

宇宙航空研究開発機構特別資料

JAXA Special Publication

航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム2004論文集

航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム運営委員会

2005年3月

宇宙航空研究開発機構
Japan Aerospace Exploration Agency

宇宙航空研究開発機構特別資料
JAXA Special Publication

航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム2004
論文集

Proceedings of Aerospace Numerical Simulation Symposium 2004

開催日：平成16年6月24日(木)～25日(金)
開催場所：宇宙航空研究開発機構 航空宇宙技術研究センター

24 June ~ 25 June , 2004
Japan Aerospace Exploration Agency

2005年3月
March 2005

宇宙航空研究開発機構
Japan Aerospace Exploration Agency



まえがき

平成16年6月24日、25日の二日間にわたり、航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム2004を開催いたしました。本シンポジウムは前身の「航空機計算空気力学シンポジウム」から数えて22回目となり、平成10年に現在の名称となつてからすでに7回目となります。この間、大型計算機及び高精度流れ解析技術の飛躍的進歩に伴い、CFD技術は航空機、宇宙機、エンジン等の空力予測のみならず、構造や熱との連成解析、最適化技術等にも発展し、さらなる設計の高度化に向けた研究開発が進められております。本シンポジウムでも空気力学に加え、構造、熱、飛行運動等、広く航空宇宙分野全体に関わる最新の数値シミュレーション技術について討論する事を目的としています。2003年10月に航空宇宙技術研究所、宇宙開発事業団、宇宙科学研究所の3機関が統合し、宇宙航空研究開発機構(JAXA)が誕生いたしました。CFD、風洞試験、及び飛行試験の全ての研究を行うJAXAの特色を生かすことにより、今後とも本シンポジウムが航空宇宙は言うまでもなく多くの分野の数値シミュレーション技術の発展に寄与していく事を期待しています。

今回はJAXAが発足して初めての開催であり、また会場を航空宇宙技術研究センター本所から飛行場分室に移す事になり、行き届かぬ点が多々あった事と思いますが、多くの方々にご参加をいただき、密度の濃い議論ができました事、主催者として心より御礼申し上げます。セッションに関しましては、まず特別講演では、DLRよりDr. R. Heinrichを招聘し「MEGAFLOW-A Numerical Flow Simulation Tool for Aircraft Design」と題して特別講演をしていただきました。MEGAFLOWソフトウェア全体の紹介に始まり、信頼性確立のための研究、航空機については高揚力装置、エンジンと機体の干渉、最適化等、さらには自動車や列車の流れなど、話題は多岐に渡りました。特別企画「大規模計算」では、大規模計算に実際に携わっているの方々から6件、大規模計算に関する現状、ノウハウ、難しさなどを紹介していただきました。さらに一般講演では、再突入、高揚力装置、フラッター、熱と流れ、音、設計、宇宙エンジン、ターボ機械、検証、乱流、DES、解法、格子の13セッションで計38件のご発表をいただきました。

この論文集は今回のシンポジウム講演内容をまとめたものですが、これを通して、シンポジウムの成果をできるだけ広く活用していただけると幸いです。内外からご参加いただいた著者の方々に心より感謝するとともに、航空宇宙分野のシミュレーション技術の先導役として、今回の経験を来年度以降のシンポジウムのさらなる発展に結びつけていきたいと考えておりますので、今後とも関係各方面の方々のご協力をお願いいたします。

航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム2004
運営委員会委員長 坂田公夫

航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム2004 運営委員会委員

坂田公夫(委員長)、野崎 理(研究幹事)、吉田正廣(総務幹事)、山本一臣、高木亮治、松尾裕一、山根 敬、佐藤 茂、小寺正敏、少路宏和、黒滝卓司、青山剛史、溝渕泰寛、才木一寿、清水太郎

目次

1. MEGAFLOW-A Numerical FLOW Simulation System for Aircraft Design 1
N. Kroll, O. R. Heinrich (DLR, Germany)
2. NS3D コードの各種並列化言語を用いた並列化による性能向上について15
○小林穰、松尾裕一 (JAXA)
3. 平行平板間乱流の大規模直接数値シミュレーション21
○安部浩幸、松尾裕一 (JAXA)
4. 不安定攪乱増幅による超音速平面ジェットの声波発生機構27
○渡辺大輔、前川博 (広島大学)、松尾裕一 (JAXA)
5. 気象の高解像度数値予報33
中山寛、○藤田司 (気象庁)
6. 騒音直接計算を用いた風車翼の騒音低減について39
○FLEIG OLIVER、飯田誠、荒川忠一 (東京大学)
7. CeNSS における大規模シミュレーションの性能向上45
○松尾裕一、土屋雅子 (JAXA)
8. 再突入飛行体の CFD 解析における熱化学モデルの影響について51
—電磁力を利用した空力加熱低減法への影—
○大津広敬 (静岡大学)、安部隆士 (JAXA)
9. アブレーション材料同定解析システム FISCAM57
佐藤裕、○高寄浩一 (JAXA)、須藤之喜、高田健一 (NEC 情報システムズ)
10. ガリレオ探査衛星突入飛行時のアブレータ損耗量再現の試み63
○松山新吾 (JAXA)、澤田恵介 (東北大学)
11. NACA0012 翼端渦の乱流数値解析69
○榎本俊治、今村太郎、山本一臣 (JAXA)
12. Detached-Eddy Simulation of Massively Separated Flows around Airfoil75
○Li Dong, Igor Men'shov, Yoshiaki Nakamura (Nagoya Univ)
13. 非構造格子法を用いた航空機高揚力装置周りの流れ場解析の精度検証82
○村山光宏、山本一臣 (JAXA)
14. 二次元高揚力装置周りの流れ場解析とその検証87
○竹中啓三 (三菱重工)、山本一臣 (JAXA)
15. 超高速輸送機形状の高揚力装置の空力設計73
○浅野宏佳、越智章生 (川崎重工)、井上隆 (JADC)
16. 舵面付き NLR7301 二次元翼の遷音速非定常解析99
○齊藤健一 (JAXA)、ラルフ・フォス (DLR)
ケーランディッシュ・ハミドレザ (RCCM)

17. 遷音速フラッターシミュレーションにおける陰解法の時間刻み幅選定基準について	105
○寺島洋史 (東京大学)、藤井孝藏 (JAXA)	
18. CFD-構造強度解析におけるデータの受渡し及び処理システムの構築	111
○陳錦祥、小河昭紀、橋本良作 (JAXA) 吉田豊明 (東京農工大)、福山佳考 (JAXA)	
19. 大規模 PC クラスタを用いた統一解法による流れと熱伝導の連成シミュレーション	117
○白崎実、姫野龍太郎 (理化学研)	
20. UPACS による圧縮流・熱伝導連成解析の現状	121
山根敬 (JAXA)	
21. 航空機騒音解析に向けた線形オイラー方程式解析コードの構築とその検証	127
○今村太郎、山本一臣 (JAXA)	
22. Active Control of Tip Vortex using HHC and Tab in Helicopter	133
○Choongmo YANG, Takashi AOYAMA, Shigeru SAITO (JAXA)	
23. 再使用宇宙輸送機翼形状空力設計のトレードオフ解析	139
○千葉一永、大林 茂、中橋 和博 (東北大学)	
24. バーチャルエンジニアリングのための翼型関数表現	145
○堀江栄之、松島紀佐、中橋和博 (東北大学)	
25. Kriging 法を用いた高揚力装置の最適設計	151
○鄭信圭 (東北大学)、金崎雅博、村山光宏 (JAXA)	
26. Acceleration of GA in aerodynamics by Search Space Reduction and Artificial Neural	155
○ルソー ヤニック、中村佳朗 (名古屋大学)	
27. LE-7A エンジンタービン流れの数値シミュレーション	160
○才木一寿、野崎理 (JAXA)	
28. タービン段における非定常三次元流れ場の数値解析	166
○山田和豊、船崎健一、廣間和人 (岩手大学) 堤雅徳、平野雄一郎 (三菱重工)	
29. ITBL 上での空力/構造解析を組み合わせた翼振動応答予測	172
○浜辺正昭、大庭芳則、児玉秀和 (石川島播磨重工)、吉田正廣、山本一臣 (JAXA)	
30. PIV (粒子画像流速測定法) を用いた CFD コード検証について	178
○渡辺重哉、加藤裕之、雷忠、今村太郎、榎本俊治 (JAXA)	
31. 感圧塗料計測データを用いた CFD コード検証について	184
○中北和之、満尾和徳、栗田充、渡辺重哉 (JAXA) 山本一臣、高木亮治、向井純一 (JAXA)	
32. CFD 検証データベースの開発	190
高木亮治、山本一臣、山根敬 (JAXA)	

33. G方式を用いたガスタービン燃焼器内の乱流燃焼場のLES	196
○富永卓司、谷口伸行 (東京大学)	
34. CeNSSを用いた水素噴流浮き上がり火災詳細シミュレーション	202
溝渕泰寛、新城淳史、小川哲 (JAXA)	
35. エアロスパイクノズルを取付けたSSTO形状のジェット無噴射時における 空力特性解析	208
○塚田はるみ (横浜国立大学)、藤本圭一郎 (東京大学)	
藤井孝蔵 (JAXA)、宮路幸二 (横浜国立大学)	
36. LNG (液化天然ガス) ターボポンプのCFDシミュレーション	214
○木村俊哉、長谷川恵一、吉田義樹 (JAXA)、安富義展 (石川島播磨重工)	
37. 拡大流路内の擬似衝撃波の数値シミュレーション	218
○河津要 (東北大学)、熊坂剛志 (本田技研)	
韓敏浩、天野正広、滝田謙一、升谷五郎 (東北大学)	
38. プラズマトーチによる超音速流中での着火・保炎現象の解析	224
○湊亮二郎 (室蘭工業大学)、新岡嵩 (東北大学)	
39. 保存系に対する保存型差分近似スキームの問題点	230
○相曾秀昭、ABOUZIAROV, Moustafa (JAXA)	
40. 非圧縮性流体の非定常計算手法の妥当性について	236
○高橋匡康、岸恭子 (JAXA)、松浦義則 (広島市立大学)	
大春慎之助 (中央大学)	
41. 直交オイラー法を用いた解析効率の向上	242
畑中圭太 (三菱重工)	
42. UPACSの重合格子解析における重合境界設定手法について	248
○松村洋祐、東田明宏、村上弘幸 (みずほ情報総研)	
山根 敬、高木亮治、山本一臣 (JAXA)	
43. Flow Simulation Method based on Hexahedra Grid	254
Paulus R Lahur (JAXA)	

MEGAFLOW – A Numerical FLOW Simulation System for Aircraft Design

by
Norbert Kroll and Ralf Heinrich

DLR, Institute of Aerodynamics and Flow Technology, 38108 Braunschweig, Germany

ABSTRACT

Some years ago the national CFD project MEGAFLOW was initiated in Germany, which combines many of the CFD development activities from DLR, universities and aircraft industry. Its goal is the development and validation of a dependable and efficient numerical tool for the aerodynamic simulation of complete aircraft. The MEGAFLOW software system includes the block-structured Navier-Stokes code FLOWer and the unstructured Navier-Stokes code TAU. Both codes have reached a high level of maturity and they are being intensively used by the German aerospace industry in the design process of a new aircraft. This paper highlights recent improvements and enhancements of the software. Its capability to predict viscous flows around complex industrial applications for transport aircraft design is demonstrated.

1 Introduction

Aerospace industry is increasingly relying on advanced numerical simulation tools in the early aircraft design phase. Nevertheless, there is still a great need for improvement of numerical methods, because standards for simulation accuracy and efficiency are constantly rising in industrial applications. Moreover, it is crucial to reduce the response time for complex simulations, although the relevant geometries and underlying physical flow models are becoming increasingly complicated.

In order to meet the requirements of German aircraft industry, the national project MEGAFLOW was initiated some years ago under the leadership of DLR [1],[2]. The main goal was to focus and direct development activities carried out in industry, DLR and universities towards industrial needs. The close collaboration between the partners led to the development and validation of a common aerodynamic simulation system providing both a structured and an unstructured prediction capability for complex applications. The software is constantly updated to meet the requirements of industrial implementations.

In the first phase of the project the main emphasis was put on the improvement and enhancement of the block-structured grid generator MegaCads and the Navier-Stokes solver FLOWer. In a second phase the activities were focused on the development of the unstructured/hybrid Navier-Stokes solver TAU. Due to a comprehensive and cooperative validation effort and quality controlled software development processes, both flow solvers have reached a high level of maturity and reliability. The MEGAFLOW software is used in the German aeronautic industry and research organizations for a wide range of applications. Due to the use of common software, the process of transferring latest research and technology results into production codes has been considerably accelerated.

The present paper describes the features of the software and demonstrates its capability on the basis of several applications from civil aircraft design.

2 MEGAFLOW Software

The MEGAFLOW software offers flow prediction capabilities which are based on both block-structured and hybrid meshes.

2.1 Grid Generation

For the generation of block-structured grids the interactive system MegaCads has been developed. Specific features of the tool are the parametric construction of multi-block grids with arbitrary grid topology, generation of high-quality grids through advanced elliptic and parabolic grid generation techniques, construction of

overlapping grids and batch functionality for efficient integration in an automatic optimization loop for aerodynamic shape design. Details of the software are given in [3]. The limitation of MegaCads is the non automatic definition of the block topology which for rather complex configurations may result in a time consuming and labor intensive grid generation activity. Besides MegaCads, the commercial software package ICEM-HEXA and specialized in-house codes [4] are being used for specific applications.

In contrast to the block-structured approach, no major development activities have been devoted to the generation of unstructured meshes within the MEGAFLOW project. A strategic cooperation, however, has been established with the company CentaurSoft [5] which provides the hybrid grid generation package Centaur. The software consists of three major parts. An interactive program reads in the CAD data of the geometry under consideration, performs some CAD cleaning if necessary and sets up the grid generation process. In a second step the surface and volume grid are generated automatically. For viscous calculations a quasi-structured prismatic cell layer with a specified number of cells around the geometry surface ensures high resolution of boundary layer effects. In a third step grid adaptation may be used to locally refine grid resolution. During the cooperation the Centaur grid generation software has been substantially advanced for transport aircraft applications. Improvements include for example the generation of non isotropic elements and wake surfaces.

2.2 Flow Solvers

The main components of the MEGAFLOW software are the block-structured flow solver FLOWer and the unstructured hybrid flow solver TAU. Both codes solve the compressible, three-dimensional Reynolds-averaged Navier-Stokes equations for rigid bodies in arbitrary motion. The motion is taken into account by transformation of the governing equations. For the simulation of aeroelastic phenomena both codes have been extended to allow geometry and mesh deformation [6].

Block-Structured Navier-Stokes Code FLOWer

The FLOWer-Code is based on a finite-volume formulation on block-structured meshes using either the cell vertex or the cell-centered approach. For the approximation of the convective fluxes a central discretization scheme combined with scalar or matrix artificial viscosity and several upwind discretization schemes are available [7]. Integration in time is performed using explicit multistage time-stepping schemes. For steady calculations convergence is accelerated by implicit residual smoothing, local time stepping and multigrid. Preconditioning is

used for low speed flows. For time accurate calculations an implicit time integration according to the dual time stepping approach is employed. The code is highly optimized for vector computers. Parallel computations are based on MPI and they are realized through the use of a high level communication library [8]. A variety of turbulence models is implemented in FLOWER, ranging from simple algebraic eddy viscosity models over one- and two-equation models up to algebraic stress models. The Wilcox $k-\omega$ model is the standard model in FLOWER which is used for all types of applications. However, for transonic flow the linearized algebraic stress model LEA [9] recently has shown superior behavior with respect to other models [12]. All two-equation models can be combined with Kok's modification [10] for improved prediction of vortical flows. For supersonic flows different compressibility corrections are available. Recently the nonlinear EARSM of Wallin [11] has been implemented and is currently under investigation.

Besides the modeling accuracy for turbulent flows, the numerical robustness of the respective transport equation turbulence models for complex applications has been a major issue. In FLOWER numerical stability is enhanced by an implicit treatment of the turbulence equations and different limiting mechanisms that can be activated by the user. The convergence behavior of the FLOWER-Code for a rather complex application is demonstrated in Fig. 1. Results of a viscous computation for a helicopter fuselage are shown [13]. The rotor is modeled through a uniform actuator disc. The grid consists of 94 blocks and 7 million grid points. The residuals for density and turbulence quantities are reduced several orders of magnitude. In this low Mach number case the preconditioning technique has been employed.

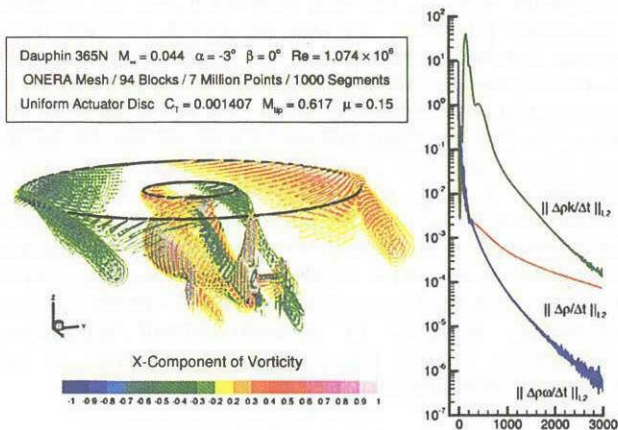


Fig. 1 Viscous calculation for Dauphin helicopter fuselage at $M_\infty=0.044$, convergence behavior of mass and $k-\omega$ turbulence equations.

The fully implicit integration of the turbulence equations also ensures efficient calculations on highly stretched cells as they appear in high Reynolds number flows. Fig. 2 shows the convergence history of FLOWER for the calculation of the viscous flow around the RAE 2822 airfoil at different Reynolds numbers. The advantage of the fully implicit method compared to the explicit multigrid scheme with point implicit treatment of source terms is evident.

FLOWer is able to perform transition prediction on airfoils using a module consisting of a laminar boundary layer code and an e^N -database method based on linear stability theory [14]. Fig. 3 shows the predicted and measured force polars and transition locations of a subsonic laminar airfoil. This approach substantially improves the quality of predicted force coefficients. The experimentally determined transition points are reproduced with high accuracy. The transition prediction capability is currently extended to wings and 2D high-lift systems.

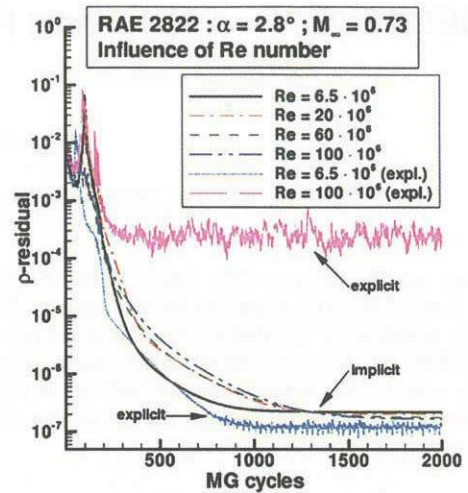


Fig. 2 Effect of Reynolds number on convergence for the RAE 2822 airfoil at $M_\infty=0.73$, $\alpha=2.8^\circ$.

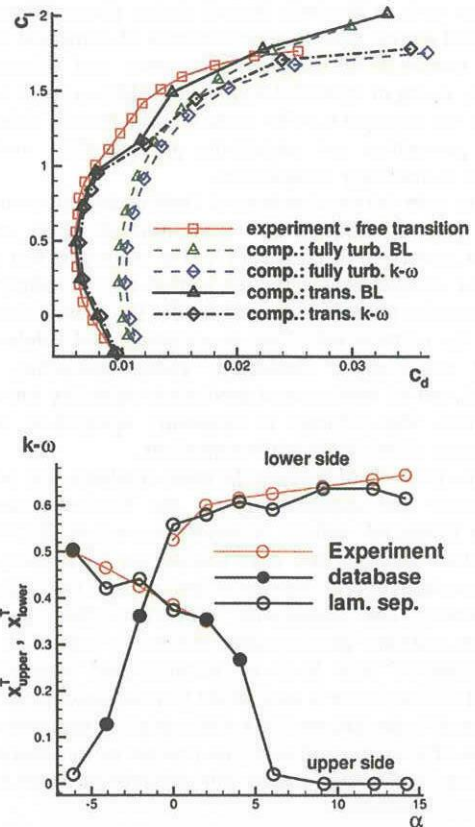


Fig. 3 Transition prediction with e^N -database method for laminar Sommer airfoil at $M_\infty=0.1$ and $Re=4 \times 10^6$, (a) force polars calculated fully turbulent and with transition, (b) computed and measured transition locations.

An important feature of FLOWER is the Chimera technique, which considerably enhances the flexibility of the block-structured approach [15],[16]. This technique enables the generation of a grid around a complex configuration by decomposing the geometry into less complex components. Separate component grids are generated which overlap each other and which are embedded in a Cartesian background grid that covers the whole computational domain. In combination with flexible meshes, the Chimera technique enables an efficient way to simulate bodies in relative motion. The communication from

mesh to mesh is realized through interpolation in the overlapping area. The search for cells which are used for interpolation is performed using an alternating digital tree method. In the case when a mesh overlaps a body which lies inside another mesh, hole cutting procedures have to be used in order to exclude the invalid points from computation

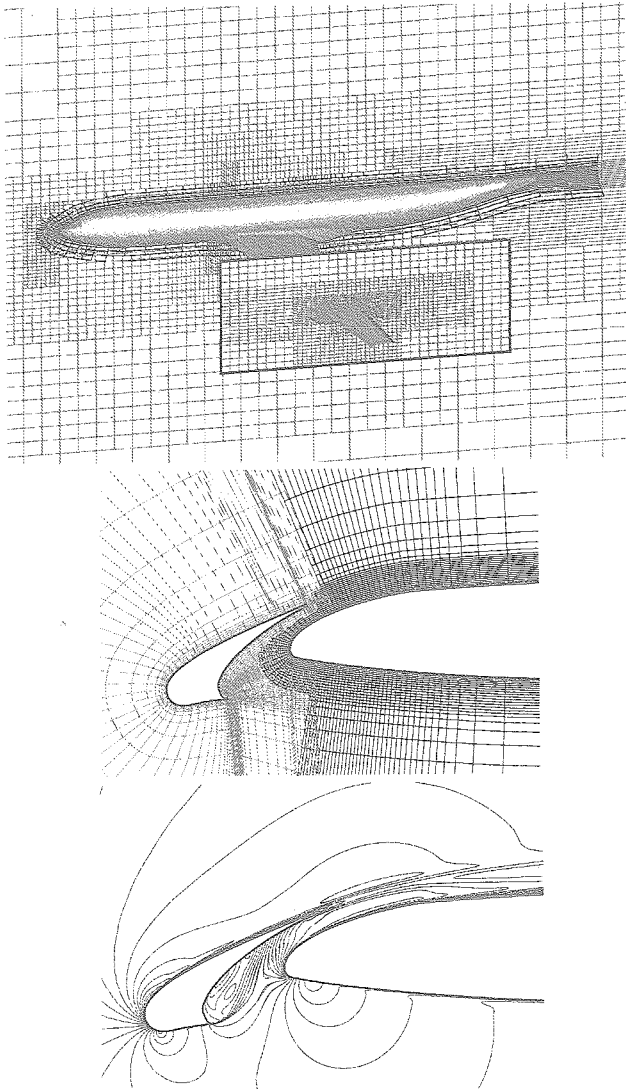


Fig. 4 Viscous computation around a 3D high-lift configuration using the Chimera technique of the block-structured FLOWer-Code, $M_\infty=0.174$, $\alpha=7^\circ$

Further simplification of the grid generation procedure is achieved by a fully automatic Cartesian grid generator. The grid generator places fine grids around the component grids and puts successively coarsened grids around the fine grids. Patched grid interfaces with hanging nodes are used at the interface between the grid blocks of the Cartesian mesh. In the vicinity of the configuration the Cartesian grid generator creates non isotropic cells which are adapted to the size of the cells in the component grids. This ensures accuracy in the overlap regions. The potential of the Chimera technique is demonstrated in Fig. 4 in case of the viscous calculation around a 3D high-lift configuration. Separate component grids have been generated for body, wing, flap and slat. The background grid has been produced with the automatic Cartesian grid generator. With this approach the time for grid generation has been considerably reduced. The whole grid consists of 4 million points in total. The enlarged view around the slat and the leading edge of the main wing shows that flow quantities are not disturbed by the grid interfaces.

For shape optimization, FLOWer offers an inverse design mode which is based on the inverse formulation of the small perturbation method according to Takanashi [17]. The method has been extended to transonic flows [18] and is capable of designing airfoils, wings and nacelles in inviscid and viscous flows. This strategy is very efficient, however, it is restricted to a prescription of a target pressure distribution. In order to support shape optimization based on more general cost functions and constraints, the continuous adjoint approach based on the work of Jameson [19] has been implemented in FLOWer [20]. With the solution of the adjoint flow equations the gradients of the cost functions can be efficiently calculated independent of the number of design variables. Since the adjoint and flow equations are solved in a similar way, all features of the main FLOWer-Code are available in the adjoint solver. Therefore, complex 3D multi-block geometries with arbitrary parametrization can be handled, as well as aerodynamic constraints and multi-point designs. The adjoint approach is currently extended to the Navier-Stokes equations.

Hybrid Navier-Stokes Code TAU

The Navier-Stokes code TAU [21] makes use of the advantages of unstructured grids. The mesh may consist of a combination of prismatic, pyramidal, tetrahedral and hexahedral cells and therefore combine the advantages of regular grids for the accurate resolution of viscous shear layers in the vicinity of walls with the flexibility of grid generation techniques for unstructured meshes. The use of a dual mesh makes the solver independent of the type of cells that the initial grid is composed of. Various spatial discretization schemes were implemented, including a central scheme with artificial dissipation and several upwind methods. In order to accelerate convergence, a multigrid procedure was developed based on the agglomeration of the control volumes of the dual grid for coarse grid computations.

In order to efficiently resolve detailed flow features, a grid adaptation algorithm for hybrid meshes based on local grid refinement and wall-normal mesh movement in semi-structured near-wall layers was implemented. This algorithm has recently been extended to allow also for de-refinement of earlier refined elements thus enabling the code to be used for unsteady time-accurate adaptation in unsteady flows. Fig. 5 gives a simple example of the process for viscous airfoil calculation. First a flow solution is calculated on a basic grid (a). After some refinement an adapted grid/solution is obtained (b). Changing the flow parameters and specifying e.g. that the number of mesh points should not increase any further, the de-refinement interacts with the refinement (c) and finally the new shock position is resolved (d).

With respect to unsteady calculations, the TAU-Code was extended to simulate a rigid body in arbitrary motion and to allow grid deformation. In order to bypass the severe time-step restriction associated with explicit schemes, the implicit method based on the dual time stepping approach was implemented. For the calculation of low-speed flows, preconditioning of the compressible flow equations similar to the method used in FLOWer was implemented. One of the important features of the TAU-Code is its high efficiency on parallel computers. Parallelization is based on the message passing concept using the MPI-library [8]. The code is further optimized either for cache or vector processors through specific edge coloring procedures.

The standard turbulence model in TAU is the Spalart-Allmaras model with Edwards modification, yielding highly satisfactory results for a wide range of applications while being numerically robust. Besides this model, a number of different $k-\omega$ models with and without compressibility corrections are available. Also the linearized algebraic stress model LEA [9] has recently been integrated.

As the Chimera technique has been recognized as an important feature to efficiently simulate maneuvering aircraft, it has been

also integrated into the TAU-Code [22]. In the context of hybrid meshes the overlapping grid technique allows an efficient handling of complex configurations with movable control surfaces (see Fig. 6)

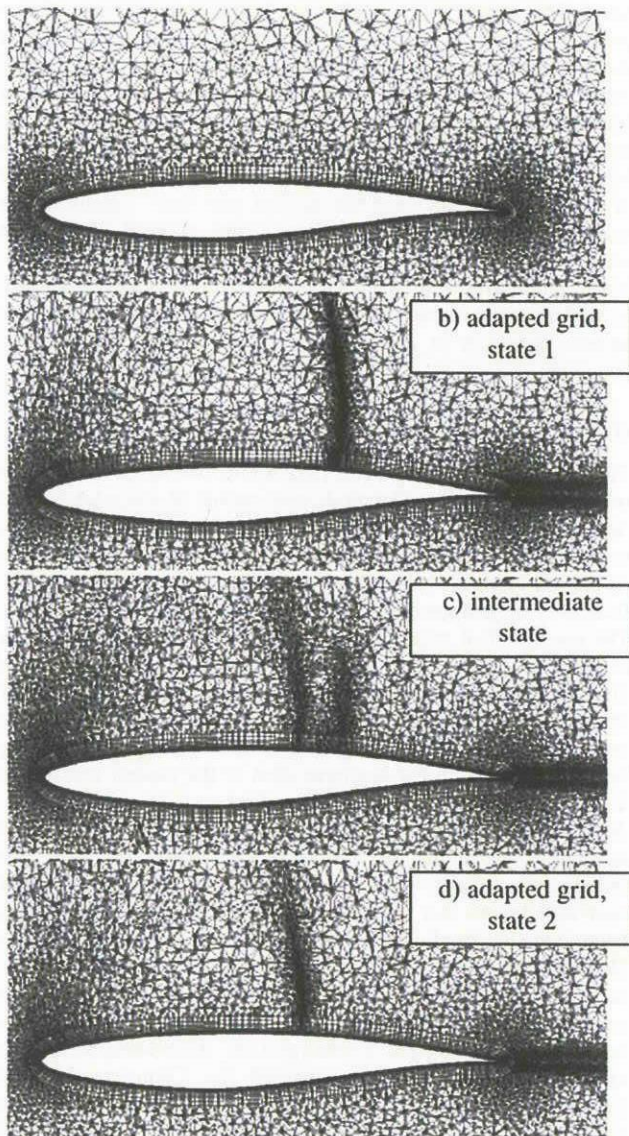


Fig. 5 Dynamic mesh adaptation.

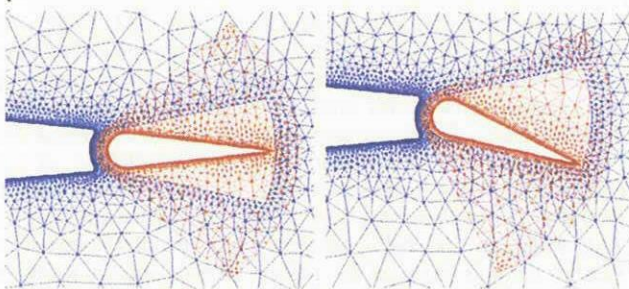


Fig. 6 Hybrid Chimera grid for delta wing with a movable control surface.

For the intergrid communication linear interpolation based on a finite element approach is used in case of tetrahedral mesh elements. For other types of elements (prisms, hexahedrons, pyramids) linear interpolation is performed by splitting the elements into tetrahedrons. Like in FLOWer, the search algorithm for donor cells is based on the alternating digital tree data structure. The current implementation of the Chimera technique can handle both steady and unsteady simulations for inviscid and

viscous flows with multiple moving bodies. The technique is currently restricted to the sequential mode of the TAU-Code. In Fig. 7 results of a viscous Chimera calculation for a delta wing with trailing edge flaps are shown. The component mesh of the flap is designed to allow a flap deflection of $\pm 15^\circ$. The comparison of calculated and measured surface pressure distributions at both 60% and 80% cord length shows a good agreement.

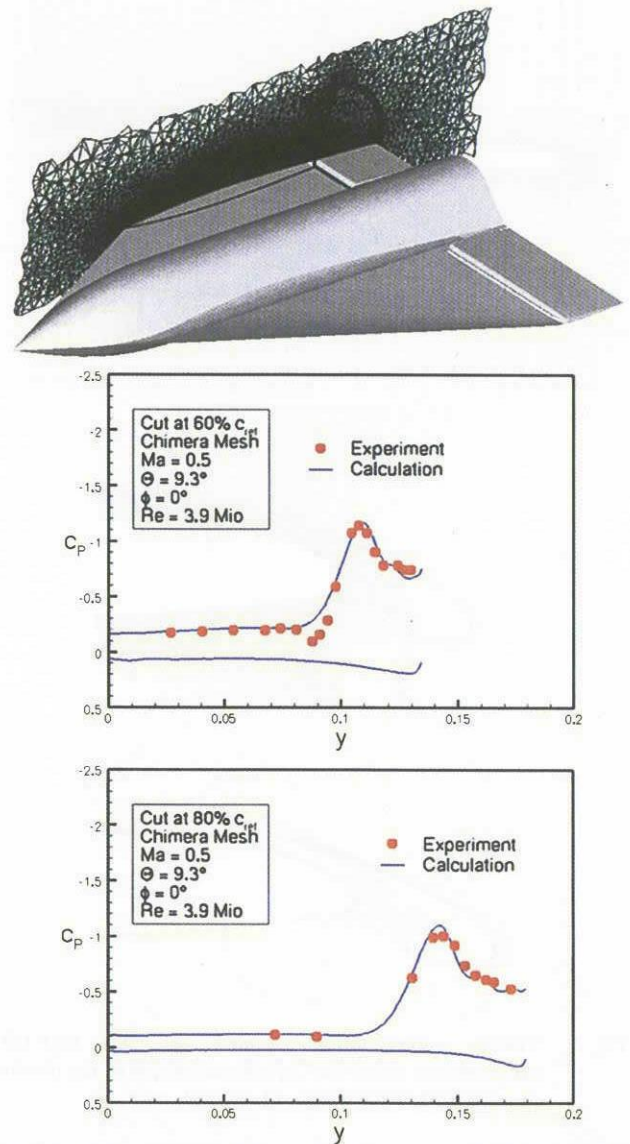


Fig. 7 Viscous computation of a delta wing with trailing edge flap using the Chimera option of the hybrid TAU-Code, surface pressure distributions for flap deflection angle $\theta=0^\circ$ at 60% and 80% cord.

3 Software Validation

Software validation is a central and critical issue for providing reliable CFD tools for industrial applications. Among others, the validation exercises should address consistency of the numerical methods, accuracy assessment for different critical application cases and sensitivity studies with respect to numerical and physical parameters. Best practice documentation is an essential part of the work. Over the last few years the MEGAFLOW software was validated for a wide range of configurations and flow conditions (see e.g. [9],[24],[25]). This section deals with recent results for a subsonic and transonic validation test case.

Flow prediction for a transport aircraft in high-lift configuration is still a challenging problem for CFD. The numerical simulation addresses both complex geometries and complex physical phenomena. The flow around a wing with deployed high-lift devices at high incidence is characterized by the existence of areas with separated flow and strong wake/boundary layer interaction. The capabilities of the MEGAFLOW software to simulate two- and three-dimensional high-lift transport aircraft configurations has been extensively validated within the European high-lift programme EUROLIFT [26]. One of the investigated test cases is the DLR-F11 wing/body/flap/slat-configuration (Fig. 8).

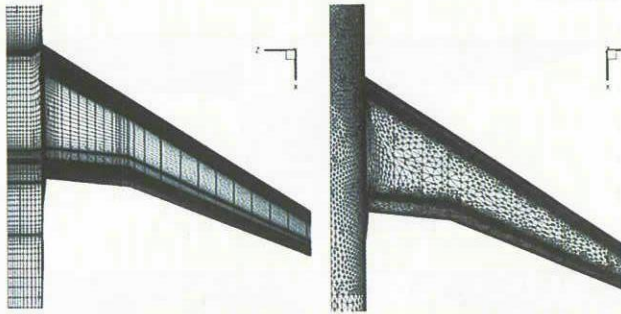


Fig. 8 Structured and unstructured surface grid for DLR-F11 high-lift configuration.

The left part of Fig. 8 shows a block-structured surface grid for the take-off configuration whereas on the right hand side an unstructured grid for the landing configuration is presented. Fig. 9 highlights a comparison of lift and total drag results of the unstructured TAU-Code and the block-structured FLOWer-Code with experimental data from the Airbus LWST low speed wind tunnel in Bremen, Germany. Both, the block-structured grid generated by the DLR software MegaCads and the hybrid mesh generated by FOI contain about 3 million grid points to allow for a fair comparison of the methods.

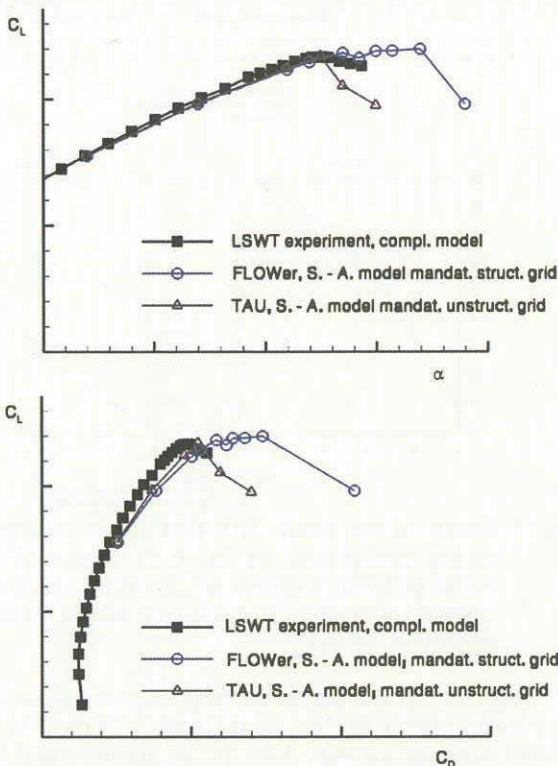


Fig. 9 Viscous computations for DLR-F11 high-lift configuration at $M_\infty=0.18$, $Re=1.4 \times 10^6$, lift as function of angle of attack and as function of drag.

Calculations for the start configuration at $M_\infty=0.18$ and $Re=1.4 \times 10^6$ were performed with FLOWer and TAU using the Spalart-Allmaras turbulence model with Edwards modification (SAE). In both cases preconditioning was used to speed-up steady state convergence and to improve accuracy at the predominantly low speed conditions. In the linear range of the polar, the numerical results compare quite well with each other and with experimental data. At higher angle of attack differences occur between the TAU and FLOWer results. TAU predicts the lift break down at a lower angle of attack. The lack of mesh resolution in the hybrid grid is considered to be the main reason for this difference

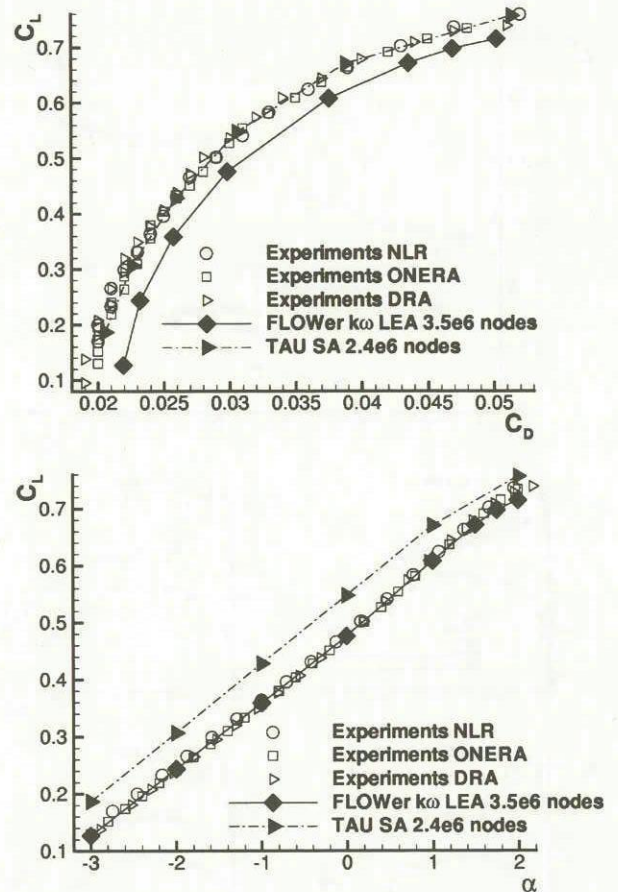


Fig. 10 Viscous calculations for DLR-F4 wing/body configuration (AIAA drag prediction workshop, case 2), $C_L(C_D)$, $C_L(\alpha)$.

In the framework of the AIAA CFD Drag Prediction Workshop [23], the accuracy of the MEGAFLOW software was assessed to predict aerodynamic forces and moments for the DLR-F4 wing-body configuration [12]. In Fig. 10 lift coefficient as function of drag and angle of attack for Case 2 ($M_\infty=0.75$, $Re=3 \times 10^6$) calculated with FLOWer and TAU are presented. These results were obtained using grids generated in-house at DLR. On request all calculations were performed fully turbulent. The FLOWer computations were carried out on a grid with 3.5 million points using central discretization with a mixed scalar and matrix dissipation operator and the k/ω -LEA turbulence model. The TAU results are based on an initial grid containing 1.7 million points which was adapted for each angle of attack yielding grids with 2.4 million points. In addition, an adaptation of the prismatic grid towards $Y^+=1$ was done. Central discretization with standard settings of artificial dissipation was used. Turbulence was modeled with the one-equation model of Spalart-Allmaras. As can be seen from Fig. 10 the fully turbulent FLOWer computations overpredict the measured drag curve by

approximately 20 drag counts. Investigations have shown [12] that inclusion of transition in the calculation reduces the predicted drag by 14 drag counts, reducing the overprediction of drag to approximately 6 drag counts. The results of the unstructured fully-turbulent computations with TAU perfectly match with the experimental data. However, as for the structured computations, hybrid calculations with transition setting will reduce the predicted level of drag, in this case by approximately 10 drag-counts. Fig. 10 also shows the comparison of predicted and measured lift coefficient as a function of angle of attack. The values calculated by FLOWER agree very well with the experiment, whereas the results obtained with TAU overpredict the lift almost in the whole range of angle of attack.

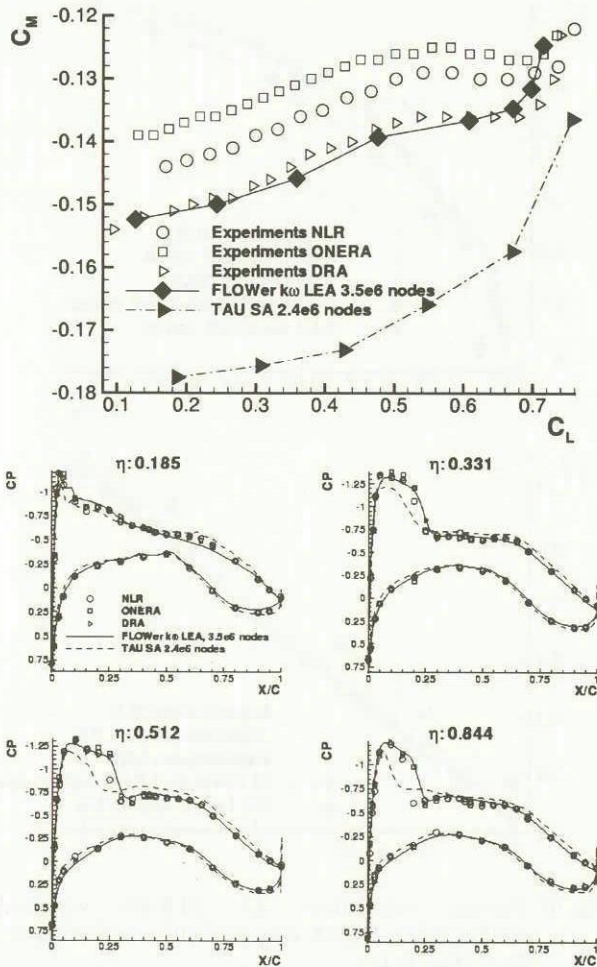


Fig. 11 Viscous calculations for DLR-F4 wing/body configuration (AIAA Drag Prediction Workshop, case 2), $C_M(C_L)$ polar and surface pressure distribution for $C_L=0.5$.

For the pitching moment (Fig. 11) the results obtained with FLOWER agree very well with experimental data. This is due to the fact that the surface pressure distribution predicted with the FLOWER-Code is in good agreement with the experiment. In case of the hybrid TAU-Code there are some discrepancies between the predicted and measured surface pressures resulting in a significant overprediction of the pitching moment. Further investigations [12] have shown that the improved results obtained with the FLOWER-Code are mainly attributed to a lower level of numerical dissipation (improved grid resolution and matrix dissipation) combined with the advanced 2-equation k/ω -LEA turbulence model

4 Industrial Applications

The MEGAFLOW software is intensively used at DLR and the German aircraft industry for many aerodynamic problems. Some typical large scale applications listed below shall demonstrate the capability of the software to support civil aircraft design.

