滋氏、加藤裕之氏、中北和之氏、満尾和徳氏、渡辺重哉氏に感謝します。

参考文献

- 1) Szodruch, J., "Viscous Drag Reduction on Transport Aircraft," AIAA Paper-91-0685, 1991.
- 2) Driver, D. M., and Drake, A., "Skin-Friction Measurements Using Oil-Film Interferometry in NASA's 11-Foot Transonic Wind Tunnel," *AIAA Journal*, Vol. 46, No. 10, pp. 2401-2407, 2008.
- 3) Naughton, W. J., and Sheplak, M., "Modern Developments in Shear-Stress Measurement," *Progress in Aerospace Sciences*, Vol. 38, pp. 515-570, 2002.
- 4) 飯島秀俊, 栗田充, 満尾和徳, Henny Bottini, 深湯康二: オイルを用いた表面摩擦抵抗計測について, 日本航空宇宙学会北部支部2015年講演会, 2015.
- 5) Bottini, H., Kurita M., Iijima, H., Fukagata, K., "Effects of Wall Temperature on Skin-Friction Measurements by Oil-Film Interferometry," *Measurement Science and Technology*, Vol. 26, 2015.
- 6) Squire, L. C., "The motion of a thin oil sheet under the steady boundary layer on a body," *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 11, pp. 161-179, 1961.
- 7) 信越化学工業株式会社, "シリコンオイル KF-96 性能試験結果," https://www.silicone.jp/catalog/pdf/kf96_j.pdf
- 8) 中村育雄, 大坂英雄: 工学系流体力学, 共立出版株式会社, 1997.
- 9) Patel, V. C., "Calibration of the Preston Tube and Limitations on its Use in Pressure Gradients," *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 23, Part 1, pp. 185-208, 1965.
- 10) Schlichting, H., "Boundary-Layer Theory Seventh Edition," McGRAW-HILL BOOK COMPANY, 1979.

円筒デトネーション波の伝播限界へ流路幅と円筒波面の曲率が与える影響

松物恒太郎, 亀山頌太, 大関敦, 榎並聖也, 脇田督司, 戸谷剛, 永田晴紀
北海道大学

Influence of channel width and curvature of cylindrical detonation wave on propagation limit

by
Tsunetaro HIMONO, Shota KAMEYAMA, Atsushi OZEKI, Takaya ENAMI,
Masashi WAKITA, Tsuyoshi TOTANI, Harunori NAGATA

ABSTRACT

To realize practical use of a Pulse Detonation Engine, reliable initiation of detonation waves is important and the amount of oxidizer for initiation is needed to decrease to get high specific impulse. So the authors propose a detonation initiator to solve these problems. In this initiator, detonation waves propagate around a reflector through some transition. First, planar detonation waves transit to cylindrical detonation waves. Second, cylindrical detonation waves transit to toroidal detonation waves. Finally, toroidal detonation waves propagate to planar detonation waves propagating large bore chamber. In the propagation and transition process, the propagation limit of cylindrical detonation waves is unclear even though there is some hypothesis. That is to say, cylindrical detonation waves are quenched by its curvature or the formation of their cell structure is inhibited by narrow channel. In this paper, cell sizes are correlated to threshold condition for quenching. The proportion of cell sizes to the channel width of planer channel and the radius of cylindrical detonation waves are researched. It became obvious that cylindrical detonation waves can propagate stably if the proportion of the cell size to the radius of cylindrical detonation waves is larger than 25 and have the potential to survive and propagate if the proportion of the cell size to the radius of cylindrical detonation waves is larger than 17.

1. 序論

航空宇宙推進機関としてのパルスデトネーションエンジン (Pulse Detonation Engine, PDE) の実用化のために研究が盛んにおこなわれている⁽¹⁾。PDE でのデトネーション波の開始には、デフラグレーション波をデトネーション波に遷移させる Deflagration to Detonation Transition (DDT) 過程が用いられることが多い。DDT に要する距離を短縮する方法として管径の小さい爆轟波管 (Predetonator) に反応性の高いドライバーガスを充填する方法がある。しかし、Bussing⁽²⁾による研究により、Fig. 1 に示すように PDE の燃焼器の体積に対して 1%の酸化剤が搭載されることで比推力が 20%低下することが指摘されており、現在、PDE の実用化への課題の一つとして、比推力を損なわずに燃焼室内にデトネーションを開始することが求められている。