4.1 Low Speed Flows

At Airbus Deutschland, calculations have been carried out for a wing/body/slat/flap high-lift configuration. This configuration is designed to produce data for the complete range of incidences, especially around maximum lift, for low and high Reynolds numbers.

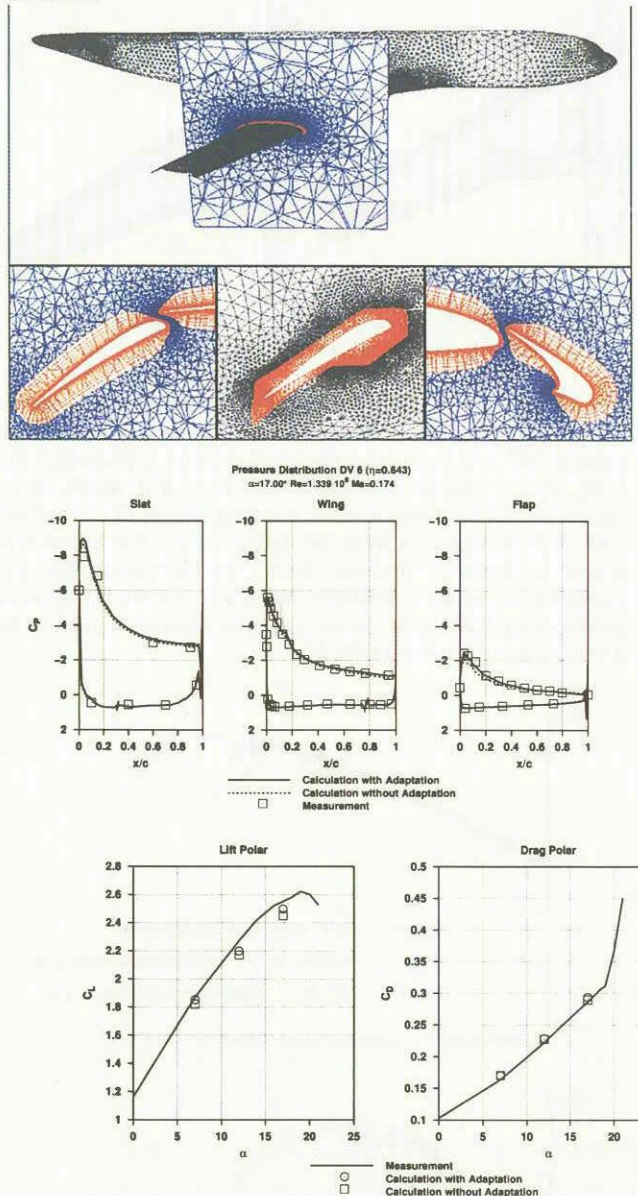


Fig. 12 Results of the hybrid TAU-Code for a 3d high-lift landing configuration at $M_\infty=0.18$, $Re=1.4 \times 10^6$, (a) hybrid grid with 8 million points, (b) lift and drag as function of angle of attack, (c) surface pressure distribution for $\alpha=17^\circ$.

For simplicity, slat and flap of the wing are covering the whole wing span, without any gap at the body or kink (Fig. 12a). Viscous computations were done for the landing configuration with the hybrid TAU-Code using the Spalart/Allmaras turbulence model with Edwards modification. The mesh with prismatic layers near the aircraft surface is produced by Centaur. During the

calculation it is adapted towards $Y^+=1$ for the first mesh cell. The grid consists of 8 million points. Pressure distributions for all three wing elements at angle of attack $\alpha=17^\circ$ and the aerodynamic forces show an excellent agreement with experimental data Fig. 12. For these calculations 64 CPUs of the Hitachi SR8000 computer were used. The computation time for one polar point was 17 h.

At DLR, effort is concentrated to explore the applicability of the hybrid TAU-Code to configurations beyond wing/body [27].

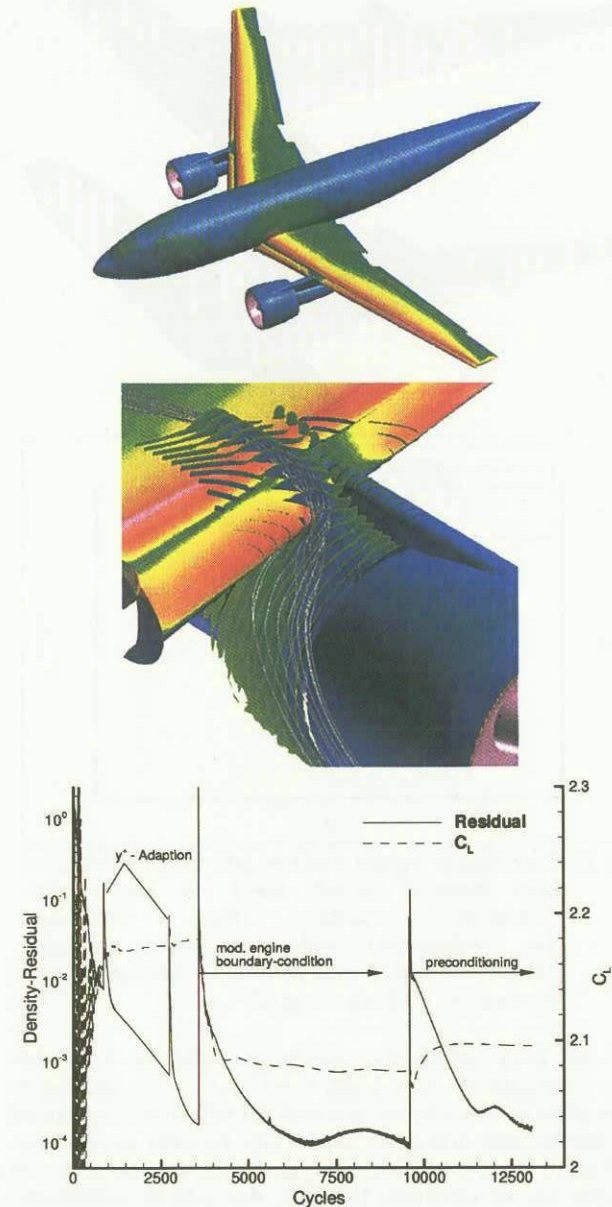


Fig. 13 Viscous simulation of the ALVAST high-lift configuration with UHBR engine using TAU, (a) surface pressure distribution, (b) nacelle vortex, (c) convergence history.

For the DLR ALVAST model equipped with an advanced UHBR (Ultra High Bypass Ratio) engine, numerical simulations are focused on complex flow phenomena arising from the engine installation at high-lift conditions. Special attention is paid to possible reductions of the maximum lift angle by means of dominating three-dimensional effects due to engine installation. Fig. 13a displays the surface pressure coefficient of the ALVAST high-lift configuration with installed UHBR engine at an angle of attack of $\alpha=12^\circ$ in take-off conditions. The computation was performed on a hybrid grid with 10 million points generated by Centaur. In Fig. 13b the vortex shedding from the inboard side of

the nacelle is shown. The vortex originates from the rolling-up of the shear layer and it crosses the slat and the wing upper side. Using the computational data as input in a recent wind tunnel campaign, this vortex system could be identified with PIV visualization. The research carried out in this context led to an improvement in engine boundary conditions on hybrid meshes and to an improved applicability of low speed preconditioning to complex configurations. Fig. 13c shows the convergence history of the computation. Despite the high complexity of the flow, a satisfying convergence of the density residual of about four orders of magnitude is achieved. The applicability of the hybrid TAU-Code to complex industrial configurations is demonstrated for wing/body configurations with engine nacelles and deployed high-lift system (Fig. 14). Due to the double slotted flaps and corresponding flap tracks, the geometry is quite complex. One of the objectives of these computations was to identify the influence of the nacelles on the flow over the wing. In Fig. 14b streamlines on the surface indicate strong influence already at an angle of attack of $\alpha=4^\circ$. The applicability of numerical simulation to such geometrically and physically complex configurations can be assessed from Fig. 14c where a comparison of lift as a function of angle of a attack is shown for experimental and computational results at $M_\infty=0.174$ and $Re=1.246 \times 10^6$.

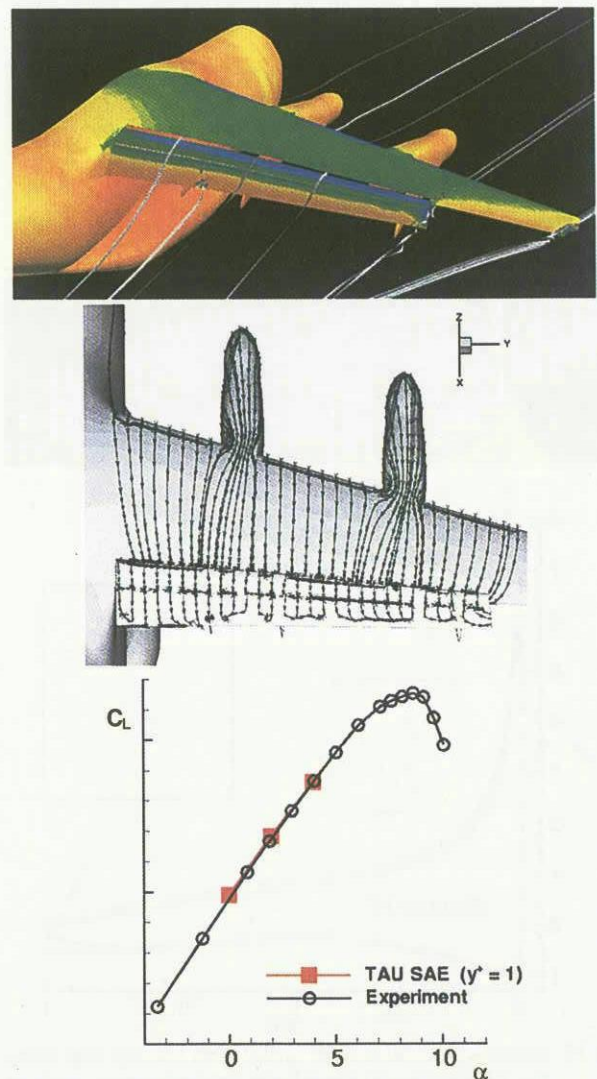


Fig. 14 Results of viscous calculations with the hybrid TAU-Code for high-lift configuration, $M_\infty=0.174$, $Re=1.246 \times 10^6$, (a) surface pressure, (b) streamlines on the upper side of the wing, (c) lift coefficient as function of angle of attack.

In order to assess the capability of Gurney flaps to change flow characteristics of wings, the TAU-Code was employed to compute the flow around an airfoil with different Gurney flap geometries. The flap under investigation could be deployed at angles varying between 0° and 90°. Fig. 15a displays the hybrid computational grid around the Gurney flap with 30° deployment angle. The simulation allows a detailed analysis of the flow phenomena close to the trailing edge device (Fig. 15b). The ability of the numerical simulation to correctly predict the influence of Gurney flaps on the global airfoil flow is demonstrated in Fig. 15c.

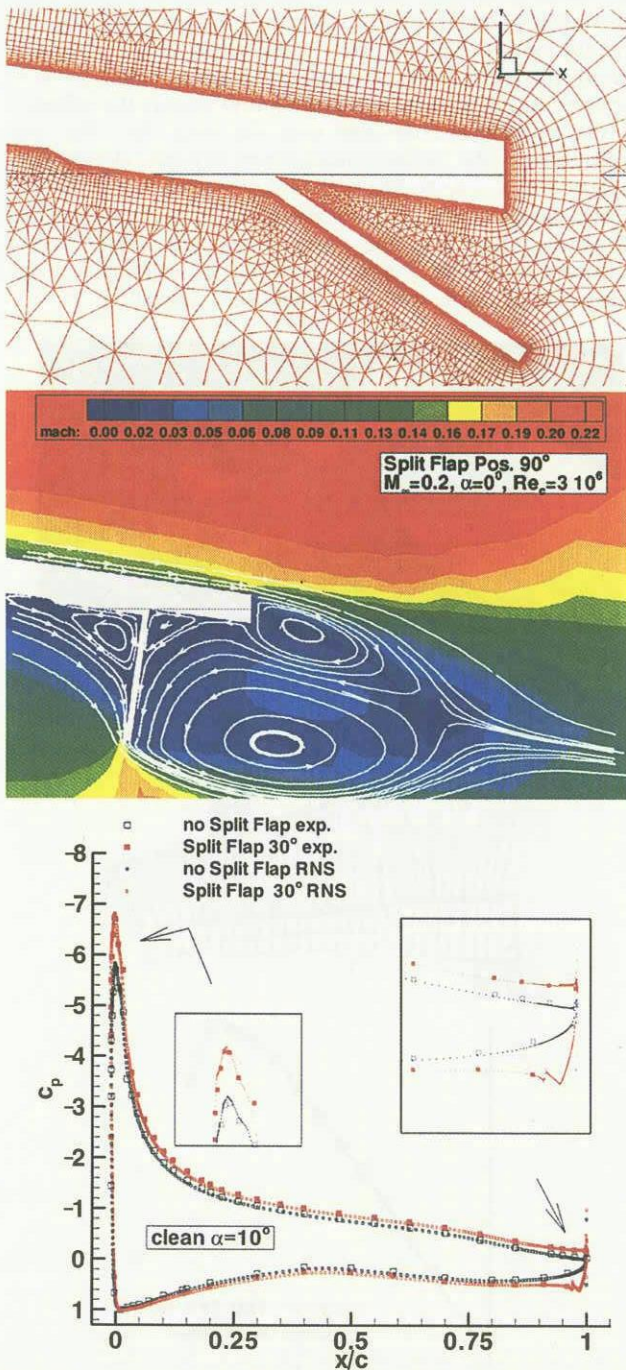


Fig. 15 Numerical simulation of airfoil with Gurney flap using the TAU-Code, (a) hybrid grid for deployment angle of $\delta=30^\circ$, (b) Mach number distribution and streamlines for $\delta=90^\circ$, (c) predicted and measured surface pressure distributions for $\delta=0^\circ$ and $\delta=30^\circ$.

Experimental and computational pressure distributions are shown for Gurney flap deployment angles of 0° and 30°. Note, that details at the leading and trailing edge are consistently predicted. For a large transport aircraft configuration the effect of winglets on take-off performance was to be assessed. Fig. 16 gives a view of the configuration with and without winglets.

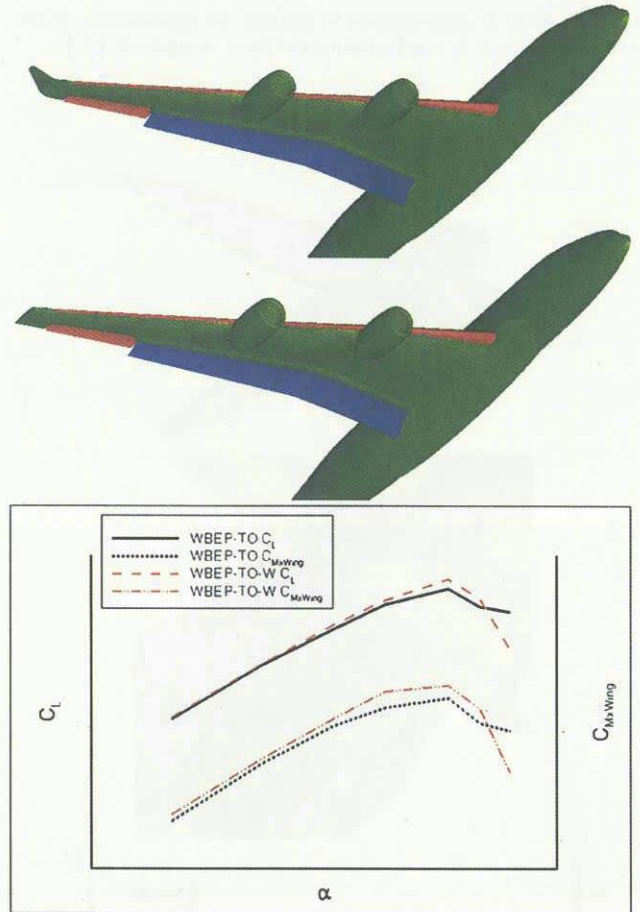


Fig. 16 Prediction of winglet effect on take-off performance of large transport aircraft based on viscous flow simulations using the TAU-Code, (a) configuration with and without winglet, (b) lift and root bending moment as function of angle of attack, $M_\infty=0.2$, $Re=5.25 \times 10^6$.

For this study viscous flow simulations using the TAU-Code were conducted at $M_\infty=0.2$ and $Re=5.25 \times 10^6$. The calculations were performed on a hybrid grid with 8.5 million nodes using the Spalart/Allmaras turbulence model with Edwards modification. In Fig. 16 the improvement of $C_{L,max}$ for the configuration with winglet can be identified. However, this gain in aerodynamic performance has to be balanced against structural consequences. In Fig. 16 also the computed root bending moment for the two configurations is given as function of angle of attack. In a more detailed analysis of the aircraft as an integrated system, the aerodynamic benefit has to be checked against the increased root bending moment due to winglet installation.

4.2 High Speed Flows

Airbus Deutschland is using Euler/RANS calculations to compute aerodynamic loads on all aircraft components. While formerly these data had to be derived from wind tunnel experiments with rather expensive models, CFD now offers the possibility to locally analyze the behavior of aerodynamic forces at any flow condition in an early stage of the development process. Fig. 17 shows the normal force, along the axis of the

aircraft body, calculated with the block-structured FLOWer-Code at $M_\infty=0.85$ and angle of attack $\alpha=0^\circ$.

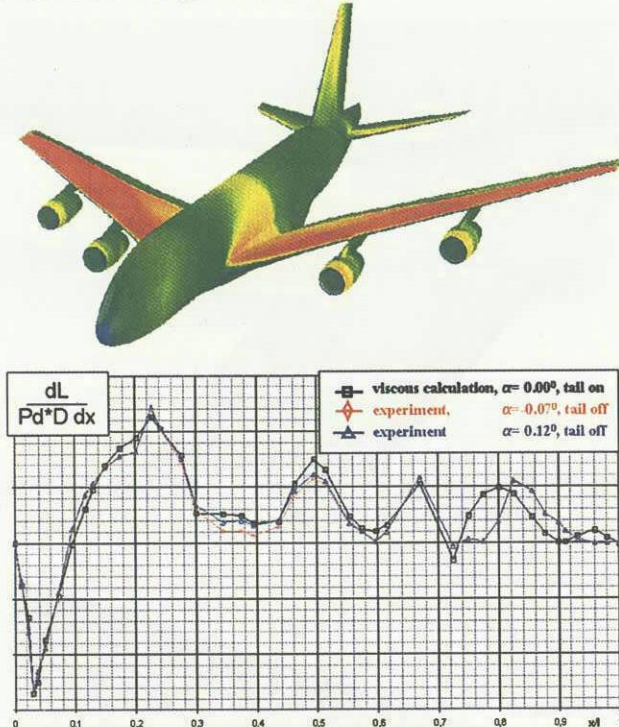


Fig. 17 Prediction of local normal force distribution along fuselage of civil transport aircraft at $M_\infty=0.85$ and angle of attack $\alpha=0^\circ$, comparison of FLOWer results with experimental data.

The computation was performed on a grid with 32 blocks and 8 million nodes. For comparison experimental results at nearby angles of attack are plotted. Major differences can only be seen in the rear fuselage area. The experiment was conducted with tails off while the computation was carried out with tails on.

One key issue during the design of an enhanced civil aircraft is the efficient engine-airframe integration. Modern very high-bypass ratio engines and the corresponding close coupling of engine and airframe may lead to substantial loss in lift and increased installation drag.

At DLR, numerical and experimental studies have been devoted to estimate installation drag with respect to variations of engine concepts and the installation positions [28], [29]. For numerical investigations in this field both the block-structured FLOWer-Code and the hybrid TAU-Code have been used. Fig. 18a shows the hybrid grid in the symmetry plane for the DLR-F6 configuration. The initial grid generated with Centaur consists of about 4.6 million nodes. Several solution based grid adaptation steps have been performed resulting in grids between 7.5 and 8.5 million nodes depending on the investigated engine concept. In Fig. 18b the lift as a function of the installation drag is plotted for three different positions of the CFM56 long duct nacelle ($M_\infty=0.75$ and $Re=3 \times 10^6$). The engines are represented by through-flow nacelles. Results predicted with the TAU-Code (symbols) and measured in the ONERA S2MA wind tunnel (lines) are shown. The agreement is very satisfactory demonstrating that the influence on installation drag due to varying engines locations or sizes can be accurately predicted by TAU [28].

Viscous computations with the block-structured FLOWer-Code were performed for the DLR-ALVAST configuration with turbofan engines for the usually most interesting conditions 'Start of Cruise' (SOC) and 'Through Flow Nacelle' (TFN) representing a flight-idle power setting [29]. Computations were carried out at $M_\infty=0.75$, $Re=3 \times 10^6$ and with a constant lift coefficient of $C_L=0.5$. Fig. 19 shows the impact of the power

setting. Computed lines of constant Mach number in the engine symmetry plane are shown. The primary differences caused by the SOC thrust condition are the strong velocity increase in the jets up to supersonic speed and the resulting significant shear layers at the jet boundaries due to the larger velocity differences. Fig. 19 also shows corresponding computed and measured pressure distributions at the wing cross section $\eta=33\%$ (inboard of nacelle). The most significant difference between the SOC and TFN condition is a lower pressure level for SOC in the mid chord area at the wing lower side. This influence is captured quite well by the numerical simulation.

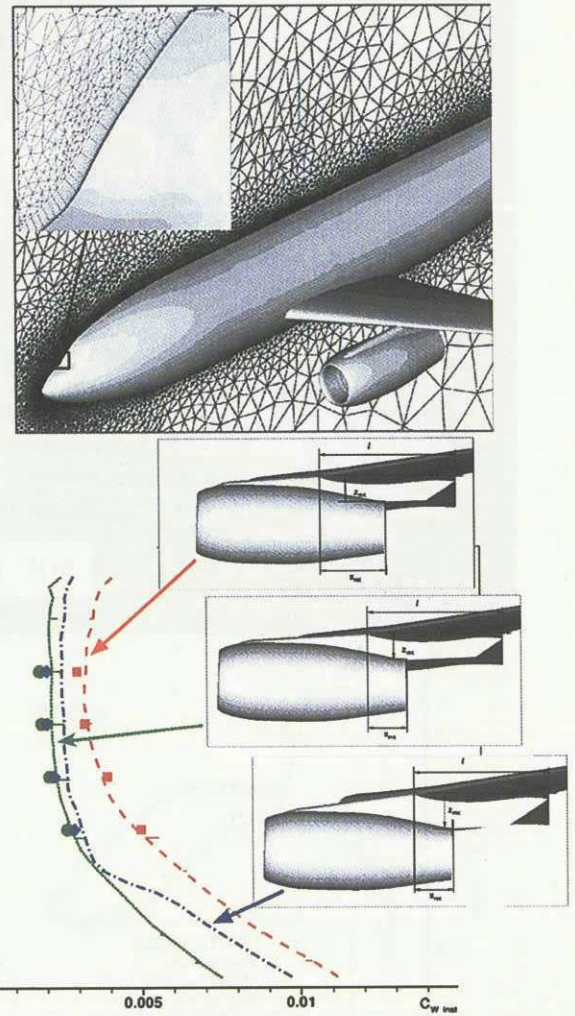


Fig. 18 Prediction of engine-airframe interference drag using the TAU-Code, (a) hybrid grid for DLR-F6 configuration, (b) lift as a function of installation drag for three different position of CFM56 engine, $M_\infty=0.75$, $Re=3 \times 10^6$, symbols: calculation, lines: experiment.

The influence of the jet vanishes for outer cross sections. Drag decomposition, a unique feature of Navier-Stokes computations, for the different engine conditions have shown [29] that the strongest influence of the thrust condition is found on the nacelle for pressure drag and less severe for friction drag.

Another application of the MEGAFLOW software at industry is the investigation of the effectiveness of control surfaces such as spoilers and ailerons for cruise conditions. Navier-Stokes calculations with the Chimera option of the block-structured FLOWer-Code were performed for a wing/body configuration including a spoiler at different deflection angles [30]. The grid system consists of two separate meshes, the background mesh around the clean wing/body configuration (single block with CO

topology and 2.8 million nodes) and the component mesh around the spoiler (3 blocks with CH-topology and 0.5 million mesh) which was embedded inside the background mesh (see Fig. 20)

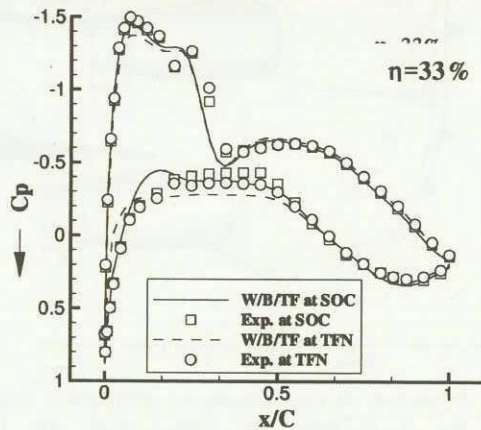
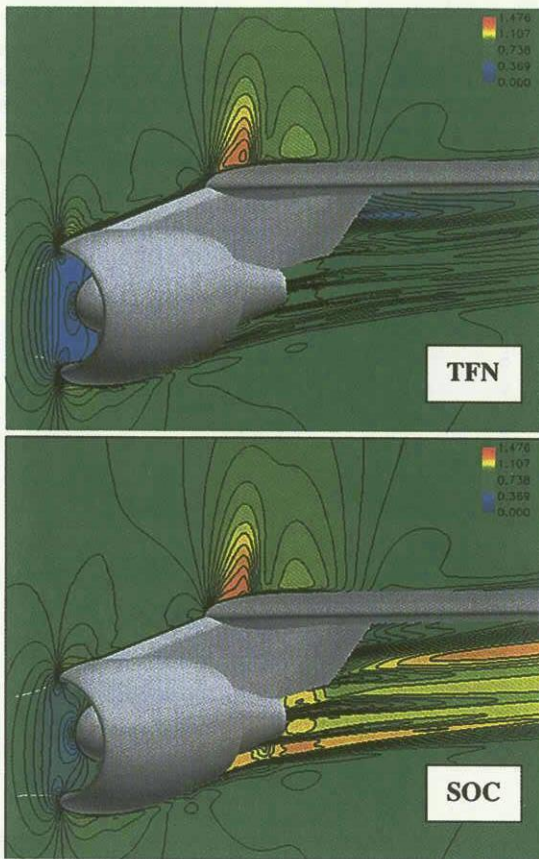


Fig. 19 Viscous calculation of DLR ALVAST configuration with FLOWer at $M_\infty=0.75$, $C_L=0.5$, influence of thrust condition of turbofan engine, (a) and (b) constant Mach number distribution for TFN and SOC, (c) surface pressure distribution at cross section $\eta=33\%$.

The component mesh was generated with the parametric grid generator MegaCads. Utilizing the scripting functionality of the software, a series of component meshes for different spoiler deflection angles were generated automatically. Due to the Chimera approach these component meshes could be easily positioned within the background mesh of the clean configuration. The main objective of this study was to investigate the complex flow phenomena around the spoiler. The flow around the spoiler is dominated by a blend of several vortices rotating around different axes. Fig. 21 shows surface streamlines on the upper wing side. The dividing line that splits the flow in front of the

spoiler into an inboard and outboard direction is visible close to the inboard spoiler end.

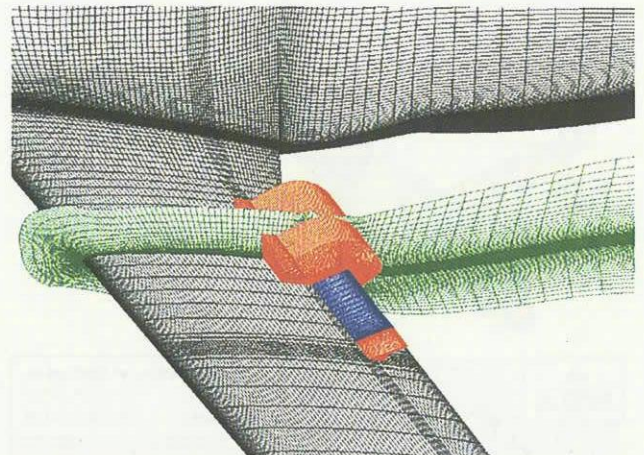


Fig. 20 Block-structured Chimera grid system for wing/body/spoiler configuration.

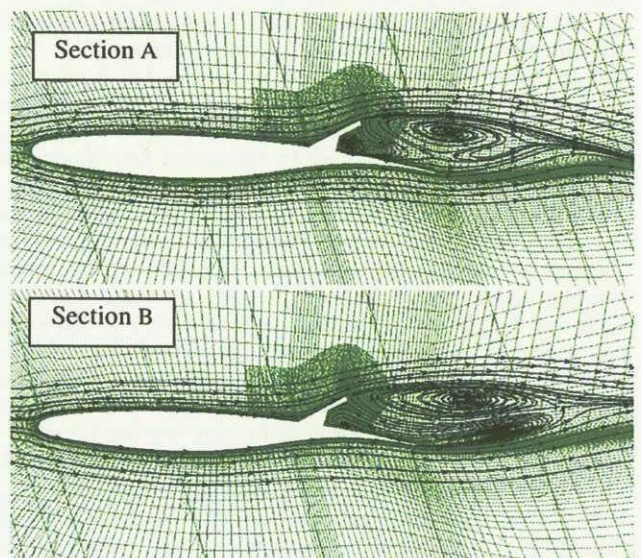
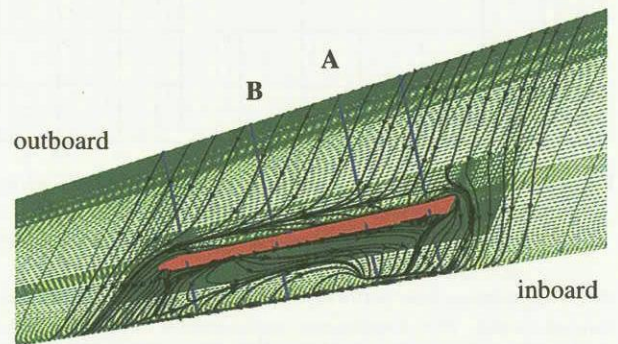


Fig. 21 Viscous calculation of wing/body/spoiler configuration using the Chimera option of FLOWer at $M_\infty=0.85$, $\alpha=0^\circ$, $Re=8.1 \times 10^6$, streamlines on upper wing surface and two spoiler sections.

At the rear side of the spoiler a stagnation region due to flow separation is created forming different vortex patterns. This flow structure is also indicated by projected streamlines in two cross sections perpendicular to the spoiler. The investigations indicated that the MEGAFLOW simulation software is prepared to support the detailed understanding and assessment of active control surfaces.

The design and optimization of tail planes of large transport aircraft is also an important application area for numerical simulations. The TAU-Code with SAE was used [31] to predict the aerodynamic coefficients of a wing/body configuration with horizontal and vertical tail at $M_\infty=0.85$ and $Re=2.7 \times 10^6$. The hybrid grid consists of 8.7 million nodes. Fig. 22 shows the computed surface pressure in the rear part of the configuration. The comparison of measured and predicted pressure at a cross section of the horizontal tail close to the body is very good.

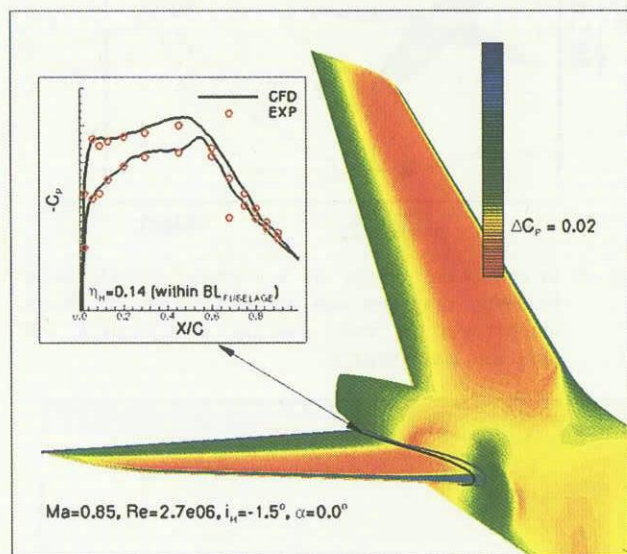


Fig. 22 Tail plane calculations with the hybrid Navier-Stokes solver TAU, surface pressure distribution in the rear part of the aircraft configuration.

In Fig. 23 drag and lift coefficients for the rear end (RE) of the configuration as a function of angle of attack are presented for different setting angles of the horizontal tail. The comparison with experimental data shows that the aerodynamic forces of tail planes can be predicted with high accuracy.

For the regional jet aircraft Dornier DO 728, the potential of wing tip extensions to increase cruise performance was investigated [32]. The numerical tool employed was the FLOWer-Code, and computational meshes with C-H topology were used. Fig. 24 gives a view of the wing/body configuration with wing tip extension. For different wing tip extensions the corresponding surface pressure distributions are displayed. Note that for all configurations of the shark-family, no supersonic regions on the wing extension occurred. Fig. 24 also shows the improvement in drag reduction in percent compared to the standard wing without extensions. The performance predictions of the numerical study for the different configurations could clearly be confirmed by wind tunnel measurements.

5 Shape Design and Optimization

Aerodynamic shape optimization based on numerical methods is a key issue for future aircraft design. It offers the possibility of designing or improving aircraft components with respect to a prespecified figure of merit subject to geometrical and physical constraints

In the context of the DO 728/928 aircraft development various wing designs for transonic flow were performed at DLR with the inverse mode of the Navier-Stokes solver FLOWer. As design target suitable surface pressure distributions were specified subject to geometrical constraints and a given lift coefficient. Fig. 25 shows the comparison of drag rise between an early baseline wing and an improved wing as a function of Mach number. The reduction of drag in the higher Mach number range is clearly

visible. The constraint with respect to the lift coefficient was satisfied.

The inverse design methodology based on the inverse formulation of the transonic small perturbation equations was also applied to the design of isolated and wing-mounted engine nacelles [34]. For these applications the inverse design module was coupled with the hybrid flow solver TAU. Fig. 26 shows results of the redesign of an installed nacelle.

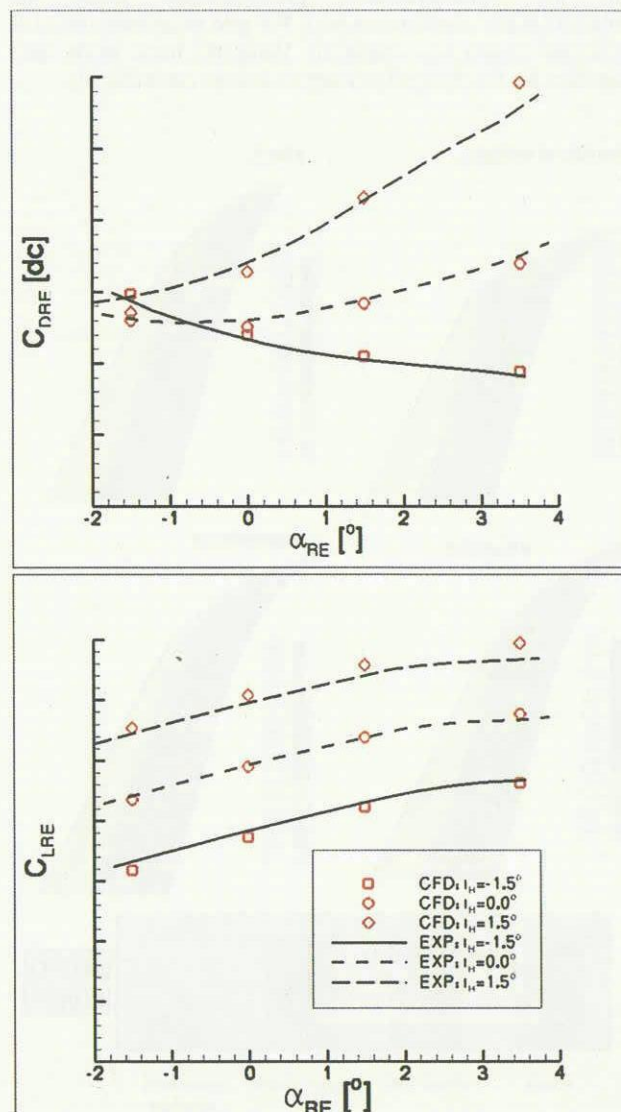


Fig. 23 Tail plane calculations with the hybrid Navier-Stokes solver TAU at $M_\infty=0.85$, $Re=2.7 \times 10^6$, lift (a) and drag coefficient (b) as function of angle of attack for different setting angles of horizontal plane.

The aircraft geometry under consideration is the DLR ALVAST wing/body/pylon/nacelle configuration equipped with a VHBR engine. The initial nacelle geometry is set up by the scaled profiles of the side section only. The prescribed nacelle target pressure distribution corresponds to the surface pressure distribution of the installed VHBR nacelle. The redesign was performed for inviscid flow at $M_\infty=0.75$, $\alpha=1.15^\circ$ and the stream tube area ratio $\epsilon_{FAN}=0.96$. Fig. 26 shows surface pressure distributions and nacelle profiles in three circumferential sections. As can be seen, the prescribed pressure distributions are met in all three sections. This demonstrates that the inverse design methodology is capable of designing installed engine nacelles. The design and improvement of high-lift systems open a wide area for the application of numerical optimization methods based on viscous RANS simulations. At DLR, large effort is devoted to

this field. One important activity was to demonstrate that the optimization framework set up at DLR is able to detect optimal configurations determined by wind tunnel tests. The test case used for the validation of the optimization methodology is the NHLP L1T2 3-element airfoil. Contour lines of maximum lift coefficient $C_{L,max}$ as function of the slat position for a given deflection angle were experimentally determined at $M_\infty=0.197$ and $Re=3.52 \times 10^6$. The numerical optimization was performed with the block-structured FLOWer-Code using the Spalart/Allmaras turbulence model. For grid generation the DLR MegaCads system was employed. Using the batch mode, grid generation for the changed geometries is done automatically.

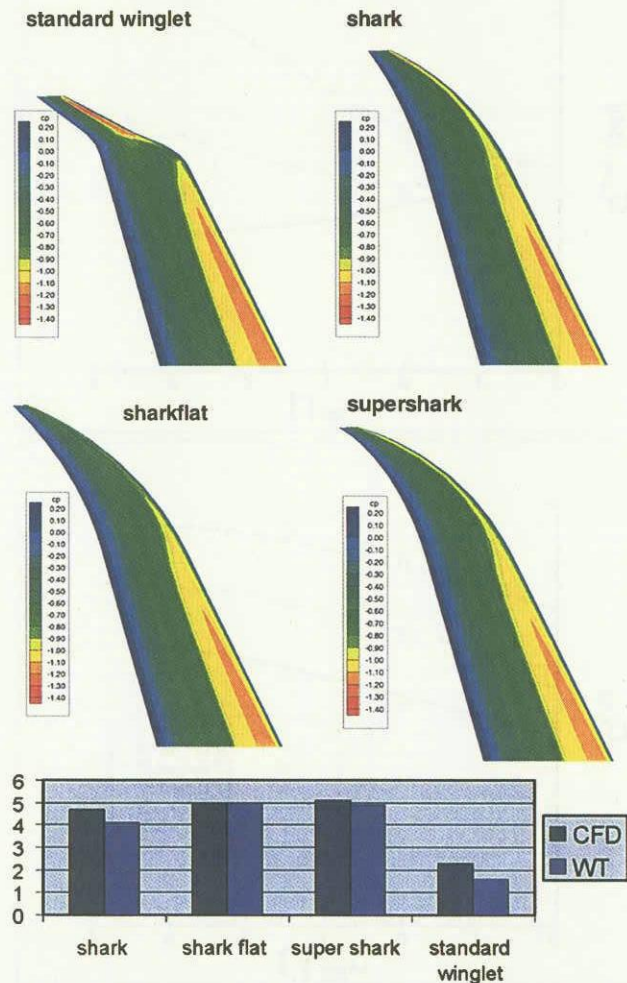


Fig. 24 Design study of wing tip extensions for DO 728 using the Navier-Stokes solver FLOWer, surface pressure distributions for different shapes, improvement in drag reduction in percent.

Due the parametric concept of MegaCads grid quality is conserved for the different configurations that are evaluated during the optimization process. The optimization strategy chosen for this test case is the downhill-simplex algorithm SUBPLEX [35]. Fig. 27a shows the experimentally determined contour lines for a slat deflection angle of $\delta=15^\circ$ together with the search paths of the numerical optimization. It is obvious that the optimization strategy is able to detect properly the optimum location. Fig. 27b shows a comparison of the initial and optimal configuration. In the optimized configuration the slat has been pushed upwards resulting in a more uniform flow in the region of the slat wake. Furthermore, for the optimized configuration the stagnation point on the main airfoil is shifted downstream. The optimization strategy is used in many practical application, however, there is still large potential for further enhancements

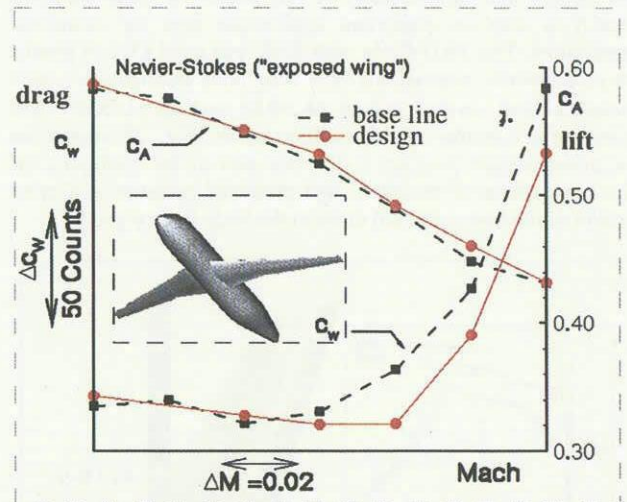


Fig. 25 Inverse wing design of a regional aircraft using FLOWer, drag rise and lift as function of Mach number for an early baseline configuration and optimized configuration.

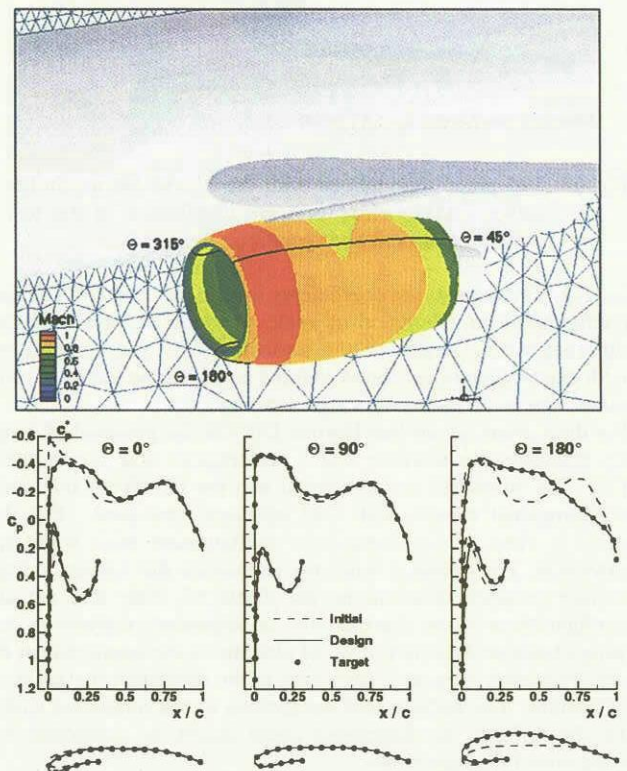


Fig. 26 Redesign of an installed nacelle using the TAU-Code, surface pressure distribution and nacelle profiles in three circumferential sections.

6 Spin - Off

Due to the low-speed capability of the TAU-Code it seems natural to utilize it also outside the aeronautical field and to apply it e.g. to the aerodynamics of ground-transport vehicles like cars, trucks and trains. Fig. 28 shows an example of the grid around a passenger car for which experimental data were made available after blind computations. Since the experiment employed a fixed floor with some boundary-layer suction (with an unknown suction rate) in an area upstream of the car the numerical simulation used a viscous wall only close to the car (gray area in Fig. 28) while the floor was otherwise treated as inviscid. The volume grid for the half configuration (assuming symmetry)

composed of about 13.4 million prisms, tetrahedrons and pyramids contains 4.3 million grid points with 230,000 points on the surface.

flow in that area is not yet sufficiently resolved. The drag coefficient was predicted within one percent of the experimental one.