本研究室では Murray⁽³⁾らの研究に注目し、デトネーションの反射による形態遷移を利用し、燃焼器内の酸化剤量の削減を可能とするイニシエータの開発を行っている⁽⁴⁾。Fig. 2 にこのイニシエータの概念図を示す。まず、爆轟波管出口近傍に反射体を設置することで、反射体と燃焼室壁面間に形成される円盤状流路を伝播する円筒デトネーション波を形成する。その後、拡大する円筒デトネーション波が壁面へと衝突し、リング状の下流へと伝播する円環デトネーション波への遷移する。最終的に、円環デトネーション波が拡大、リングの中心部分に向けて収束し、燃焼室内を伝播する平面デトネーション波を形成する。この伝播の過程では平面波から円筒波への遷移過程によって酸化剤の削減が可能となっている。管内から開放空間へと入射するデトネーション波の伝播には水素酸素量論混合気のような不安定性混合気では管に 13 λ の直径が必要だが、この遷移過程で求められる直径は 6.3 λ であり、爆轟波管内の酸化剤体積を半分以下に削減することが可能になる。しかし、遷移過程での消炎を防ぐために Fig. 3 に示すように爆轟波管から円筒デトネーション波の形成される円盤状流路の一部までドライバーガスを供給する必要がある。ここで、燃焼器内の酸化剤の削減のため、円筒デトネーション波の形成のために必要とされるドライバーガスの量と、伝播の行

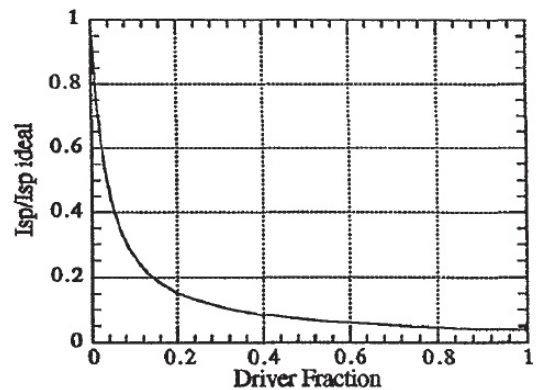


Fig. 1 ドライバーガス量による比推力の変化(2)

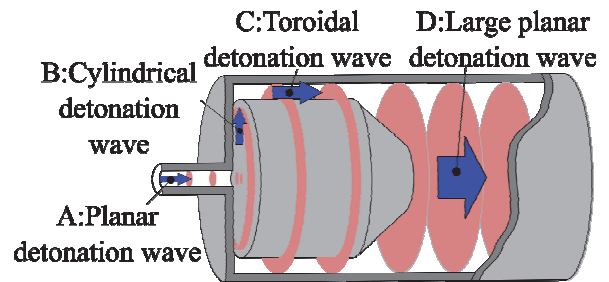


Fig. 2 イニシエータ概念図

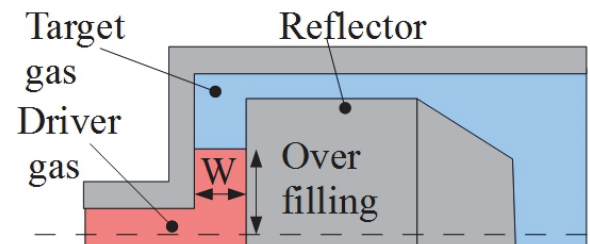


Fig. 3 ドライバーガス充填位置

われる混合気の希釈率が実験的に求められており、それぞれについて伝播限界が得られている⁽⁶⁾。しかし、伝播限界を支配する要素についていくつかの仮説が得られているが、十分に明らかにはなっていない。

伝播限界の生じる理由として、デトネーション波の開始直後など、伝播の過程で波面の面積が拡大する条件では伝播が困難になることが知られている。平面デトネーション波からの遷移直後の円筒デトネーション波は大きな曲率を持っており、オーバードリブン状態でこの領域を伝播する。杉山ら⁽⁶⁾は曲率を持つデトネーション波の CJ 速度によって規格化された速度が円筒波面の曲率 r とセルサイズ λ の比、 r/λ に依存することを示し、伝播が維持可能な範囲を $r/\lambda > 27.2$ と示した。オーバードリブン状態の終了後、波面の曲率によるデトネーション波の存在可能な条件を満たすまでに消失することが消失原因の一つとして予想される。また、消失の原因として、以下のことが考えられる。デトネーション波のセルサイズは流路の形状に関する伝播の指標として広く用いられているが、円盤状流路内に形成される流路内での伝播限界は取得されていない。過去の研究⁽⁶⁾での伝播限界条件では常に流路幅 w と λ に対して $w/\lambda = 1$ となっているが、伝播の行われる混合気の希釈率に対しての検証は不十分である。本研究ではこの二つの要因について実験的に検証を行った。