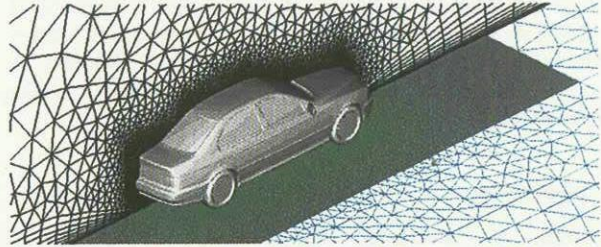
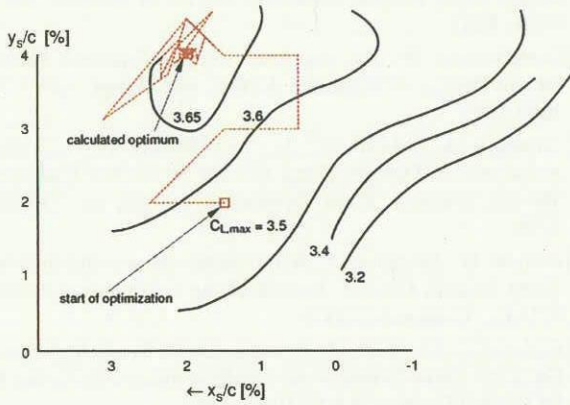


Fig. 28 Hybrid grid about BMW-type car on wind-tunnel floor, in symmetry plane and on car surface.

Fig. 29a provides some insight in the surface flow features like lines of separation and reattachment by means of simulated oil

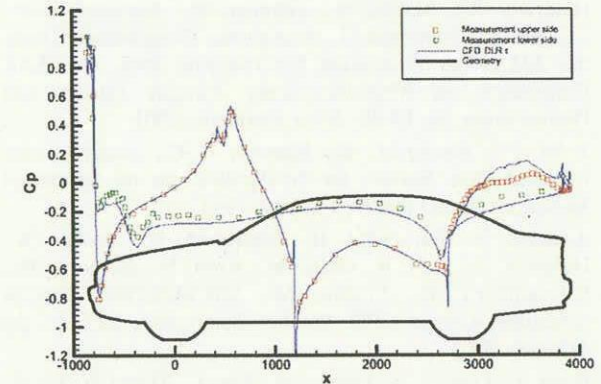
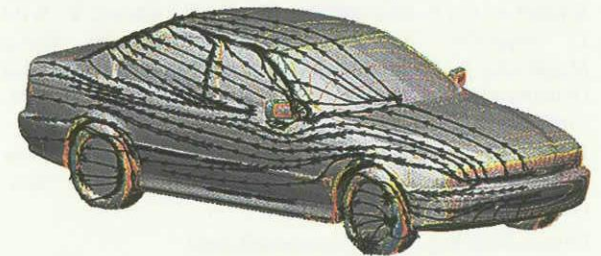
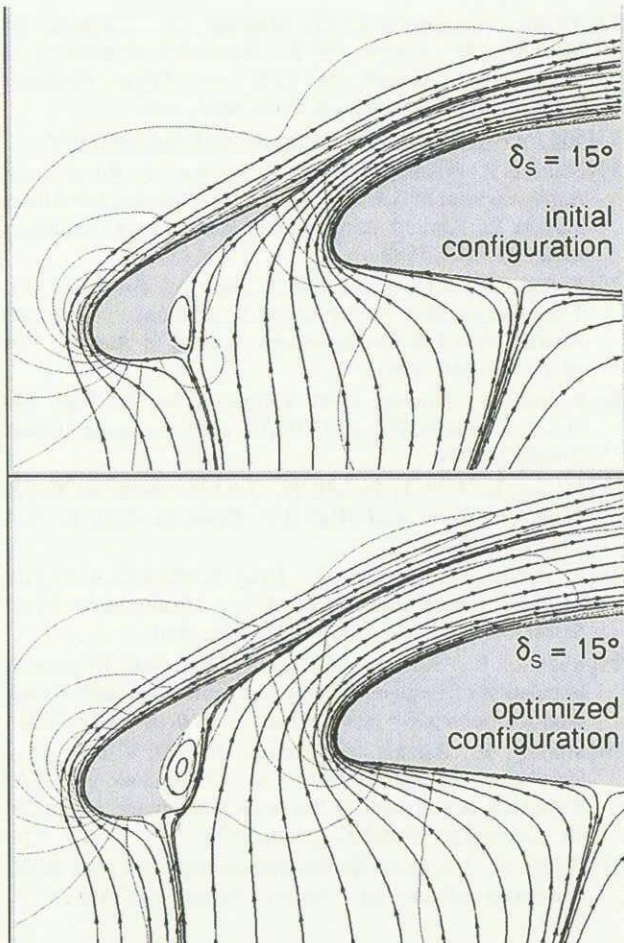


Fig. 29 Viscous calculations obtained with TAU-C, (a) surface streamlines and lines of constant surface pressure, (b) comparison of centerline pressure distribution between TAU results (lines) and experiment (symbols), figure courtesy of BMW.

Fig. 27 Numerical optimization of 3-element-airfoil using the RANS solver FLOWER, (a) comparison of calculated optimum with experimentally determined contour lines of C_{LMAX} , (b) streamlines for initial and optimized geometry.

7 Conclusions

flow visualization in correspondence to the pressure distribution (with the high pressure areas indicated by white/violet and low pressure areas by blue/green lines). During the numerical simulation the size of the prismatic elements was adapted to $Y^+ = 1$, but no refinement of the grid was performed. Fig. 29b shows that the computed and measured centerline pressure distribution match quite nicely, although discrepancies in the pressure above the rear window and trunk indicate that the separated vortical

The main objective of the MEGAFLOW initiative is the development of a dependable, effective and quality controlled program system for the aerodynamic simulation of complete aircraft. Due to its high level of maturity, the MEGAFLOW software system is being used extensively throughout Germany for solving complex aerodynamic problems – especially in industrial development processes. However, since industry is still demanding more accurate and faster simulation tools, further development is aimed at improvement of physical modeling, further reduction of problem turn-around time for large scale computations by advanced algorithms, enhancement of numerical optimization strategies as well as efficient integration of the MEGAFLOW tools into an efficient and flexible interdisciplinary simulation environment. Development activities in these directions have been initiated both on national and European level.

8 Acknowledgements

The authors would like to thank the following colleagues for providing the material presented in this paper: P. Aumann, O. Brodersen, B. Eisfeld, E. Elsholz, J. Fassbender, T. Gerhold, H. von Geyr, A. Krumbein, F. LeChuiton, A. Madrane, S. Melber, R. Mertins, M. Orlt, J. Raddatz, M. Rakowitz, R. Rudnik, A. Schütte, T. Schwarz, M. Sutcliffe, T. Streit, G. Vidjaja, C. Weber, G. Wichmann, J. Wild, R. Wilhelm.

9 References

- [1] Kroll, N., Rossow, C.C., Becker, K., Thiele, F., MEGAFLOW - A Numerical Flow Simulation System, 21st ICAS Congress, paper 98-2-7.3, Mebourn, 1998.
- [2] Kroll, N., Rossow, C. C., Becker, K., Thiele, F., The MEGAFLOW Project, *Aerosp. Sci. Technol.* Vol. 4, pp 223-237, 2000.
- [3] Brodersen, O., Ronzheimer, A., Ziegler, R., Kunert, T., Wild, J., Hepperle, M., Aerodynamic Applications Using MegaCads, 6th International Conference on Numerical Grid Generation on Computational Field Simulations, Ed. M. Cross et al., ISGG, pp 793-802, 1998.
- [4] Becker, K., Interactive Algebraic Mesh Generation for Twin Jet Transport Aircraft, Proc. 3rd Int. Conference on Num. Grid Generation, Barcelona, 1991.
- [5] CentaurSoft, <http://www.centaursoft.com/>
- [6] Heinrich, R., Ahrem, R., Günther, G., Kersken, H.-P., Krüger, W., Neumann, J., Aeroelastic Computation Using the AMANDA Simulation Environment, Proc. of CEAS Conference on Multidisciplinary Aircraft Design and Optimization, pp. 19-30, Köln, Germany, 2001.
- [7] Kroll, N., Radespiel, R., Rossow, C.-C., Accurate and Efficient Flow Solvers for 3D-Applications on Structured Meshes, AGARD R-807, 4.1-4.59, 1995.
- [8] Aumann, P., Barnewitz, H., Schwarten, H., Becker, K., Heinrich, R., Roll, B., Galle, M., Kroll, N., Gerhold, Th., Schwamborn, D., Franke, M., MEGAFLOW: Parallel Complete Aircraft CFD. *Parallel Computing*, Vol. 27, pp 415-440, 2001.
- [9] Rung, T., Lübcke, H., Franke, M., Xue, L., Thiele, F., Fu, S., Assessment of Explicit Algebraic Stress Models in Transonic Flows, Proceedings of the 4th Symposium on Engineering Turbulence Modeling and Measurements, France, pp. 659-668, 1999.
- [10] Kok, J.C., Brandsma, F.J., Turbulence Model Based Vortical Flow Computations for a Sharp Edged Delta Wing in Transonic Flow Using the Full Navier-Stokes Equations, NLR-CR-2000-342, 2000.
- [11] Wallin, S., Johansson, A.V., An Explicit Algebraic Reynolds Stress Model for Incompressible and Compressible Turbulent Flows, *J. Fluid Mech.*, Vol. 403, pp. 89-132, 2000.
- [12] Rakowitz, M., Sutcliffe, M., Eisfeld, B., Schwamborn, D., Bleecke, H., Fassbender, J., Structured and Unstructured Computations on the DLR-F4 Wing-Body Configuration, AIAA 2002-0837, 2002.
- [13] LeChuiton, F., Actuator Disc Modeling for Rotary Wings, 28th European Rotorcraft Forum, Bristol, England, 2002.
- [14] Krumbein, A., Coupling of the DLR Navier-Stokes Solver FLOWer with an e^N-Database Method for Laminar-Turbulent Transition Prediction on Airfoils, Notes on Numerical Fluid Mechanics, Vol. 77, pp. 92-99, 2002.
- [15] Heinrich, R., Kalitzin, N., Numerical Simulation of Three-Dimensional Flows Using the Chimera Technique, Notes on Numerical Fluid Mechanics, Vol. 72, Vieweg Braunschweig, pp. 15-23, 1999.
- [16] Schwarz, Th., Development of a Wall Treatment for Navier-Stokes Computations Using the Overset Grid Technique, 26th European Rotorcraft Forum, Paper 45, 2000.
- [17] Takanashi, S., Iterative Three-Dimensional Transonic Wing Design Using Integral Equations, *Journal of Aircraft*, Vol 22, No 8., 1985.
- [18] Bartelheimer, W., An Improved Integral Equation Method for the Design of Transonic Airfoils and Wings, AIAA 95-1688, 1995.
- [19] Jameson, A., Martinelli, L., and Pierce, N., Optimum Aerodynamic Design Using the Navier-Stokes Equations. *Theoret. Comput. Fluid Dynamics*, Vol 10, pp. 213-237, 1998.
- [20] Gauger, N., Brezillon, J., Aerodynamic Shape Optimization Using Adjoint Method, *Journal of the Aeronautical Society of India*, to appear in 2002.
- [21] Gerhold T., Friedrich, O., Evans J., Galle, M., Calculation of Complex Three-Dimensional Configurations Employing the DLR-TAU Code, AIAA 97-0167, 1997.
- [22] Schütte, A., Einarsson, G., Madrane, A., Schöning, B., Mönnich, W., Krüger, W.-R., Numerical Simulation of Maneuvering Aircraft by CFD and Flight Mechanic Coupling, RTO Symposium, Paris, April, 2002.
- [23] <http://www.aiaa.org/tc/apa/dragpredworkshop/dpw.html>.
- [24] Monsen, E., Franke, M., Rung, T., Aumann, P., Ronzheimer, A., Assessment of Advanced Transport-Equation Turbulence Models for Aircraft Aerodynamic Performance Prediction, AIAA 99-3701, 1999.
- [25] Rudnik, R., Melber, S., Ronzheimer, A., Brodersen, O., Three-Dimensional Navier-Stokes Simulations for Transport Aircraft High Lift Configurations, *Journal of Aircraft*, Vol. 38, pp. 895-903, 2001.
- [26] Rudnik, R., Towards CFD Validation for 3D High Lift Flows - EUROLIFT, ECCOMAS 2001, Swansea, United Kingdom, 2001.
- [27] Melber, S., Wild, J.; Rudnik, R., Overview about the NLRS-Project on Numerical High Lift Research, DLR-IB 124, 2002/15, 2002.
- [28] Brodersen, O., Stürmer, A., Drag Prediction of Engine-Airframe Interference Effects Using Unstructured Navier-Stokes Calculations, AIAA 2001-2414, 2001.
- [29] Rudnik, R., Rossow, C.C., v. Geyr, H., Numerical Simulation of Engine/Airframe Integration for High-Bypass Engines, *Aerosp. Sci. and Technol.*, Vol. 6, pp 31-42, 2002.
- [30] Mertins, R., Barakat, S., Elsholz, E., 3D Viscous Flow Simulation on Spoiler and Flap Configurations, CEAS Aerospace Aerodynamics Research Conference, Paper No. 65, Cambridge, United Kingdom, 2002.
- [31] Weber, C., 3D Navier-Stokes-Berechnungen an einer A380-Leitwerkskonfiguration, Airbus Report, EGAG-237/02, 2002.
- [32] Heller, G., Dirmeier, S., Kreuzer, P., Streit, Th., Aerodynamische Leistungssteigerung durch Flügel-spitzenmodifikationen am Beispiel der Envoy 7, DGLR Symposium Paper No. 2001-103, 2001.
- [33] Streit, Th., Wichmann, G., Rohard, C.H., Nachrechnung und Entwurf von transsonischen Tragflügeln für die DO-728 / DO-928, DLR IB 129-99/13, 1999.
- [34] Wilhelm, R., An Inverse Design Method for Designing Isolated and Wing-Mounted Engine Nacelles, AIAA 2002-0104.
- [35] Wild, J., Validation of Numerical Optimization of High-Lift Multi-Element Airfoils based on Navier-Stokes-Equations, AIAA 2002-2939, 2002.

NS3D コードの各種並列化言語を用いた並列化による性能向上について

小林 穰*、松尾 裕一*

Performance Improvement using the Parallelization for NS3D Code

Minoru Kobayashi* and Yuichi Matsuo*

ABSTRACT

The performance evaluation for the various parallel programming languages is done using NS3D (P3) code under the condition of the large scale and the large number of processors. After the scalar optimization of the NS3D code, the code is parallelized using the various parallel programming languages and the performance is evaluated. The calculation part for the NS3D code is obtained a good parallel performance using the various parallel programming languages and the hybrid version (MPI+OpenMP and XPFortran+OpenMP). However, the communication part of the NS3D code indicates that the performance of the XPFortran (+OpenMP) version is better than that of the MPI (+OpenMP) version. It is necessary to improve the performance of the MPI (+OpenMP) version. The performance ratio between the sequential calculation and the XPFortran+OpenMP using 1440 CPUs is about 845.

1. はじめに

これまで、5本のCFDコードを基に、JAXA数値シミュレータIIIのCeNSS (Central Numerical Simulation System) および各種スカラー計算機 (IBM Power4, SGI Onyx3400) 上で、スカラー最適化およびOpenMP化による性能向上の試みを実施してきた⁽¹⁾。今回は、計算体系を自由に変更できるNS3Dコードを利用して、大規模な計算体系にするとともに、種々の並列化言語 (XPFortran, MPI, OpenMP およびコンパイラによる自動並列機能) を用いて並列化を行ない、並列化言語間の性能を比較した。加えて、大規模な計算 (プロセッサ数で1000台規模) にも対応できるように、2種類の並列化言語を組合せたハイブリッド・コード (XPFortran+OpenMP と MPI+OpenMP) も開発し、その性能評価を行なった。

2. 並列化言語の概要

今回使用した並列化言語の概要は、以下のとおりである。

- MPI⁽²⁾
プロセス間通信の業界標準言語仕様 (クラスター型並列・分散処理) である。
- XPFortran⁽³⁾
分散メモリ向けのデータ並列型拡張言語であり、VPP Fortran⁽⁴⁾ 仕様を包含している。
- OpenMP⁽⁵⁾
共有メモリ向けの業界標準の並列拡張言語であり、指示行挿入による高度で柔軟な並列プログラミングが可能である。

*宇宙航空研究開発機構

- コンパイラによる自動並列機能⁽⁶⁾

コンパイラが自動的に行なう並列化機能であり、VPPの自動ベクトル化ループが並列化の対象のループとなっている。

上記の中で、OpenMPとコンパイラによる自動並列機能は、スレッド並列用の言語であり、ノード内のみ適用可能である。これに対して、MPIとXPFortranは、プロセス並列用の言語であり、ノード内だけでなく、ノード間の並列にも適用可能である特長を有している。プロセス並列とスレッド並列の比較は、表1のとおりである。

表1: プロセス並列とスレッド並列の比較

比較項目	プロセス並列	スレッド並列
メモリ	独立	共有
適用ノード	ノード内・間	ノード内
変数	ローカル	グローバル/ローカル
並列化	プログラム全体	段階的並列化が可能
データ通信	明示的に指定	不要
言語	XPFortran, MPI	OpenMP, 自動並列

3. NS3D コードの概要

3.1 数値計算方法

NS3Dは、3次元圧縮性 Navier-Stokes 方程式を TVD スキームにより差分化し、その差分式を陰的近似因子化法 (Implicit Approximate Factored Scheme, IAF 法) で解くコードである。

一般座標系における (非粘性圧縮性流れの) 基礎方程式は、以下のように記述できる。

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

ここで、 \hat{Q} は、保存量からなる未知ベクトルで、 $\hat{E}, \hat{F}, \hat{G}$ は、各方向の流速ベクトルである。質量保存式、運動量保存式およびエネルギー保存式からなっており、3次元を取り扱うので、 $\hat{Q}, \hat{E}, \hat{F}, \hat{G}$ は、5次元のベクトルとなっている。

この基礎方程式に IAF 法を適用することにより、最終的に以下の方程式を解くことに帰着する。

$$L_{\xi} L_{\eta} L_{\zeta} \Delta \hat{Q}^n = RHS^n \quad (2)$$

$$\hat{Q}^{n+1} = \hat{Q}^n + \Delta \hat{Q}^n \quad (3)$$

実際には、以下のように3方向に分割して、順次処理していく。

$$L_{\xi} x = RHS^n \quad (4)$$

$$L_{\eta} y = x \quad (5)$$

$$L_{\zeta} \Delta \hat{Q}^n = y \quad (6)$$

各方程式は、 5×5 のブロック3重対角連立方程式を解くことになる。

3.2 並列化方法

純 OpenMP のようなスレッド並列を用いた場合、データを自由に定義・参照することが可能である。これに対して、MPI や XPFortran のプロセス並列を用いた場合には、データの分割方法により制約を受け、データを自由に定義・参照することができない。今回採用した並列化方法では、図1にあるように、I と J 方向の計算では、K 方向で分割した配列を使用し、K 方向の計算では、J 方向で分割した配列を使用している。データの転置転送（図中の transpose の個所）を行なうことで、分割方向の変更を行なっている。なお、図中の SUB1 から SUB3 が、右辺ベクトルを計算するルーチンであり、SUB4 から SUB6 が、ブロック三重対角行列を解くルーチンとなっている。

3.3 スカラー最適化手法の概要

これまで用いていたスカラー最適化手法 (tune-1: 詳細は文献⁽¹⁾を参照のこと) に加えて、今回、以下のスカラー最適化を実施した。

- 重複している演算および配列の削除 (tune-2)
重複している演算を削減し、演算の効率化を図った。
- 配列のパディング (tune-3)
使用した計算体系が、 $514 \times 480 \times 480$ のため、メモリのコンフリクトを回避するために、配列のパディングを行なった。ここで、パディングとは、共通ブロック内の各変数の領域の間や配列に、隙間を作ることを指す。具体的には、2 のべき乗の宣言を避けて、大きめの領域を確保したり、コ

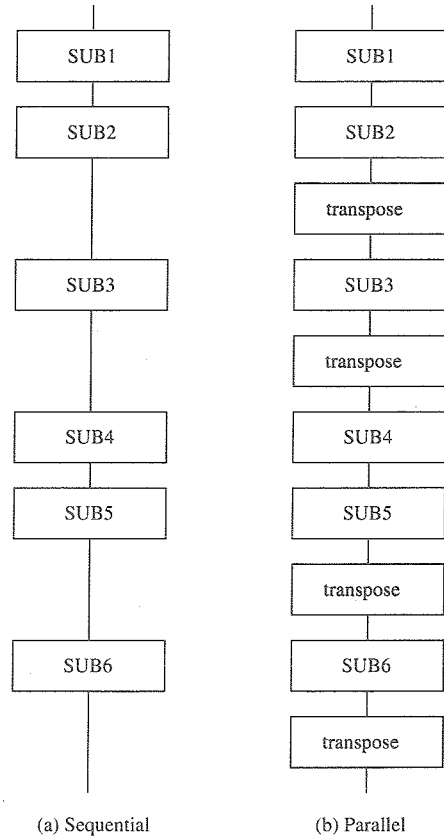


図1: 並列処理の流れ

ンパイラのオプション（富士通コンパイラでは、`-Kcommonpad[=N]`、`-Karraypad_const[=N]` 等のオプションがある）を指定したりすることで、対応する。

- 配列参照の変更 (tune-4)
配列次元を変更することで、TLB ミス率の低減を行なった。MPI 版 (XPFortran 版も) は、並列化軸を変更するために、データ交換を行なっている。本来、OpenMP 版には、並列化軸を変更する必要はないが、今回は配列参照を変更することで、高速になったため、適用している。即ち、転送先の配列を `QT(5,II, JJ/PE, KK)` から `QT(5,II, KK, JJ/PE)` に変更した。このことにより、TLB ミス率が低減 (0.0000) し、計算時間の短縮が図れた。なお、I と K との配列の入れ替えも可能であるが、演算時間の短縮よりも、データの再配置に要する時間の増加が大きくなり、採用しなかった。

オリジナル版と4種類のチューニング版の性能を比較するために、各種測定結果を表2に掲げておく。言語は、OpenMP で、32 スレッドを使用して実行したものである。なお、格子サイズは、 $514 \times 480 \times 480$ で、ステップ数は、5 回である。

上記の4種類のチューニングを実施することにより、オリジナルと比較して、約3倍の高速化が図れた。

表 2: チューニングの効果

name	original	tune-1	tune-2	tune-3	tune-4
main	54.5852	28.7262	30.2161	27.2741	39.2155
sub1	29.9159	24.6846	12.7411	13.3834	12.7927
sub2	30.5161	39.8532	26.0182	15.4004	14.6677
sub3	78.0581	36.3166	37.0786	34.6509	14.9348
sub4	144.9113	54.7280	33.6963	34.4048	33.7843
sub5	83.2952	74.1799	54.8571	35.1494	34.8799
sub6	146.4433	70.9075	49.2592	49.1994	34.8579
total	567.7255	329.3964	243.8669	209.4628	185.1332

単位: 秒

使用した 3 種類の並列化言語の測定結果を表 3 に示す。使用したプロセッサ数は、32 である。この表は、OpenMP だけでなく、他のプロセス並列の言語でも、本チューニングが有効であることを示している。

表 3: 各言語での測定結果の比較

name	MPI	XPFortran	OpenMP
main	7.2425	5.7886	39.2155
sub1	12.9627	12.9564	12.7927
sub2	14.9886	15.0999	14.6677
trans-1	12.9242	9.5956	-
sub3	15.2641	15.0842	14.9348
trans-2	5.2224	5.3222	-
sub4	32.2924	33.3071	33.7843
sub5	32.6912	34.6299	34.8799
trans-3	4.8737	5.1322	-
sub6	32.8500	34.4877	34.8579
trans-4	4.8950	4.6724	-
total	178.5470	176.0762	185.1332

単位: 秒

4. 性能評価

4.1 並列化言語単独の性能

オリジナル版だけでなく、チューニング版のソースも並列化言語固有の部分を除いて、同一のソースを用いることで、各種並列化言語そのものの性能を比較している。

個々の並列化言語を単独で使った場合について、コード全体の測定結果を図 2 に示す。オリジナル版のみ実行した自動並列を除いて、オリジナル版(凡例のサフィックスが O のグラフ)とチューニング版(凡例のサフィックスが T のグラフ)の両方の結果を掲げている。使用したプロセッサ数は、プロセス並列(XPFortran と MPI)で 240 CPU、スレッド並列(OpenMP と自動並列)で 60 CPU である。なお、自動並列とオリジナル版を用いた OpenMP に関しては、コンパイル・オプション(-Karraypad_const=1)を指定することにより、自動的に配列のパディングを行なっている。チューニング版と差がでないように配慮している。なお、サフィックスの O と T は、それぞれ、オリジナル版とチューニング版であることを示している。

この結果は、以下のことを示している。

- コンパイラの自動並列機能は、少数スレッドであれば、並列化効果が期待できる。
- チューニング版は、どの並列化言語を使用しても、

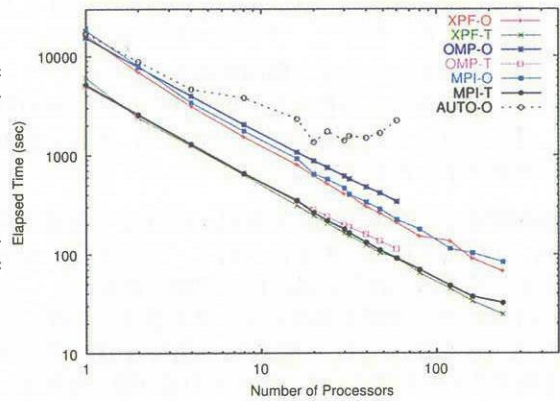


図 2: 並列言語単独でのコード全体の性能比較

実行したプロセス数内においては、良い並列効果が得られている。

- オリジナル版もチューニング版と比較して、絶対性能では違いが、どの並列化言語を使用しても、良い並列化効率が得られている。
- チューニング版だけでなくオリジナル版でも、同じ版を使用する限り、並列化言語間に大きな性能差が生じていない。

チューニング版について、各言語(OpenMP, MPI および XPFortran)の性能を演算性能と通信性能(除 OpenMP)に分けて比較した。結果を図 3 に示す。ここで、Calc, Comm は、それぞれ、演算部分と通信部分の測定結果であることを示している。

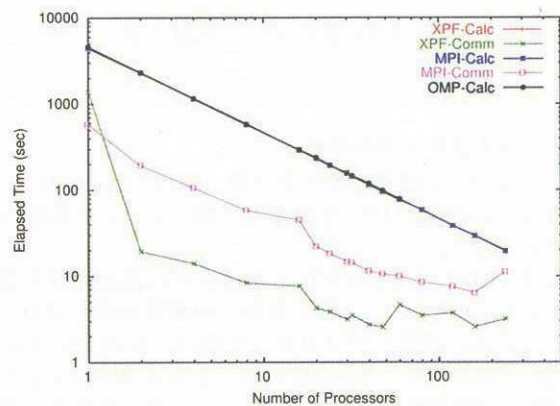


図 3: 並列言語単独での個別の性能比較

この結果は、以下のことを示している。

- どの並列化言語でも、演算処理の時間は、ほとんど同じである。
- 演算処理時間は、並列化効率が非常に高い。
- 本コードでは、スレッド並列(OpenMP)の並列化効率が非常に高く、60 スレッドまで、並列化効果がある。

- 通信処理の時間は、XPFortran の方が、MPI より高速である。ただし、プロセス数が増加するにつれて、差が小さくなる傾向がある。
- コード全体の並列化効率が低下するのは、通信処理がプロセスが増えるにしたがって、並列化効率が低下するためである。

通信時間が、XPFortran の方が、MPI より高速であるが、プロセスが増大するにつれて、差が小さくなる原因として考えられるのは、以下の点である。

MPI 版のデータ転置部分のソースを図 4 に示す。この図で、`mpi_alltoall` の転送元の配列 `q` は、データの連続アクセスを優先して、データの並び換えを行っていない。このため、プロセス数が少ない場合に、`do 250` ループの回転数が多くなり、小さなパッケージが多数発生することになり、性能が低下した可能性が高い。配列 `q` のデータ転送に必要な部分を別の配列に格納することにより、通信回数を削減することは可能である。ただし、データのコピーに要する時間と通信時間の短縮時間とのトレードオフとなる (5.3 節で比較する)。

```

do 250 kt = k11, k12
  call mpi_alltoall(
1  q(1,1,1,kt), mm, mpi_double_precision,
2  buff, mm, mpi_double_precision,
3  mpi_comm_world, ierror )
  ic = 0
  do 240 lt = kt, kk, ks
    do 230 jt = j11, j12
      ic = ic + 1
      do 220 it = 1, ii
        do 210 n = 1, 5
          qt(n,it,lt,jt) = buff(n,it,ic)
210      continue
220      continue
230      continue
240      continue
250 continue

```

図 4: MPI 版のデータ転置方法

4.2 ハイブリッドの性能

ここでは、2 種類の並列化言語 (MPI+OpenMP と XPFortran+OpenMP) を組合せた場合について性能の比較を行なう。

まず、MPI と OpenMP とを組合せた測定結果を図 5 に示す。あわせて、MPI 単独での測定結果もプロットしている。使用したプロセッサ数は、MPI が、1 から 96 プロセスで、OpenMP が、1 から 30 スレッド (ただし、96 プロセスのみ、15 スレッド) である。最大のプロセッサ数は、1440 CPU となっている。

この結果は、以下のことを示している。

- 1 スレッドの測定結果は、MPI 単独の測定結果と同等の性能である。
- 同一プロセッサ数で比較すると、スレッド数を多くするほど経過時間がかかっている。
- スレッド並列が有効なのは、8 スレッドぐらいまでである。

スレッド数が多くなるにつれて、性能が低下する原因を明らかにするために、コード全体でなく、演算処

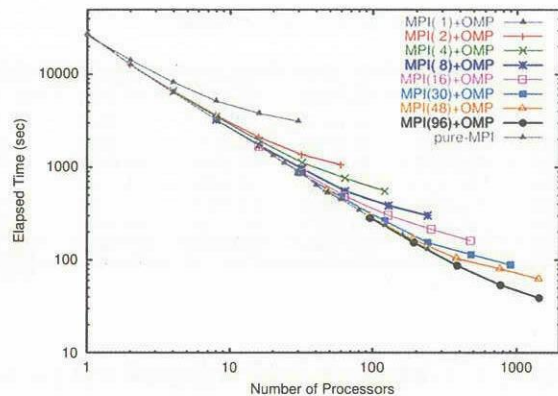


図 5: プロセス数を固定した MPI+OpenMP のコード全体の測定結果

理時間とデータ転送時間について、それぞれの値を示したのが、図 6 である。ここで、同一の色は、同一のプロセス数であることを示しており、四角印と丸印は、それぞれ、演算部分と通信部分の測定結果であることを示している。

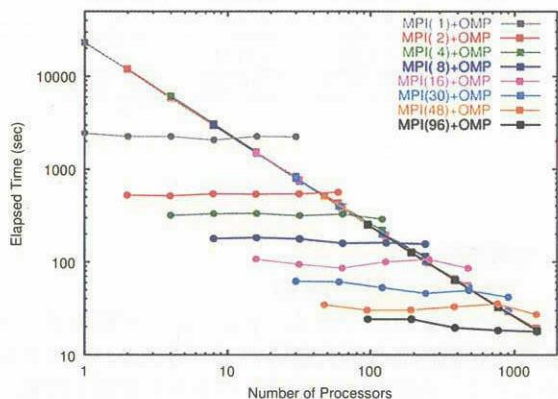


図 6: 各処理毎の MPI+OpenMP の測定結果

この結果は、以下のことを示している。

- 演算部分は、測定プロセス数の範囲内で、非常に高い並列化効率が得られている。
- 通信部分は、プロセス並列に対して、並列化効果があるが、スレッド並列に対して並列効果がない。
- 通信部分は、スレッド数に依存しないので、スレッド数が多くなると、データ通信時間の割合が増大し、並列性能が低下する。
- コード全体では、スレッド数が多くなるにつれて、並列性能が低下してくる。

次に、XPFortran と OpenMP を組合せた測定結果を図 7 に示す。図の内容は、MPI+OpenMP の場合と同様である。あわせて、XPFortran 単独で測定した結果もプロットしている。使用プロセッサ数は、MPI+OpenMP の場合と同じである。

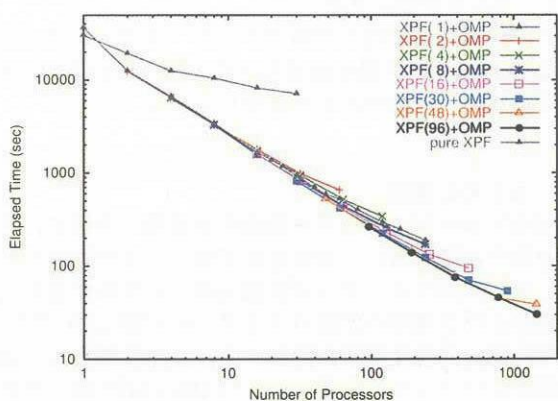


図 7: プロセス数を固定した XPFortran+OpenMP のコード全体の測定結果

この結果は、以下のことを示している。

- 1 スレッドの測定結果は、XPFortran 単独の測定結果と同等の性能である。
- 同一プロセッサ数で比較すると、スレッド数を多くするほど遅くなる傾向が見られるが、MPI+OpenMP 版ほど顕著ではない。
- XPFortran+OpenMP 版の方が、MPI+OpenMP 版よりも並列化効果が良い。
- スレッド並列は、16 スレッドぐらいまで有効である。

XPFortran+OpenMP の演算処理時間とデータ転送時間について、それぞれの値を示したのが、図 8 である。ここで、同一の色は、同一のプロセス数であることを示しており、四角印と丸印は、それぞれ、演算部分と通信部分の測定結果であることを示している。

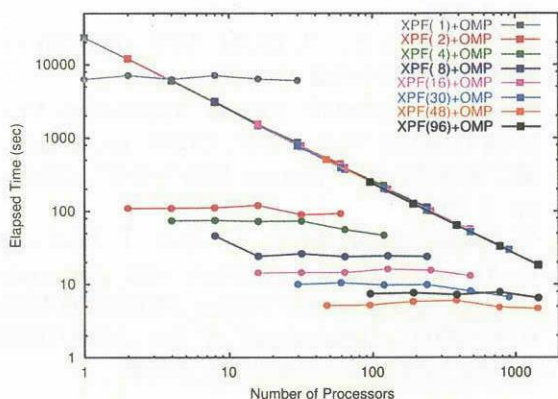


図 8: 各処理毎の XPFortran+OpenMP の測定結果

XPFortran+OpenMP の場合も MPI+OpenMP の場合と同様に、以下のようになっている。

- 演算部分は、測定プロセス数の範囲内で、非常に高い並列化効率を得られている。

- 通信部分は、プロセス並列に対して、並列化効果があるが、スレッド並列に対して並列効果がない。
- 通信部分の経過時間が短いので、スレッド数が増えても、並列性能があまり低下しない。

最後に、両者の結果を比較すると、以下のようになる。

- 演算処理は、測定プロセス数（1 から 1440 CPU まで）の範囲内で、非常に高い並列化効率を得られている。
- データ通信処理は、プロセス並列に対しては並列化効果があるが、スレッド並列に対して、ほとんど並列化効率を得られていない。
- 通信部分は、MPI+OpenMP 版より XPFortran+OpenMP 版の方が高速である。

5. 議論

（特に、MPI+OpenMP の）ハイブリッド版の性能を向上させるための方策として、以下のことが考えられる。

- 計算体系を大きくする。
- 2次元分割の MPI を採用する。
- 通信処理を削減する。
- マルチブロックを適用する。

5.1 計算体系の検討

1 タイム・ステップあたりの演算量とデータ転送量は、グリッド数に依存しないため、計算体系を大きくしても両者の比率は同じである。また、現在の計算体系での 1 回あたりのデータ転送量は約 5 GB になり、48 プロセスを使用しても、1 プロセスあたり約 100 MB のデータ転送量となる。CeNSS におけるデータ転送能力は、1 MB 程度で飽和する⁽⁷⁾。したがって、これ以上計算体系を大きくしても、通信性能の向上は、期待できない。

5.2 2次元分割の MPI の採用

スレッド部分のデータ転送も含めて、並列化する方法として、MPI を用いた 2次元分割が考えられる。ただし、ハードウェア資源の制限から今回のケースでは、768 (48 x 16) が最大となり (1 ノードあたりの DTU が 16 個しかない)、1000 台規模の計算が実行できない難点がある。また、2次元分割にすることにより、データ転送回数が 2 倍になる (軸の入れ替えが、余分に必要となる) こともあり、今回は適用しなかった。

5.3 通信時間の削減

通信時間を削減するためには、以下の方法が考えられる。

- 演算と通信とをオーバーラップさせ、通信処理（あるいは、演算処理）を隠蔽する。

- パケットの発生を抑止する。
- 複数個の三重対角行列を解くアルゴリズムを見直し、データ転送量を削減する。

最初の方法は、16 スレッドぐらいになると、通信部分と対応する演算部分の処理時間が同程度になり、オーバラップさせても通信時間を短縮することにならないので（オーバラップに伴うオーバーヘッドの分だけ、遅くなる可能性がある）、今回は採用しなかった。

2 番目に、パケットの発生回数を抑止させる方法を述べる。

現行 MPI 版の測定結果を表 4 に示す。“total” と “alltoall” は、それぞれ、25 回反復させた通信関連部分の合計値と “MPI_ALLTOALL” 部分の合計値である。また、“max_all” と “min_all” は、25 回反復させた “alltoall” 部分の最大値と最小値である。

表 4: 現行 MPI 版の測定結果

npe	total	alltoall	max_all	min_all
008	46.23325	20.08145	0.91780	0.72948
016	27.36360	13.39197	0.61898	0.50120
032	11.31217	4.17991	0.29981	0.14604
048	8.30770	3.55248	0.28991	0.11036

単位：秒

パケットの発行回数を削減した MPI 版の測定結果を表 5 に示す。各項目の内容は、表 4 と同じである。

表 5: パケット削減 MPI 版の測定結果

npe	total	alltoall	max_all	min_all
008	87.22441	19.98321	1.16966	0.37598
016	47.63717	12.49501	0.63442	0.30201
032	23.46732	4.48630	0.29895	0.13306
048	15.80380	3.31886	0.19795	0.10599

単位：秒

表 4 と表 5 の “min_all”（運用中に測定を行っているので、最小値を基に評価する）を比較すると、プロセス数が少ない（16 以下）と、改造した版の方が性能が良くなっている。しかしながら、表 4 と 5 とを比較して問題となるのは、データの並び換えに要する時間（“total” - “alltoall”）である。パケット発行回数を削減することで、“alltoall” の経過時間は（少数プロセスの場合）短縮できるが、データの並び換えに要する時間が増大するために、通信部分全体の経過時間は、2 倍になっている。現在、上記の MPI の性能の妥当性を調査しているところである。

最後の方法は、複数個の三重対角行列を解くプログラムを作成し、評価を行なっているところである。ただし、本アルゴリズムを適用する場合、sub6 のループ構造を変更する必要がある。これまで、最内に行っていた K ループをオリジナルと同じように、最外に変更する必要がある。しかも、アルゴリズムの変更により、データ転送量が削減できたとしても、今回適用したキャッシュミスを低減する方法がそのまま活用できなくなる。今後、更に検討し、有効な方法であれば、本プログラムへの適用を考えていきたい。

5.4 マルチブロック化

どの程度通信時間が短縮できるか（多分、3 次元から 2 次元にデータ量が削減できると思っている）、不明であるが、効果があると期待している。

6. まとめと課題

NS3D コードのスカラー最適化を実施した後に、各種並列化言語を用いた並列化を実施し、その性能を評価した。NS3D コードの演算部分は、いずれの並列化言語および 2 種類の言語のハイブリッド版においても、非常に良い並列化効率が得られた。これに対して、通信部分については、XPFortran (+OpenMP) 版と比較して、MPI (+OpenMP) 版の測定結果が悪く、改良の余地が残っていることが明らかとなった。全体としては、XPFortran+OpenMP 版を 1440 CPU で実行することにより、逐次処理と比較して、約 845 倍の高速化が図れた。

今後の課題として、MPI (+OpenMP) の処理の高速化、通信時間の短縮化およびマルチブロックへの適用等を行なっていくことで、更なる高速化を図っていく必要がある。

謝辞

本研究で大規模な計算をするにあたって、JAXA の IT センターの運用グループのメンバに多大な協力をしていただきました。ここに記して、感謝の意を表します。

参考文献

1. 小林穰, 松尾裕一, “CFD コードのスカラー最適化と OpenMP 化による性能向上の試み”, 第 17 回数値流体力学シンポジウム, (2003), pp. 128.
2. MPI Forum, “MPI-2: Extensions to the Message-Passing Interface”, (1997), pp. 1-362.
3. 富士通株式会社, “XPFortran 使用手引書”, (2003), pp. 1-330.
4. 富士通株式会社, “UXP/M VPP FORTRAN EX/VPP 使用手引書 V12 用”, (1993).
5. OpenMP, “OpenMP Fortran Application Program Interface Version 2.0”, (2000), pp. 1-116.
6. 富士通株式会社, “Fortran 使用手引書”, (2002), pp. 1-346.
7. Y. Matsuo, M. Tsuchiya, M. Aoki, T. Inari and K. Yazawa, “Early Experience with Aerospace CFD at JAXA on the Fujitsu PRIMEPOWER HPC 2500”, *Proceedings of the ACM/IEEE SC2004 conference*, CD-ROM, (2004).

平行平板間乱流の大規模直接数値シミュレーション

阿部浩幸*, 松尾裕一*

Large-scale direct numerical simulation of a fully developed turbulent channel flow

Hiroyuki ABE* and Yuichi MATSUO*

Abstract

Direct numerical simulation of a fully developed turbulent channel flow has been carried out using Numerical Simulator III at JAXA. The Reynolds number is set to be $Re_\tau=1020$ where Re_τ is the Reynolds number based on the friction velocity and the channel half width. To the authors' knowledge, this is one of the largest computations ever simulated in conjunction with this configuration, where about 1.4 billion grid points are required. In the present study, to perform large-scale DNS more efficiently, the parallelized computational program has been modified, and its computational performance is presented.

1. 緒言

近年、計算機の性能が飛躍的に向上したことにより、大規模数値シミュレーションが徐々に実行されるようになった。乱流の分野では、直接数値シミュレーション(Direct Numerical Simulation; DNS)による大規模計算が、実験室の実験に相当する数値実験として、数多く行われつつある(Yokokawa et al.¹⁾)。

本研究の対象となる平行平板間乱流(チャンネル乱流)のDNSは、形状が非常に単純で、航空機の翼のような壁面に接する乱流(壁乱流)の基礎的性質を有することから、1987年のKimら²⁾の壁面摩擦速度 u_τ 、チャンネル半幅 δ に基づくレイノルズ数 $Re_\tau = u_\tau \delta / \nu = 180$ のDNS以降、数多くの計算が行われてきた。我々のグループでも、1997年から、宇宙航空研究開発機構(旧航空宇宙技術研究所)の数値シミュレータを駆使して、平行平板間乱流のDNSを行ってきた。1999年には、ベクトル型計算機を使用し、当時世界最高のレイノルズ数 $Re_\tau = 640$ の計算を約3300万点の格子点数を用いて達成した³⁾。そして、2003年に、この形態で初めて Re_τ で 10^3 のオーダーのレイノルズ数となる $Re_\tau = 1020$ の平行平板間乱流の大規模DNSを、スカラー型計算機を使用し、約14億点の所要格子点数を用いて達成した^{4), 5)}。この際、計算機の種類がベクトル型からスカラー型へ変更になったことに伴い、高効率な計算を実現するために、計算コードをスカラー計算機用にチューニングを行った。そこで、本報では、この大規模DNS実行に際して行った並列計算プログラムのチューニング方法、チューニングにより得られた並列計算パフォーマンスについて報告する。

2. 計算手法

流れは十分発達した無限に長い平行平板間乱流を想定し、平均圧力勾配により駆動されるものとした。計算アルゴリズムには、フラクショナルステップ法を用いた。時間進行は、壁垂直方向の粘性項に対しては、2次精度クラクニコルソン法を、その他の項は3次精度ルンゲクッタ法を用いた。他方、空間的離散化には有限差分法を用いた。差分精度としては、流れ方向、スパン方向には4次精度中心差分を用い、壁垂直方向は2次精度で扱った。設定されたレイノルズ数は、 $Re_\tau = 1020$ である。計算領域は、 $L_x \times L_y \times L_z = 12.8\delta \times 2\delta \times 6.4\delta$ 、所要格子数は、 $N_x \times N_y \times N_z = 2048 \times 448 \times 1536$ 、空間解像度は、 $\Delta x^+ = 6.38$, $\Delta y^+ = 0.15 \sim 7.32$, $\Delta z^+ = 4.25$ に設定した。計算手法の詳細は、Abe et al.