2. 実験装置及び実験条件

本研究で使用した実験装置は爆轟波管、燃焼室、燃焼室外縁部に設置する障害物、各種ガスボンベ、ガスハンドリング装置、真空ポンプ、差圧調整用タンク、点火装置、各種計測機器からなる。本研究での実験装置及び実験条件は、前節に示した二つの要因に対応して二つに分けられる。流路形状による消失限界の検証に用いる燃焼器の概形を Fig. 4 に、波面曲率による消失限界の検証に用いる燃焼器の概形を Fig. 5 に示す。P1, P2, および M1-M6 はピエゾ圧電素子型圧力センサ (PCB piezotronics HM113A24) が接続可能である。爆轟波管上流部には DDT の促進のためシェルキンスパイラルを設置している。シェルキンスパイラルは、直径 3.18 mm の鋼管を用いて平均ピッチ 2 mm で製作したものをを用いている。混合気の充填圧はすべての実験条件で 1 atm である。

流路幅とセルサイズとの比による伝播限界の調査では、燃焼室中心部で形成された円筒デトネーション波を障害物によって形成される 1 mm または 3 mm の流路に入射させ、伝播の可否を判断する。燃焼室の形状は、Fig. 4 に示すように中心から 150 mm の位置までが流路幅 $w = 10$ mm の円盤状流路である。中心部で形成された円筒デトネーション波は、燃焼室中心から 150 mm から 250 mm の位置までに形成される流路幅 $w' = 1$ mm または 3 mm の流路に入射する。この実験では、混合気境界部で生じる密度、反応性の変化による円筒波面への影響の排除のために、燃焼器内を単一の混合気で満たして実験を行う。混合気には遷移が生じる条件で最も大きなセルサイズが確認された水素酸素量論混合気に 20% の窒素を希釈した混合気を用いる。セルサイズの測定は、爆轟波管出口、燃焼室底面、障害物上に設置した煤膜によって行う。燃焼室内でのデトネーション波の伝播判断は障害物上で取得したセルサイズで行う。障害物上の全面にセルが確認された場合を伝播成功と判断する。ただし、障害物上で取得したセルサイズが拡大し続けている場合、伝播に伴いその後消失すると仮定し、消失と判断している。

曲率についての調査での燃焼器の概念図を Fig. 5 に示す。燃焼器内部はボールバルブによって遮断されており、上流に高圧でドライバーガスを、下流に低圧でターゲットガス

を充填し、バルブの開放によってドライバーガスを燃焼室内に充填する。ドライバーガスとして水素酸素量論混合気を、ターゲットガスとして水素酸素量論混合気を窒素で希釈した混合気を用いる。ドライバーガスが充填された領域で形成された円筒デトネーション波をターゲットガスへと伝播させる。燃焼器内の二種の混合気が等しい圧力になった時の燃焼室中心から混合気境界部までの距離を過供給距離と呼称する。過供給距離は 0 mm から 150 mm までとした。また、水素酸素量論混合気の窒素希釈率を 0% から実験装置内でデトネーション波の伝播が確認できなくなる

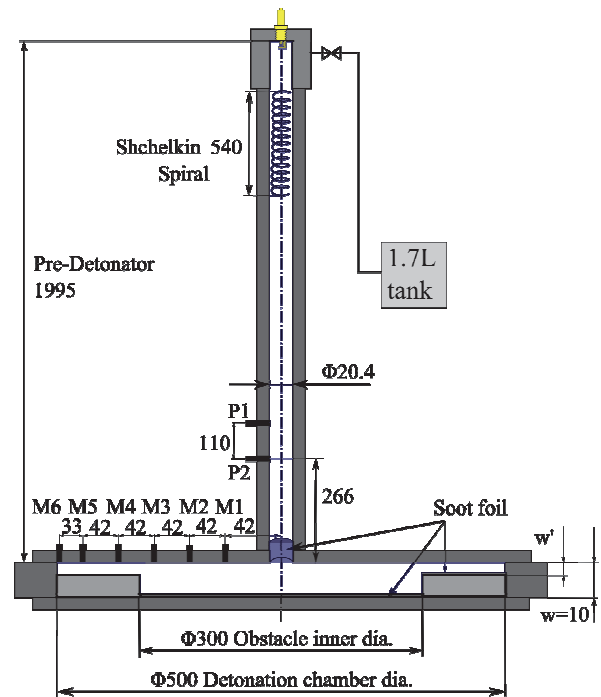


Fig. 4 流路形状に対する伝播限界の検証用の実験装置概念図

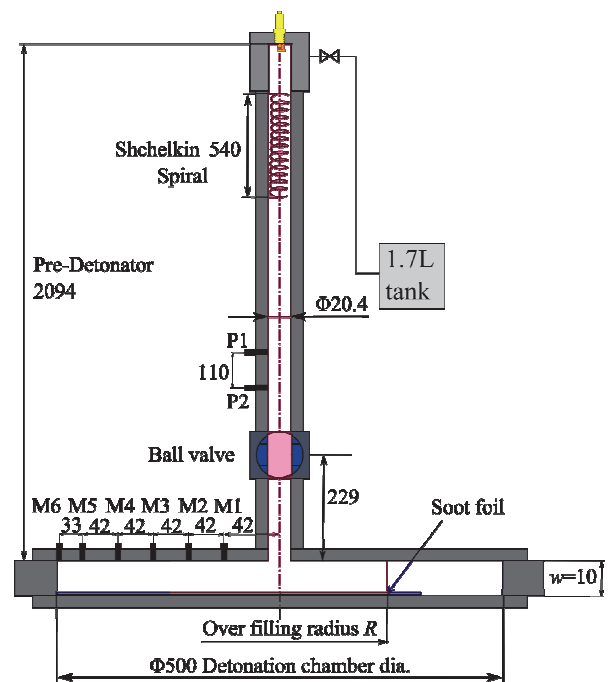


Fig. 5 円筒波面曲率に対する伝播限界の検証用の実験装置概念図

60%までの範囲で変化させる。バルブ開放 1 秒後に爆轟波管端のスパークプラグによって着火が行われ、DDT が開始する。

3. 流路幅による限界

爆轟波管出口で取得した本実験でのセルサイズと先行研究において同様の圧力、混合気取得されたセルサイズを Fig. 6 に示す。本実験では希釈率 20%のデトネーション波のセルサイズは約 1.4 mm となっている。希釈率に対するセルサイズの変化の傾向は先行研究とよく一致しているが、セルサイズの値は先行研究に比較して小さい値となっている。これは、取り扱っている混合気が不安定性混合気であり、煤膜上で個々のセルの識別が困難であること。そのために煤膜の画像データ上のセルサイズの取得位置に作図した線に交わる横波の間隔をセルサイズとしていることから、先行研究より小さい値が取得されたと考えられる。

燃焼室内で取得されたセルサイズを Fig. 7 に示す。縦軸にセルサイズ、横軸に燃焼器中心からセルサイズ取得位置までの距離を示す。エラーバーとして取得されたセルサイズの標準偏差を示す。グラフ中の破線は 150 mm の位置を示しており、破線左側では流路幅 $w = 10$ mm, 右側では流路幅 $w = 1$ mm, 3 mm の領域でのデータを示している。Fig. 7 から、障害物到達まではほぼ等しい値のセルサイズが取得されており、流路形状の変更が生じる位置まではほぼ等しい状態で障害物上に到達しているといえる。障害物上からはセルサイズの傾向に変化が生じている。 $w' = 3$ mm の条件ではセルサイズには変化が見られないが、 $w' = 1$ mm の条件ではセルサイズは障害物上で約 2.4 mm で定常な値を示しており、流路形状の影響の影響からセルサイズが拡大していることがわかる。 $w' = 1$ mm の結果から、少なくとも $w' / \lambda = 0.42$ ではセルサイズの拡大から消炎に向かっていることが示唆されるものの、円筒デトネーション波が伝播可能であることが示され、過去の実験結果⁽⁵⁾での伝播限界の支配要因ではないことがわかった。 $w' = 1$ mm の結果で、流路形状によるセルサイズへの影響が確認できることから、流路形状がセルサイズに対して十分に小さい条件では消炎が生じると考えられるが、本研究では流路幅による円筒デトネーション波の伝播限界は取得できなかった。

4. 曲率による限界

Wakita⁽⁶⁾らは観測範囲にセルが確認された条件を伝播成功と判断したが、円筒波の一部に消炎が生じたとき、その後伝播に伴い円筒波面が形成されるかは明らかにならず、また、不完全に形成された円筒波面から壁面との衝突によって円環波の形成が行われるかも明らかになっていない。そのため、本研究では観測範囲内の一部で消炎が生じている条件を消炎として示す。この伝播判断での円筒デトネーション波の伝播限界を Fig. 8 に示す。縦軸にターゲットガスの窒素希釈率、横軸に過供給距離 R を示す。この結果から、円筒デトネーション波が消炎を生じず燃焼室内を安定に伝播可能であるのは窒素希釈率 50%までであることがわかる。伝播限界の限界付近での伝播に伴うセルサイズの変化を Fig. 9, 10, 11 に示す。縦軸にセルサイズ、横軸に燃焼器中心からのセルサイズ取得位置を示す。Fig. 9 に示すように、安定な伝播の確認される窒素希釈率 50%の混合気への伝播ではセルサイズは燃焼室中心から 125 mm の位置から測定範囲全域で約 4 mm で安定した値をとり、安定に伝播する。また、Fig. 10 に示すように、伝播限界である窒素希釈率 55.6%の条件で確認された伝播条件では、セルの増大後にセルが縮小し、安定な伝播に遷移しつづることがわかる。一方、Fig. 11 に示すように、窒素希釈率