^{3), 5)}に記した。

3. 計算プログラムの構成

本研究の計算プログラムは、使用言語にFortran 77、並列化言語にはXPFortran⁶⁾を用いた約20,000行のプログラムで構成されている。ここで、XPFortranとは並列化言語VPP Fortranの仕様を包含する並列化言語であり、ディレクティブ挿入型の並列言語である。主として、3次元Navier-Stokes方程式を離散化した3重DOループの計算から構成されている。本計算にて、特記する解法は、陰的に扱う必要がある部分に対しては3重対角行列の直接解法(Tri-Diagonal Matrix Algorithm; TDMA)を用い、ポアソン方程式の解法には、計算アルゴリズム上計算量を低減して高速化を図るために、高速フーリエ変換(Fast Fourier Transformation; FFT)を用いている。

並列化手法には、プロセス並列にXPFortran、スレッド並列に自動並列、一部にOpenMP⁷⁾のハイブリッド型的手法を用いた。プロセス並列の分割の概略図を図1に示す。FFTの計算を含めた通常の並列計算は、壁面に並行な面(y軸に垂直な方向)で分割し(図1(a))、一方、3重対角行列(TDMA)の並列計算は、スパン方向(z軸に垂直な面)に対して分割を行った(図1(b))。なお、分割軸の変更には、3次元データを一括で転置転送させて行った。一方、プロセス並列のオペレーションを施していないループに対しては、自動並列化を施した。さらに、コンパイラで自動並列化されない部分、最内側ループが並列化されて効率が悪い部分等については、OpenMPを適用した。

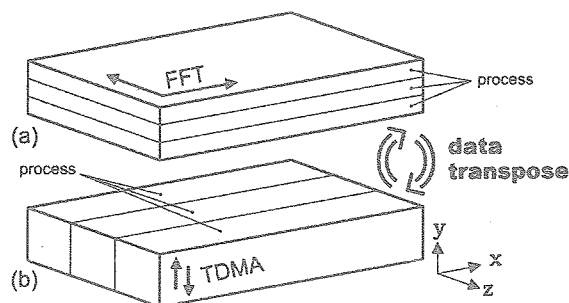
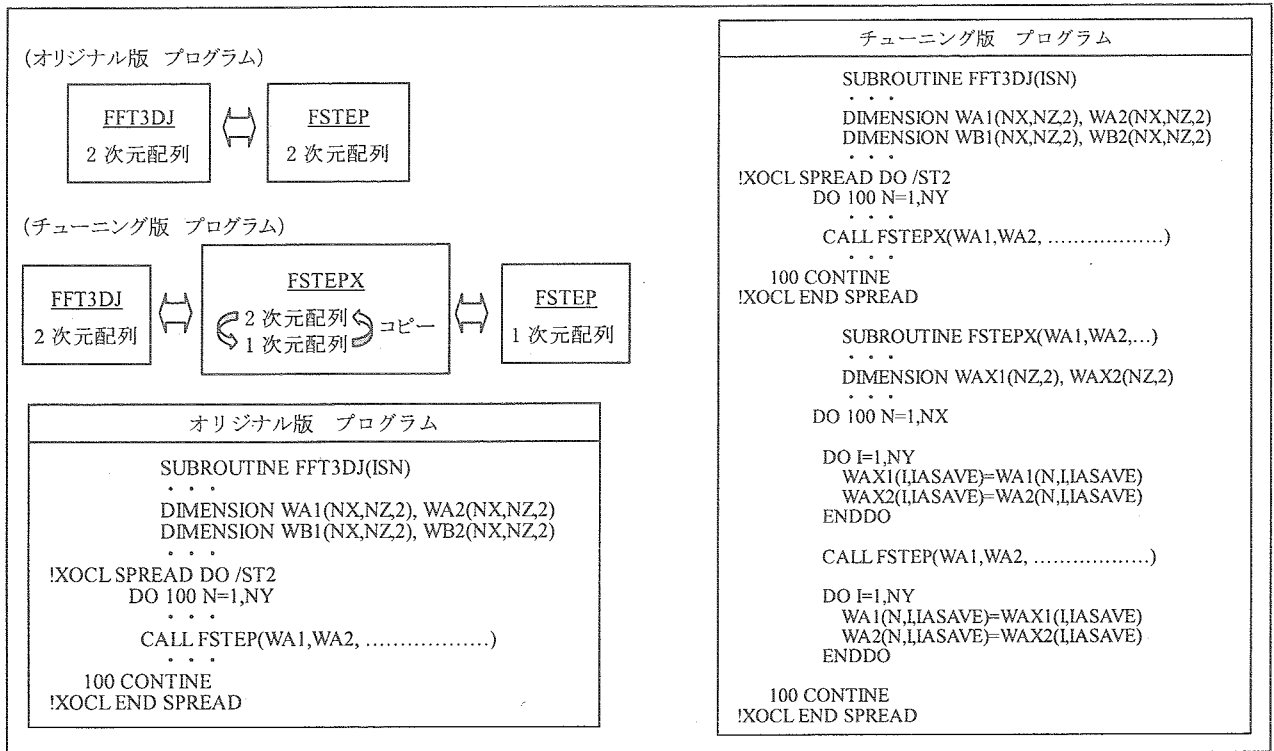


Fig.1 Schematics of domain decomposition for process parallelization: (a) FFT; (b) TDMA.

* 宇宙航空研究開発機構 情報技術開発共同センター



オリジナル版 プログラム
<pre> . . . PARAMETER (NX=1024, NY=256) DIMENSION D(NX,NY), E(NX,NY) . . . DO 100 J=1,NY DO 100 I=1,NX B2(I,J)=B(I,J)-C(J)*E(I,J-1) E(I,J)=A(J)*PB2(I,J) D(I,J)=(-D(I,J)+C(J)*D(I,J-1))*PB2(I,J) 100 CONTINUE </pre>
チューニング版 プログラム
<pre> . . . PARAMETER (NX=1024, NY=256) DIMENSION D(NX+4,NY), E(NX+4,NY) !SOMP PARALLEL PRIVATE(I,J) . . . DO J=1,NY !SOMP DO DO 100 I=1,NX B2(I,J)=B(I,J)-C(J)*E(I,J-1) E(I,J)=A(J)*PB2(I,J) D(I,J)=(-D(I,J)+C(J)*D(I,J-1))*PB2(I,J) 100 CONTINUE !SOMP END DO NOWAIT ENDDO . . . !SOMP END PARALLEL </pre>

Fig.3 On the modification of the computational code for TDMA.

従って、スカラー型計算機では、極力、L1, L2 キャッシュを使用して計算を実行する必要がある。本研究では、このうち L2 キャッシュミスを極力低減するようチューニングを行った。具体的には、FFT のルーチンにおいては、従来のベクトル計算機用の計算プログラムではループ長を長くするために大きな配列で計算を行ってきたが、今回、ワーク用の小さな配列にコピーして計算することにより、メモリアクセスを局所化し、キャッシュミスを削減した(図2)。さらに、従来の基底2の複素型2次元FFTを、混合基底の複素型2次元FFTに変更している。この際、複素共役の関係^{9), 10)}を用いることにより、演算量を、従来の全モードの計算の約半分まで低減し、さらに、内部の配列のコピーについても、最適化を行っている。これらのFFTのチューニングで従来のプログラムに対して、約2倍の高速化を達成した。次に、3重対角行列のルーチンにおいては、1) コンパイラが標準でアンローリングしないDOループのうち、アンローリングした方が性能向上するものについて、強制的にアンローリングをかける、2) 配列に対してストライドアクセスを行う処理で、ストライドの間隔が2のべき乗では、メモリーからキャッシュへのロードの際に、キャッシュラインの使用に偏りが出る場合があるので、配列の宣言要素数を調整することにより偏りを回避する、3) キャッシュミス率をさらに低減させるためにメモリアクセスが連続になる内側ループに対してOpenMP化を行う、というチューニングを行った(図3)。これらのTDMAのチューニングで従来のプログラムに対して、約30%の高速化を達成した。

プロセス並列向けのチューニングとしては、4.3にて述べるデータ転送と計算のオーバーラップの他に、ロードバランスの不均一による性能劣化を改善するため、1プロセスずつシリアルに実行する処理を融合し

オリジナル版 プログラム
<pre> . . . DIMENSION U11(0:NY), U33(0:NY) . . . !XOCL SPREAD DO /ISE DO 100 J=1,NY DO 100 K=1,NZ DO 100 I=1,NX U11(J)=U11(J)+UT(I,J,K,1)**2 U33(J)=U33(J)+UT(I,J,K,3)**2 100 CONTINUE !XOCL END SPREAD </pre>
チューニング版 プログラム
<pre> . . . PARAMETER (NPAD=8) DIMENSION U11(NPAD,0:NY), U33(NPAD,0:NY) . . . !XOCL SPREAD DO /ISE DO 100 J=1,NY DO 100 K=1,NZ DO 100 I=1,NX U11(I,J)=U11(I,J)+UT(I,J,K,1)**2 U33(I,J)=U33(I,J)+UT(I,J,K,3)**2 100 CONTINUE !XOCL END SPREAD </pre>

Fig.4 On the modification of the computational code for thread parallelization.

て、複数プロセスを同時に実行することにより同期待ちのコストを改善している(図省略)。

スレッド並列向けのチューニングとしては、1次元配列へのアクセスをスレッド並列化の際に、スレッドあたりの要素数が少ない場合は、複数スレッド間のキャッシュライン競合(False Sharing)が発生することから、配列に1次元追加して1キャッシュライン分(64バイト)のすき間を空けることで、False Sharingを回避している(図4)。

4.3 ノード間のデータ転送のコスト削減

分割軸を変更する場合は、計算中に全データを転送転送しなければならぬ。本計算においては、TDMAの計算の前後で、1物理量約11GBのデータを複数個、転送転送させている。そのため、1ステップ当たり(ルングクッタ3段階)のデータ転送量は、約406GBと非常に大きなものとなっている。従って、データ転送のコストは、全計算の中でも大きなウェイトを占め、従来の計算は、全計算時間の約25%がデータ転送のために費やされていた。よって、データ転送のアルゴリズム自体は変更せずに、可能な範囲で、データを転送させながら同時に計算を実行させるようにチューニングを行った(図5)。結果として、従来の計算と比べて、約5%の転送待ち時間を削減した。

5. 結果及び考察

5.1 性能測定条件

性能測定は、JAXA数値シミュレータⅢの全56ノードのうち、52ノードを占有した状態で行った。この時のピーク性能は、約8.7TFLOPSとなる。数値シミュレータⅢのシステム構成の詳細については、Matsuo et al.¹¹⁾に記した。並列規模は、プロセス並列数は、28, 56, 112, 224の4種類、スレッド並列は、1, 2, 4, 8, 16の5種類とし、両者を組み合わせ、28~448のCPU数

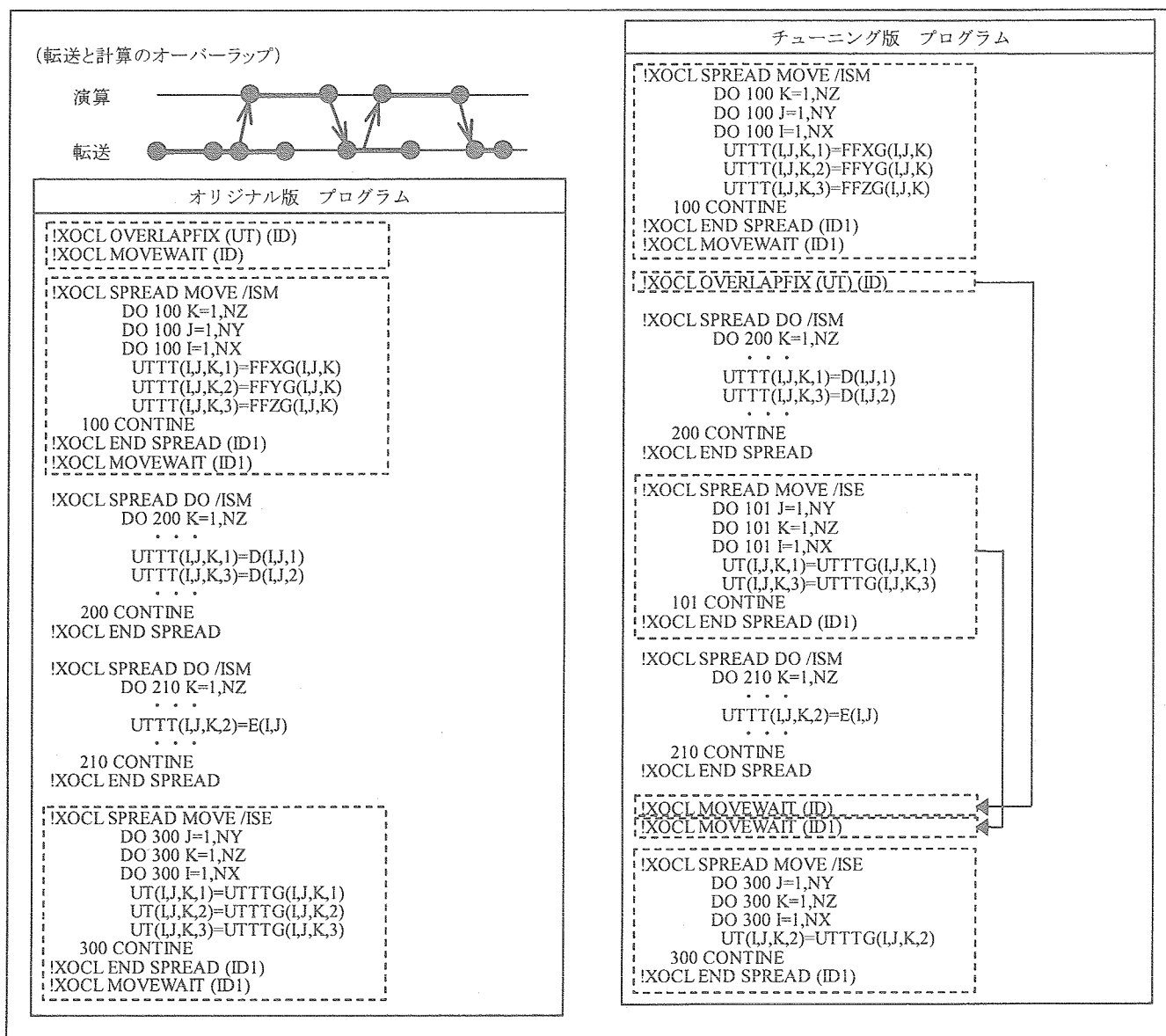


Fig.5 On the modification of the computational code on large data transpose.

の範囲で、2回の計算回数に対して性能測定を行い、各種の評価を行った。なお、プロセス数は、ロードバランスを重視し、分割方向の格子数 ($N_y = 448$) が均等に分割される数を選んでいる。

5.2 性能測定結果

図6に、28プロセス×1スレッドの測定結果を基準に纏めた、スピードアップ性能の測定結果を示す。結果として、プロセス並列の性能の増加率は、スレッド数によらず、56プロセスまでは比較的良いが、112プロセスを超えると性能の低下が著しい(図6(a))。一方、スレッド並列の性能の増加率に関しては、各プロセス数で、4~8スレッドまで良いスケラビリティを示している(図6(b))。ここで、図7に同一CPU数の性能を検討すると、448CPUの場合、56プロセス×8スレッドの組み合わせが最も性能が高く、224プロセス×2スレッドの組み合わせに比べて20%以上の性能向上が見られた(図7(b))。この傾向は、112, 224CPUでCPU数を固定して性能を比較しても同様に見受けられ、両

者ともに56プロセスに性能のピークが現れた。この結果は、本計算の場合、プロセス数を増やし1プロセス当たりのデータ転送量を削減するよりも、プロセス数を減らした方が、計算コストを低減できることを示唆している。この原因については、JOB実行の際のDTU(Data Transfer Unit; 数は、各ノード1個、I/Oノードのみ2個)資源の割り当て方やXPFortranのデータ転送性能の特性に関係しているものと考えられ、5.4で再度検討する。

図8に、本計算プログラムのメモリアクセスとデータ転送負荷の関係を示す。なお、メモリアクセス比は、平均メモリアクセス時間を平均経過時間で除した値、データ転送比は、データの平均送受信時間を平均経過時間で除した値として定義しており、両者ともにプロセス当たりの値を求めている。図8より、本研究の計算プログラムは、航空宇宙分野で広く用いられるCFDコードに比して、メモリアクセス負荷は同程度であるのに対し、データ転送負荷は100倍以上高くなっており、データ転送の負荷が高い計算であることが分かる。

Table 1 Computational performance using 448CPUs (56processes with 4threads).

全体(全プロセス)	50GFLOPS
全体(各プロセス)	300MFLOPS
各ルーチン(各プロセス)	通常: 800~1000MFLOPS
	FFT: 300~400MFLOPS
	TDMA: 90~120MFLOPS

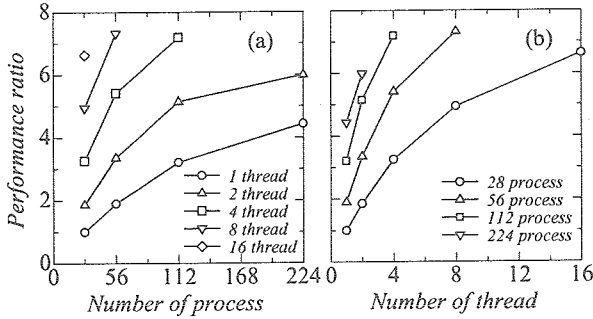


Fig. 6 Performance ratio: (a) as a function of number of process; (b) as a function of number of thread. The performance has been evaluated based on that using 28 CPUs (28processes with 1 thread).

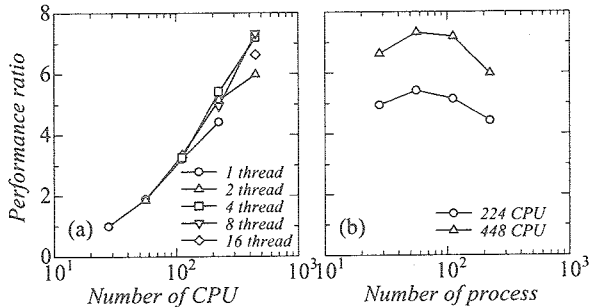


Fig. 7 Performance ratio: (a) as a function of number of cpu; (b) as a function of number of process. The performance has been evaluated based on that using 28 CPUs (28processes with 1 thread).

5.3 本計算プログラムの実行性能(FLOPS 値)

本計算の代表的な実行形態(56プロセス×8スレッド)の各ルーチンの実行性能(FLOPS 値)を表 1 に示す。表 1 より、各ルーチンのプロセス単位の性能は、TDMA 以外の各ルーチンで 400MFLOPS を超えており、他の CFD のプログラムと比しても遜色のない性能を示している¹¹⁾。一方、TDMA のルーチンでは、90~120MFLOPS まで極端に計算性能が低下している。これは、今回行ったデータ転送のチューニングによっても、依然として、データ転送のコストを隠し切れなかったことが原因と考えられる。この TDMA の性能改善案としては、データ転送負荷を低減する方法としてパイプライン法やハイパープレーン法¹²⁾などの適用が考えられる。今後は、これらの手法が本計算に適用可能かも含めて検討していきたい。

5.4 DTU 数と実行性能との関係

5.2 で示したように、本計算プログラムは、56 のプロセス数を用いた場合にピーク性能が現れる傾向がある。ここで、ノード間のデータ転送の仕組みについて考える。図 10 に JAXA 数値シミュレータ III における DTU 数とプロセス数の関係を示す。ノード間のデータ

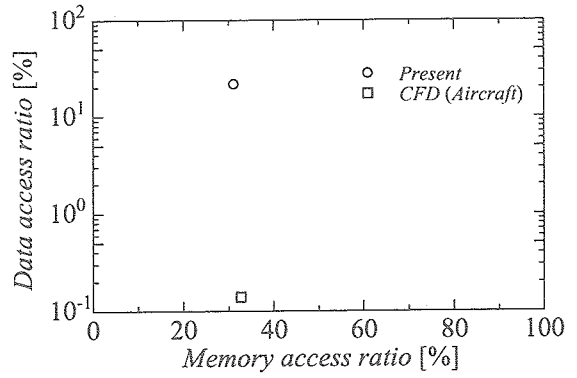


Fig. 8 Relation between memory and data access ratio.

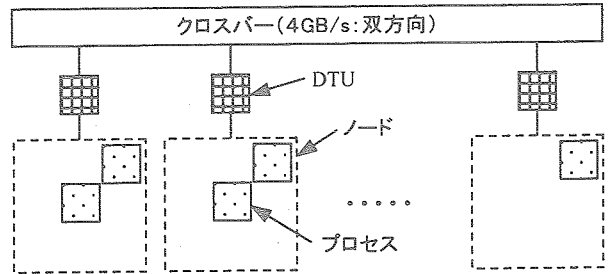


Fig.9 On the way to transpose data using the data transfer unit (DTU).

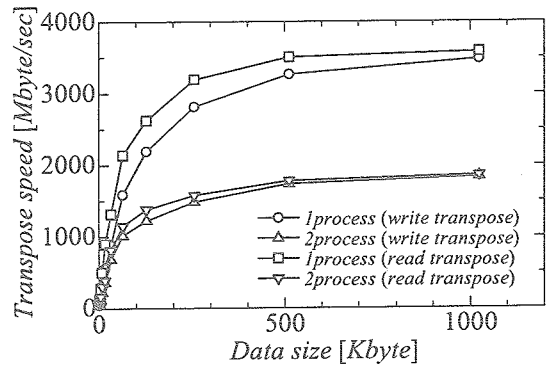


Fig. 10 Data transpose performance for XPFortran using the SPREAD MOVE command.

転送を行う場合、通常は、高速にデータを転送するために DTU を用いる。この場合、データは、まず、各ノード 16 個用意されている DTU の箱へ一度格納される。格納されたデータは、その後一度に 16 個ではなく、順次 1 個ずつ DTU を介して他のノードへ転送される。従って、今回、52 ノードの実行環境で性能測定を行った訳だが、この場合、理論的には最大 52 個のデータが同時に転送できることになる。一方、52 個以上のデータを転送する場合は、必ず、何処かのノードに 2 プロセス以上割り当てられることになる。この場合、自分自身の JOB によって、DTU 資源待ちが生じることになる。よって、DTU を用いた JOB の形態は、以下の 2 つに分類される。

- 1) 1 ノード、1 プロセスで構成される場合
ノード間のデータ転送時に自分の JOB による DTU 資源待ちは生じない
- 2) 1 ノード、2 プロセス以上で構成される場合
ノード間のデータ転送時に自分の JOB による DTU 資源待ちは生じる

Table 2 Process of generating DNS database

Stage	Grid number	Memory[GB]	I/O[GB]
Stage1	1024 × 256 × 1024	164	22.2
Stage2	1024 × 448 × 1024	301	38.6
Stage3	2048 × 448 × 1024	531	77.0
Stage4	2048 × 448 × 1536	819	138.5

1)の場合では、DTU の性能に応じたデータ転送性能が期待され、本計算では、並列化言語に XPFortran を用いているので、特に、SPREAD MOVE コマンドの性能に依存することになる。ここで、図 10 に SPREAD MOVE コマンドの基本性能を示す。図 10 から、プロセス数が多くなるにつれデータ転送性能が低下する傾向が見受けられる。これは、MPI では見られなかった現象であり¹¹⁾、XPFortran のオーバーヘッドによるものと考えられる。この結果は、1)の場合でも、プロセス数が増加するにつれて、データ転送のオーバーヘッドが増加することを示唆している。一方、2)の場合では、1)のデータ転送時間に加えて、DTU 資源待ちの時間が加算される。この場合、1回のデータ転送量が小さい時には、DTU 資源待ち時間はさほど問題にならないが、今回のように1回のデータ転送量が数十 GB にも及ぶ問題規模の計算では、1ノードに複数個のプロセスが存在すると、自分自身の JOB により有意な DTU 資源待ち時間が生じ、計算パフォーマンスの劣化を引き起こすことになる。従って、大容量のデータ転送を有した計算では、極力、52 プロセスに近くなるようプロセス数を低減させる必要がある。

以上を総括すると、本計算の場合には、ピーク性能が 56 プロセスに現れることから、上記 2)の影響が非常に大きかったものと考えられる。従って、本計算のようにデータ転送量が非常に多い計算では、自分自身の JOB による DTU 資源待ちを生じないように、可能な限りプロセス数を少なくする必要がある。一方、高速に計算を実行するには、数多くの CPU を用いなければならない。この場合、今回のような大容量のデータ転送を有する計算では、プロセス並列度数を増加させることは実行性能を低下させることから、スレッド並列度数を増加させる必要があり、この時、スレッド並列化効率を向上させる必要がある。

5.5 DNS データベースの作成及び本計算の実行

平行平板間乱流の大規模 DNS の本計算を行う前に初期データとなる DNS データベースを構築しなければならない。本研究では、低レイノルズ数の DNS データベースをもとに表 2 に示した 4 段階を経て $Re_\tau=1020$ までレイノルズ数を上げた。DNS データベース構築に要した総計算ステップ数は、約 50 万ステップ、総計算時間は約 5 ヶ月である。その後、作成した DNS データベースを用いて、平均流速などの各種乱流統計量を収集するための DNS を実行した。この計算も統計的に定常な状態まで計算を継続する必要があるため、非常に長い計算時間を要する。本研究においては、統計量を収集するのに約 67,500 ステップの計算、約 5 ヶ月間の計算時間を要した。

6. 結言

本報では、宇宙航空研究開発機構(JAXA)の数値シミュレータ III を用いて行った平行平板間乱流の大規模直接数値シミュレーションの実行に際して行った

並列計算プログラムのチューニング方法、並列計算性能について示した。

計算プログラムのチューニング方法に関しては、データの局所化に対する方法、L2 キャッシュミスの低減方法、大容量データ転送のチューニング方法などの実例を示し、それぞれのチューニングが有効であることを示した。

チューニング後の計算プログラムの実行性能に関して、各種の評価を行い、本計算では、プロセス数を単に増加させた計算よりも、プロセス並列とスレッド並列を組み合わせた計算の方が高い実行性能が得られることを示した。この原因を調べた所、本計算は、航空宇宙分野の CFD に比べて 100 倍以上のデータ転送量を有し、これが実行性能に大きく影響していることが判明した。また、56 プロセスを用いた場合にピーク性能が得られる理由については、DTU 数、XPFortran の転送性能の双方から検討した所、DTU の資源待ち時間が大きく影響していることが分かった。すなわち、1ノード 1 プロセスの状態に近い 56 プロセスを用いた場合に、DTU 資源待ち時間が最小となり、ピーク性能が現れている。

今後はさらに大規模な計算を行う予定であり、より一層計算効率を向上させる必要がある。特に、データ転送方法に関しては、より大きな問題規模の計算に適用できる手法を開発していきたい。また、今回は大規模計算の並列計算プログラムのチューニング及び並列計算の実行に焦点をあてたが、このような大規模計算では、大容量のデータが算出されるため、後処理方法も確立して行きたい。

本研究の計算は、航空宇宙研究開発機構の数値シミュレータ III を用いて行った。

謝辞

本研究は、東京理科大学 河村洋教授との共同研究のもとに行われた。また、計算全般にわたり富士通株式会社の稲荷智英氏に多大なご支援を頂いた。記して謝意を表す。

参考文献

- 1) M. Yokokawa, K. Itakura, A. Uno, T. Ishihara, and K. Kaneda: http://www.sc-2002.org/paperpdfs/pap_pap273.pdf (2002).
- 2) J.Kim, P.Moin & R.Moser: J. Fluid Mech. 177 (1987) 133.
- 3) H.Abe, H.Kawamura & Y.Matsuo: Trans. ASME J. Fluids Eng. 123 (2001) 382.
- 4) 阿部浩幸, 松尾裕一, 河村洋: 航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム 2003 (2003) 22.
- 5) H.Abe, H.Kawamura & Y.Matsuo: Int. J. Heat and Fluid Flow 25 (2004) 404.
- 6) 富士通 PRIMEPOWER ソフトウェア製品紹介(XPFortran): http://primeserver.fujitsu.com/primepower/products/soft/opt/xfp_2/x/.
- 7) OpenMP: <http://www.openmp.org/>.
- 8) 梶島岳夫: 乱流の直接数値シミュレーション, 養賢堂 (1999).
- 9) P.Moin: Fundamentals of engineering numerical analysis, Cambridge Univ. Press, (2001).
- 10) C.V.Loan: Computational frameworks for the Fast Fourier Transform, SIAM (1992).
- 11) Y.Matsuo: Proc. ISHPC 2003, LNCS 2858, pp.39-53, Springer-Verlag (2003).
- 12) M.Kobayashi: ハイパフォーマンスコンピューティングと計算科学シンポジウム HPCS2005 (2005), pp.73-80.

不安定攪乱増幅による超音速平面ジェットのパ音波発生機構

渡辺大輔* 前川博* 松尾裕一**

* 広島大学 大学院工学研究科

** JAXA

Sound wave generation mechanism of a supersonic plane jet by the unstable disturbance amplification

by

Daisuke WATANABE*, Hiroshi MAEKAWA* and Yuichi MATSUO**

ABSTRACT

The three-dimensional time dependent compressible Navier-Stokes equations are numerically solved to study acoustic emission mechanism in a supersonic plane jet at high convective Mach numbers using high-order compact upwind schemes. Numerical results for the convective Mach number $Mc = 1.17$ are presented. Two different cases were investigated. The first case is the jet forced by the linear unstable modes. The second case is the jet flow forced randomly. The numerical results provide new physical insights into three-dimensional structures of a plane jet. Upstream disturbance conditions play an important role for the evolution of the downstream structure, such as development of shear layers and transition process in a jet. Growth of 3D-A1 mode is responsible for the Λ structure in a plane jet. The 2-D A1 mode, whose phase velocity is larger than the ambient speed of sound, is responsible for the Mach waves emission.

1. まえがき

自由せん断流の遷移において線形不安定波は大規模構造の形成に深く関わっている。また、流れが亜音速の場合は線形不安定波は混合層における渦同士の合体時のように音波の発生に間接的に寄与する。不安定波の位相速度が音速より早くなることの出来る超音速ジェットでは、線形不安定モードの増幅が直接マッハ波を形成し騒音源の一つとなりえる^{1,2)}。

ジェット騒音の抑制手法において多くの研究はジェット騒音の低減のため長期的にわたり能動的または受動的な乱流制御手法による効率的な手法を模索している、と Seiner³⁾ は述べている。しかし、この分野では物理的な超音速ジェットのノイズ発生機構の理解の不足によりまだ問題解決にはいたっていない。また、実験により非円形のノズル形状を持つジェットが円形ジェットと比較し騒音低減に有利であることが示されているが、騒音発生機構の研究の多くは円形ジェットに対するものである。超音速ジェットから出る騒音においてマッハ波の放射やショックノイズは支配的な音源である。非適正膨張ノズルはジェットの前方象限において音響放射を支配するショックノイズを生む。しかしながら、ショックノイズはノズルの幾何学的に適切な形状によって抑制することができることが知られている。一方、ジェットからの音響放射はマッハ波によって支配されていることが実験によって報告されている (see review by Tam 1995¹⁾)。このマッハ波は乱流中の渦構造 (または波) が超音速の速度により移動することにより発生していると考えられており、そのため、マッハ波による騒音は線形安定性モードによってモデル化されている。しかし、放射されるマッハ波の効率的な抑制手法はまだ確立されておらず、超音速ノズルの設計において克服すべき最も重要な課題の一つとして挙げられる。そのため乱流ジェッ

トや騒音発生機構の理解は超音速ジェットの研究において非常に重要であると考えられる。

近年、計算機の発達及び計算アルゴリズムの進歩に伴い直接数値シミュレーション (DNS) による研究が盛んに行われるようになってきている。初期の DNS による研究では流れの構造が注目され、最近になり音響場も含めたジェットの研究は多く報告されるようになってきている^{4,5)}。しかし、これらの研究はジェットの移流マッハ数 (Mc) が $Mc < 1$ であり、移流マッハ数が 1 を超えるジェットの研究は僅かである。また、超音速円形ジェットの直接シミュレーション (DNS) による研究は、ジェット騒音の発生機構に多くの知見をもたらしてきたが、非円形ジェットの研究は少ないのが現状である。

”Top-hat 型”超音速平面ジェットに対する我々のこれまでの線形安定性解析ならびに時間発展 DNS による研究から⁶⁾、超音速平面ジェットにおける渦度場および音響場に支配的に作用する 2 つの不安定モードが存在することを確認している。一つは Kelvin-Helmholtz 不安定性に起因する反対称モードであり、波長が短い二次元的な波 (ジェットとの成す角 θ が $\theta \sim 0$) は超音速の位相速度を持ちマッハ波を形成する。またこのモードの三次元成分は、移流マッハ数が高くなると混合層と同様に二次元波より高い成長率を与えるが、位相速度が超音速とはならず、マッハ波の形成には寄与しない。もう一方の不安定波は、ジェット内部に強い速度発散領域を形成する対称モードである。時間発展 DNS の結果からは、音速以下の位相速度を持つ三次元波の増幅は、放射されるマッハ波の振幅を減少させる効果を確認している。本研究では、三次元空間発展 DNS を用い、超音速平面ジェットにおいて上記モードの空間的発達および複数の不安定波の相互作用によるジェット流れ場および音響場に与える影響を詳細に調べる。

2. 計算手法

直接シミュレーションにおいて支配方程式はデカルト座標系で記述された圧縮性ナビエ・ストークス方程式であり、無次元化されたニュートン流体に対する質量保存、運動量保存およびエネルギー保存のモデルを用いない方程式は

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u_i)}{\partial x_i} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial (\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u_i u_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j}, \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_T}{\partial t} + \frac{\partial (E_T u_j)}{\partial x_j} = \\ -\frac{\partial (p u_j)}{\partial x_j} + \frac{\partial (u_i \tau_{ij})}{\partial x_j} - \frac{\partial q_j}{\partial x_j} \end{aligned} \quad (3)$$

である。ここで、流れの全エネルギー E_T は、流れの内部エネルギー及び運動エネルギーの和であり

$$E_T = \frac{p}{(\gamma - 1)} + \frac{\rho u_i u_i}{2}, \quad (4)$$

熱流束ベクトルは、Prandtl 数を $Pr = 1$ で C_p が一定であることを仮定することにより熱伝導率 k は μ に比例し

$$q_j = -\frac{\mu}{(\gamma - 1)M^2 Re Pr} \frac{\partial T}{\partial x_j}, \quad (5)$$

となる。運動量及びエネルギー方程式に現れる粘性応力の成分 τ_{ij} は

$$\tau_{ij} = \frac{\mu}{Re} \left[\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right], \quad (6)$$

である。また、粘性係数は温度 T の指数法則に従うとして

$$\mu = T^{2/3}, \quad (7)$$

と表される。理想気体の状態方程式は、

$$T = \frac{\gamma M^2 p}{\rho}, \quad (8)$$

である。支配方程式における各量は、ジェット中心速度 \bar{u}_{1j} 、ジェット周囲の密度 ρ_∞ 、ジェット周囲の温度 T_∞ およびジェットノズル半幅 b により無次元化された。流入部において与えたジェット平均速度は、中心部に一定の速度分布を持つ 'Top-hat' 型で与えた。

$$\bar{u}_1(x_2) = \frac{\bar{u}_{1j}}{2} \left[1 - \tanh \left[\frac{12.5}{4} \left(\frac{x_2}{b} - \frac{b}{x_2} \right) \right] \right]. \quad (9)$$

また、平均温度分布は Crocco-Busemann の関係式より

$$\begin{aligned} \bar{T} = M_\infty^2 \frac{\gamma - 1}{2} \frac{(u_1 \bar{u}_{1j} - u_1^2)}{\bar{u}_{1j}} + \frac{\bar{T}_j u_1}{\bar{u}_{1j}} \\ + \frac{\bar{T}_\infty (\bar{u}_{1j} - u_1)}{\bar{u}_{1j}}, \end{aligned} \quad (10)$$

と与えた。ここで、 γ 比熱比であり、 $M_\infty = \bar{u}_{1j}/c_\infty$ である (c_∞ はジェット周囲の音速)。ジェット中心マッハ数 $M_j = \bar{u}_{1j}/c_j$ は $M_j = M_\infty \times c_\infty/c_j$ の関係式から得られる。また、ジェット内部と外部の温度比は $T_j/T_\infty = 1.12$ である。移流マッハ数 Mc は次式で与えられる。

$$Mc = \frac{M_j \sqrt{T_j/T_\infty}}{1 + \sqrt{T_j/T_\infty}}. \quad (11)$$

本計算ではマッハ波を伴う高マッハ数の流を安定に計算するため、空間の離散化に、Lele⁷⁾ による中心コンパクトスキーム (CCS) を基にした Deng, Maekawa & Shen⁸⁾ による数値散逸を含む 5 次精度散逸コンパクトスキーム (Dissipative Compact Schemes; DCS5) を用いた。5 次精度散逸コンパクトスキームは以下のように与えられる

$$\begin{aligned} \frac{1}{3}(1 - \alpha_D)u'_{j-1} + u'_j + \frac{1}{3}(1 + \alpha_D)u'_{j+1} \\ = \frac{1}{36h}(u_{j+2} - u_{j-2}) + \frac{7}{9h}(u_{j+1} - u_{j-1}) \\ + \frac{1}{18h}\alpha_D(u_{j+2} - 2u_j + u_{j-2}) \\ + \frac{4}{9h}\alpha_D(u_{j+1} - 2u_j + u_{j-1}). \end{aligned} \quad (12)$$

ここで、係数 α_D は散逸誤差と分散誤差を変化させる定数であり、 $\alpha_D = 0$ とすると散逸誤差を含まない CCS6 となる。また α_D の正負により分散誤差の正負が変わる。本研究の三次元時間発展 DNS では $\alpha_D = \pm 0.25$ とした。

また、このスキームの非線形系への適用に際し Lax-Friedrichs 流速分割を用いた。Lax-Friedrichs 流速分割は次式で与えられる

$$\frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial x_1} = 0, \quad (13)$$

$$\mathbf{F} = \mathbf{F}^+ + \mathbf{F}^-. \quad (14)$$

ここで、 \mathbf{F}^+ および \mathbf{F}^- は次式で与える

$$\begin{aligned} \mathbf{F}^+ &= \frac{1}{2}(\mathbf{F} + \lambda \mathbf{Q}), \\ \mathbf{F}^- &= \frac{1}{2}(\mathbf{F} - \lambda \mathbf{Q}), \end{aligned} \quad (15)$$

$$\frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}^+}{\partial x_1} + \frac{\partial \mathbf{F}^-}{\partial x_1} = 0, \quad (16)$$

ここで \mathbf{Q} 、 \mathbf{F} は例えば一次元のオイラー方程式において、

$$\mathbf{Q} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u_1 \\ E_t \end{pmatrix}, \quad \mathbf{F} = \begin{pmatrix} \rho u_1 \\ \rho u_1 u_1 + p \\ (E_t + p)u_1 \end{pmatrix}, \quad (17)$$

である。また、 \mathbf{F}^+ および \mathbf{F}^- の計算にはそれぞれ α_D が負および正とした DCS5 を用いる。式 (15) 中の λ により、散逸の大きさを変化させることが出来る。時間進行には、4 次精度 4 段階 Runge-Kutta 法を用いた。計算格子は $N_{x_1} \times N_{x_2} \times N_{x_3} = 301 \times 201 \times 100$ とした。また、主流方向ならびに主流垂直方向には格子伸張を行っている。境界条件は、主流方向ならびに主流垂直方向に対し NSCBC (Navier-Stokes Characteristic Boundary Conditions)⁹⁾ を用い、スパン方向には周期境界条件を課した。計算領域は $0 \leq x_1 \leq 45b$ 、 $-10b \leq x_2 \leq 10b$ 、 $0 \leq x_3 \leq 6b$ とした (図 1 参照)。

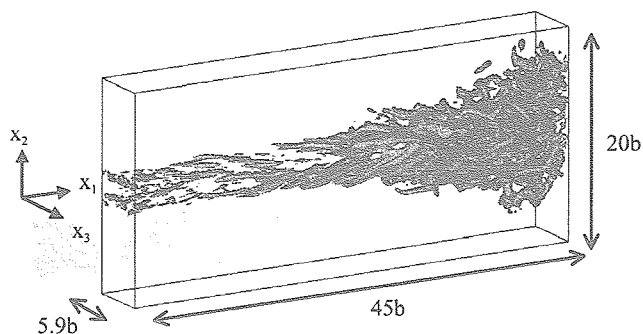
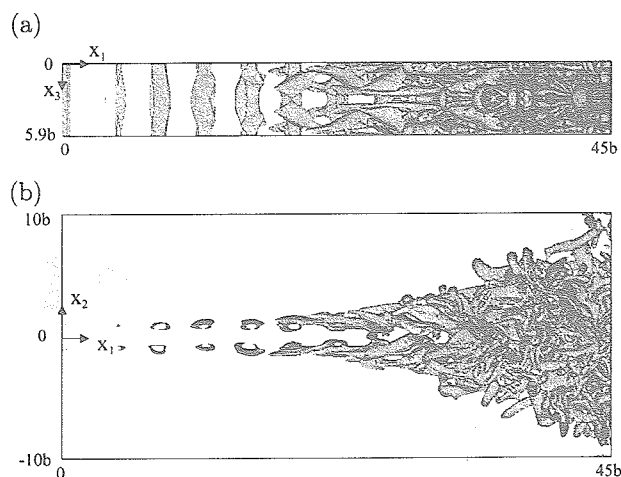


Fig. 1: computational box

Fig. 2: Downstream evolution of second invariant Q structure (iso-surfaces of $Q = 0.1$) for 0.5% eigenfunction case (E1); a) topview and b) sideview.