が 55.6%以上の混合気への伝播で、消炎が確認された条件では、セルサイズが拡大を続け、約 9 mm 程度まで拡大した時点で消炎が確認されている。

燃焼器内で拡大する円筒デトネーション波は正の曲率を持ったデトネーション波として扱うことが可能であり、杉山⁽⁶⁾が提唱した気体デトネーション波の準定常 1 次元モデルを参考とした。Fig. 12 に杉山らの行った数値解析のモデルを示す。解析の結果、杉山らは衝撃波面半径 R_s とセルサイズ λ の比が 27.2 を下回るとき、方程式の解が存在せず、デトネーション波が伝播を維持することができなく

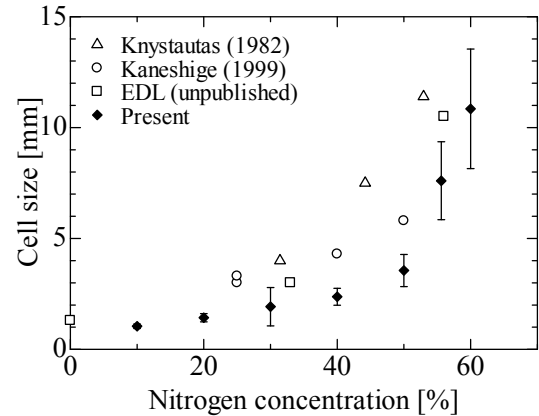


Fig. 6 爆轟波管出口でのセルサイズ

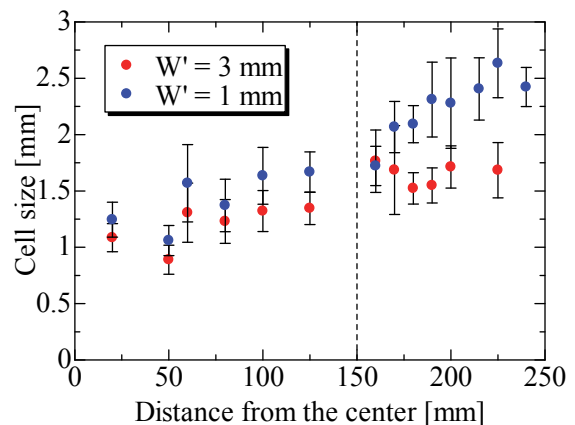


Fig. 7 障害物上でのセルサイズ

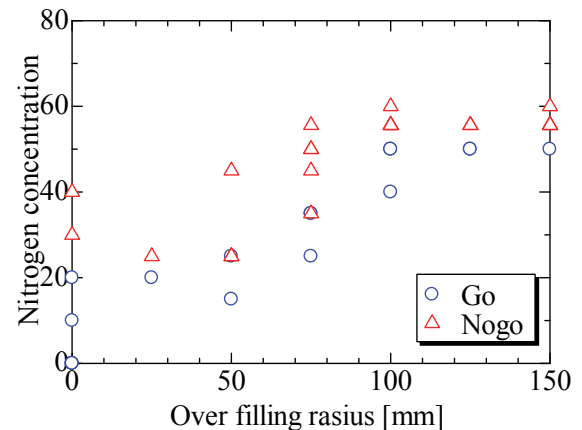


Fig. 8 希釈混合気への伝播に要するドライバーガスの充填範囲

なることを示した (Fig. 13). そこで, 本研究では消炎限界条件での煤膜上から取得されるデトネーション波セルサイズから, 消炎限界の指標として r/λ を用いて円筒デトネーション波の伝播, 消炎限界を検証する. まず, 煤膜上での消炎判断の例を Fig. 14 に示す. 煤膜上に示すように, セルが確認されなくなった位置を消炎位置とし, Fig. 14 のように円筒波面の一部が消炎し, 波面のほかの領域が伝播している場合には, 最も中心に近い位置で消炎している箇所を消炎位置とする. Fig. 15, 16 にそれぞれ伝播限界条件で, 煤膜内で伝播が確認された領域, 消炎が確認された領域での r/λ の伝播に伴う変化を示す. それぞれのグラフ内の斜め線は窒素希釈率 55.6%(ターゲットガス) の条件で爆轟波管内で取得されたセルサイズと円筒デトネーション波半径から算出した円筒デトネーション波が安定に伝播する条件での r/λ の予想値である. Fig. 15 から, 伝播の確認された条件では r/λ はターゲットガスへの伝播後から減少し, セルサイズの増加が開始していることがわかる. その後, ある点から r/λ は増加をはじめ, 安定に伝播している. ただし, うち一点では r/λ が大きく上昇していることがわかる. これは, 本実験で用いている混合気が不安定性の混合気としての特性を持つため, 局所的にオーバードリブン状態での伝播を行ったものと考えられる. この結果から, $r/\lambda = 17$ の条件で円筒波が消炎を生じずに安定な伝播に至ることが確認されている. また, Fig. 15 に示す条件でのセルサイズは, Fig. 10 に示している. Fig. 16 から, 消炎が確認された条件では Fig. 15 のように r/λ の増加が生じることがなく, 消炎していることがわかる. この結果から, 消炎が $r/\lambda = 25$ の条件から生じることがわかる. これは上述した杉山らの理論解析による結果に極めて近い結果であるといえる. 次に, 爆轟波管出口で取得されたセルサイズと本実験で取得した r/λ の境界値である 25 から, 各窒素希釈率について $r/\lambda = 25$ となる点を円筒デトネーション波の伝播限界とともに Fig. 16 に示す. 縦軸に混合気の希釈率, 横軸に過供給距離を示す. 実線の右側の領域が, 境界値から得られた, 円筒波面半径が十分大きく, 円筒波面の存在可能な範囲を示している. この結果から, 希釈率 55.6% の条件では, $R > 190$ mm の領域で消炎を生じずに伝播が可能となると考えられる. また, 希釈率 60% の条件では $R > 271$ mm の領域から消炎を生じずに伝播が可能になると考えられる.

5. 結論

円盤状流路内での円筒デトネーション波の伝播限界の決定要因について, デトネーション波の伝播する流路幅, 円筒デトネーション波の波面の持つ曲率とセルサイズの関係に注目して実験的に調査を行い, 円筒波の伝播限界の決定要因を明らかにした.

流路幅 1 mm, 3 mm の流路に円筒デトネーション波を注入し, 伝播の可否を検証した. セルサイズに対して約 0.4 倍の流路幅に対しても伝播が確認され, 伝播限界を取得した条件では流路幅に対する伝播条件は満たされていることがわかった. 流路幅に対する伝播限界となるセルサイズの観測には至らなかったが, 流路形状の影響により流路幅 1 mm の流路でセルサイズの増大が確認されており, 伝播が困難になっていることがわかる.

波面曲率とセルサイズからの伝播限界の検証によって, $r/\lambda > 25$ を満たすとき, 円筒デトネーション波が持続的に伝播可能であることが実験的に明らかとなった. また, $r/\lambda < 25$ の条件では消炎が確認され始め, $r/\lambda > 17$ 以上の条件では $r/\lambda < 25$ 以下の領域から伝播しうることが確認された.

6. 参考文献

- (1) G.D. Roya, S.M. Frolovb, A.A. Borisovb, D.W. Netzerc “Pulse detonation propulsion: challenges, current status, and future perspective” *Progress in Energy and Combustion Science*, 30 (2004) 545–672.
- (2) Bussing, T. A. R., Bratkovich, T. E. and Hinkey Jr, J. B., “Practical Implementation of Pulse Detonation Engines.” AIAA Paper 97-2748, 1997.
- (3) Murray, S. B. and Lee, J. H. “On the transformation of planar