3. 計算条件と流入攪乱

DNS は $Mc = 1.17$ およびジェット半値半幅 b に基づくレイノルズ $Re_b = 1000$ において実行した。流入攪乱には線形安定性解析から求めた不安定波の固有関数ならびに三次元のランダム攪乱を与えた。固有関数を流入攪乱としたケースでは、最も不安定な二次元対称モード (2D S2) および二次元反対称モード (2D A1) ならびに斜行波において最も不安定な一組の 3D A1 モードを与えた。流入攪乱のベクトル \vec{d} は次式で与えた。

$$\begin{aligned} \vec{d} = & A_{2-D A1} \hat{d}_{2-D A1} \exp[i(-\omega_{2-D A1} t)] \\ & + A_{2-D S2} \hat{d}_{2-D S2} \exp[i(-\omega_{2-D S2} t)] \\ & + A_{3-D A1} \hat{d}_{3-D A1} \exp[i(\beta x_3 - \omega_{3-D A1} t)] \\ & + A_{3-D A1} \hat{d}_{3-D A1} \exp[i(-\beta x_3 - \omega_{3-D A1} t)], \quad (18) \end{aligned}$$

ここで、 \hat{d} は固有関数であり、 A, β および ω はそれぞれ添え字で示したモードの振幅、スパン方向波数および角振動数である。攪乱の振幅は、E1 ケースでは、 $A_{2-D A1}$ および $A_{2-D S2}$ をジェット中心速度の 1%、 $A_{3-D A1}$ を 0.5% とした。E2 ケースでは 3D A1 モードの振幅を E1 ケースの 2 倍とし全てのモードの振幅を 1% で与えた。スパン方向

波数 β は、主流方向に対し $\theta = \pm 51^\circ$ の角度を持つ一組の斜行波の波数に相当する。この $\theta = \pm 51^\circ$ の角度を持つ斜行波は三次元モードにおいて最も不安定なモードである。ランダムケースにおいて、R1 ケースでは、攪乱の主流方向速度成分の rms 値がジェット中心速度の 1% であり、R2 ケースでは 3% である。

4. 計算結果および考察

図 2 に三次元モードの振幅を 1% とした E1 ケースにおける渦構造の下流への発達を示す。渦構造の可視化には速度勾配テンソルの第二不変量 Q の等値面を用いている。流入部直後の領域 $0 < x_1 < 10b$ では、2D A1 モードより高い成長率を持つ 2D S2 モードの増幅によって上下にほぼ対称なスパン方向に軸を持つ渦構造が形成されている。このスパン方向渦は流れ場が三次元化するまでの範囲において緩やかに発達するが、渦同士の合体は確認できない。スパン方向渦が形成された下流の位置 $10b < x_1 < 20b$ では、上下のせん断層に Λ 状の渦構造が交互に現れる。この Λ 状の渦構造は 3D A1 モードの線形増幅に起因しており、スパン方向渦とは独立して現われている。その後、 Λ 状の渦構造は下流に流されるにつれ、せん断層速度分布により引き伸ばされる。 Λ 状の渦構造が現れた下流では、渦構造がジェットの上下に急速に広がり、発達した三次元構造がジェット内部に現れることが判る。このとき、せん断層の外縁付近では主流方向に細く伸びた縦渦やバルジ状の特徴的な渦構造が見られる (図 2(b))。

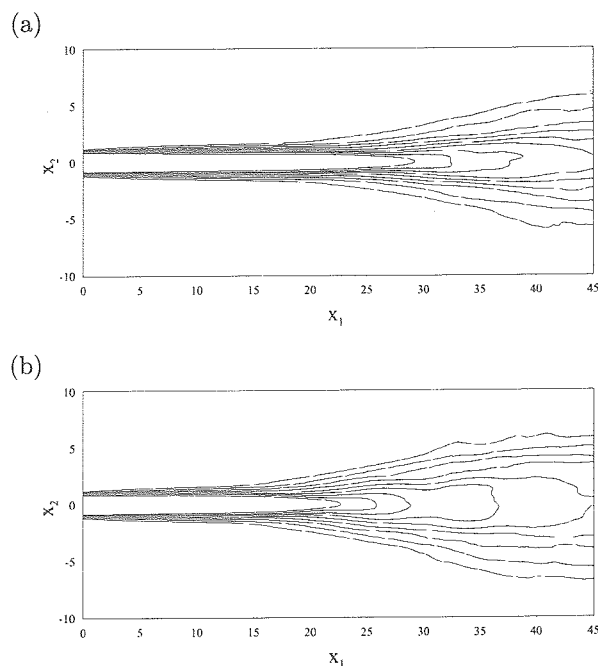


Fig. 3: Downstream evolution of mean streamwise velocity (contour plots); a) 0.5% eigenfunction case (E1) and b) 1% eigenfunction case (E2).

図 3(a), (b) の等高線はそれぞれ E1 ケース ($A_{3-D A1} =$

0.5%) と E2 ケース ($A_{3-D A1} = 1.0\%$) の主流方向速度平均値の下流への発達を示している。E1, E2 の両ケースにおいて上流側ではジェット上下のせん断層は下流へ向け緩やかに拡大しており、下流のある位置において急速にせん断層が拡大していることが判る。せん断層の急速な拡大は、E1 ケースでは $x_1 = 20b$ 、E2 ケースでは $x_1 = 15b$ 付近から始まり、これらの位置はそれぞれのケースにおいて Λ 状の渦構造が現れる位置と一致する。この結果より、 Λ 状渦構造の出現に関連する 3D A1 モード振幅の大きさはジェットせん断層の拡大に大きな影響を及ぼしていることが確認できる。

図 4 はジェット中心速度の下流への発達を示した図であり、ポテンシャルコア (速度一定の領域) の消失位置を確認できる。この図には E1 および E2 ケースの他に A1 3D モードのみを 1% で与えた計算結果を合わせて示している。図より、ポテンシャルコアの消失位置は 3D A1 モードの振幅が 0.5% の E1 ケースでは約 $x_1 = 27b$ であり、1% の E2 ケースでは約 $x_1 = 21b$ となっており、3D A1 モード振幅の増加はポテンシャルコアの消失位置を上流に移動させることが判る。また E2 ケースと A1 3D モードのみを与えたケースを比べると、このポテンシャルコアの消失がほぼ同じであることから、ポテンシャルコア消失およびせん断層拡大に関し、3D A1 モードが支配的に作用していることが確認された。

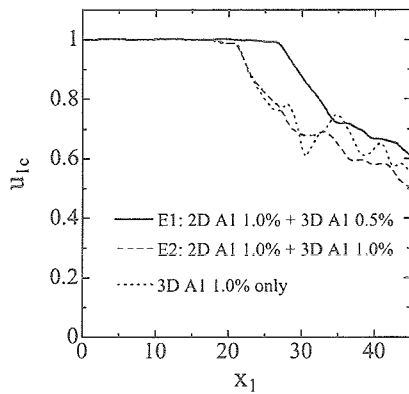


Fig. 4: Mean jet centerline velocity u_{1c}

次に異なる攪乱がジェットの発達に及ぼす影響を調べるため固有関数ケース (E1) とランダムケース (R2) の比較を行った。この二つのケースは、下流における発達した三次元構造が現れる位置がほぼ同じである。また、ランダムな流入攪乱を 1% で与えた R1 ケースでは、この計算領域の範囲において渦度場の発達は確認できなかった。図 5 に、E1 および R2 ケースの渦構造 (上面図) および平均速度分布の等高線を示す。図 (上面図) より、遷移初期段階において、異なる流入攪乱に対しジェット内部に形成される渦構造は異なりそれぞれ特徴を持っていることが判る。E1 ケースでは Λ 状の渦構造が明確に現れ、また、R2 ケースでは Λ 状の構造ははっきりと現れず縦渦構造が支配的となった。またせん断層の拡大に関し、上流 $x_1 < 20b$ の領域において R2 ケースのせん断層の拡大は E1 ケースの拡大より僅かに早いことが判る。この R2 ケースの早い拡大は上流において形成される縦渦構造 (E1 ケースでは見ら

れない) が寄与していると思われる。より下流の $x_1 > 20b$ の領域におけるせん断層の拡大は、R2 ケースではほぼ同じ割合で拡大するのに対し、E1 ケースでは Λ 状構造の出現により急速に拡大している。

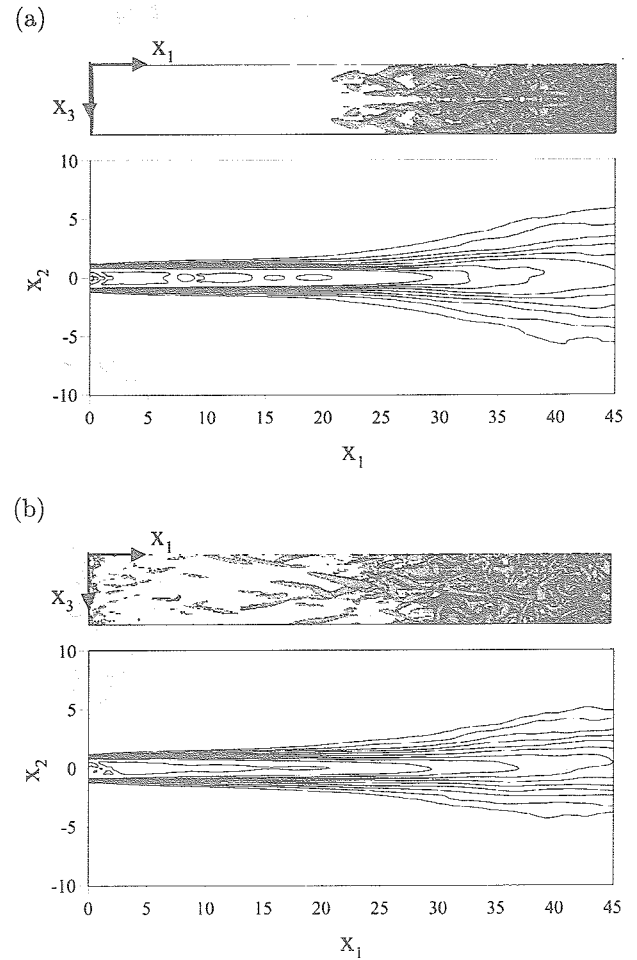


Fig. 5: Downstream evolution of second invariant Q structure (topview: iso-surfaces of $Q = 0.1$) and mean streamwise velocity (contour plots); a) 0.5% eigenfunction case (E1) and b) 3% random case (R2).

E1 ケースおよび R2 ケースのジェット中心速度の下流への変化を図 6 に示す。R2 ケースでは、ジェット中心速度は $x_1 = 20b$ 付近より緩やかに低下が始まり $x_1 = 25b$ 付近からほぼ一定の割合で減少している。一方、E1 ケースでは $x_1 = 27b$ 付近まで中心速度は変化が無く、その下流において急速に低下している。この中心速度の低下の違いは形成される渦構造の違いと考えられる。R2 ケースでは不規則に並んだ縦渦が存在し、近くの縦渦同士は互いに干渉した際、誘導速度を生じ、それぞれせん断層の上下に縦渦を移動させる。しかし縦渦同士の位置や強さが不規則なため誘導速度は比較的弱くそのためせん断層の拡大も緩やかになると考えられる。また、E1 ケースの急速な中心速度の低下は前述したように Λ 状構造の形成に起因している。 Λ 状渦構造はその頂点を挟みスパン方向に対し対称に形成され、かつ Λ 状の腕の左右の渦の回

転は互いに反対であるため、せん断層において主流方向に引き伸ばされた際一組の縦渦となり強い誘導速度を生じる。この誘導速度の方向はジェット外側に Λ 状構造の頂点がある場合はジェット外側に向かう方向、またジェット内部に Λ 状構造の頂点がある場合はジェット内側に向かう方向となっており、せん断層拡大に大きく寄与している。加えて、 Λ 状構造の頂点部分は下流へと発達する際に渦輪の一部が欠けたバルジ状の渦構造となりこのときの誘導速度は、頂点部分を主流垂直方向に立ち上げる(図 2(b)) 方向となっており、このこともせん断層拡大に影響を与えている。E1 ケースの中心速度の急速な低下は $27b < x_1 < 32b$ の範囲で現れ、 $x_1 > 32b$ では R2 ケースの低下率とほぼ等しくなる。これらの結果からポテンシャルコア消失位置は、異なる流入攪乱によって形成される渦構造の違いにより影響を受けることが確認された。

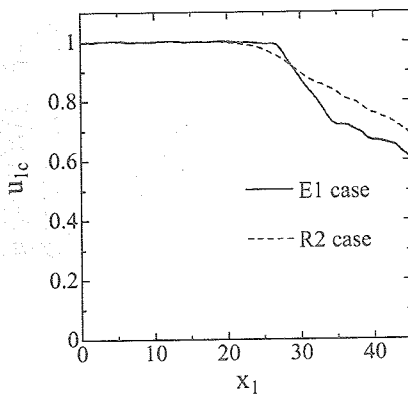


Fig. 6: Mean jet centerline velocity u_{1c}

図 7 に音響場に関する結果を示す。図 7 には E1 ケースおよび R2 ケースの圧力等高線 ($z = 0$) および渦構造 (等値面) が示されている。E1 および R2 ケースのポテンシャルコア消失位置はほぼ等しい。E1 ケースでは、 $x_1 < 30b$ の領域において 2D A1 モードにより規則的な反対称な圧力波がジェット外側に形成され、また、2D S2 モードの増幅はジェット内部の圧力波を形成する。これらの圧力波は、ポテンシャルコアが消失する位置まで増幅を続ける。R2 ケースでは、流入部において E1 ケースより大きな角度で弱い圧力波が放射されている。下流においては、波長が長く勾配の大きい圧力波が見られる。これらの圧力波は上流での圧力波に対し小さな角度で放射されている。これらの観察結果は、上流においては成長率の低い高波数の波が現れ、その下流では高い成長率を持った低波数の波が増幅することによって形成されることを示唆する。しかし、これらの計算では発達した三次元構造が現れる領域において主流垂直方向の計算領域が狭いためジェット外側の音響場が十分捕らえられていない。

図 8 にジェット近傍音響場の音圧レベル (SPL) を示す。図 8(a) および図 8(b) はそれぞれ E1 ケース (固有関数 1%) と R2 ケース (ランダム攪乱 3%) の結果であり、どちらのケースも音響放射が高い指向性を持つことが確認できる。また、これらの図は流入攪乱の違いが音響放射にたいして影響を与えていることを示している。E1 ケースの上流の SPL 分布は、ジェット軸に沿って超音速で移動する 2D

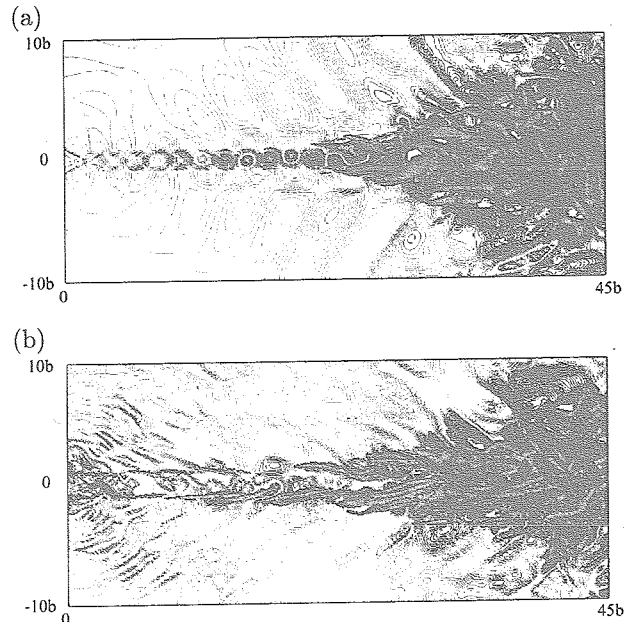


Fig. 7: Downstream evolution of second invariant Q structure (iso-surfaces of $Q = 0.1$) and pressure field (contour plots); a) 0.5% eigenfunction case (E1) and b) 3% random case (R2).

A1 モードの音響成分の成長によって支配されている。R2 ケースでは、流入部と下流領域において 2 種類の音響放射の機構が図より確認できる。流入部近傍では、流入するランダム攪乱の非平衡成分がジェット外側に放射されている。より下流においては、2D A1 モードの増幅により E1 ケースに対しジェット軸との成す角が大きいマッハ波が放出されている。2D A1 モードに起因するマッハ波の角度は、波長が短い場合モードの位相速度は高速なため大きくなり、またモード音響成分が長い波長を持つ 2D A1 モードより大きくなる。このことは、ランダムに与えた攪乱からジェットによって選択され上流において音響場に現れるのは最大成長率付近 2D A1 音響成分ではなく、短い波長の 2D A1 モードの音響成分であることを示している。

図 9 は、E1 ケースと R2 ケースの $x_1 = 35$ における音圧の比較を示した図である。ジェット外側では、R1 ケースは E1 ケースと比べやや高い音圧を示し、逆に、内側では E1 ケースの方が高い値を示している。この結果は上流に与えた攪乱による音響場の影響を示していると考えられるが、主流垂直方向の領域が狭いことを考慮する必要がありまだ検討の余地がある。

図 10 は、計算領域を拡大した E1 ケースの結果であり、図には divu の等高線および等値面を示している。格子数は $N_{x_1} \times N_{x_2} \times N_{x_3} = 401 \times 301 \times 100$ 、計算領域は $0 < x_1 < 60b$, $-20b < x_2 < 20b$ and $0 < L_3 < 2\pi/\beta b$ とした。図より、遠方での放射されるマッハ波はおおよそ二次元的であるが、ジェット近傍では三次元モードの成長により影響を受け、音波の波面も三次元的な分布を示す。また、 divu の強く放射されている位置はポテンシャルコア

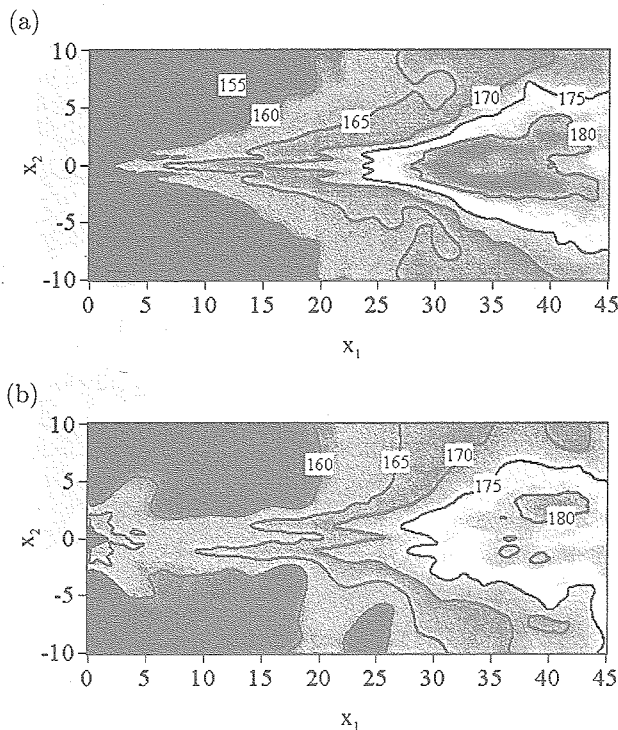


Fig. 8: Sound pressure levels in decibels for a) 0.5% eigenfunction case (E1) and b) 3% random case (R2).

アが消失する位置である。このことと図 5(a) と図 10 との比較から、強いマッハ波はポテンシャルコアがする位置より発生していることが確認された。これらの観察された音響放射はジェット主流マッハ数 $M_j = 1.92$ の円形ジェットの音響場⁴⁾ と非常に近い結果であった。

5. まとめ

$Mc = 1.17$ の超音速平面ジェットの空間発展 DNS を実行し以下の事を確認した。

- (1) 上流の攪乱はせん断層の拡大およびポテンシャルコア消失位置に重要な役割を持つ。特に 3D A1 モードは Λ 状構造を形成し、ジェットせん断層の急速な拡大に寄与する。
- (2) 超音速の位相速度を持つ 2D A1 モードは、マッハ波の放射を導く。またジェット外側に放射される音響場は、上流の攪乱に強く依存し、ポテンシャルコア消失位置付近より放射される。

参考文献

- 1) Tam, C. K. W., *Annu. Rev. of Fluid Mech.*, 27 (1995), pp.1.
- 2) Tam, C. K. W., Chen, P. and Seiner J. M., *AIAA J.*, Vol. 30 (1992), pp. 1747-52.
- 3) Seiner, J. M., *Studies in Turb.*, (1992), pp 297-323.

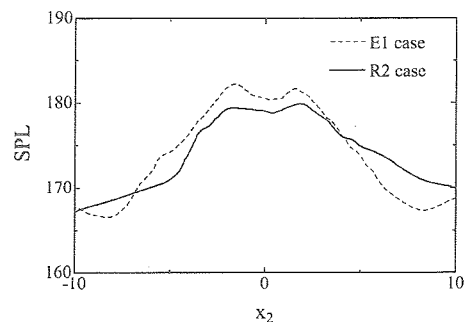


Fig. 9: Profiles of sound pressure levels in decibels at $x_1 = 35$.

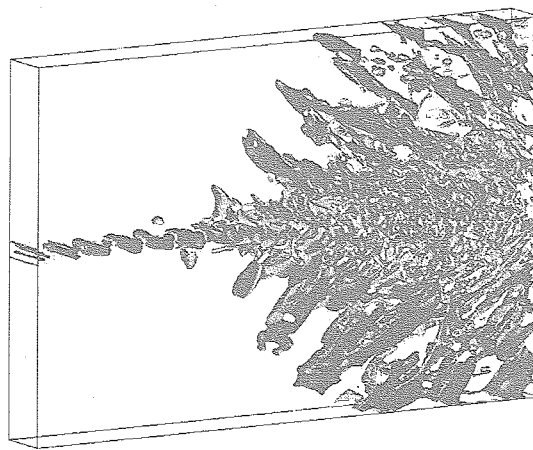


Fig. 10: Downstream evolution of dilatation field for 0.5% eigenfunction case (E1); iso-surfaces ($\text{div}u = 0.02$) and contour plots indicate the dilatation of $\text{div}u$.

- 4) Freund, J. B., Lele, S. K. and Moin, P., *AIAA J.* 38, 11 (2000), p 2023.
- 5) Freund, J. B., *J. Fluid Mech.*, 438 (2001), pp 277-305.
- 6) Watanabe, D. and Maekawa, H., *Journal of Turbulence*, Vol.3, 047 (2002), pp.1-17
- 7) Lele, S. K., *J. Comput. Phys.*, 103 (1992) pp.16-42.
- 8) Deng, X., Maekawa, H. and Shen, C., *AIAA Paper*, 96-1972 (1996).
- 9) Poinot, T. J. and Lele, S. K., *J. Comput. Phys.*, 101, (1992), p.104.

気象の高解像度数値予報

中山寛, 藤田司
気象庁

High-Resolution Numerical Weather Prediction

by
Hiroshi Nakayama, Tukasa Fujita
Japan Meteorological Agency

ABSTRACT

Numerical atmospheric models have been developed for operational weather forecasts at Japan Meteorological Agency (hereafter JMA) since 1959. These models, based on the system of the dynamic and thermodynamic equations, include important physical processes such as precipitation, radiation, turbulence, and so on which affect the dynamical and thermodynamical state of the atmosphere.

Among the numerical operational models at JMA, a mesoscale model (MSM) with a 10 km resolution has been operated for the purpose of disaster prevention, especially for prediction of heavy rainfall, from 2001 through 31 August, 2004. Its dynamics is based on a hydrostatic spectral model, in which hydrostatic balance is assumed in the vertical direction. This assumption holds well for meteorological phenomena whose horizontal scale is large enough compares to that in the vertical such as synoptic high/low pressure systems, but not for those at smaller scale such as cumulus convection. Since heavy rainfall is often produced by ensemble or cluster of cumulus convection, a non-hydrostatic model that can explicitly treat vertical air motion without any assumption or approximation is required in order to simulate atmospheric convection at finer scale. In addition, elaborate moist convection processes describing cloud microphysics responsible for precipitation formation as well as for diabatic heating/cooling in the atmosphere is indispensable to realistic simulations. Aiming at weather forecasts at finer scale near future, JMA has substituted a non-hydrostatic mesoscale model with a bulk microphysical model for the hydrostatic MSM from Sep. 1 2004, the spatial resolution being the same for both model. The model basis comes from a non-hydrostatic model developed at the Meteorological Research Institute (MRI) since 1980s. Afterward, The MRI and the Numerical Prediction Division at JMA continue to collaborate on the model development. The non-hydrostatic mesoscale model presently operated is a fruit of this collaboration.

High-resolution model simulations are made using the above-mentioned non-hydrostatic model, for a case of a typhoon and the associated localized rigorous convection on August. 8 2003, which appeared to produce a strong downburst. In the simulations, horizontal grid spacings are chosen to be 5, 2, and 0.5 km. The finer the grid resolution becomes, the more realistic the representation of precipitation forecasts is. In addition, the simulated height of the mixed layer top at the 0.5 km resolution is found to be very close to that from a sounding data near by. In the future, the JMA plans to use finer resolution model down to around 2 km for operational purpose.

1 気象における数値モデル

気象における数値モデルは、大気の状態を数値表現し物理法則に基づいて計算して予測や研究に用いるものである。乾燥大気の場合、大気の状態は気温 T 、気圧 p 、風の3成分 (u, v, w) と密度 ρ の6つで表される。大気の物理法則に基づいた支配方程式系は、時間発展式と診断式の6つの基礎方程式からなっており、時間発展式である運動方程式には地球回転の効果であるコリオリ力を考慮する。

1. 時間発展式

(a) 運動方程式

(回転系における Navier-Stokes の式 + 重力)

$$\frac{du}{dt} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + 2\Omega \sin \phi v = dif.u \quad (1)$$

$$\frac{dv}{dt} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + 2\Omega \sin \phi u = dif.v \quad (2)$$

$$\frac{dw}{dt} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + g = dif.w \quad (3)$$

(b) 連続の式 (質量保存の法則)

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} + \frac{\partial \rho w}{\partial z} = 0 \quad (4)$$

式(1)~(4)で、 dif は拡散項を示している。

(c) 熱力学の式

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{Q}{C_p \pi} + dif.\theta \quad (5)$$

ここで、 Q は非断熱加熱を表し、

$$\pi \equiv \left(\frac{p}{p_0} \right)^{R/C_p},$$

$$\theta \equiv \frac{T}{\pi}$$

なお、 C_p は乾燥空気の定圧比熱、 R は乾燥空気に対する気体定数、 p_0 は定数である。

2. 診断式

(a) 状態方程式 (密度の診断式)

$$p = \rho RT \quad (6)$$

時間発展式において、鉛直方向の気圧傾度力と重力の釣り合いを仮定して、式(3)を次のような静力学平衡の式におきかえると、鉛直風は水平風と連続の式から診断されることになる。このような方程式系は、プリミティブ方程式系と呼ばれる。

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + g = 0 \quad (7)$$

気象の分野では最小スケールとして積雲などの小規模対流現象を対象とすることが多いため、これと直接関係がないと考えられている音波や高周波の重力波を興味の対象としない。また、これらの波は伝播速度が速いので安定した積分計算のために、方程式系から除いたり、関連する項だけを分けて計算したり、陰解法で解くなどしたりする。

大気モデルの格子(数 km から数十 km)で解像できない現象や非断熱加熱など、大気の風や温度場に作用する過程もモデルに含めないと、大気の状態を適切に再現できない。これらを物理過程とよんで、気流の場を決める過程と区別している。物理過程には、大気と地表面との相互作用や降水過程、放射過程などがある。

気象のモデルで下部境界条件となる地表面の状態に、粗度、アルベド、土の熱容量と熱拡散係数などの物理的・形態的特性や地表面温度、湿り具合、雪氷などの予測可能な変数がある。これらの変数を SiB(Simple Biosphere)と呼ばれる生物圏モデルを導入して予想するモデルもあり、そこでは地中に浸透した水が根から吸い上げられて気孔から蒸散するなど植物活動も考慮している。これらをもとに、大気と地表面との運動量、顕熱、潜熱、水蒸気のフラックスを計算する。

地表面から蒸発した水蒸気が、上昇気流で持ち上げられ、空気塊の断熱冷却による温度低下とともに凝結し、雲水(雲粒)を生成する。雲の中では水は、水蒸気、雲水、雨滴、雲氷、雪、あられ、ひょうなどのさまざまな形態で存在し、これらが多くの過程を経て、降水となって地上に到達する。雲の微物理過程の重要性は、これらの水物質が相変化する際に入出力する熱や放射効果による非断熱加熱(冷却)によって雲内の気塊に熱的な浮力(温度変化)を与えることや、それ自体の質量による荷重を通して、空気塊の運動の鉛直成分の時間変化に深く関与し、雲の力学的構造にも影響を及ぼすことである。高解像度の数値予報に使われるモデルでは、おもにバルク法と呼ばれる雲物理過程パラメタリゼーションが使われている。水物質の形態を前述のような幾つかのカテゴリーに分類し、それぞれの混合比や数濃度を予測するモデルである。また、モデルの空間分解能が雲の空間スケール(数 km)に対して非常に粗い場合、雲自体をモデルで陽に表現することができないので、「仮想的な雲」を作成して熱や水物質の再配分を行わせる対流パラメタリゼーションが用いられる。

短波放射である可視光や紫外線などの太陽放射は大気や地面を加熱し、大気や地面から宇宙空間へ向かって放射される赤外放射は基本的に大気や地面を冷却する。地表面と大気の相互作用を別にすれば、放射が大気や地面の温度構造を大きく変えるには数日を要する。放射を考慮した数日予報のモデルを側面境界値に使う場合、整合性の面から、短い予報期間のモデルにも放射を考慮することが必要となる。また、やませと呼ばれるような下層雲では長波放射による雲頂の冷却が重要な役割を果たし、また、雲によって太陽光が反射される日傘効果や巻雲のような

高い高度のうすい雲による温室効果は地球温暖化などの気候変動予測にとって重要である。

気象の数値予報は初期値問題であり、初期値問題を解くには、大気のある時点での状態を正確に表す初期条件が必要である。初期条件は観測に基づいて与えられるが、大気の観測は時空間的に不均質に分布しており、しかも誤差を含んでいる。特に、海洋上には観測の大きな空白域がある。また、支配方程式系の時間発展式には非線形項が含まれているため、初期条件が僅かに違っているだけで、その誤差は指数関数的に増大してしまうことがある。このため、観測データを有効に使い、初期値の精度を高める工夫をしている。

2 気象庁における数値予報

2.1 現業数値予報システム

気象庁は昭和 34 年にわが国の官公庁として初めて科学計算用の大型コンピュータを導入し、数値予報業務を開始した。その後、数値予報モデルの進歩とコンピュータの技術革新によって、今日では、数値予報は予報業務の根幹となっている。数値予報モデルの結果は、数値予報天気図や格子点値として出力され、民間気象会社や報道機関に提供されているほか、外国の気象機関でも利用されている。

気象庁では現在、表 1 に示すように 4 つの数値予報モデルを運用している。これらのモデルは、天気予報の精度を改善するうえで大きな成果を挙げてきたが、航空気象情報や防災情報の一層の改善には、積雲対流などの小さなスケールの現象をより精密に扱えるモデルが必要となっている。

メソスケール現象の予測のために、2001 年 3 月から、水平解像度 10km の静力学メソ数値予報モデル(MSM)の現業運用を行っている。このモデルは、防災気象情報の高度化を支援することを目的に導入されたものではあるが、モデルの基本的仕様は水平解像度と予報領域などを除き領域モデル(RSM:水平解像度 20km)とほぼ同じで、静力学平衡を仮定したプリミティブ方程式系を用いている。静力学近似は、大規模な大気の運動を表現する場合には良い精度で成り立ち、現在の殆どの現業数値予報モデルで適用されているが、深い対流など運動の水平方向と鉛直方向のスケールの比が 1 に近い現象は正しく表現できないことが分かっており、気象庁の数値予報モデルの支配方程式系に残された最後の大きな近似になっていた。

気象庁では、モデルのさらなる高解像度化にも対応可能な次世代メソ数値予報モデルとして、静力学近似を行わない非静力学メソスケールモデル(NHM)の開発を行ってきた[1, 2]。最近、水平解像度 10km の NHM による予報精度の向上が確認されたため、平成 16 年 9 月から、MSM に代えて運用を開始した。MSM と NHM の仕様の違いを表 2 に示す。静力学近似を除くと、おもな違いは凝結過程で、MSM では格子点での過飽和分を凝結と

表 1: 気象庁の数値予報モデル

	水平解像度 (格子数)	鉛直層 モデル頂	予報時間 (時間)	回数	主用途
全球モデル (GSM)	0.5625 度 (640×320)	40 層 0.4hPa	90/216	2 回/日	週間予報 領域モデルの境界値
台風モデル (TYM)	24km (271×271)	25 層 17.5hPa	84	2 個×4 回/日	台風予報
領域モデル (RSM)	20km (325×257)	40 層 10hPa	51	2 回/日	天気予報 メソ数値予報モデルの境界値
メソ数値予報モデル (MSM)	10km (361×289)	40 層 10hPa	18	4 回/日	防災気象 航空気象情報

表 2: MSM と NHM の比較

	MSM	NHM
力学フレーム	静力学スペクトルモデル 二重フリーエ級数 鉛直は σ -p ハイブリッド座標 モデルトップは 10hPa	非静力学格子モデル 有限差分法 (荒川 C グリッド) 鉛直は z 座標 モデルトップは約 22km
湿潤過程	大規模凝結 積雲対流パラメタリゼーション (Arakawa-schubert + MCA)	雲物理 (3-ice, 雲氷, 雪, あられ) 積雲対流パラメタリゼーション (Kain-Frisch)

する大規模凝結とサブグリッドスケールの凝結を扱う積雲対流パラメタリゼーション (Arakawa-schubert + MCA) を用いている。これに対して、NHM では前述の雲物理過程を導入し、さらに小規模対流に適した積雲対流パラメタリゼーション (Kain-Frisch) を用いている。このため、MSM に比べて大気中の対流をより精度よく扱うことができるようになってきている。

2.2 NHM の予報精度

図 1 は、2004 年 1 月 13 日の事例で、MSM と NHM による予想降水量の比較を行ったものである。この事例では、冬型の気圧配置により北西風が卓越し、日本海側の広い範囲で降雪がもたらされた。図 1 左上と右上は、それぞれ 13 日 00UTC を初期値とした MSM と NHM の 18 時間後の前 3 時間積算降水量の予想で、図 1 左下は対応する時間帯の 3 時間積算レーダー・アメダス解析雨量である。実況では、日本海側の広い範囲で降水があるだけでなく、奥羽山脈や越後山脈の風下側にも一部降水がみられる。MSM では、山脈風下側にほとんど降水を予想せず、しかも、日本海側の降水は実況より多くなっている。これに対し、NHM は山岳部を除くと降水量は観測値に近く、さらに山脈風下側にも降水が予測されるなど、MSM に比べて実況に近い予測となっている。

MSM の降水過程では、大気中で凝結生成された水物質は、即座に降水として地上に落下させている。これに対し NHM では、雲水、雲氷、雨水等の各水物質混合比を予報するだけでなく、雲の中で降水粒子が形成されて地上に落下する過程を計算している。図 2 は、卓越する北西風の風向に沿った、鉛直流 ($m s^{-1}$)、雲水、雲氷、雪の混合比 ($g kg^{-1}$) の鉛直断面図である。日本海上では鉛直流は弱いですが、山脈の風上斜面の強制によって比較的強い上昇流が生じている。一方、山脈の風下斜面では、地表面から高度約 6km まで下降流となっている。山脈風上斜面の比較的大きな上昇流に対応して、高度 1.7~3km で雲水の混合比が大きくなっており、さらにその上空では雲氷

の混合比が大きくなっている。上空の強い北西風によって、雲氷の混合比は山脈の風下斜面の上空にまで広がり、雪の混合比は山脈の風上斜面の上空約 4.5km から、風下側に傾きながら、風下斜面の地表付近に達している。このように雪の混合比の分布が風上から風下へ向かって傾くのは、雪の落下速度がおおよそ $1m s^{-1}$ と小さいためで、雪が落下しながら卓越する北西風によって風下側に流されるためであると推察できる。

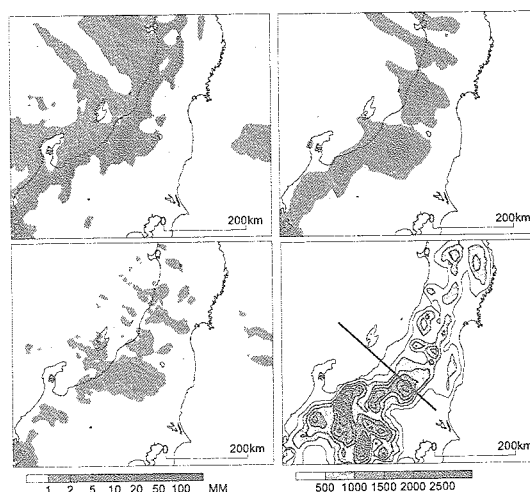


図 1: 2004 年 1 月 13 日 21JST の予想と実況の降水量 (左上:MSM, 右上:NHM, 左下:レーダー・アメダス解析雨量, 右下:モデルの地形で直線は図 2 の切断面)。

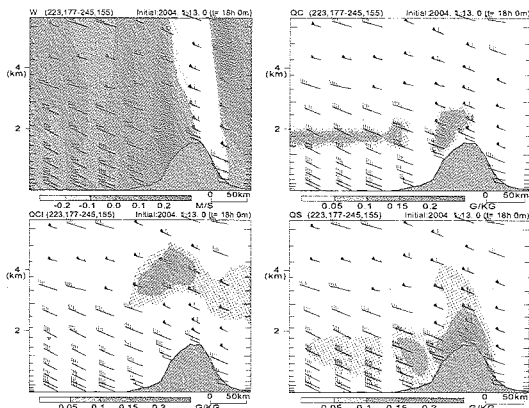


図2: 卓越する北西風の風向に沿った(図1右下の直線)断面図。W:鉛直雨(ms^{-1}),QC:雲水,QI:雲氷,QS:雪の混合比で単位はいずれも(gkg^{-1})。矢羽根は水平風(単位knot)を示す。また各図の左端が風上側(北西)、図の右端が風下側(南東)を示す。

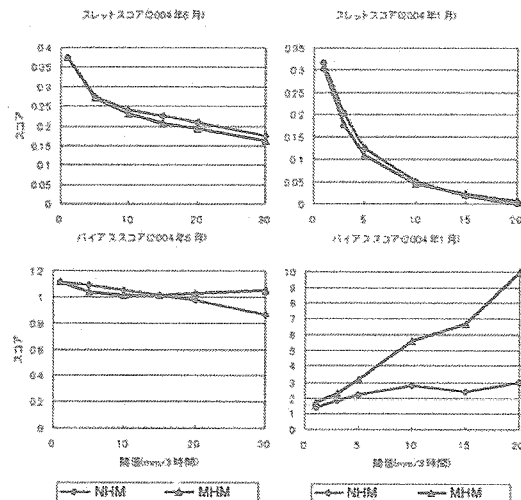


図3: レーダー・アメダス解析雨量に対するNHMの降水強度ごとの検証結果。左:2004年6月,右:2004年1月,上段:スレットスコア,下段:バイアスコア。検証格子間隔は20km,3時間積算降水量の格子内平均値を用い,検証範囲は日本の陸上から約40km以内の範囲。

図3はレーダー・アメダス解析雨量に対するNHMの降水強度ごとの検証結果である。上段がスレットスコア(TS)^{*1},下段がバイアスコア(BS)^{*2}で,左が2004年6月の検証,右が2004年1月の検証である。6月のTSは,ほとんどの強度に対してNHMがMSMを上回り,BSは全般に同程度である。1月のTSはNHMがMSMを上回り,BSはMSMが1よりもかなり大きいものに対して,NHMは1に近づいている。前述のように,NHMは特に山岳の風上の強い降水の予測頻度が高すぎるMSMの欠点を改善している。

3 CeNSS を用いた気象の高解像度計算

前節で述べた現業用の各モデルは,気象庁の気象資料総合処理システム(COSMETS)・パッチ系計算機(NAPS)のスーパーコンピュータ(日立SR-8000モデルE180ノード)で実行されている。気象庁は,防災情報や航空気象情報のさらなる高度化を目指しており,高解像度NHMの開発を行っている。CeNSSでは,NHMの水平格子間隔を5kmから500mまで解像度を向上させ,局地的な激しい気象現象の高分解能予測のための数値予報モデル技術の開発を行っている。

高解像度モデルを実行するにあたり,粗いモデルから順次高分解能モデルへのネストが必要となる。これは,初期値・境界値の分解能が粗いと,境界での情報不足のために解像度に応じた予報ができない可能性があるからである。また,モデルの境界付近で計算不安定が起きやすくなる問題もある。図4に示すように初めに格子間隔5kmのNHMを実行する。このとき,初期値には現業MSMのための四次元変分法[3]によって解析された局地解析(格子間隔10km),境界値には現業RSMの予報結果(格子間隔20km)を用いる。次に格子間隔2km,500mと解像度を上げて計算していき,それぞれの初期値・境界値は1段階粗い格子間隔のNHMの予想結果を用いる。各格子間隔でのモデルの仕様は,表3に示すとおりである。

実際に起きた局地的な激しい気象現象について,高分解能モデルを用いてシミュレーションを行った。事例は,2003年8月8日20時30分~21時頃にかけて埼玉県熊谷市で突風が発生し,ゴルフ練習場の鉄塔が倒壊し,屋根瓦が飛ぶなどの被害が発生したものである。地元気象台の現地調査では被害状況から,藤田スケールF0~F1^{*3}の竜巻と推定された。

図5は突風が起きた8月8日21JSTを対象としたレーダー・アメダス解析雨量(RA)と8日09JSTを初期値とする格子間隔5kmのNHMの前1時間降水量である。このとき,台風10号が四国付近にあって北東に進んでいた。RAの雨域は西日本に広がっており,台風の日に対応する中心付近の雨のない領域は高知県の沿岸にあって,台風から離れた関東や東海にも降水が見られる。NHMの雨域もほぼ同じ予想をしており,大きなスケールの気象現象を適切に予想していることがわかる。

図6は,各格子間隔のモデルの予想結果である。気象レーダー(図6右下)で埼玉県に観測されているまとまった雨雲が,突風を引き起こしたものだが,残念ながら今回の数値シミュレーションでは再現できなかった。しかし,関東山地(図の左側)に注目すると,モデルの解像度が上がるにしたがって,気象レーダーで観測されている地形に応答するような雨雲の細部の表現が現実に近いように見える。

*1 ある閾値以上の予想の精度を表す指標で,値が大きいくほど精度が良いことを表す。

*2 ある降水量(閾値)以上の予想の頻度が適正であるか否かを表す指標で,1に近いほど予想頻度が現実に近いことを表す。

*3 竜巻やダウンバーストの規模を被害から推定するため,シカゴ大学の藤田哲也が1971年に提案した基準。F0は風速17~32m/sで,煙突やテレビのアンテナが壊れるなどの被害がある。F1は風速33~49で,屋根瓦が飛び,ガラス窓が割るなどの被害がある。

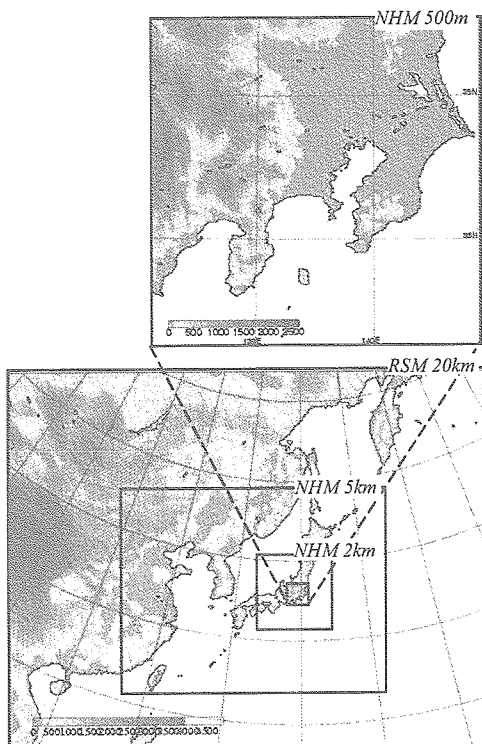


図4: 格子間隔 5km, 2km, 500m の NHM の計算領域と境界値 (RSM) の領域

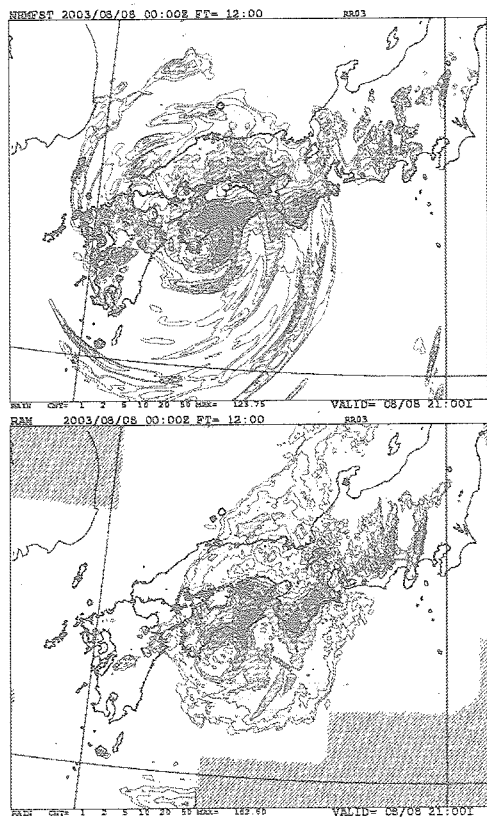


図5: 2004年8月8日21時の前1時間降水量。上:8日09時を初期値とする格子間隔5kmのNHM, 下:レーダー・アメダス解析雨量

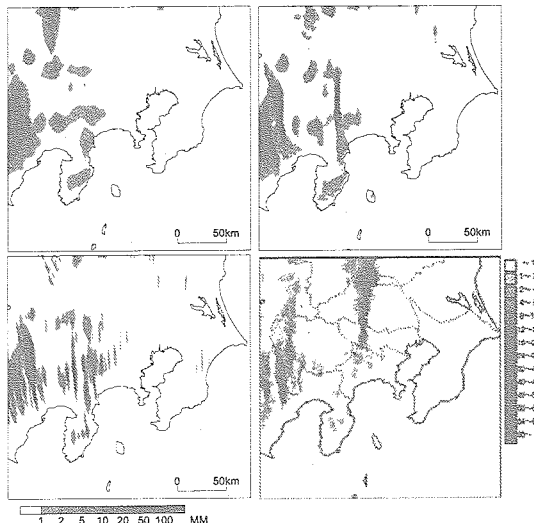


図6: 各格子間隔のNHMの降水の予想。(左上:5km, 右上:2km, 左下:500m, 右下:気象レーダー2.5km)