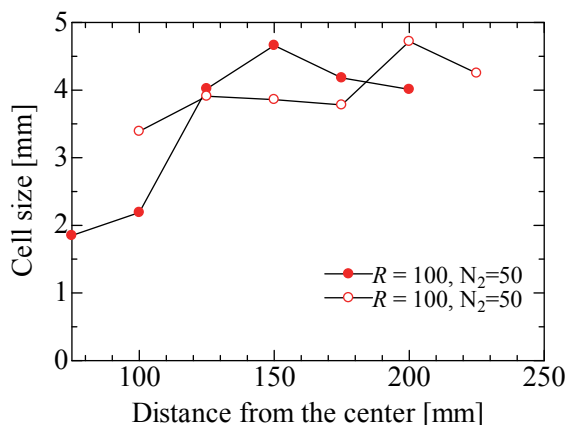


Fig. 9 安定伝播条件での伝播に伴うセルサイズの変化

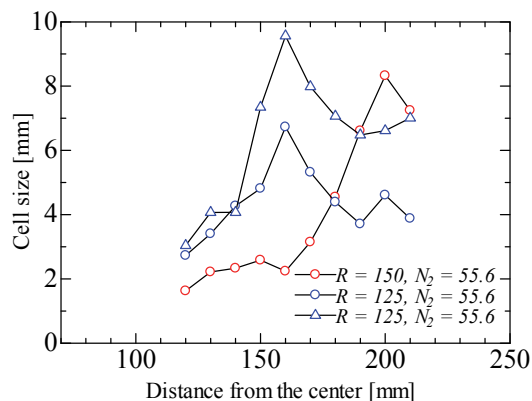


Fig. 10 伝播境界条件における伝播時のセルサイズの変化

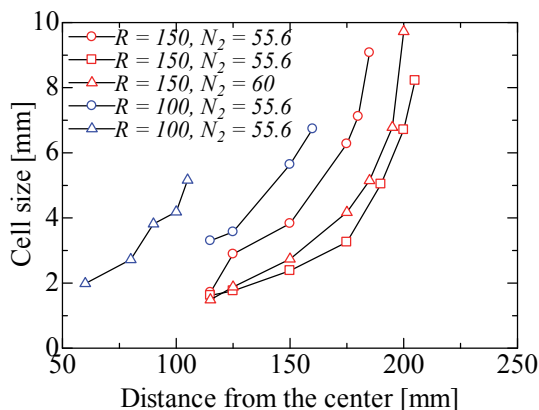


Fig. 11 伝播境界条件における消炎時のセルサイズの変化

detonation to cylindrical detonation,” Combust. Flame, 52, 1983, pp. 269-289.

(4) Masashi Wakita, Tsunetaro Himono, Keita Kikuchi, Shota Kameyama, Tsuyoshi Totani and Harunori Nagata, “Influence of gradual expanding channel cutoff on propagation of the toroidal detonation wave” 25th ICDERS.

(5) Masashi Wakita, Masayoshi Tamura, Akihiro Terasaka, Kazuya Sajiki, Tsuyoshi Totani, Harunori Nagata “Development of Pulse Detonation Engine Initiator Using Reflector for Large Bore Combustor” TRANSACTIONS OF THE JAPAN SOCIETY FOR AERONAUTICAL AND SPACE SCIENCES, AEROSPACE TECHNOLOGY JAPAN, Vol. 10 (2012) No. ists28 p. Pa_31-Pa_36.

(6) Yuta Sugiyama “Numerical Study on Propagation Behaviors of Gaseous Detonation in Two- and Three- Dimensional Tubes” Graduate School of Science and Technology Keio University, 2013.

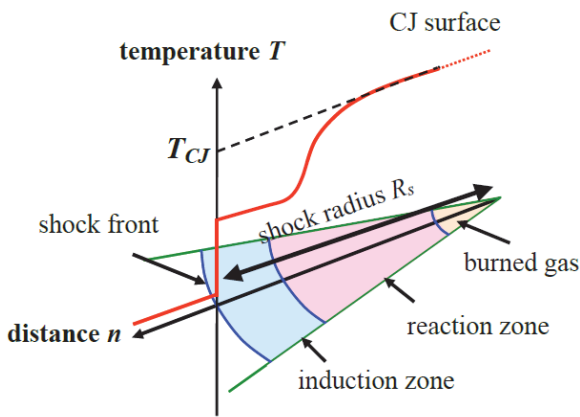


Fig. 12 曲率を持った準定常1次元解析の概念図(6)

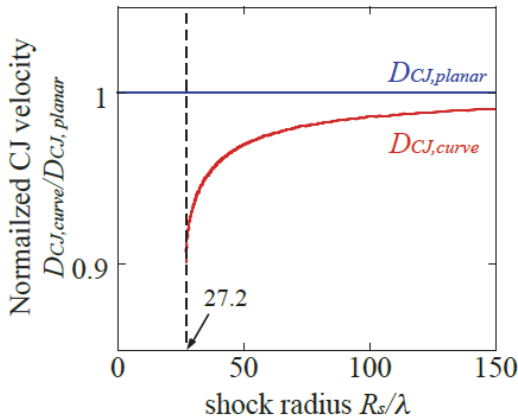


Fig. 13 準定常1次元解析によるCJ解の存在範囲(6)