図7は各モデルが予想した1時間降水量を5km格子に平均化し、図6の領域について計算したヒストグラム(予想した格子点数)である。格子間隔5kmや2kmでは5mm/hrを越える雨をあまり予想できていないが、格子間隔500mでは、ほぼ実況と同じ頻度分布となっている。解像度が上がることによって、モデルの中で雲物理過程による個々の雨雲の計算がより現実的になったためと考えられる。

図8は館野における高層観測から得られた風速と各モデルが予想した風速の鉛直プロファイルである。破線の実況を見ると、高さ500m付近まで風速が徐々に増加しており、混合層が発達していることがわかる。格子間隔が5kmや2kmのモデルでは混合層が800mと高く予想されているが、500mのモデルではほぼ実況に近い予想となっている。

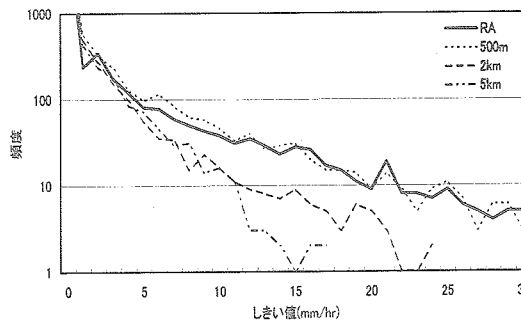


図7: 各格子間隔のNHMの降水強度のヒストグラム(予想した格子点数)

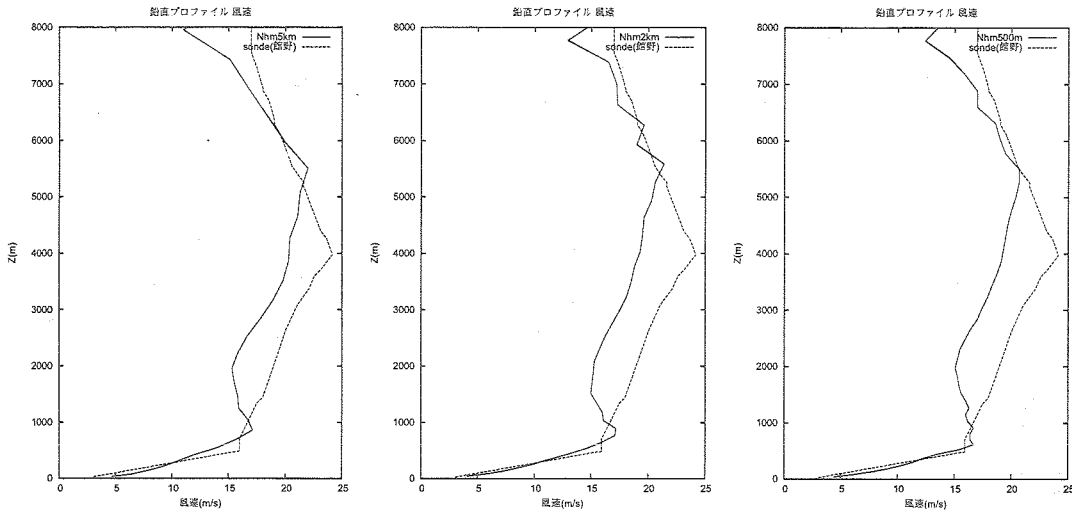


図 8: 館野における高層観測の風速と各格子間隔のNHMの風速の鉛直プロファイル。(左:5km, 中央:2km, 右:500m, 破線:実況, 実線:NHM)

表 3: 各格子間隔のNHMの仕様

	5km NHM	2km NHM	500m NHM
初期時刻	8月8日 00UTC	8月8日 06UTC	8月8日 09UTC
予報時間	15時間	8時間	5時間
初期値	現業局地解析 (水平格子間隔 10km)	5kmNHMの予報値 (水平格子間隔 5km)	2kmNHMの予報値 (水平格子間隔 2km)
境界値	RSMの予報値 (水平格子間隔 20km)	5kmNHMの予報値 (水平格子間隔 5km)	2kmNHMの予報値 (水平格子間隔 2km)
格子数	719 × 575 × 50	500 × 500 × 60	500 × 500 × 70
Δt	24秒 (2250ステップ)	10秒 (2880ステップ)	5秒 (3600ステップ)
CPU	(8 × 4 + 1) プロセス × 4CPU = 132	(5 × 5 + 1) プロセス × 4CPU = 104	(8 × 6 + 1) プロセス × 4CPU = 196
計算時間	5.3時間	3.8時間	5.8時間
ディスク	10GB(モデル面 9GB)	7GB(モデル面 4GB)	19GB(モデル面 14GB)

4 まとめ

気象における数値モデルは、地球回転の効果を考慮した Navier-Stokes の式と熱力学式などを基礎としている。さらに、雲物理過程、太陽・雲・地表面の放射過程などのモデルを組み合わせた総合的システムである。気象庁における数値予報は気象業務の根幹となっており、防災情報や航空気象情報の高度化のため、現在は格子間隔 10km のメソ数値予報モデルを運用している。平成 16 年 9 月からは、静力学メソ数値予報モデル (MSM) に替わって、鉛直加速度の近似を行わない非静力学モデル (NHM) の運用を開始し、さらなる高解像度化を目指している。

CeNSS を用いた気象の高解像度計算にも現業の NHM と同じモデルを用いた。初期値に現業解析システムによる局地解析 (格子間隔 10km)、境界値に現業 RSM の予報結果 (格子間隔 20km) を用い、格子間隔を 5km, 2km, 500m と高解像度化していった。解像度が上がるにしたがって、

予想された降水分布が気象レーダーによって得られた現実の降水分布に近づき、500m では降水量のヒストグラムが実況とほぼ一致した。また、高層観測で得られた風速とモデルの予想を比較すると、5km, 2km では混合層が実況より高く予想されたのに対して、500m では実況とほぼ同じ高さとなっていた。

今後は、計算事例を増やして計算結果を様々な面から検証し、航空機への影響調査につなげていきたい。

参考文献

- [1] Saito, K., T. Kato, H. Eito and C. Muroi, 2001: Documentation of the Meteorological Research Institute/Numerical Prediction Division unified nonhydrostatic model. Technical Reports of the MRI.
- [2] 齊藤和雄, 2003: 気象庁非静力学モデル. 数値予報課報告・別冊第 49 号, 1-15
- [3] 石川宜広, 小泉耕, 2002: 変分法データ同化システムの現業化. 数値予報課報告・別冊第 48 号, 37-59

騒音直接計算を用いた風車翼の騒音低減について

FLEIG OLIVER, 飯田 誠, 荒川 忠一
東京大学

On Noise Reduction of a Wind Turbine Blade by Direct Noise Simulation

by
Oliver Fleig, Makoto Iida, Chuichi Arakawa

ABSTRACT

The purpose of this research is to investigate the physical mechanisms associated with tip vortex noise caused by rotating wind turbines. The flow and acoustic field around the WINDMELIII wind turbine is simulated using compressible Large-Eddy simulation (LES), with emphasis on the blade tip region. The acoustic near field is simulated directly by LES whereas the far field is modeled using acoustic analogy. Due to the fine grid employed, smallest eddy scales near the blade surface are resolved. Aerodynamic performance and acoustic emissions are predicted for the actual tip shape and an ogee type tip shape. A decrease of the sound pressure level by 5 dB in the high frequency domain is observed for the ogee type tip shape, corresponding to field test measurements. No difference in aerodynamic performance between the actual and the ogee type tip shape is observed. The simulation results will contribute towards designing new wind turbine blades for reduced noise emission.

1. はじめに

風車は、翼の回転に伴い風切り音やタワーとの干渉音といった空力騒音が発生する⁽¹⁾。風車の開発・普及のためにはこのような空力騒音の予測とその低減が不可欠となる。本研究は、LES(Large-Eddy Simulation)乱流モデルを用いた圧縮性非定常大規模計算の環境を構築し、流れ場および騒音計算を同一コードで行う騒音直接計算によって、空力騒音を予測することを目的とする。流体音の発生は渦の非定常運動に起因し、その流体音圧スペクトルを定量的に予測するためには、LES解析により流れの変動を高精度にとらえる必要がある。著者ら⁽²⁾は実際の風車のレイノルズ数と迎角に対応する単独翼における翼端渦空力騒音を、本論文と同様なアルゴリズムによってシミュレートした。そのなかで音源に着目し、翼端を含めた単独翼において翼面上と後流中における圧力変動スペクトルを計測結果と比較した。各方向に非常に小さい格子幅をとることによって、翼端渦の構造と翼端渦による圧力振動のスペクトルが、翼端渦解析に重要な高周波数域において、実験データと定量的に一致することを確認した。本論文では同計算法を風車に適用する。大規模計算を可能にする地球シミュレータを用いて、風車の翼端付近の空力音発生メカニズムを明らかにし、圧縮性解法を用いることによって流れ場の圧力振動から直接騒音の予測を試みている。

2. 関連研究

風車の空力騒音は低周波と高周波が存在する。このうち高周波空力騒音とは数 kHz 程度の騒音と定義され、その原因として翼と流入乱れとの干渉、乱流境界層と翼後縁との干渉、翼端剥離渦によって起きる圧力変動、および翼端剥離渦と風車翼との干渉などが挙げられる。高周波空力騒音は流速の 5 乗から 6 乗に比例する。大型風車において翼形状の影響による空力騒音は、大部分が翼の半径外側の 10 から 20% の領域に顕著に現れる⁽³⁾。

翼端渦騒音は特に重要な意味をもっている。翼端渦騒音は 3 次元的な現象であり、翼端渦による乱れと、その渦と翼後縁渦などの干渉からなると言われている⁽³⁾。Brooks と Marcolini⁽⁴⁾は翼端渦と翼端渦騒音を実験的に計測し、翼端付近での後縁騒音の重要性を説明している。回転翼において翼端付近での流速が大きいと、全体の空力騒音におけ

る翼端渦騒音の重要性を述べている。高精度の騒音予測には、翼端渦騒音を十分に考慮する必要があると述べている。

実際の風車の観測実験⁽⁵⁾によると、翼端の形状を変えることによって風車の空力騒音を 4 dB まで低減することができた。このような値はウィンドファームの設計などで重要な意味をもっている。今後のマルチメガワット風車と呼ばれる超大型風車の設計にあたっては、ローター直径を一層大きく、また低コスト化のために周速比の増大を検討することが予測され、翼端付近で発生する空力騒音の研究は重要な意味をもつ。しかし、翼端付近で発生する騒音の原因とその物理現象は未だ十分に解明されていない。風洞実験やフィールドテストでの騒音計測は、暗騒音といった外部要因のため困難であり、翼端付近で発生する騒音の物理現象の詳細な情報は得られない。大規模数値計算を駆使して、翼端剥離渦の物理現象を明確にするのが重要である。

風車全体の数値解析は多数行われてきた。飯田ら⁽⁶⁾は擬似圧縮性解法でタワーを含めた風車全体の流れ場を予測しており、風車翼とタワーとの干渉に関わる非定常現象を再現した。Sorensen ら⁽⁷⁾は非圧縮 RANS を用いて風車翼周りの流れを予測した。アップウィンド型 NREL PHASE-6 風車を数百万点規模で計算した。トルク、モーメントなどの空力性能の計算結果は風洞実験で得られたデータとよく一致している。しかし、このような研究は主に空力性能に着目し、風車の空力騒音についての研究はほとんど行われていない。風車全体に関して LES を利用した騒音直接計算を行った過去の計算例はない。騒音予測に必要な複雑な渦構造は LES で解く必要がある。

本研究では、これらの従来の風車の研究を受けて、流体・騒音数値計算法⁽²⁾を回転する風車翼に適用し、風車翼全体の大規模 LES と組み合わせた騒音直接計算を実施する。流速が一番高い翼端付近で発生する翼端渦空力騒音に着目する。2 つの翼端形状をシミュレートすることによって翼端形状の騒音への影響を調査する。これによって風車の空力騒音低減に向けた新翼型の設計と翼端の設計に貢献することが可能になり、風車の更なる普及に繋がる。

3. 数値解法

近距離場では流れ場は圧縮性流れの解法に LES モデルを適用して解析され、音波の伝播は圧力の変動としてその流れ場の解析コードによって直接求める。遠距離場において

は、空力音を流れ場解析から音響学的類推のモデルを用いて予測する。3億格子点数規模の計算を地球シミュレータで実施する。

3.1 計算方法

本研究では、流れ場と音場を直接騒音計算によって解析する。基礎方程式には保存形圧縮性ナビエ・ストークス方程式を用いる。計算方法は Beam-Warming 法による近似因子化を用いている。数値解法は基礎方程式に対して、時間微分には陰解法を、空間微分には 3 次精度風上差分法を採用した。時間微分項に 3 点後退差分を適用して、時間精度を 2 次精度とした。Large-Eddy Simulation を行い、SGS 粘性はスマゴリンスキーモデルを用いた。SGS モデルでは壁面付近での大きな速度変化によって過大な渦粘性が生成されるため、Van Driest 型壁面減衰関数を乗じて渦粘性を補正する。回転している風車翼の流れを解析するために、回転座標系を用いる。

本研究によって構築される計算手法は、流れ場を圧縮性解法により解くことで、近距離場から遠距離場まで騒音・音波の伝播を直接計算可能とする。しかし、遠距離場まで騒音を直接解くことを理由に計算格子を細かくとると、計算が膨大なものとなる。また遠距離場は音場のみで構成されているため、音響学的類推のモデル計算が適している。本研究では近距離場および遠距離場に区分する。近距離場では流れ場は圧縮性流れの解法に LES モデルを適用して解析され、音波の伝播は圧力の変動としてその流れ場の解析コードによって直接求められ、空力音も評価される。遠距離場においては、流れ場を圧縮性および LES、そして空力音を音響学的類推のモデルで予測する。従来 Lighthill⁽⁶⁾などいろいろな解析手法が提案されている。本研究では、流れ場解析から得られた圧力変動を用いる Ffowcs Williams-Hawkings (FW-H) の方程式⁽⁹⁾を基に、Brentner ら⁽¹⁰⁾によって改良された計算方法を採用した。FW-H 方程式は、回転も考慮できる特徴があり、もともとの FW-H 方程式は、翼面上限定であるのに対して、改良版は音場情報を有する任意の空間において解析が可能である。本手法は連続の式と運動方程式に基づいているので、非線形的な現象も考慮できる。以上により、従来の手法では取り扱いの難しかった翼面近傍の 4 重音源も、実質的に直接計算可能とした。音波の伝播の直接計算は、翼面上から 1-2 翼弦長の領域で行われた。ここで、外側の境界は直接計算領域から 200 翼弦長離れ、その位置における格子幅も大きいことから、低周波音伝播はなく、境界での反射もない。本計算では風車翼から 1.5 標準翼弦長離れている架空な表面において LES で計算した物理量の変動成分を保存している。改良 Ffowcs Williams-Hawkings (FW-H) を用いて面積積分し、音圧スペクトルはフーリエ変換で求めた。10 ms のサンプルは 500 間隔に分割され、周波数の解像度は 50 kHz、基準圧力は 2×10^{-5} Pa である。

計算検証のために行った航空翼 NACA0012 の迎角 5.4° についての直接騒音計算の結果を図 1 に示す。直接計算を用いて翼端渦による騒音の発生プロセスと 3 次元的な音場を可視化したものである。音波の伝播は格子の特性に従って翼からおおよそ 2 翼弦長離れている位置まで計算されている。音波は翼端付近で発生し、翼端付近を中心に伝播している。音圧は翼端剥離渦に生じる圧力振動と同渦とブレードの後縁との干渉から起きる圧力振動を含んでいる。計算可能な周波数は実周波数では 10 kHz に相当し、工学的、応用問題において重要な意味を持つ。

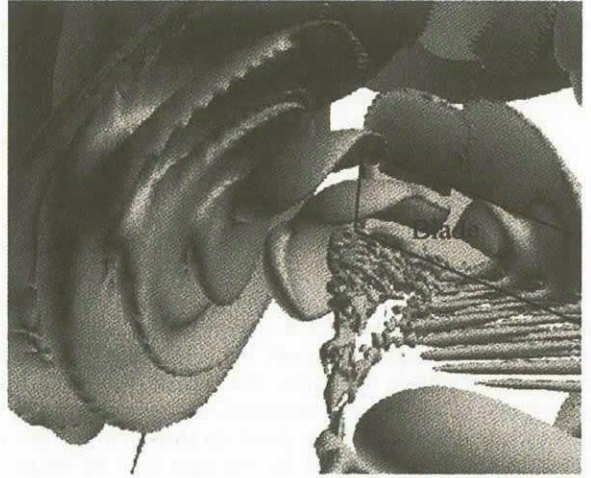


Fig. 1 Pressure perturbation field.

3.2 WINDMELIII: 計算条件・計算格子

計算対象は産業技術総合研究所の WINDMELIII 風車とした。この風車は Nii ら⁽¹¹⁾によって騒音観測実験が行われたものである。計算条件も Nii らの実験に沿った条件で行った。水平軸風車 WINDMELIII は図 2 に示すように、2 枚翼・アップウィンド型、直径は 15 m、回転数は 67.9 rpm、周速比は 7.5、周速は 53.3 m/s、マッハ数は 0.16、出力は 16.5 kW、設計風速は 8 m/s である。翼先端の実際の形状を図 3 上に示し、本論文では以下 actual とする。actual は後縁が直線で、前縁は曲線形状である。騒音低減効果に関しては、図 3 下に示す Wagner らによる風車の騒音観測実験⁽³⁾で騒音を抑えた実績をもつ ogee 型翼端形状を、シミュレーションとして WINDMELIII に適用することにより検証した。ogee 型翼端の詳細な形状データは Wagner ら⁽³⁾に掲載されている。



Fig. 2 WINDMELIII.

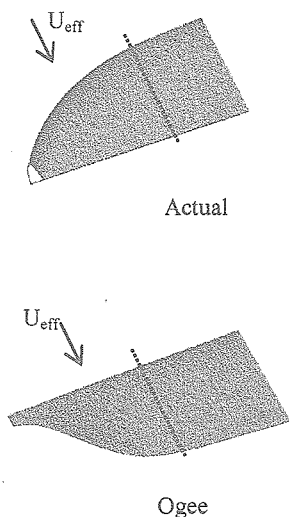


Fig. 3 Blade tip shape.

WINDMELIII の設計点におけるレイノルズ数は、図 3 の点線で示される翼端形状に影響のない翼端付近 ($r/R = 0.95$ 付近) の翼弦長 $c = 0.23\text{m}$ を代表長さ、代表速度を翼端での相対速度としたとき、 1.0×10^6 である。

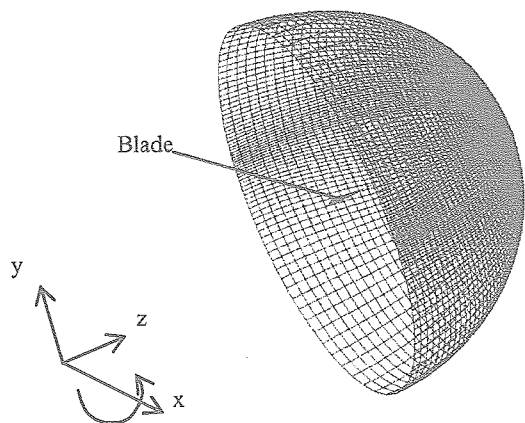


Fig. 4 Computational domain.

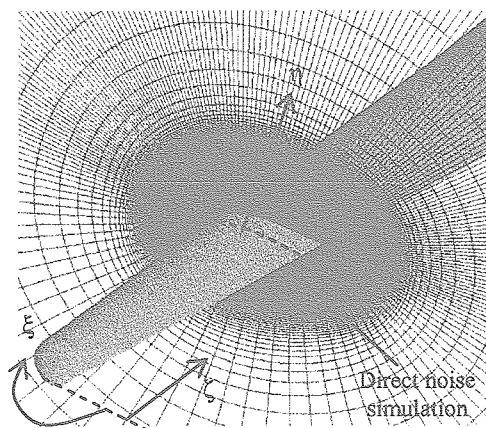


Fig. 5 Grid of Airfoil section.

図 4 は計算領域を示す。計算領域の外境界は回転中心から風車翼半径の 5 倍をとる。図 5 は翼断面の格子を示している。各半径位置断面は O-型格子を用いる。翼面上に 765 点、壁面から垂直な方向には 193 点、スパン方向には 2209 格子点をとった。総格子点数は 3 億である。

壁面上では Δy^+ は 1.0 前後の値をとるようにした。翼端渦騒音に着目していることより、翼端付近での格子幅は各方向に LES の Δx^+ , Δy^+ と Δz^+ の条件を満たすように設定した。翼端でのスパン方向の格子幅は $\Delta z^+ = 15.0$ である。翼周り方向の格子幅は流れが遷移する領域で $\Delta x^+ = 50.0$ である。ハブ付近でのスパン方向の格子幅は粗いが、本研究の目的である翼端渦騒音と全体の空力性能の予測には、その影響が小さいと判断した。

無次元時間刻み幅は $4.0 \times 10^{-5} c/U_{\text{eff}}$ であり、実時間刻み 2.0×10^{-7} 秒、さらにサンプリング周波数は 5 MHz に相当する。計算機は地球シミュレータを用い、その 112 プロセッサによる計算とした。計算時間は 250,000 タイムステップに約 300 時間を必要とした。解析時間は実時間で 50 ms であり、風車翼は 20.4 度回転し、翼端は 2.6 m 移動することになる。

境界条件として一様流入条件、対流流出条件、回転方向に周期境界条件を適用した。

4. 計算結果と考察

4.1 流れ場

はじめに風車翼周りの流れについて、実験との検証および翼端形状の違いによる比較を行う。WINDMELIII は現在三重県野登山で産業技術総合研究所風力グループ松宮らによりフィールド試験が行なわれている。本研究では、設計点周速比 $\lambda = 7.5$ における性能と比較を行った。設計点において、WINDMELIII の実験によるパワー係数は $C_p = 0.40$ であり、翼素・運動量理論で予測された性能よりも 0.05 ほど小さい。これは、翼素・運動量理論が 2 次元データから算出された計算で、実際には 3 次元的な流れが存在していることに起因する。また、実験において発電機出力からパワー係数を算出しているため、実験値に誤差が含まれているとも推察される。表 1 に、本研究における実際の翼端形状 (actual) におけるパワー係数の計算結果と、実験結果、および翼素・運動量理論 (BEM) の結果を示す。今回行った計算においては、実験値よりも 0.07 ほど過小評価している。この理由のひとつとして、実際の風車が変動風況下で運転されていることもあげられる。一方、本数値解析における、actual の翼端と ogee 型翼端との翼端形状の違いによるパワー係数の差は 0.01 と非常に小さく、スラスト係数の差はない。翼端形状の違いは翼端付近 ($r/R = 0.95$ 以降) のみであるため、全体の空力性能への影響は弱いことが予想されたが、計算結果からも翼端形状の違いによる性能変化はないことを確認した。なお、ogee 型翼端は実験されていないため、数値計算との直接的な比較は行えない。以上のことから、本計算において流れ場に関しては、定性的に適切な空力性能を予測し、かつ翼端形状の違いによるマクロな諸量に差がないことがわかった。

Table 1. Power and Thrust coefficient.

	actual	ogee
C_p (Power)	0.33 (BEM:0.45, EXP: 0.40)	0.34
C_t (Thrust)	0.51	0.51

図 6 に actual の翼端と ogee 型翼端に対して流跡線を示す。風車翼の半径内側で大規模な剥離が生じることがわかる。

次に、翼端近傍の流れ場の違いについて検討する。説明のため図 7 のように、断面を定義する。説明のため図 7 のように、断面を定義する。S1 は $r/R = 0.99$ の翼弦を基準とした断面で切断し、後縁から下流方向に伸ばした面とする。S2 は各半径位置において前縁での翼弦垂直方向の断面、そして S3・S4 は、 $r/R = 0.88, r/R = 0.98$ の翼の断面とした。なお S4 は翼端形状が異なる位置に相当する。

図 8 は actual の翼端と ogee 型翼端における ω_x 渦度等値面を示す。翼端付近において複雑な渦構造が存在する。いずれの翼端においても後縁近傍で翼端渦により発生する非常に複雑な渦構造が見られ、翼端渦と翼後縁で干渉帯が存在する。空力騒音に大きく関係があることを示唆する。渦の構造としては、actual の翼端では、多くの渦が翼端近傍に発生しており、ogee 型翼端では、少し離れた位置で渦構造が発達している。

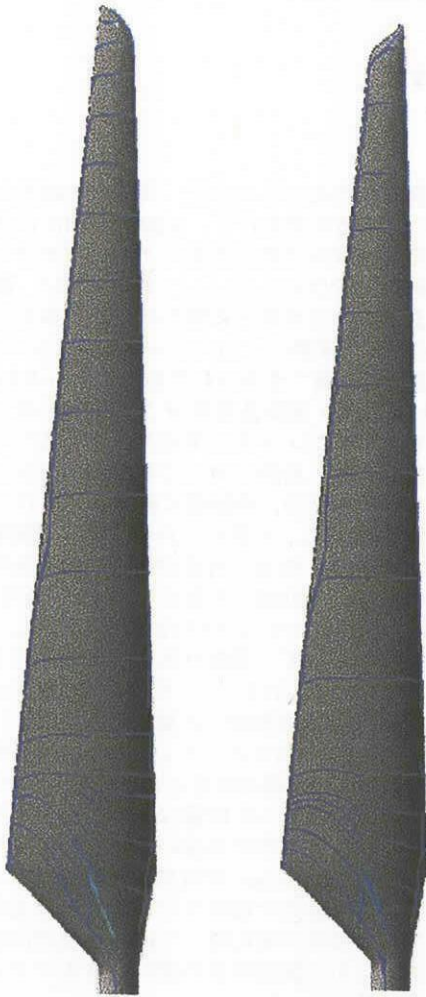


Fig. 6 Limiting streamlines for WINDMELIII.

4.2 翼端における圧力変動

翼端形状の違いによる翼端近傍での渦構造が異なることを前節で示したが、この渦構造の差異が音場へ与える影響を調べるために、翼端における圧力変動を本節で評価する。

図 7 に示されているように、流れが安定的である断面 S3 と翼端近傍 S4 面上の後縁付近の位置 A、B で圧力の変動を調べる。図 9 は実時間で 0.02~0.05 s における点 A および点 B の圧力変動を取得した結果の一部を示している。図 10 は取得データを FFT 解析したものである。点 A つまり同じ形状である位置では、振幅、周波数においてほぼ同じ結果が得られた。一方点 B つまり翼端の形状が異なる点では、変動振幅が減り、actual の翼端では見られた細かな変動が ogee 型翼端では、解消されていることがわかる。図 10 下から判別できるように、ogee 型翼端に関して高周波成分の圧力変動が低減されていることがわかる。

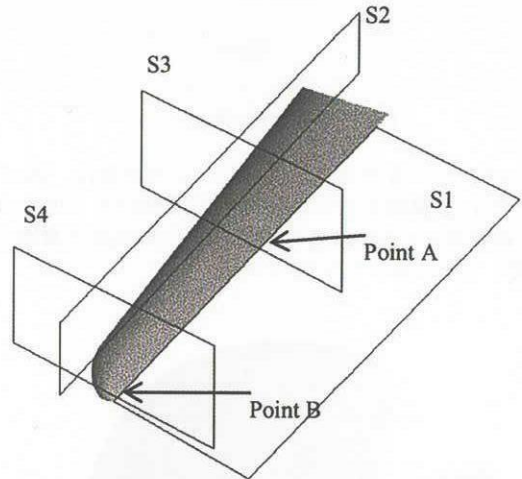


Fig. 7 Definition of cross sections.

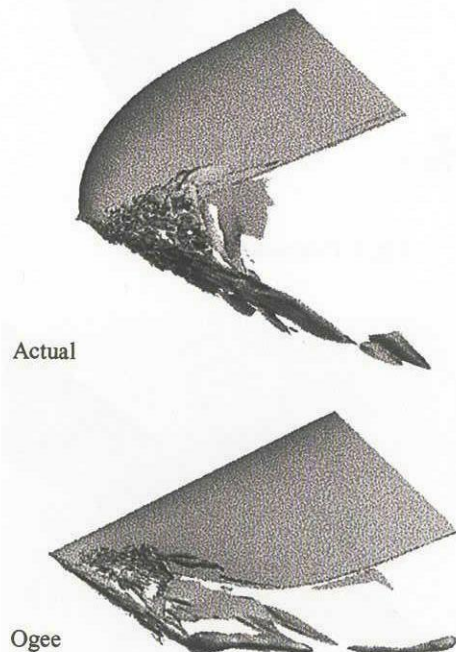


Fig. 8 Vorticity ω_x Isosurfaces.

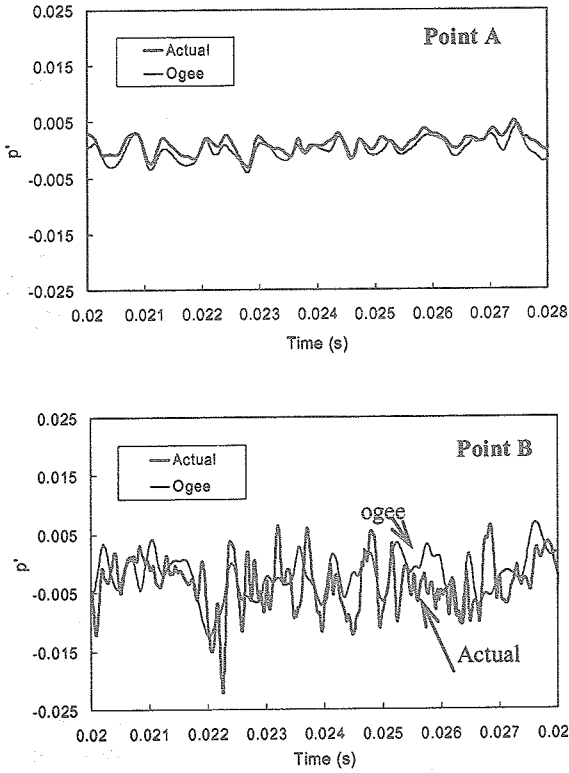


Fig. 9 Pressure fluctuations p' at points A, B.

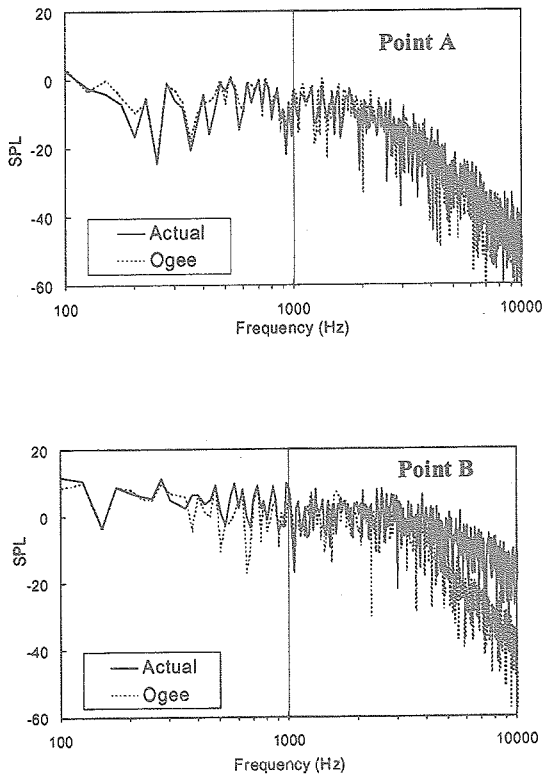


Fig. 10 Sound pressure level at points A, B.

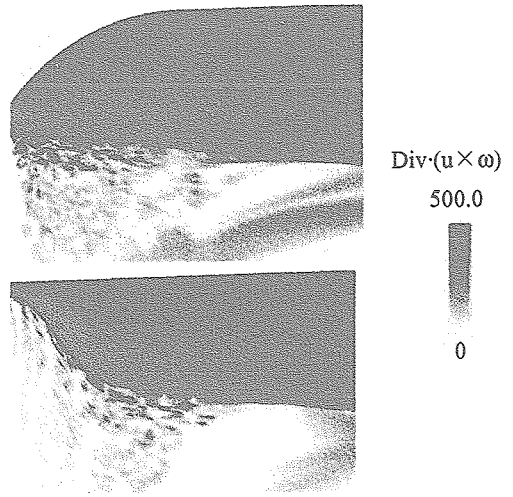


Fig. 11 $\text{Div} \cdot (u \times \omega)$ on S1.

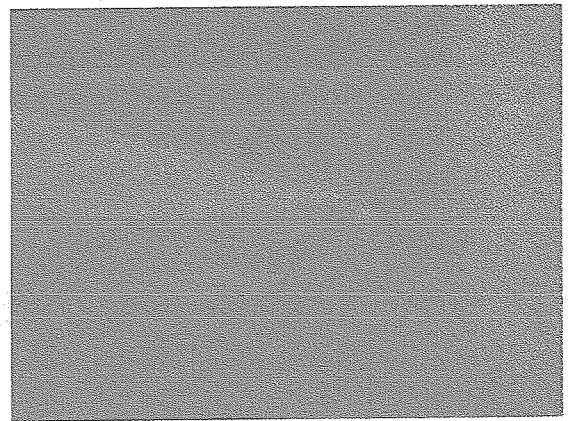


Fig. 12 Instantaneous acoustic field on S2.

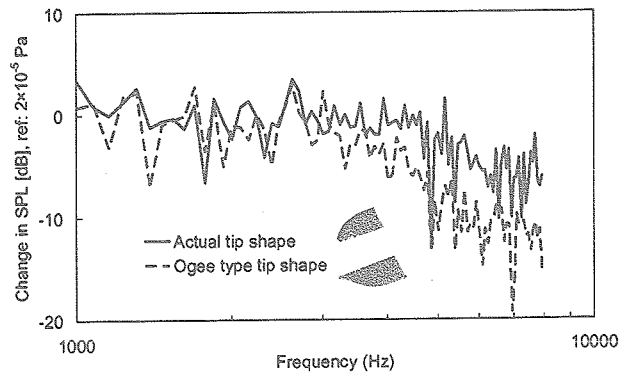


Fig. 13 Sound Pressure Level (Simulation).

4.3 翼端近傍における音場構造

図 11 は、断面 S1 において、Powell⁽¹²⁾によって定義された空力音源 $\text{Div} \cdot (u \times \omega)$ の分布を示す。この値は、瞬時の値で、マッハ数が小さい場合には渦による騒音の主な音源を表すといわれている。図 11 および図 8 を総合的に観察すると、翼面上から離れている位置での音源と渦の非定常な運動を把握することができ、その音源が遠距離場の騒音に強く影響することを確認した。actual の翼端において後縁直後で集中的に高い値が観察され、翼面近傍でこのような強い空力音源が存在することは大きな騒音に繋がる。ogee 型翼端の場合、翼端付近での空力音源の値が減少していることを確認した。図 12 は ogee 型翼端において LES 直接計算から得られた断面 S2 での瞬間の音場を示す。音源が翼端にあることがわかる。

4.4 遠距離音場

遠距離場騒音解析の結果を示す。図 13 は、actual の翼端と ogee 型翼端に対して LES と改良 FW-H を用いた本計算手法を適用し、風車から上流方向に 20m を観測点とする音圧レベルの計算結果を表示したものである。20m の観測点において、高周波域での翼端形状の違いによる高周波騒音の傾向が異なることを示した。計算により、ogee 型翼端では 4kHz 以上の周波数で音圧レベルが 5dB 減少し、騒音低減の効果があることを確認できた。これは ogee 型翼端において、翼端剥離渦と翼の後縁との干渉が減少したことによると考えられる。また全ての周波数において積分すると、actual の翼端に比べて 2dB の騒音低減が得られることが判明した。この結果は ogee 型翼端と類似な曲線を後縁にもつ Klug⁽⁶⁾の観測実験と同様な傾向を見せている。

5. 結論

研究用水平軸発電風車 WINDMELIII の翼全体を対象とした数値流体力学による流体騒音解析を行った。本研究では、特に翼端付近に着目した。計算方法として、流れ場を圧縮性 LES 解法によって解析し、場の圧力変動を取得した。騒音予測に関しては翼から距離に応じて近距離場と遠距離場の二つに区分して解析した。近距離場では音波の伝播を音場の方程式から直接計算し、遠距離場の騒音は改良 FW-H を用いて予測した。実験データと比較し、本計算手法による流れ場解析の妥当性を示した。翼端形状の違いによる空力性能の差は無かった。近距離場の圧力変動解析から、翼端形状の違いによる高周波成分での変動レベルに差があることを示した。actual の風車の騒音解析において、遠距離場(20m)では高周波域において ogee 型翼端を用いることにより、騒音が 2dB 低減されることを示した。本研究で構築された数値手法により、引き続きウイングレットなどのさまざまな翼端形状をシミュレートし、翼端形状による騒音や空力性能への影響を明らかにするとともに、将来の超大型風車に適切な回転翼形状の提案に結び付けたい。

謝辞

本研究は海洋科学技術センターの地球シミュレータを利用した。また産業技術総合研究所風力グループより WINDMELIII に関する協力を頂いた。

参考文献

- 1) Burton, T., Sharpe, D., Jenkins, N., Bossanyi, E., "Wind Energy Handbook", John Wiley & Sons Ltd (2001).
- 2) Fleig, O.・飯田誠・鈴木正己・荒川忠一, "LES 大規模計算による風車翼の流れと騒音予測 (第一報: 単独翼実験データとの検証)", 機械学会論文集に投稿中.
- 3) Wagner, S., Bareis, R. and Guidati, G., "Wind turbine noise", Springer-Verlag, Berlin (1996).
- 4) Brooks, T.F., Marcolini, M.A., "Airfoil Tip Vortex Formation Noise", AIAA Journal, Vol.24, No.2, (1986), pp. 246-252.
- 5) Klug, H., Osten, T., et al., "Aerodynamic Noise from Wind Turbines and Rotor Blade Modification", Joule 2 - Project JOU2-CT92-0233 (1995), Final Report DEWI-V-950006.
- 6) Iida, M., Arakawa, C., Matsumiya, H., "Three Dimensional flow Analysis of Horizontal Axis Wind Turbine Blade Using Overset Grid Method", Proceedings of EWEC 21th, Kassel, Germany, Sep. 25-27, (2000).
- 7) Sorensen, N.N., Michelsen, J.A., Schreck, S., "Detailed aerodynamic prediction NREL/NASA AMES Wind tunnel tests using CFD", Proceedings of the European Wind Energy Conference, Copenhagen, (2001), pp.48-53.
- 8) Lighthill, M.J., "On Sound Generated Aerodynamically. I: General Theory", Proceedings of the Royal Society, Vol. A221, (1952), pp. 564-587.
- 9) Ffowcs Williams, J.E., Hawkings, D.L., "Sound Generation by Turbulence and Surfaces in Arbitrary Motion", Phil. Trans. of the Royal Soc. Of London, A: Mathematical and Physical Sciences, Vol. 264, No. 1151 (1969), pp. 321-342.
- 10) Brentner, K.S., Farassat F., "Analytical Comparison of the Acoustic Analogy and Kirchhoff Formulation for Moving Surfaces", AIAA Journal, Vol. 36, No. 8 (1998), pp. 1379-1386.
- 11) Nii, Y., Takahashi, N., Matsumiya, H., "Broadband noise source localization by line microphone array positioned near a wind turbine rotor blade", The 2001 International Congress and Exhibition on Noise Control Engineering, The Hague (2001).
- 12) Powell, A., "The Theory of Vortex Sound", Journal of the Acoustical Society of America, Vol.33, (1964), pp. 177-195.

CeNSS における大規模シミュレーションの性能向上

松尾裕一、土屋雅子
宇宙航空研究開発機構

Performance Enhancement of Large-Scale Simulations at CeNSS

by
Yuichi MATSUO and Masako TSUCHIYA

ABSTRACT

In this paper, we discuss the issues concerning performance evaluation and its enhancement with tuning technique on the CeNSS system at JAXA NS-III. First, we show the real performances for the JAXA CFD codes on the CeNSS, and point out the importance of the performance evaluation and its enhancement with tuning. Currently, there is no effective indicator nor explicit strategy of the performance improvement on the CeNSS. Then, we propose the concept of effective peak performance which comes from the number of ideal floating point operations, suggesting the potential improvement by the performance tuning. With this concept, we can estimate the possible improvement. From analysis using the 250 codes, we found this effective peak performance important for the performance enhancement.