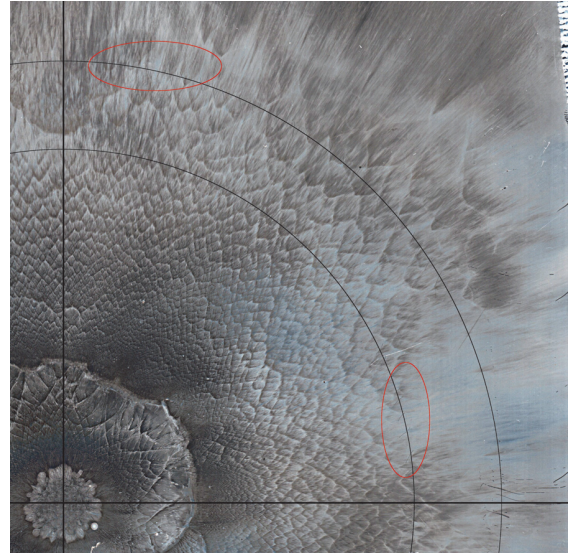


Fig. 14 デトネーション波消炎判断の例

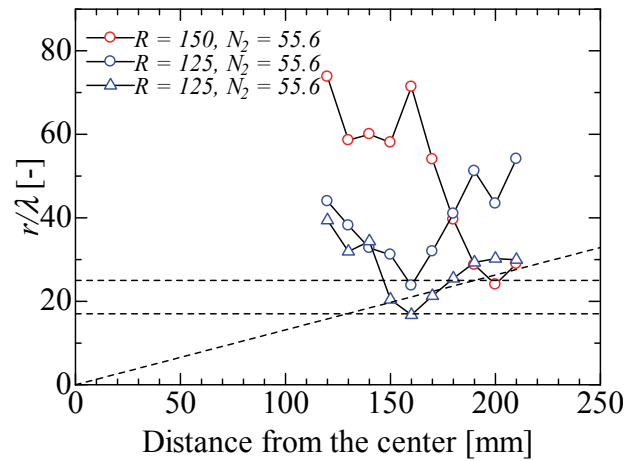


Fig. 15 伝播境界条件における伝播時の伝播に伴う r/λ の変化

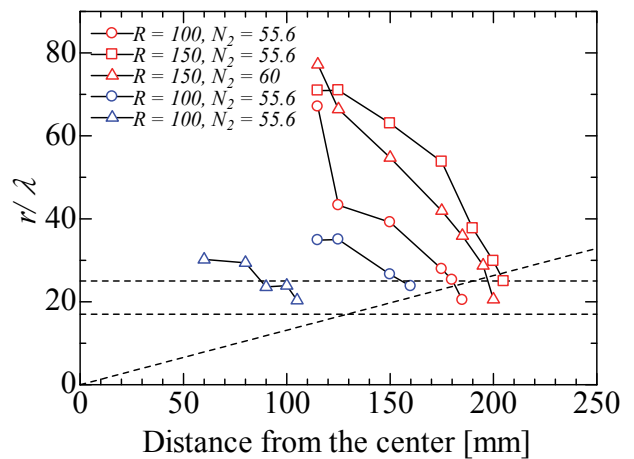


Fig. 16 伝播境界条件における消炎時の伝播に伴う r/λ の変化

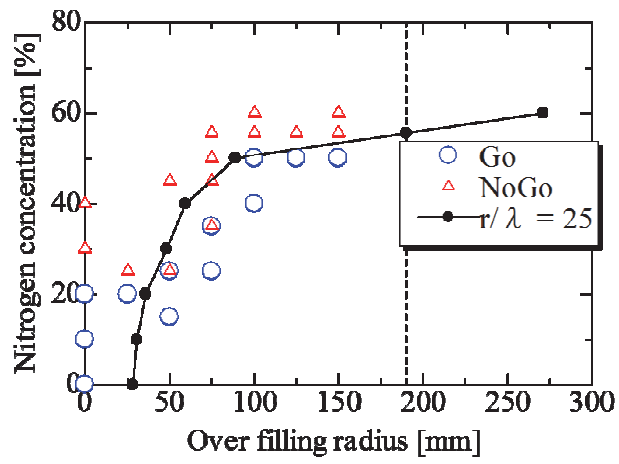


Fig. 17 円筒波面デトネーション波の存在可能範囲

宇宙航空研究開発機構特別資料 JAXA-SP-16-007

JAXA Special Publication

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論文集
Proceedings of the 48th Fluid Dynamics Conference / the 34th Aerospace Numerical
Simulation Symposium

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 平成28年12月27日

電 子 出 版 制 作 松枝印刷株式会社

©2016 JAXA

※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.