1. はじめに

近年、CeNSS (JAXA スーパーコンピュータシステム NS-III の計算エンジン Central Numerical Simulation System を略して CeNSS 「センス」と呼んでいる。) のような大規模 SMP スカラー・システムや PC クラスタに代表されるいわゆる超並列のクラスタ・システムが出現し、旧来型のベクトル型も含めて計算機システムの構成の多様化が進んでいる。こうした中で、あるプログラム/コードが、このシステムでは性能が出るが、別のシステムでは出ない、といったシステムによって性能がばらつくケースが増えて来ている。グリッドコンピューティングという遠隔の異種計算機資源をむしろ積極的に使い合おうというような話も出てきているが、今後一つのプログラム/コードをいろいろなシステムで走らせる時代になれば、こうした実行速度のばらつき、あるいはそれをどうする、という問題は、より切実さを増すであろう。

こうした状況において、プログラム/コードの性能評価や性能チューニングによる性能向上の重要性は年々高まっている。特に、クラスタ・システムの台頭とともに、並列化や並列実行が卑近なものとなっている今日、並列チューニングは非常に重要である。しかしながら、並列化についてはもとより、プログラム/コードの性能評価や性能向上の問題は、きちんと議論されていないように見受けられる。プログラム/コードのチューニングが必要・重要であるとわかっていても、では現状の性能はどうで、今後の努力でどの程度の性能向上が可能なのか、といった具体的な項目については、かつてのベクトル化率のような漠然とした指標はあっても、そのプログラム/コードに相応しい指標や方針といった考え方は今のところないように思われる。こうした問題意識が本研究の背景にある。

本稿では、JAXA NS-III の中核並列計算機 CeNSS における大規模シミュレーションの性能向上の重要性やチューニングの方法論について論ずる。実効ピーク性能という考え方を提示し、その有効性やチューニング法について論ずる。

2. CeNSS の構成とプログラミングスタイル

図 1 は、JAXA 総研本部に導入されているスーパーコンピュータシステム 数値シミュレータ III (NS-III) の全体構成を示したものである。CeNSS とは、このシステム全体の中で計算部分を担当しているサブシステムの呼称であり、中央 NS システムとも呼ばれている。単に、NS システムと呼んだときには、主にこの部分を指している。

図 2 は、I/O などの部分を除いた CeNSS の構成イメージを示したものである。ノード内は、32 個の CPU から成る SMP (Symmetric Multi Processors) を構成し、1 ノードは 64GB の共有メモリ空間を有する。ここで、DTU とは、Data Transfer Unit の略で、結合ネットワークにデータを送り出す/受け取る論理上の装置を表す。DTU あたり、16 プロセスを同時に処理することができる。表 1 に、CeNSS の構成緒元を示した。4 ノードで 1 筐体を構成しており、計算筐体は全部で 14 筐体、ノード数では 56 ノードある。筐体は、富士通製 PRIMEPOWER HPC2500 である。CPU は、SPARC64 V を採用し、ピークで 5.2GFLOPS の性能と 2MB のオンチップ L2 キャッシュを有する。こうした構成のシステムは SMP クラスタと呼ばれることがあり、どの CPU からみても厳密に対称な配置を有している。[1-4]

図 3 は、CeNSS における Fortran の並列プログラミング体系をイメージ的に示したものである。ノード内では、自動並列または OpenMP あるいはそれらの混在によるスレッド並列を用い、ノード間では、MPI またはデータ並列言語の一種である XPFortran によるプロセス並列を組み合わせることにより、いわゆるハイブリッド・プログラミングのスタイルを標準として採用している。図 4 に並列実行のユーザビューを示す。例として、4 スレッド×8 プロセスの場合を示した。これにより、1,000 を超える多数 CPU 使用時のスケラビリティの問題や、大規模並列プログラミングの困難に対して一定の現実的な解決を与えている。詳細は、文献 5 を参照されたい。ここで、ノード内のスレッド並列は必須ではなく、MPI や XPFortran によるプロセス並列だけのプログラミングも可能であることに注意する。

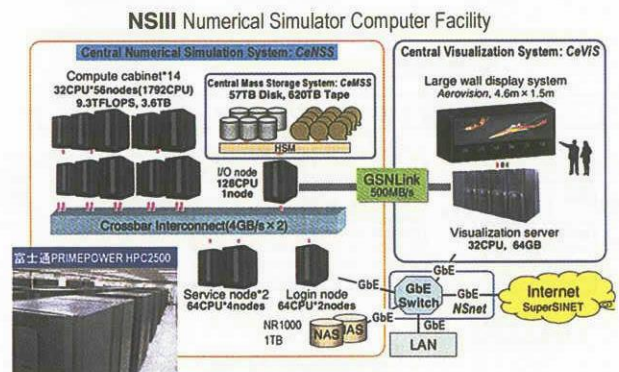


図 1 JAXA 数値シミュレータ III (NS-III) の構成概要

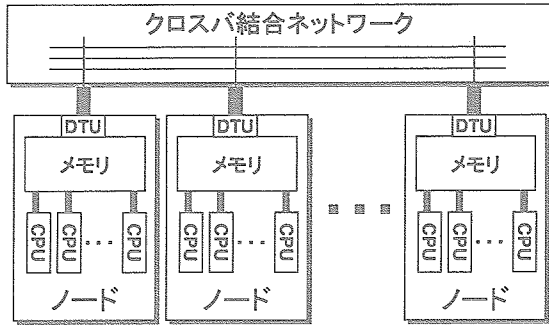


図2 CeNSSの構成イメージ

表1 CeNSSの緒元

演算処理性能	9.3TFLOPS
メモリ	3.6TB
計算用ノード数	56
ノード内CPU数	32
ノード内メモリ	64GB
ノード構成	SMP
計算用CPU総数	1,792
CPUタイプ	SPARC64 V
CPUピーク性能	5.2GFLOPS
L2 キャッシュ	2MB オンチップ
結合ネットワーク外ホロン	クロスバ
結合ネットワーク性能	4GB/s × 2

ノード内	ノード間
XPFortran	
自動並列	XPFortran
OpenMP	
自動並列+OpenMP	
自動並列	MPI
OpenMP	
自動並列+OpenMP	
MPI	

図3 CeNSSにおけるFortranプログラミング体系

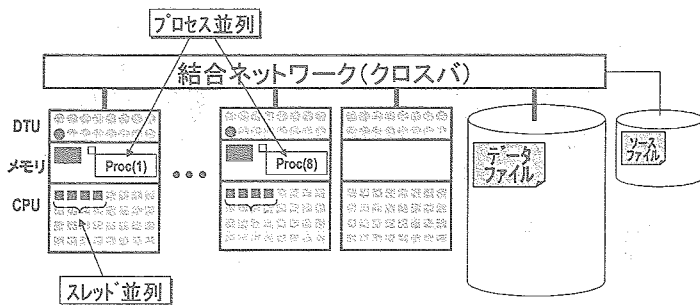


図4 並列ジョブ実行イメージ

3. 性能向上の背景と課題

ここ2-3年で作られたコードを除き、我々の航空宇宙分野のCFDコードは、そのほとんどがベクトル機で作られたものであり、性能は「ベクトル化率」というほとんど単一の指標により判断されてきた。ベクトル化率が高ければ実効性能も高い、というわけである。一方、CFDのコードは、(ぎりぎりにベクトルチューンされたもの以外は、)比較的単純なDOループの多数の組み合わせから成るので、スカラー・システムでもそこそこの実効性能が出る場合は意外なほど多い。少なくとも、サブルーチン単位やループ単位で見ると、実効効率で20%を越えるような例もあり、かつて言われたような、「CFDコードは、スカラー機では数%の実効効率しか出ない、出せない」ということでは必ずしもない。

しかしながら、問題は、スカラー機の場合には、メモリからデータを持って来る際に、ベクトル機のように連続的に持ってくるのではなく、一度キャッシュを介するため、ベクトル機に比べて性能がかなり落ちてしまうコードがあるということ、しかも、以下の例で示すように、場合によっては、チューニングにより性能が劇的に向上することがある、ということである。図5は、JAXAのいくつかの実コードについて、単体性能1.7GFLOPSのベクトル機NWTと、チューニングなしでCeNSSにかけた場合、チューニング後にCeNSSで走らせた場合の性能を比較したものである。CeNSSでは、どのコードもチューニング後には性能は向上している。特にコードS2については、チューニングなしでは、ベクトル機に比べ性能は低下するが、チューニング後にはベクトルと同様の性能が得られている。このことは、性能評価やチューニングが重要であることを示すとともに、その困難さをも示唆している。

現状、性能評価やチューニングに対する指標や方針は、キャッシュミス率を1%以下にするであるとか、ループ操作やメモリアクセスの局所化のような一般的な例・法則を示すことはできる。しかし、個々のコードではどうなのか、これをやれば定量的にどのような効果があるのか、については、ユーザの個人的な判断や勘にまかせるしかない状況にある。今後、並列機のシステム構成がますます多様化し、プログラム/コード自体のプログラミング/コーディング・スタイルも多様化して行くようなことになれば、混迷の度合いも一層深まる可能性があり、普通のユーザが個別に性能向上を図るための支援策を如何に講ずるかについては、システム運用側の大きな課題であると考えている。

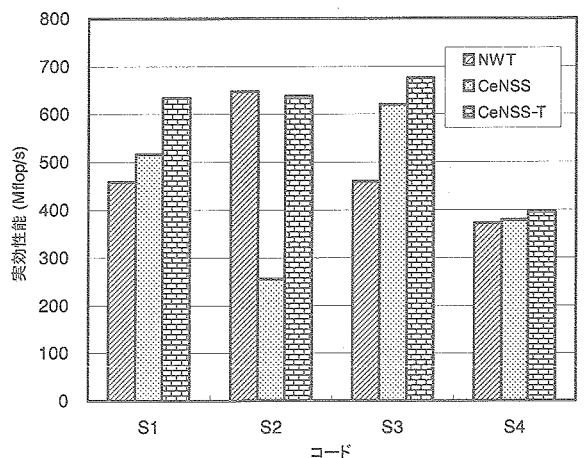


図5 チューニングによる性能向上の例

4. CeNSSにおける単体 CPU 実効性能の現状

富士通製 PRIME POWER HPC2500 に基づく CeNSS システムの性能は、CPU あたりでいうと、ピークで 5.2GFLOPS という事になっている。これは、1 マシンサイクルに M&A 命令が 2 命令動作 (FMADD オプション) の場合に、

$$1.3\text{GHz (クロック)} \times 4\text{FLOPS} = 5.2\text{GFLOPS}$$

という意味である。一方、1 マシンサイクルに普通の浮動少数点演算命令が 2 命令動作 (NOFMADD オプション) の場合には、ピーク性能は

$$1.3\text{GHz} \times 2\text{FLOPS} = 2.6\text{GFLOPS}$$

となる。実際のコードでは、M&A 命令の出現頻度はどれほどなのだろうか。また、実際のコードの性能詳細はどうなっているのだろうか。

そこで、JAXA における幾つかの実コードの特性や単体 CPU 性能を調べてみると以下の表 1 のようになった。これを見ると、実際には M&A 命令の出現割合はせいぜい 13% 以下であることがわかる。この場合、ピーク性能は、

$$5.2 \times 0.13 + 2.6 \times 0.87 = 2.938\text{GFLOPS}$$

ということになり、単体ピーク性能=約 3GFLOPS の CPU を使っていることになる。とすれば、表 1 でいうところの実効効率 (=実効性能/5.2GFLOPS) というのは、単なる一つの比を表すに過ぎず、M&A 命令の出現割合を考慮してピーク性能及び実効効率を換算し直すと表 2 のようになる。(ここで、CPU コスト、メモリコストとは、実行時間に占める CPU 処理時間、メモリアクセス時間の割合を示す。) このように、バルクの値としての実効効率の意味は別として、細かくみると実効効率の意味は曖昧なものである。一般的な傾向としては、メモリコストと実効性能は相反する傾向にある。M&A 命令の効果は、あまり出ていない。

ここで問題になるのは、あるいは、ユーザとして関心が高いのは、自分のコードに関する現状の実効性能は、高いのか低いのか、あるいはもっと高いところを狙えるのかどうか、ということである。例えば、コード P1 は表 2 では実効効率は 12.8% という数字を出しているが、もっと高いところを狙いたいといったときにそれは可能なのかどうか? また、コード P6 は、実効性能は低いのもっと上を狙いたいと思うのは当然であろうが、ここでやみくもにチューニングに入っても、果たして目標をいくらにおいたら良いのか、どの程度の改善が望めるのか、という情報がなければ、徒労に終わるかもしれないしやる気にも影響する。このような個別のケースに適應できる何か指標のようなもの、あるいは方針がほしいものである。

表 2 JAXA 実コードの特性と単体 CPU 性能

コード	2次キャッシュミサ率	CPUコスト	メモリコスト	M&A命令比	実効性能 MFLOPS	実効効率
P1	0.34%	91%	9%	12.4%	666	12.8%
P2	0.43%	87%	13%	9.7%	648	12.5%
P3	0.52%	78%	22%	4.4%	241	4.6%
P4	0.60%	76%	24%	6.6%	422	8.1%
P5	1.04%	66%	34%	5.7%	160	3.1%
P6	2.51%	29%	71%	6.7%	114	2.2%

表 3 M&A 命令の出現割合を考慮した性能及び実効効率

コード	P1	P2	P3	P4	P5	P6
ピーク性能 GFLOPS	2.922	2.852	2.714	2.7721	2.748	2.774
実効効率	22.3%	22.7%	8.9%	15.2%	5.8%	4.1%

5. 実効ピーク性能

5.1 提案と意義

そこで我々は、富士通株式会社の協力を得て、科学技術計算系の実際のコード 250 本の CeNSS 上での単体 CPU 実効性能を調査した。図 6 は、メモリアクセス状況が性能に与える影響が大きいとして、メモリアクセスコストを横軸に与える影響が大きいとして、メモリアクセスコストを横軸に取り整理したものである。これにより、実コード 250 本の平均メモリアクセスコスト=29%、平均実効性能=421MFLOPS であることがわかった。直線は、平均線を示している。JAXA コード 6 本についてもプロットしてみたが、コード P1、P2 は、平均に対しては十分性能は出ている、コード P3、P5、P6 については、改善の余地があることがわかった。コード P1、P2 は、平均よりは高い性能が出ているが、もっと性能の高いコードもあるので、がんばりようによってはもっと高い性能が狙えるかもしれない。

以上のような実コード性能の評価分析活動から、図 7 のような構図を考えるのが妥当であろうという結論に達した。「実効ピーク性能」というものを考え、これをチューニングの指標としたらどうかというものである。実効ピーク性能は、理想的にチューニングして到達できる最高の性能値のようなものを意味する、問題は、実効ピーク性能をどう決めるかである。例えば、メモリコピーのみのプログラムは 0FLOPS である。A=B+C というプログラムは、シーケンシャルに実行すると

```
load B
load C
add
store A
```

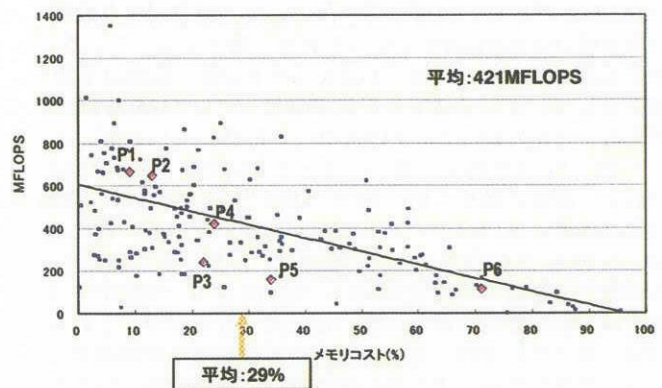


図 6 実効性能の調査結果

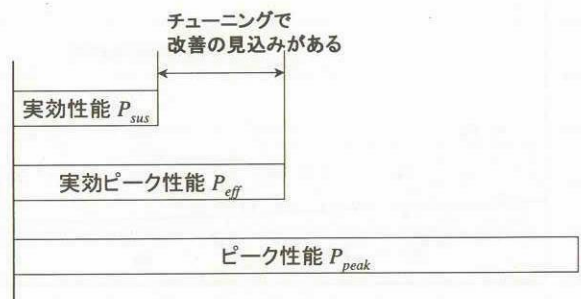


図 7 実効ピーク性能の考え方

のように 1 演算に 4 サイクルかかるので、1 演算/4 サイクル×1.3GHz=375MFLOPS の性能であるが、CeNSS では、1 サイクルに浮動小数点 2 命令同時実行可能なので、

```
load B & load C & add
store A & load B
load C & add & store A
```

のように 3 サイクルで 2 演算の実行が可能であるから、最高で、2 演算/3 サイクル×1.3GHz=867MFLOPS の性能を出すことができる。この類推から、実効ピーク性能 P_{eff} を、

$$P_{eff} \text{ (MFLOPS)} = \frac{\text{浮動小数点演算数}}{\text{理想実行時間}} \times 10^6 \quad (1)$$

MAX (浮動小数点命令数、それ以外の命令数) / (1.3GHz×2)

と定義し、図 6 で調べたのと同じ 250 本の実コードに対して P_{eff} を調べた。ただし、式(1)は、

- ・ 無駄な演算、データ移動はない
- ・ メモリアクセス、整数演算は、2 命令/サイクル
- ・ 浮動小数点演算命令は、2 命令/サイクル
- ・ メモリアクセス、整数命令と浮動小数点演算は同時実行可能

として考えている。以下の図 8 は、実効ピーク性能をメモリコストに対してプロットしている。ここで、都合により、FMADD オプションは付けていないので、実効ピーク性能の最大値は 2.6GFLOPS になっており、最大になっているコードも幾つかある。◇は、JAXA コードの値、直線は平均値を示している。全体での平均実効ピークは 1435MFLOPS であることがわかった。JAXA コードに関していえば、コード P1、P2 は平均より高く、コード P3、P5、P6 は平均より低い。調査の結果、P1、P2 が平均より高い理由は、浮動小数点演算が多いからであることがわかっていて、逆に、コード P3 以下が平均より低い理由は、浮動小数点演算以外の命令の影響の可能性が高い。式(1)により、実効ピーク性能は浮動小数点演算数が多いほど高くなるので、これらのコードについては、浮動小数点演算数を増やす等のチューニングを行えば、より高い実効性能に到達可能ということである。

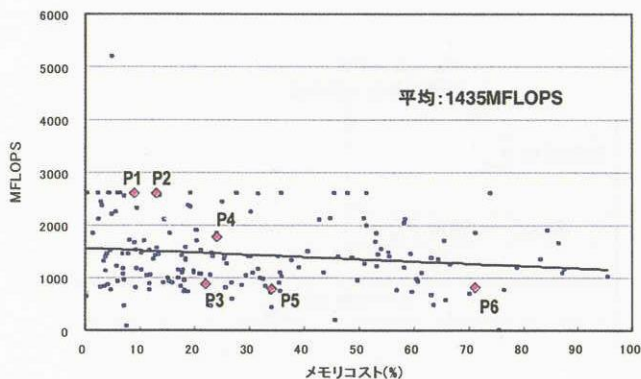


図 8 実効ピーク性能の調査結果

5.2 評価と課題

表 4 は、今までの測定結果から、6 本の JAXA コードの実効性能 P_{sus} 、実効ピーク性能 P_{eff} 、及びその比（「実効ピーク性能比」と呼ぶことにする。） P_{sus}/P_{eff} を示したものである。コード P1、P2 の括弧内の値は FMADD オプションを付けて測定したときの値であり、コード P1 については、FMADD により 20%以上の性能改善の可能性がある。 P_{sus}/P_{eff} は、コード P6 を除き 20~30%という値が得られた。

図 9 は、250 本のコードに対して実効ピーク性能比 P_{sus}/P_{eff} をプロットしたものである。◇は、JAXA コードの値、直線は平均値を示している。全体平均は、29%であった。一般的にいえるのは、メモリアクセスコストが低い（図の左側）ほど、ピーク性能比は高くなることであり、コードの持っている本来の性能をより高く出しているといえる。JAXA コードについていえば、P6 を除きどのコードも平均値を下回っている。これは、本来の性能を出し切っていないことを意味しており、性能改善の余地があることを示している。無論、その改善の中身はコードによって異なるので、コード毎に検討してみる必要がある。例えば、詳細に調べてみると、コード P1 は割り算が、コード P2 は SQRT が多いことがわかった。これは、化学反応項や、Roe スキームの影響であることが想定される。よって、この辺りを集中的に工夫すれば、もっと性能を上げられる可能性はある。コード P3 は、チューニングという意味では、平均的な実力を出しているといえる。ただし、絶対性能は高くないので、(アルゴリズム的に工夫の方法がなければ仕方ないが、) 基本的な性能を上げる努力をするかどうかである。コード P5、P6 は、平均値からすると悪い値ではない。逆に、メモリアクセスコストを変えないまま工夫しても、性能はあまり上がらない、あるいは、上げようがないことを意味している。図でいうと、もっと左側の位置に来るようにメモリアクセスのチューニングをすれば性能改善の余地は大きくなる。

表 4 JAXA コードの実効ピーク性能比

コード	P1	P2	P3	P4	P5	P6
実効性能	666	648	241	422	160	114
実効ピーク性能	2600 (3218)	2600 (3077)	873	1764	777	810
P_{sus}/P_{eff}	25.61%	24.91%	27.55%	23.90%	20.65%	14.07%

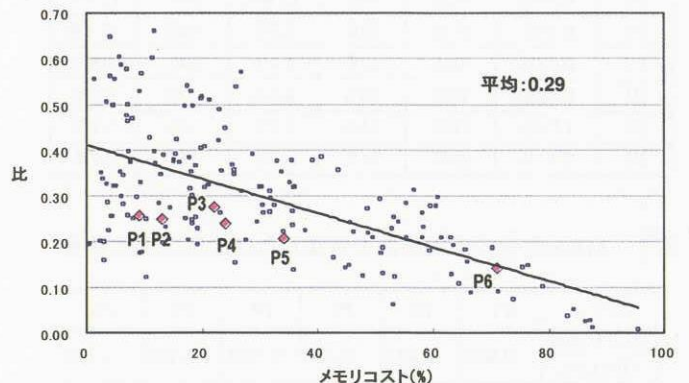


図 9 実効ピーク性能比の調査結果

5.3 実効ピーク性能によるチューニングの指針

以上の分析、考察から、実効ピーク性能を用いたチューニングについて以下のことがいえる。

1) 実効ピーク性能

- ・ コードの特性を知る指標として有効。
- ・ それが高いということは、がんばり次第では、かなり高い実効性能が期待できることを意味する。
- ・ それが高いということは、がんばっても性能がでない、コードそのものに何か問題を抱えていることを意味する。例えば、Load/Storeをもっと減らして、浮動小数点の演算密度を増やす等の対策が必要。

2) 実効ピーク性能比

- ・ チューニングの指標として有効。
- ・ それが高いということは、コードの持っている本来の性能に近いことを意味する。上記の例からは、30%程度が大括りな目標となる。
- ・ それが高いということは、本来の性能が出ていない、何か問題があり、チューニングでがんばれば性能向上も可能であることを意味する。

簡単にいえば、実効ピーク性能が高く実効ピーク性能比も高ければ、そのコードのチューニングはうまく行っていて、コードの特性に応じた性能は出ていることになる。

ここで考えた実効ピーク性能や実効ピーク性能比という考え方は、まさに一つの指標にはなるであろう。現在、富士通株式会社と協力して、システムへの実装を考慮しているところである。

6. 並列チューニング

ここまでは単体 CPU の性能評価とスカラーチューニングについて説明してきたが、大規模シミュレーションにおいては、当然のことながら、並列実行が主となる。上記の6本の JAXA コードは全て並列コードであり、その特性は、横軸にメモリアクセス比、縦軸にデータ転送比を取ってプロットすると図 10 のようになる。これから、表 5 に示すように、メモリアクセス特性とデータ転送特性でいうと、3つのタイプに分類されることがわかる。このことからプロセス間(ノード間データ転送)の並列チューニングが重要なのはコード P3、P4、メモリチューニングが重要なのはコード P5、P6 であることがわかる。このように、コードの特性を知ることも性能向上の指針を得るには重要である。

図 11 は、性能チューニングの内容を分類したものである。本稿で議論したのは、主にスカラーチューニングの部分であった。CeNSS では、図 3 のように、スレッド並列とプロセス並列を組み合わせたハイブリッド・プログラミング・スタイルを採用しているため、スレッドを使っている場合には、スレッドチューニングも必要である。こうしたチューニング内容の切り分けも頭に入れておかないと、いま何をしているのかわからなくなってしまう危険がある。また、切り分けだけでなく、作業を効率良く行うためには、チューニング作業の順番も大切である。このあたりは経験がものを言う世界かもしれないが、管理側からの支援も重要であると考えている。我々は、チューニングに関する情報を共有し、チューニング作業を体系的に効率よく行うために、「チューニング・フレームワーク」という仕組みを提案・構築している。図 12 にその概念と構成を示した。ここでのポイントは、チューニング作業のワークフロー化と、単なるガイド等の参考書以外の事例集とか FAQ 集とかの知識ベースの提供であり、初中級者をターゲットに提供していく予定にしている。

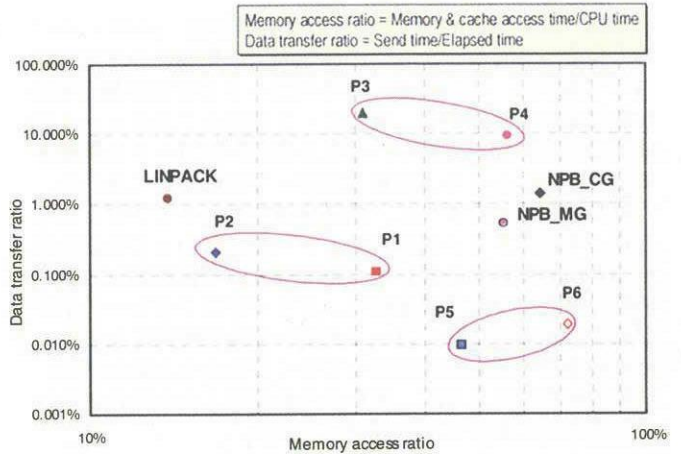


図 10 JAXA コード P1~P6 の特性

表 5 JAXA コードの特性総括

コード	P1, P2	P3, P4	P5, P6
メモリアクセス特性	軽	中	重
データ転送特性	軽	重	軽

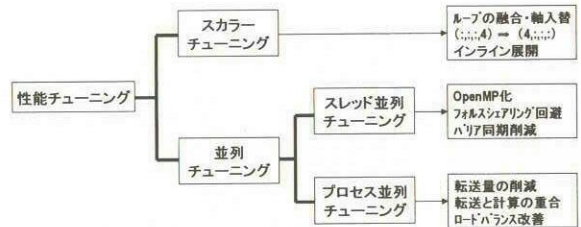


図 11 並列計算機における性能チューニング

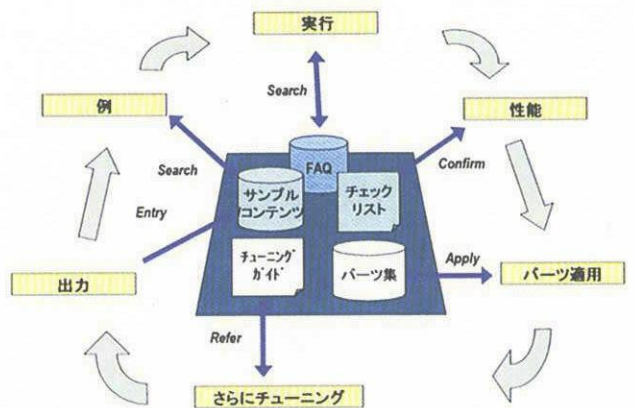


図 12 チューニング・フレームワークの概念

7. まとめ

本稿では、JAXA NS-IIIの中核並列計算機 CeNSSにおける大規模シミュレーションの性能向上の重要性や方法論について論じた。CeNSSにおける実コードの性能評価と実効性能に関する考察から、実効ピーク性能及び実効ピーク性能比という指標を提案し、それらを用いたコードの性能評価とチューニングの方法論と指標・方針について論じた。

はじめに述べたように、性能評価やチューニングというのは、単にベクトル機からスカラー機に代わって性能をきっちり出したからというだけでなく、今後並列システムの有り様がますます多様化し、グリッドコンピューティングのようにあちこちでコードを使いまわす時代になると、その必要性・重要性は高まって行くであろうと思われる。本稿の内容や考え方が、来たるべきそのような時代に向けての皆様のご参考になれば幸いである。

謝辞

本研究において、コードの性能測定やデータ提供に関して、富士通株式会社の関係者の方々に全面的にご協力いただいた。特に、青木正樹氏、稲荷智英氏には大変有益なご助言、ご支援をいただいた。ここに記して謝意を表します。

参考文献

- 1) 松尾：航技研次期数値シミュレータシステム (NSIII) の概要, 航技研特別資料 SP-57, 2003, pp.15-21.
- 2) 藤田：NSIIIにおける大規模ストレージシステムの設計と性能, 航技研特別資料 SP-57, 2003, pp.22-27.
- 3) 高木：NSIIIにおけるソフトウェア開発環境とユーザ利用環境, 航技研特別資料 SP-57, 2003, pp.28-32.
- 4) 大川：NSIIIにおけるネットワークの設計と実装, 航技研特別資料 SP-57, 2003, pp.33-36.
- 5) 松尾：航技研数値シミュレータ III の性能と特性, 宇宙航空研究開発機構特別資料 JAXA-SP-03-002, 2004, pp.41-47.

再突入飛行体のCFD解析における熱化学モデルの影響について - 電磁力を利用した空力加熱低減法への影響 -

大津広敬 (静岡大学工学部), 安部隆士 (宇宙航空研究開発機構)

Effect of Thermochemical Model on Reentry Heating Reduction using Electromagnetic Force

Hiroataka Otsu (Shizuoka Univ.), Takashi Abe (ISAS/JAXA)

Abstract

An applicability of the electrodynamic heat shield system to a super-orbital reentry vehicle was investigated. In the case of the super-orbital reentry flight, due to the strong ionization reactions inside the shock layer, the electrodynamic heat shield system is expected to work well. In order to evaluate the ambiguity of the thermochemical model on the efficiency of this heat shield system we performed a CFD analysis including thermochemical non-equilibrium effect. The flight condition used for the present study is that the velocity is 11.6 km/s at the altitude of 64 km. From our CFD result, we found that the ambiguity of the thermochemical model on the electrodynamic heat shield system is negligible. Additionally, we found that the stagnation point heat flux could be reduced by about 1.0 MW/m² when the magnetic field strength of 0.5 T is applied.

1 はじめに

将来型宇宙輸送機を検討するうえで、再突入飛行時における厳しい空力加熱から機体を守るための熱防御システムの設計は重要な検討項目のひとつである。現在の熱防御システムの多くは一回の再突入飛行で少なからずダメージを受けるため、熱防御システムは再使用不可能である。そのため将来の再使用型宇宙輸送機の熱防御システムには、空力加熱から機体を守るだけでなく空力加熱を減らす工夫が必要である。

その方法のひとつとして、電磁力を利用して空力加熱を減らすという考えがある [1]。この手法では、再突入飛行時に機体前方に発生する衝撃波背後の弱電離プラズマ流に磁場をかけることにより Lorentz 力を発生させ、それを利用して衝撃波背後の流れを制御し、空力加熱を減らそうというものである。

そこで本研究では、空力加熱が非常に高くなると予想される超軌道速度再突入飛行環境において本手法の有効性の検討を行うための CFD 解析を行った。

2 本手法のしくみ

本手法は、衝撃波背後の弱電離プラズマ流に磁場をかけることにより、Lorentz 力を発生させ、それを利用して衝撃層内の流れを制御するものである。流れ場の様子を Fig. 1 に示す。ここで、電流 J はオームの法則により、次の式から計算される。

$$J = \sigma(E + V \times B) \quad (1)$$

ここで、それぞれ σ , E , B , V は導電率、電場、磁場、速度ベクトルである。衝撃層内の流れを制御するには、衝撃層内の圧力と Lorentz 力の比が重要である。一般に衝撃

層内の圧力は一様流の動圧で評価できるため、一様流の動圧と Lorentz 力の比が、本システムの有効性を評価するパラメータのひとつとなると考えられる。その比を磁気作用パラメータ Q として次式で定義する [1]。

$$Q = \frac{JBL}{\rho V^2} = \frac{\sigma B^2 L}{\rho V} \quad (2)$$

ここで、 L は基準長さ、 ρ は気体密度である。また、電場の影響が磁場の影響に比べて十分小さいと仮定している。この式から、 Q を大きくするためには、 ρV を小さくするか、 B を大きくするか、 σ を大きくすれば良いことがわかる。一般に、 σ は電子数密度と電子温度の関数であり飛行環境によって決定される。

超軌道速度飛行体への適用

(1) 式でオームの法則を使用したか、この式は単純化されたものである。現実的には、ホール効果を考慮する必要がある。ホール効果を考慮した、現実的なオームの法則は以下の式で与えられる。

$$J = \sigma(E + V \times B) - \beta(J \times b) \quad (3)$$

ここで、 β はホールパラメータ、 b は磁場と同じ向きの単位ベクトルである。即ち、

$$b = B/B = (b_x, b_y, b_z)^t \quad (4)$$

ホールパラメータは次の式で与えられる。

$$\beta = \frac{\sigma B}{N_e e} \quad (5)$$

ここで、 N_e , e はそれぞれ電子数密度、電気素量である。この式から、磁場を強くするとホールパラメータも大きくなるのがわかる。

一般にホール効果が強く働くとき、電流や Lorentz 力の向きが変化することなどから、本手法の効率が低下することが指摘されている [2, 3]。その解決策としては、1) 磁場の配置や強さを変える、2) ホールパラメータを下げる、の 2 つの方法が考えられる。本研究では、ホールパラメータが比較的小さい値となる超軌道速度での再突入飛行環境について検討する。

ホールパラメータは、主に導電率と電子数密度の関数として与えられるが、導電率も電子数密度の関数であるため、ホールパラメータは電子数密度に強く依存することが予想される。導電率は次の式で計算される。

$$\sigma = \frac{e^2 N_e}{m_e \nu} \quad (6)$$

ここで、 ν は衝突周波数であり、次の式で計算される [4]。

$$\nu = \sum_{s \neq e} N_s \bar{\sigma}_s \left(\frac{8kT_e}{\pi m_e} \right)^{1/2} \quad (7)$$

ここで、 N_s , $\bar{\sigma}_s$, k , T_e , m_e は、それぞれ化学種 s の数密度、衝突断面積、ボルツマン定数、電子温度、電子の質量である。特にイオンの場合、衝突断面積は次の式で与えられる [4]。

$$\bar{\sigma}_e = \frac{4.439 \times 10^{-6}}{3} \frac{1}{T_e^2} \ln \left(\frac{1.24 \times 10^4 T_e^{1.5}}{\sqrt{N_e}} \right) [cm^2] \quad (8)$$

イオンの衝突断面積が中性粒子のものに比べて十分大きいことを考慮すると、衝突周波数は次の式で近似できる。

$$\nu \sim N_e \bar{\sigma}_e \left(\frac{8kT_e}{\pi m_e} \right)^{1/2} \quad (9)$$

したがって、ホールパラメータは結局

$$\beta = \frac{\sigma B}{N_e e} \propto \frac{1}{N_e \ln(1/\sqrt{N_e})} \quad (10)$$

となる。この式からホールパラメータは、電子数密度が急激に増加する場合、大幅に低下することが予想される。これは、電離反応が活発に起きる飛行環境に適用する場合に本手法が有効であることを示唆している。

実際に超軌道速度での地球再突入を行う MUSES-C の飛行経路の一部について、ホールパラメータの推算を行った。MUSES-C の飛行経路、淀み点での対流加熱率、ホールパラメータを Fig. 2 に示す。このホールパラメータの予測において、磁場の強さとして 1.0 [T] を仮定し、導電率と電子数密度については、CFD 解析によって得られた流れ場の中での最大値を用いた。特に加熱率が高い領域ではホールパラメータが 1 以下となっており、十分小さいことがわかる。このことから、本手法は超軌道速度飛行体に有効であることがわかる。

3 支配方程式

一般に、電磁場と流れ場を同時に解くためには、マクスウェル方程式と流体の方程式を同時に解く必要がある。しかし、磁気レイノルズ数が十分小さいと、誘導磁場が十分小さく無視できるため、マクスウェル方程式を解く必要はなく、初期磁場で固定してよいことになることが知られている。従って、解くべき方程式は、流体の方程式に電磁力の影響を外力項として考慮すればよいことになる [1]。

化学反応に関しては、空気に関する 11 種を考慮し、化学反応モデルには Park モデルを使用した [4]。熱的非平衡性は Park の 2 温度モデルにより考慮した [4]。熱的および化学的非平衡性に関するモデルの詳細については次節で詳しく示す。拡散モデルには、Yos モデルを用いた。以上の点を考慮した支配方程式は以下の式で与えられる。

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \nabla \cdot F = S_N + S_M \quad (11)$$

$$U = (\rho_s, \rho V, E_t, E_V)^t$$

$$S_N = (\omega_s, 0, 0, S_V)^t$$

$$S_M = (0, J \times B, J \cdot E, J \cdot J/\sigma)^t$$

この方程式は、ナビエ・ストークス方程式に加えて生成項として熱化学非平衡性に伴う影響と Lorentz 力を考慮したものである。ここで、 F は粘性項を含む流束ベクトルであり、 S_N は熱化学非平衡性に伴う生成項であり、 S_M は磁場の印可に伴う生成項である。また、 ρ_s , ω_s , S_V , E_t , E_V は、それぞれ化学種 s の密度、化学反応に伴う生成項、エネルギー緩和に伴う生成項、全エネルギー、振動-電子エネルギーである。

電流 J は、次の式で計算される。

$$J = \bar{\sigma}(E + V \times B), \quad (12)$$

ここで、 $\bar{\sigma}$ はテンソルで次の式で与えられる。

$$\bar{\sigma} = \begin{bmatrix} 1 & \beta b_z & -\beta b_y \\ -\beta b_z & 1 & \beta b_x \\ \beta b_y & -\beta b_x & 1 \end{bmatrix}^{-1} \sigma. \quad (13)$$

4 熱化学モデル

本研究で取り上げた MUSES-C のような超軌道速度での再突入飛行環境では、非常に強い衝撃波が形成され、その背後では酸素および窒素分子の解離反応だけではなく、電離反応が起るなど、非常に激しい化学反応が起きることが知られている。そのため、熱化学モデルに用いられるパラメータの値によって、衝撃層内の振動温度や化学種の分布が大きく変わることが予想される。これらの物理量が大きく変化することは、本手法による空力加熱低減法の有効性にも影響を及ぼす可能性がある。

本研究で用いた熱化学モデルによる生成項は、次の式で与えられる。

$$S_V = Q_{T-V} + Q_D + Q_{T-E} + Q_I \quad (14)$$

ここで、 Q_{T-V} , Q_D , Q_{T-E} , Q_I はそれぞれ、分子間の衝突に伴う並進-振動エネルギー交換、分子の解離反応に伴う振動エネルギーの増減、電子と重粒子の衝突によるエネルギー交換、Electron Impact Ionization 反応による電子エネルギーの減少の項を表す [5]。これらの項の内、本研究ではパラメータの影響が大きいと考えられる Q_{T-V} と Q_D について詳しく調べた。

まず、分子間の衝突によるエネルギー交換 Q_{T-V} は以下の式で与えられる。

$$Q_{T-V} = \sum_{s=\text{molecules}} \frac{e_{V,s}^* - e_{V,s}}{\tau_s} f_V \quad (15)$$

ここで、 $e_{V,s}$ は分子 s の電子エネルギーと振動エネルギーの和を表す。また、 $e_{V,s}^*$ は同式を並進エネルギーで評価したものであり、 τ_s は振動緩和時間である [4]。 f_V は高温領域での振動緩和の遅れを考慮した式であり以下の式で与えられる。

$$f_V = \left[1 - \exp\left(-\frac{\theta_s}{T_V}\right) \right]^{pa} \quad (16)$$

ここで、 θ_s は分子 s の振動特性温度である。 pa は 1.4 程度が推奨されているが、この式が考慮されていない解析例も多いため、本研究では 0, 1.0, 1.4 の 3 ケースについて解析を行った。ノミナル値は、1.0 である。

次に、分子の解離に伴うエネルギー変化 Q_D は以下の式で与えられる。

$$Q_D = \sum_{s=\text{molecules}} \omega_s \Delta E_s \quad (17)$$

ここで、 ΔE_s は分子が解離する際に失うエネルギーの値であり、次の式で与えられる。

$$\Delta E_s = c_s \times D_s \quad (18)$$

ここで、 D_s は分子 s の解離エネルギーである。パラメータ c_s は 0.3, 0.5, 0.7 の 3 ケースについて検討を行った。ノミナル値は 0.3 である。

5 数値解析手法

数値解析手法として、AUSMDV スキームを用いた [6]。化学反応による数値解析上の硬直性を取り除くために対角陰解法を改良して用いた [7]。計算格子は、表面に沿って 31 点、軸方向に 50 点の合計 1550 点である。

6 結果と考察

流れ場の様子

計算条件は、速度 11600 [m/s]、密度 1.83×10^{-4} [kg/m³]、一様流温度 236.05 [K] である。この条件は MUSES-C の再突入飛行経路において対流加熱率が最大値をとると考えられている条件である。機体形状は、MUSES-C 再突入カプセルを参考にして半径は 0.2 [m] の球とした。計算は 3 次元軸対称で行い、境界条件として表面温度は 3000 [K] で固定し、非触媒壁条件を課した。Fig. 3 に磁場分布及び磁力線を示した。本研究では、球の先端から 5 [cm] の位置にダイポールを置いて磁場を生成している。淀み点での磁場の強さは最大で 1.0 [T] とした。

まず、超軌道速度での再突入飛行環境を示すために、ノミナル条件での淀み線上の温度分布と化学種の分布をそれぞれ Fig. 4,5,6 に示す。これらの図から、衝撃層内は、熱的な非平衡領域と平衡領域、境界層の 3 つの領域に分けられることがわかる。並進温度は衝撃波直後で最大で約 50000 [K] に達し、振動温度も平衡領域において 11000 [K] とかなり高い値となっていることがわかる。そのため、化学種の分布については、酸素・窒素分子が完全に解離している。さらに、衝撃層内では、N⁺ と O⁺ が多く生成されていることがわかる。これは、Electron Impact Ionization とよばれる化学反応によって生成されており、超軌道速度飛行環境に特有の現象である。

次に、磁場の強さの影響を調べた。Fig. 7 に淀み線上の圧力分布を示す。この図から、磁場を強くすることにより、垂直衝撃波が上流側に遷移していることがわかる。これは、磁場が強くなることにより、Lorentz 力が増加していることを示している。

Fig. 8 に表面の加熱率分布を示す。この図から、磁場を強くすることにより、淀み点付近の加熱率の低下が確認され、淀み点において約 1.0 [MW/m²] 減少している。しかしながら、その影響は淀み点近傍に限定されていることがわかる。これは、磁気ダイポールを比較的淀み点近傍に設置しているため、磁場の影響が淀み点近傍に限られているためだと考えられる。そのため、広い範囲で空力加熱を低減させるためには、より強い磁気ダイポールを用意することが必要であると考えられる。

熱化学モデルの影響

この節では熱化学モデルの影響について議論する。まず、緩和時間に関するパラメータの影響を調べた。緩和時間に関するパラメータ pa を 0, 1.0, 1.4 とし、解離反応の際に失うエネルギーの量に関するパラメータ c_s をノミナル値 0.3 に固定した。Fig. 9,10 にそれぞれ淀み線上の圧力分布および表面での加熱率分布を示す。これらの結果

から、磁場をかけることにより衝撃波位置が上流側に遷移しており、それに伴って加熱率の低下が見られた。しかしながら、パラメータによる違いはほとんど見られない。

次に、解離反応の際に失うエネルギーの量に関するパラメータの影響を調べた。解離反応の際に失うエネルギーの量に関するパラメータ c_s を 0.3, 0.5, 0.7 とし、緩和時間に関するパラメータ pa をノミナル値 1.0 に固定した。Fig. 11, 12 にそれぞれ淀み線上の圧力分布および表面での加熱率分布を示す。これらの結果からも上記の結果と同様に、磁場をかけることにより衝撃波位置が上流側に遷移しており、それに伴って加熱率の低下が見られた。しかしながら、パラメータによる違いはほとんど見られない。

以上の結果から、本研究で検討した熱化学モデルの違いは、衝撃波位置および加熱率分布にほとんど影響を及ぼさないことがわかった。この結果は以下のような理由によると思われる。本研究で検討している電磁力による空力加熱低減法は、衝撃層内の電子の分布に強く依存すると考えられる。本研究で検討した熱化学モデルは、エネルギー交換などの熱的非平衡過程に影響を及ぼすものである。つまり、熱化学モデルのパラメータの変化によって、非平衡領域の大きさや物理量に影響が現れるものである。しかし平衡領域においては、これらのモデルの違いは現れない。このことは、衝撃層内の電子数密度分布から分かる。Fig. 13 に衝撃層内の電子数密度の分布を示す。この図から、モデルの違いによって衝撃層内の非平衡領域に相当する部分において電子数密度の分布に違いが見られるものの、平衡領域での値については、すべてのケースについて同じ値となっている。また、平衡領域での電子数密度の値は、非平衡領域に比べて、1桁以上高い値となっていることから、平衡領域での電子数密度の値、すなわち、衝撃層内の平衡領域の導電率が本手法の有効性に対して支配的であると考えられる。

従って、電磁力を用いた空力加熱低減法は超軌道速度飛行体に適用した場合、その有効性は熱化学モデルの様々なパラメータに依存しないと考えられる。

7 まとめ

本研究では、磁場を利用した空力加熱低減法の超軌道速度飛行体への有効性の検討を行った。その結果、超軌道速度での再突入飛行環境においてはホール効果がほとんど影響を及ぼさないため、本手法が有効であることが予想された。

この結果をもとに CFD 解析を行った結果、淀み点において 0.5 [T] の磁場を与えたとき約 1 [MW/m²] の対流加熱率の低減が確認された。また、熱化学モデルの影響を調べた結果、本研究で検討した熱化学モデルは非平衡領域にのみ影響があるため、平衡領域の電子数密度の値が支配的なパラメータとなる本手法の有効性には、影響

がないということが明らかとなった。従って、本手法は、MUSES-C のような超軌道速度での再突入飛行における空力加熱低減に有効であると考えられる。

参考文献

- [1] Poggie, J., Gaitonde, D. V., "Computational Studies of Magnetic Control in Hypersonic Flow," AIAA Paper 2001-0196, January, 2001.
- [2] 松下健治: 東京大学博士論文, 2003.
- [3] Otsu, H., Matsushita, K., Konigorski, D., Funaki, I., and Abe, T., "Reentry Heating Mitigation by Utilizing the Hall Effect," AIAA Paper 2004-2167, June, 2004.
- [4] Chul Park, *Nonequilibrium Hypersonic Aerothermodynamics*, John Wiley & Sons.
- [5] Gnoffo, P. A., Gupta, R. N., and Shinn, J. L., "Conservation Equations and Physical Models for Hypersonic Air Flows in Thermal and Chemical Nonequilibrium," NASA TP-2867, 1989.
- [6] Wada, Y. and Liou, M.-S. "A Flux Splitting Scheme with High-Resolution and Robustness for Discontinuities," AIAA Paper 94-0083, January, 1994.
- [7] Otsu, H., Abe, T., Ohnishi, Y., Sasoh, A., and Takayama, K., "Numerical Investigation of High-Enthalpy Flows Generated by Expansion Tube," AIAA Journal, Vol. 40, No. 12, 2002, pp. 2423-2430.

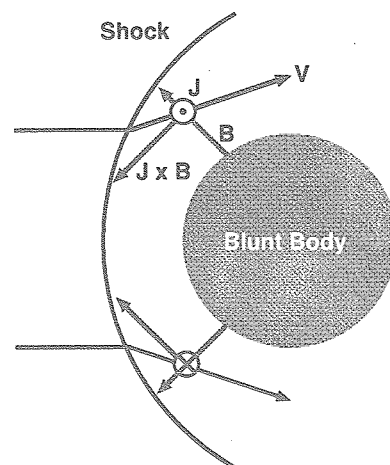


Fig. 1: Schematic view of the interaction between plasma flow and electromagnetic force

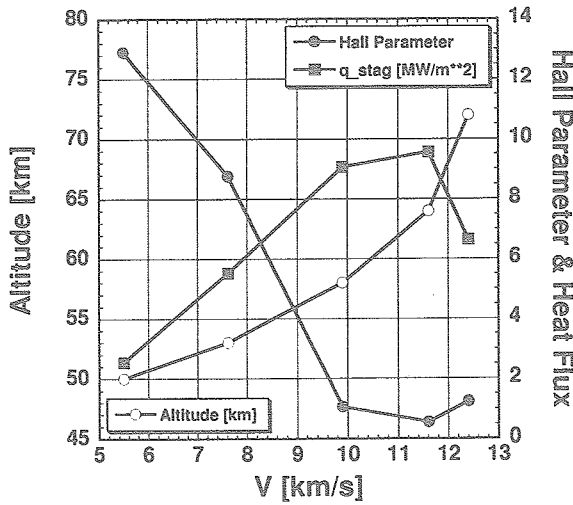


Fig. 2: Reentry trajectory of MUSES-C, stagnation point heat flux, and Hall parameter

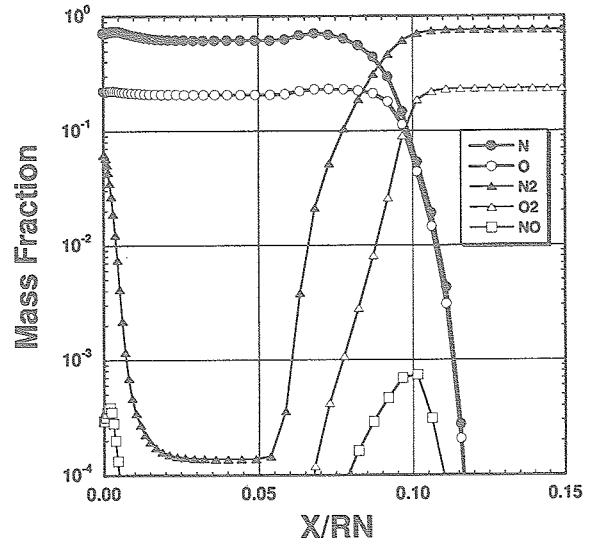


Fig. 5: Mass fraction of neutral species along the stagnation line

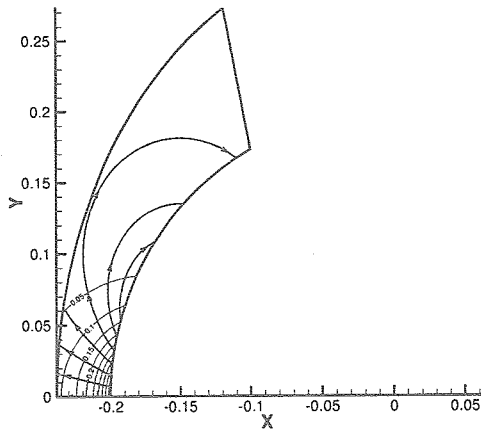


Fig. 3: Distribution of magnetic field strength and magnetic field lines

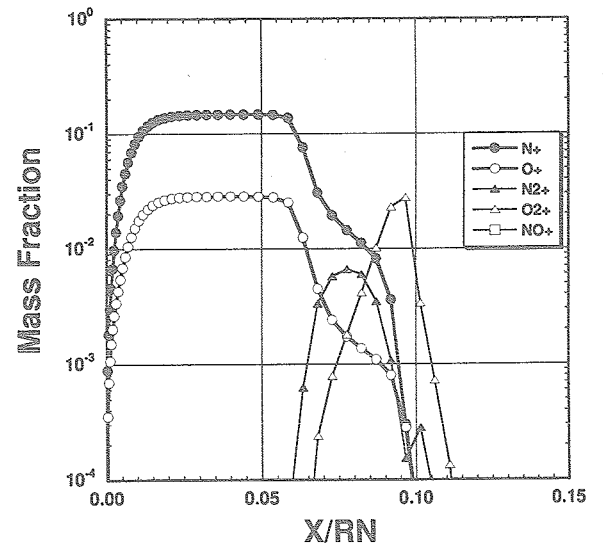


Fig. 6: Mass fraction of ions along the stagnation line

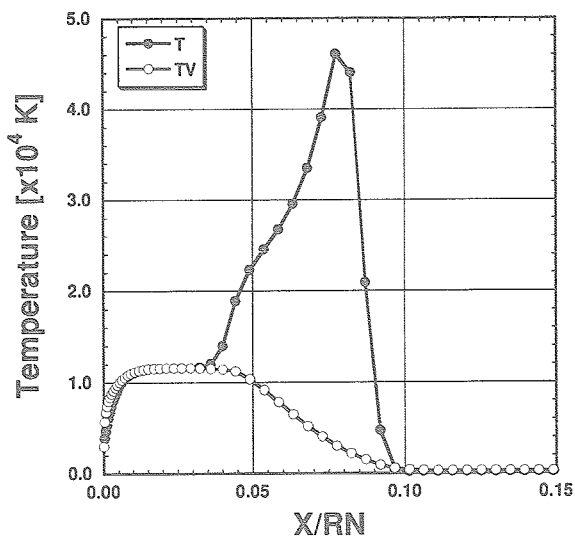


Fig. 4: Temperature distribution along the stagnation line

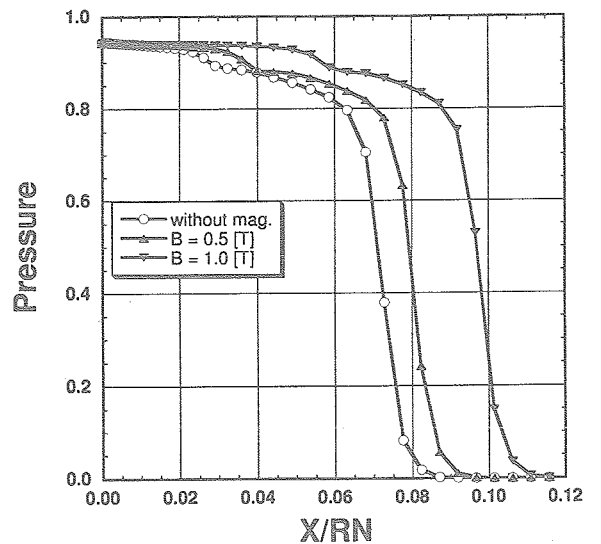


Fig. 7: Pressure distribution along the stagnation line

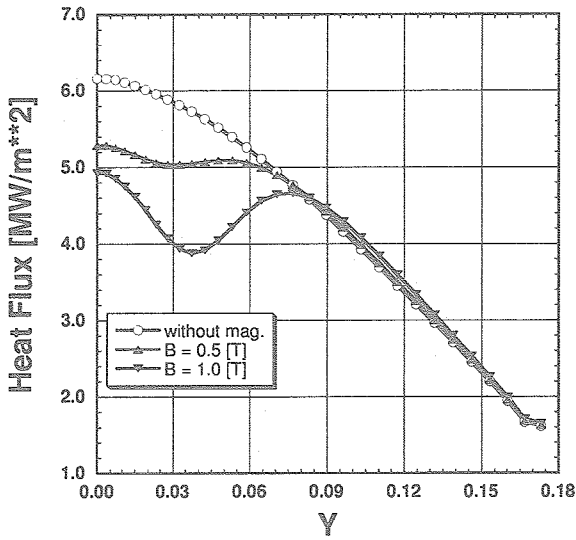


Fig. 8: Heat flux distribution along the surface

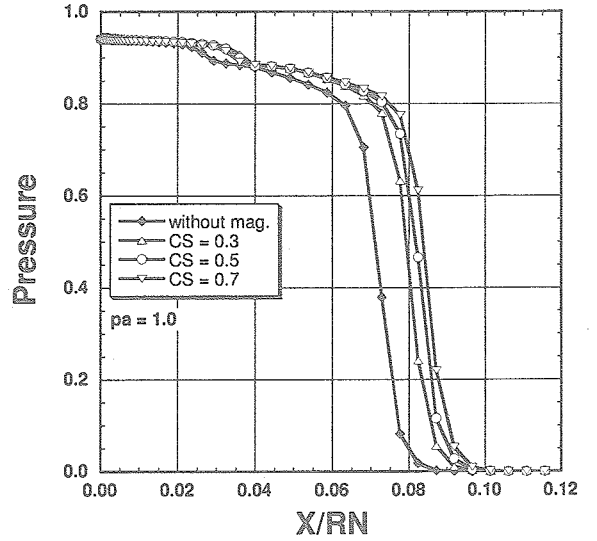


Fig. 11: Effect of the dissociation energy on the pressure distribution along the stagnation line

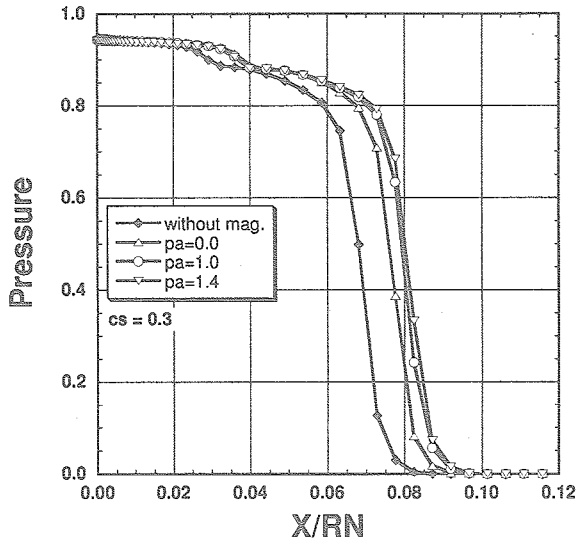


Fig. 9: Effect of the relaxation time on the pressure distribution along the stagnation line

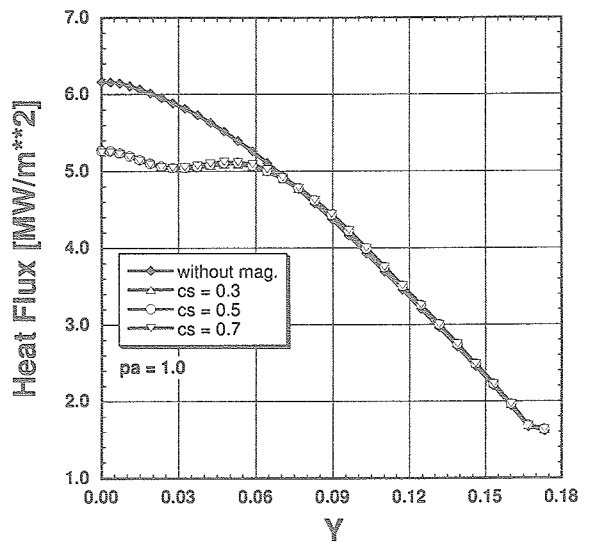


Fig. 12: Effect of the dissociation energy on the heat flux distribution

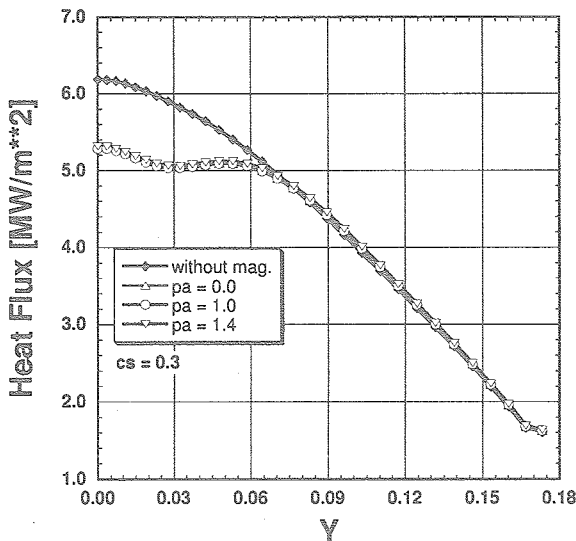


Fig. 10: Effect of the relaxation time on the heat flux distribution

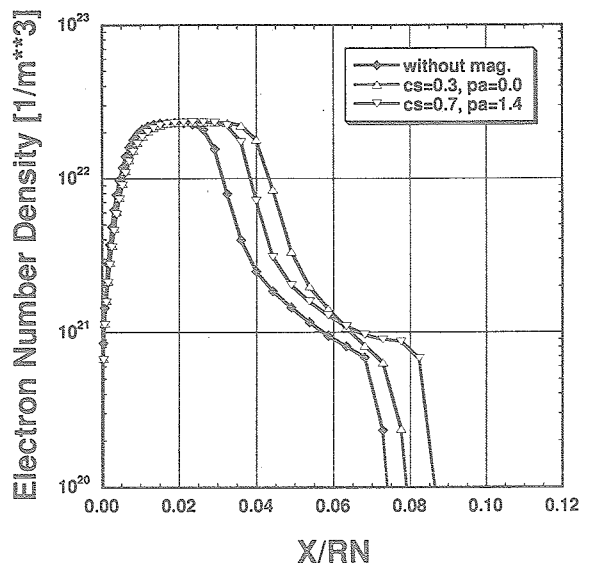


Fig. 13: Distribution of the electron number density along the stagnation line

アブレーション材料同定解析システム FISCAM

佐藤 裕, ○高崎浩一 (JAXA/ISTA), 須藤之喜, 高田健一 (NEC 情報システムズ)

Development of FISCAM:

Ablative material analysis and identification program using axisymmetric FEM model

Yutaka Sato, Koichi Takasaki(JAXA/ISTA),

Yukiyoshi Sutoh, Ken-ichi Takada(NEC Informatec Systems)

Key Words: finite element method, ablation, identification

Abstract

The Finite-Element based Identification System of Charring Ablative Materials(FISCAM) Program is presented. The program was developed for the analysis and identification of heat conduction problem which includes thermal decomposition of material, pyrolysis gas generation, and surface recession due to combustion of the charring material. The governing equation of two-dimensional axisymmetric heat transfer problem was discretized using a finite-element mathematical model. An identification problem of heated cylinder is presented in this paper.

1 概要

宇宙航空研究開発機構総合技術研究本部 (旧称: 独立行政法人航空宇宙技術研究所) において, 2次元軸対称有限要素アブレーション解析コード FISCAM が開発された。本コードは, 航空宇宙技術研究所において開発された熱伝導解析 FEM プログラム THAP[1] を元に, 通常の熱伝導に加えてアブレーション挙動を再現できるよう改造を施したものである。

FISCAM の扱うアブレーション現象について図 1 に示す。アブレーション材料の挙動は大きく 3 つ (炭化領域/熱分解領域/母材領域) に分かれている。3 領域とも通常の熱伝導方程式が適用されるが, 熱分解領域では母材が熱分解により炭化を起し, それに伴い熱分解気体が発生し, その結果潜熱が奪われ, 発生した気体は炭化領域から外部に向けて流出する。炭化領域についてはこの分解ガスの質量流量

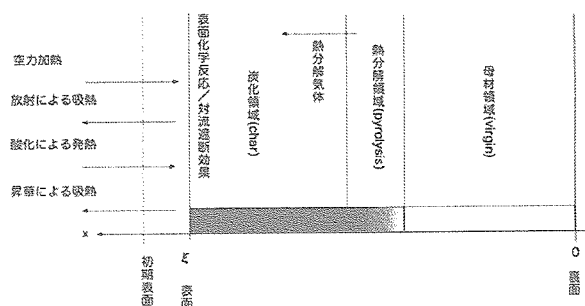


図 1: アブレーション現象の概略図

は一定と仮定する。また, 表面においては外部からの空力加熱, 酸化による発熱, 放射による熱流出, 昇華による熱吸収が考慮され, 空力加熱については表面からの熱分解ガスの流出による熱流入遮断効果を考慮している。

この FISCAM 開発の目的は, 再突入物体やロケットノズルに代表される 2次元軸対称物体が強力な熱

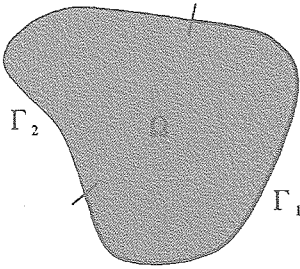


図 2: 解析領域

荷重を受けた際に材料が熱分解を起こし、炭化しつつ熱分解ガスを放出、同時に表面炭化層が酸化により失われ後退する現象であるアブレーション挙動を解析することであった。従来著者らが開発、使用していたコードは1次元であり、FISCAMのような軸対称物体に適用できるコードにより、肉厚が大きくかつ曲率の大きい物体の挙動に対し、1次元解析よりも精度よく再現する事が可能になる。加えてFISCAMは基礎方程式の離散化に有限要素法を用いている事も特色の一つであり、FISCAMと同様の目的で開発されたと考えられるNASAエイムズ研究所で開発されたコード [2] などに対する差別化も図っている。

2 基礎方程式

アブレーションを含む解析では、解析対象の熱分解ガス発生に伴う潜熱、及びガスが材料内を通過する際の熱輸送を考慮する必要がある。

図2に示す解析領域における支配方程式は以下の通りとなる。仮定として、熱分解ガスの温度は、その通過点の温度と同値とする。

$$\nabla(\kappa\nabla\theta) - \nabla(\theta C_g \dot{m}_g) + \frac{\partial \rho}{\partial t} h_v = \rho C \frac{\partial \theta}{\partial t} \quad (1)$$

in Ω

$$\theta = \bar{\theta} \text{ on } \Gamma_1 \quad (2)$$

$$\kappa\nabla\theta \cdot \mathbf{n} = \bar{q} \text{ on } \Gamma_2 \quad (3)$$

ここに、

κ : 領域 Ω 内の熱伝導率 [W/m·K]

θ : 領域 Ω 内の温度 [K]

C_g : 熱分解ガスの比熱 [J/kg·K]

\dot{m}_g : 熱分解ガス質量流量 [kg/m²·sec]

h_v : 熱分解の潜熱 [J/kg]

ρ : 領域 Ω 内の密度 [kg/m³]

C : 領域 Ω 内の比熱 [J/kg·K]

\mathbf{n} : Γ_2 に対する法線ベクトル

ここで、アブレータ表面燃焼による質量流量は以下の式で算出された。

$$\dot{m}_c = \frac{KpC_e}{1 + Kp/\lambda P_{cu}} \quad (4)$$

$$K = A_c \exp(-B_c/\theta_s) \quad (5)$$

$$P_{cu} = L_e^{0.6} \frac{q_c}{h_e} (1 - b) \quad (6)$$

$$b = 0.724b_0 - 0.13b_0^2 \quad (7)$$

$$b_0 = \frac{\alpha_c \dot{m}_c + \alpha_g |\dot{m}_g|}{P_{cu0}} \quad (8)$$

ここに、

p : 外部流体の圧力 [Pa]

C_e : 境界層外の酸素の質量分率

λ : 酸素に対する炭素の質量比

A_c : 反応速度定数 [kg/m²·sec]

B_c : 活性化エネルギー [K]

θ_s : 表面温度 [K]

L_e : ルイス数

q_c : 空力加熱率 [W/m²]

h_e : 回復エンタルピ [J/kg]

α_c : 炭化層燃焼による遮断補正係数

α_g : 熱分解ガスによる遮断補正係数

P_{cu0} : 遮断なしの質量流出係数 [kg/m²·sec]

アブレータ炭化層表面の、上記の燃焼に伴う後退速度 \dot{s} は以下の式

$$\dot{s} = \frac{\dot{m}_g}{\rho_{char}} \quad (9)$$

により算出される。ここで、 ρ_{char} は炭化層の密度である。

3 離散化

FISCAM は以前に開発された FEM コード THAP を基にしているため、支配方程式もガラーキン形式および 2 次元軸対称 4 節点アイソパラメトリック要素による定式化、離散化を施している。

式 (1) に対する弱形式は、

$$\int_{\Omega} \left\{ \nabla(\kappa \nabla \theta) - \nabla(\theta C_g \dot{m}_g) + \frac{\partial \rho}{\partial t} h_r - \rho C \frac{\partial \theta}{\partial t} \right\} \delta \theta d\Omega = 0 \quad (10)$$

となる。これに部分積分を施すと、以下の式となる。

$$\begin{aligned} \int_{\Omega} \kappa \nabla \delta \cdot \nabla \theta d\Omega + \int_{\Omega} \delta \theta \rho C \frac{\partial \theta}{\partial t} d\Omega = \\ \int_{\Omega} \delta \theta \frac{\partial \rho}{\partial t} h_r d\Omega + \int_{\Gamma_1} \delta \theta \bar{q} d\Gamma - \\ \int_{\Gamma_2} \delta \theta C_g \dot{m}_g \cdot n \theta d\Gamma + \int_{\Omega} \nabla \delta \theta \cdot \dot{m}_g C_g \theta d\Omega \end{aligned} \quad (11)$$

この積分を各要素に分割して行い、かつ要素内の値を形状関数で近似することでガラーキン形式により離散化する。式 (10) のうち、領域 Ω 内の熱分解ガス通過による影響の項の離散化は以下の式となる。

$$\begin{aligned} \int_{\Omega_e} \nabla \delta \theta \cdot \dot{m}_g C_g \theta d\Omega = \\ \int_{\Omega_e} \nabla \left(\sum_{i=1}^n N_i \delta \theta_i \right) \cdot \left(\sum_{i=1}^n N_i \theta_i \right) d\Omega = \\ \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n \delta \theta_i \left(\int_{\Omega_e} \nabla N_i \cdot \dot{m}_g C_g N_j d\Omega \theta_j \right) \end{aligned} \quad (12)$$

ここで、 θ_i は節点温度、 N_i は形状関数である。

一般的にアブレーション材料は複合材料であるため、FISCAM では材料の熱伝導率の異方性に対応できるように熱伝導率をテンソルとして与え、その値および材料座標系と要素座標系との角度差は事前に入力、算出を可能としている。

発生した熱分解ガスは留まることなくアブレーション材表面に向かって流れる、つまり厚さ方向の質量流量は一定と仮定すると、表面からある深さ d での熱分解ガスの質量流量は、深さ d より裏面側で発生し

た全ての熱分解ガスの総和をガス通過面積 S で割った値に等しいとおき、

$$|\dot{m}_g| = -\frac{1}{S} \int_d^t \dot{\rho} dV \quad (13)$$

となる。ここで、 t はアブレーション材の裏面位置、 $\dot{\rho}$ はアブレーション材密度の時間微分である。

\dot{m}_g の方向については、熱分解ガスはアブレーション材表面に向かって 1 次元的に流れるものとし、アブレーション材の面内方向には流れないモデルをおく。そのため、FISCAM では構造格子を用い、厚さ方向に配列された節点に沿って熱分解ガスが流れるというプログラム内容となっている。なおその際に、解析の安定性のため、熱分解ガスの質量流量の値は深さ方向（風上側）にある隣接する節点の情報を利用する。

4 プログラム構造

FISCAM にはアブレーション問題の解析だけでなく、CG（共役勾配法）及び GA（遺伝子アルゴリズム）を組み合わせた最適化モジュールを上位のプログラム構造として組み合わせ、与えられた温度情報を基に同定解析を行うオプションも付属している。

FISCAM の解析フローチャートを図 3 に、上位構造の GA および CG アルゴリズムのフローチャートをそれぞれ図 4、図 5 に示す。

5 解析例：

円筒状物体に対する同定問題

図 4 に示す円筒状物体に対し、外部表面から一様な加熱を受ける場合を模擬し、あらかじめ FISCAM で解析した出力値（3 点の温度履歴）に数値的ノイズを加え、その値との誤差の二乗和の時間積分を目標として各種パラメータを同定する作業を行った。

FISCAM を用いた同定システムは 2 段階からなるハイブリッド型で、最初に GA アルゴリズムを用い、目的関数の少ない複数のパラメータ列を選び出し、その値を初期値として共役勾配法を用いるもの

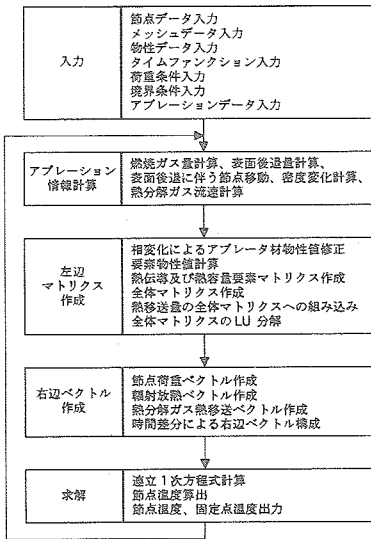


図 3: FISCAM の解析フローチャート

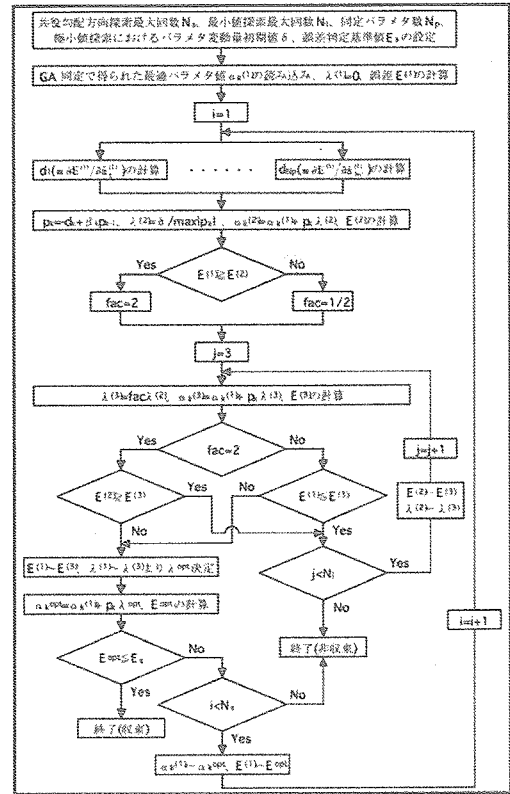


図 5: FISCAM 上位構造 (CG) の解析フローチャート

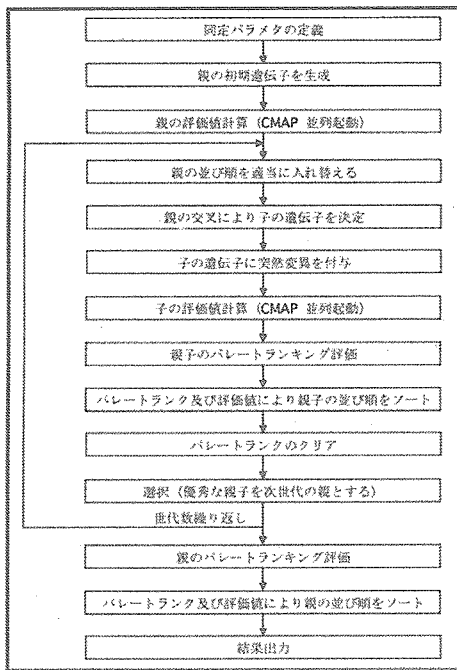


図 4: FISCAM 上位構造 (GA) の解析フローチャート

である。

以下に GA アルゴリズム同定のみを用いた結果を示す。パラメータは実数値であり、世代数は 30、各世代の個体数は 40 とした。

実数型 GA アルゴリズムのテスト同定の結果として、世代内最適個体の評価値の世代変化を図 5 に示す。なお、目標値と解析結果の温度履歴の差は良く一致しており、GA としては十分に極値付近に到達したものと考えられる。しかし、GA で最適化されたパラメータ自体をみると目標値に良く一致しているとは言えない。これは、同定目標値に対するパラメータの影響度を正しく評価して目標パラメータを設定することの重要性を示していると考えられる。

6 結言

(旧称) 航空宇宙技術研究所において開発された熱伝導解析 FEM プログラム THAP を元に、2 次元

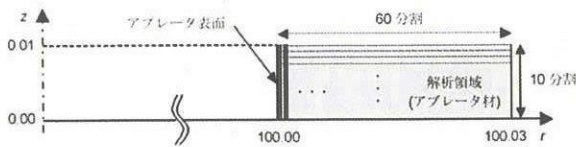


図 6: 同定解析対象モデル

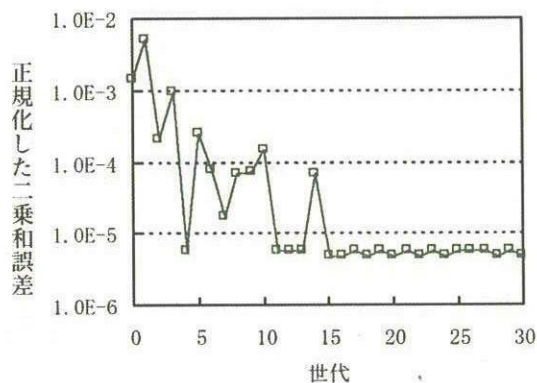


図 7: GA 解析結果：最適個体の評価値の世代変化

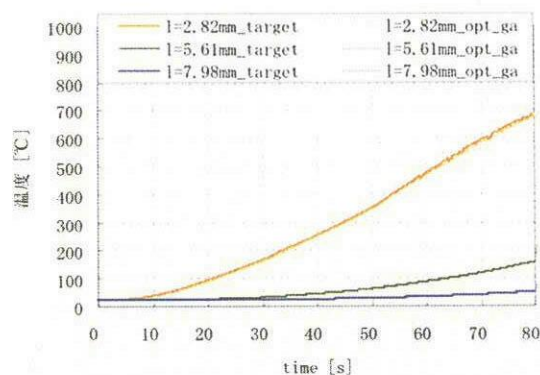


図 8: GA 解析結果：同定目標値と同定結果の温度履歴の比較

軸対称物体のアブレーション挙動を再現するプログラム FISCAM が開発された。

その基礎方程式は、異方性熱伝導率に対応した固体内熱伝導解析に加え、アブレーション挙動特有の熱分解ガス発生に伴う潜熱、熱分解ガスが表面の炭化層の中を通過する際の熱輸送量、表面からの熱分解ガス放出に伴う境界層熱伝達率の低減効果、炭化層表面と外部流との間の化学反応、その化学反応に伴う質量流出による表面後退を考慮している。

さらに、FISCAM の機能は単なる解析のみではなく、上位構造として遺伝子アルゴリズムと共役勾配法を組み合わせたハイブリッド最適化を持ち、加熱試験などから得られたデータを基にした同定解析を行う事が可能である。

本プログラムのテストとして簡単な形状モデルに対する同定解析を行った結果、目標値と解析結果の温度履歴の差は良く一致しているが、最適化されたパラメータ自体は目標値とは良い一致を見せなかった。これは、同定目標値に対するパラメータの影響度を正しく理解及び評価した上で目標パラメータを設定することの重要性を示していると考えられる。

FISCAM に対する当面の改良点および目標としては、アブレーション挙動を再現するためのより良い数学モデル/アルゴリズムの導入、および3次元要素の導入が挙げられる。

7 謝辞

最後に、紙面をお借りしまして、FISCAM の基礎となった THAP を開発され、また長年にわたりご指導いただきました故大竹邦彦氏に感謝致します。

参考文献

- [1] 大竹邦彦, 蒲原美都子, 井上裕子: 組み立て構造物熱解析コード THAP.V3 説明書, 独立行政法人航空宇宙技術研究所 資料, 1994.

- [2] Y.-K. Chen, and F. S. Milos : Two-Dimensional Implicit Thermal Response and Ablation Program for Charring Materials, *Journal of Spacecraft and Rockets*, Vol. 38, No. 4, pp. 473-481, 2001.
- [3] 野村茂昭 : カプセル型改修飛しょう体の熱・空力的概念設計法, 航空宇宙技術研究所報告 779 号, 1983.
- [4] 鈴木幸次郎 : 再突入カプセルにおけるアブレーションと化学非平衡衝撃層流れの連成解析, 日本航空宇宙学会誌 第 50 巻 第 582 号, 2002.
- [5] 加藤純朗 他 : 再突入回収カプセル用アブレータ材の炭化アブレーション数値解析, 日本航空宇宙学会論文集 Vol. 50, No. 582, pp. 255-263, 2002
- [6] Donald M. Curry, and Emily W. Stepbens : *APPOLO Ablator Thermal Performance at Superorbital Entry Velocities*, NASA TN D-5969, Sep. 1970.
- [7] C.B. Moyer, K.A. Green : *Demonstration of the Range over which the Langley Research Center Digital computer Charring Ablation Program (CHAP) can be used with Confidence, Comparisons of CHAP Predictions and Test Data for Three Ablation Materials*, NASA CR-1980, Feb. 1972.

ガリレオ探査衛星突入飛行時のアブレータ損耗量再現の試み

松山 新吾^{*}、澤田 意介[†]

^{*}宇宙航空研究開発機構 総合技術研究本部 [†]東北大学 工学研究科

An attempt to reproduce the ablator recession data of Galileo Probe entry flight

by

Shingo Matsuyama, Keisuke Sawada

ABSTRACT

A trajectory-based heating analysis of the Galileo probe entry flowfield is attempted to reproduce the heatshield recession data obtained during the entry flight. In the present calculation, the mass conservation equations for the freestream gas (hydrogen-helium gas mixture) and the ablation product gas are solved with an assumption of thermochemical equilibrium. The ablation process is assumed to be quasi-steady and is coupled with the flowfield calculation. The radiative energy transfer calculation is tightly coupled with the flowfield calculation, where the absorption coefficients of the gas mixture are given by the multiband radiation model having 4781 wavelength points for wavelength range from 750 to 15000 Å. The injection-induced turbulence model proposed by Park is employed to account for the enhanced turbulence effect due to the ablation product gas. It is shown that the final recession profile of the flight data at the frustum region can be closely reproduced if we employ the injection-induced turbulence model, although that at the stagnation region is overestimated. The cause of the enhanced radiative heating that occurs at the frustum region is given in connection with the enhanced turbulence effect in the shock layer.

1. はじめに

1995年12月7日、打ち上げから6年の歳月を経て木星に到着したガリレオ探査機は、大気圏の測定を目的としてプローブを木星大気圏に投入した。大気圏突入時の速度は47.4 km/sec という過去に前例のない速度で、プローブは非常に過酷な加熱環境にさらされた。Moss & Simmonds によって行われた飛行前の予測計算¹⁾によると、機体への空力加熱の大半は輻射加熱によるもので、最大加熱は300 MW/m²に達した。

Fig.1 にガリレオプローブの断面図を示す。プローブ前面のアブレータ熱防御シールドには、アブレータの損耗量を測定するセンサー (analog resistance ablation detector sensor = ARAD sensor) が埋め込まれていた^{2,3)}。Fig.2 にセンサーの位置を示す。

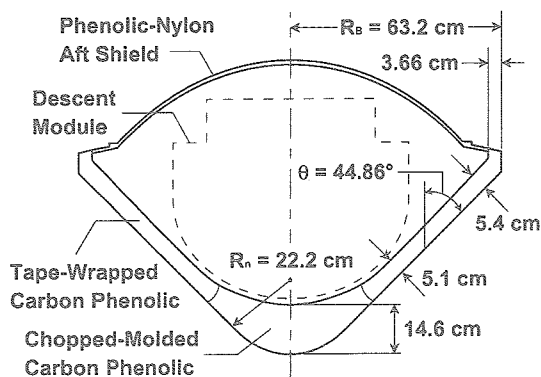


Fig. 1: Cross section of Galileo Probe deceleration module.¹⁻³⁾

飛行データから得られたアブレータ損耗量と予測計算を比較した結果をFig.3に示す。飛行データによると、実際のアブレータ損耗量は、よどみ領域で予測計算の70%であったのに対し、下流領域では予測の倍に達していた。とりわけ下流領域では、よどみ領域と同程度の大きな損耗が生じ、この部分のアブレータ熱防御材は初期厚さの20%まで減少した。この不一致の原因は明らかにされていないが、いくつかの可能性が指摘されている⁴⁾。

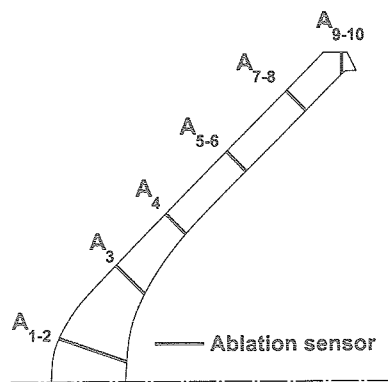


Fig. 2: Locations of ablation sensors.^{2,3)}

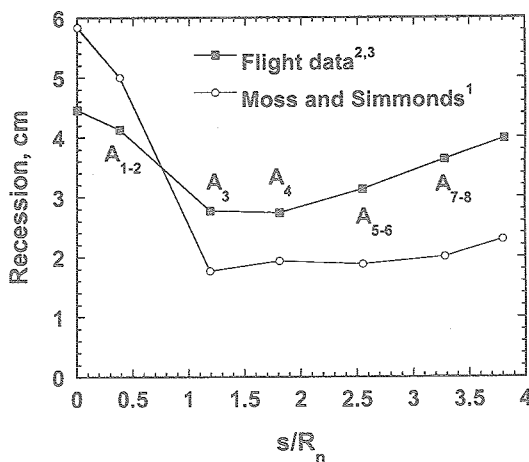


Fig. 3: Comparison of predicted final forebody heatshield recession with flight data.

よどみ領域での不一致は熱化学非平衡が原因と考えられている。実験によると、衝撃波背後の圧力が数気圧という条件下でも、衝撃波背後ですぐには輻射の放射が起こらないことが確認されている⁵⁾。そのため、非平衡性を考慮した計算では、熱化学平衡を仮定した予測計算よりも輻射加

熱は低くなり、よどみ領域での損耗量が飛行データへ近づかずである。しかし、下流域においても非平衡性が顕著であった場合、同様に輻射加熱が減少し、下流域での不一致はさらに大きくなる。

下流域において生じた大きな損耗は、大量のアブレーション噴き出しによって乱流強度が増加したことによると考えられている。直接的には対流加熱が増加することが考えられるが、乱流は境界層内の分布を大きく変化させるため輻射加熱にも影響すると考えられる。

また、予測計算では木星の大気組成を H_2 89%、He 11% (体積比) と仮定していたが、プローブによる測定から得られた値はHe 13.6%であった。主流中に単原子分子であるHeが増加すると、衝撃層内部の温度が上昇し空力加熱が増加する⁶⁾。ただし、この効果は下流域だけでなく、よどみ領域の加熱も増加させる。

本研究の最終的な目標は、数値シミュレーションによって木星大気圏突入時のアブレータ損耗量を再現し、予測計算と飛行データの間が生じた不一致の原因を明らかにすることである。不一致の原因として前述した現象は、お互いに反対の効果を持つものがあるため、同時に考慮しなければ正味の効果は正確に得られない可能性はあるが、今回の計算では主にアブレーション噴き出しによる乱流促進の効果に注目する。そのため、Parkによって提唱された injection-induced turbulenceモデル⁷⁾を渦粘性モデルに組み込んだ。水素の非平衡反応モデルはまだ確立されていないため⁸⁾、熱化学平衡流を仮定する。また、実際の木星大気と同じ大気組成を考慮する。木星大気圏突入軌道に沿った一連のシミュレーションを行い、アブレータ損耗量の再現を試みた。

2. 数値計算法

2.1 支配方程式

流れ場は軸対称流れを仮定する。支配方程式は以下に示す軸対称Navier-Stokes方程式で、エネルギー保存式には輻射によるエネルギー生成項を含む。

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial(F - F_v)}{\partial x} + \frac{\partial(G - G_v)}{\partial y} + (H - H_v) = H_{rad} \quad (1)$$

保存変数ベクトル Q 、流束ベクトル F, G, F_v, G_v 、軸対称項ベクトル H, H_v 、輻射生成項ベクトル H_{rad} はそれぞれ次のように与えられる。

$$Q = \begin{bmatrix} \rho_f \\ \rho_a \\ \rho u \\ \rho v \\ E \end{bmatrix}, \quad F = \begin{bmatrix} \rho_f u \\ \rho_a u \\ \rho u^2 + p \\ \rho u v \\ (E + p)u \end{bmatrix}, \quad G = \begin{bmatrix} \rho_f v \\ \rho_a v \\ \rho u v \\ \rho v^2 + p \\ (E + p)v \end{bmatrix},$$

$$F_v = \begin{bmatrix} -\rho_f u_f \\ -\rho_a u_a \\ \tau_{xx} \\ \tau_{xy} \\ \tau_{xx}u + \tau_{xy}v + \kappa \frac{\partial T}{\partial x} - \sum_{species} \rho_s u_s h_s \end{bmatrix},$$

$$G_v = \begin{bmatrix} -\rho_f v_f \\ -\rho_a v_a \\ \tau_{xy} \\ \tau_{yy} \\ \tau_{xy}u + \tau_{yy}v + \kappa \frac{\partial T}{\partial y} - \sum_{species} \rho_s v_s h_s \end{bmatrix},$$

$$H = \frac{1}{y} \begin{bmatrix} \rho_f v \\ \rho_a v \\ \rho u v \\ \rho v^2 \\ (E + p)v \end{bmatrix},$$

$$H_v = \frac{1}{y} \begin{bmatrix} -\rho_f v_f \\ -\rho_a v_a \\ \tau_{xy} \\ \tau_{y\theta} \\ \tau_{xy}u + \tau_{yy}v + \kappa \frac{\partial T}{\partial y} - \sum_{species} \rho_s v_s h_s \end{bmatrix},$$

$$H_{rad} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ -\nabla q_{rad} \end{bmatrix} \quad (2)$$

本計算では、主流ガス (H_2 -He mixture) とアブレーション生成ガスをそれぞれ単一の流体とみなし、それぞれについて質量保存則を考える。添え字 f, a は主流ガス、アブレーション生成ガスを表す。主流ガスとアブレーション生成ガスの拡散速度は質量分率 C の勾配に比例すると仮定する。したがって、例として、主流ガスの拡散流束の x 成分は、

$$\rho_f u_f = -\rho D_{fa} \frac{\partial C_f}{\partial x} \quad (3)$$

主流ガスとアブレーション生成ガス間の2成分拡散係数 (binary diffusion coefficient) はシュミット数 Sc を一定 (= 0.582)¹⁾として与える。

$$D_{fa} = \frac{\mu}{Sc \rho} \quad (4)$$

支配方程式は有限体積法に基づいて離散化し、数値流束の計算にはAUSM-DVスキーム⁹⁾を用いる。この際、MUSCL法を用いて空間精度の高次精度化を行う。陰的時間積分にはLU-SGS法を用いるが、その中で輻射生成項は陽的に扱う¹⁰⁾。

2.2 壁面境界条件

壁面からのアブレーション噴き出し量は、壁面でのエネルギーの釣り合いから、以下の式で与える。

$$\dot{m} = \frac{-q_{c,w} - q_{rad,w}}{\Delta H_a} \quad (5)$$

ここで、 $q_{c,w}$, $q_{rad,w}$ は、壁面に流入する対流熱流束、輻射熱流束 [MW/m²]、 ΔH_a はアブレーション熱 [MJ/kg] である。壁面温度はカーボンフェノリックの昇華温度に等しいと仮定する。カーボンフェノリックの昇華温度およびアブレーション熱は、以下の式で与える¹⁾。

$$T_{sub} = 3797.0 + 342.0 \log p_w + 30.0 (\log p_w)^2, K \quad (6)$$

$$\Delta H_a = 28.0 - 1.375 \log p_w + 27.2 (\log p_w)^2, MJ/kg \quad (7)$$

ここで、 p_w は壁面での圧力 [atm] である。アブレーション生成ガスの質量比はC 92%、O 6%、H 2%とする¹⁾。

アブレータの表面損耗率は、噴出し量をバージン材密度で割った、以下の単純な式で与える。

$$\Delta s = m / \rho_v, m/sec \quad (8)$$

バージン材密度 ρ_v は1448kg/m³とする³⁾。アブレーションによって形状が大きく変化するため、各軌道点で形状変化を考慮し、計算格子を定義し直している。

2. 3 気体の平衡組成と熱力学諸量

化学種の平衡組成は自由エネルギー最小化法によって決定する¹¹⁾。自由エネルギー最小化計算に必要な元素密度比は、主流ガスとアブレーション生成ガスの質量分率 C_f , C_a から求められる。考慮する化学種は、H₂, H, He, H₂⁺, H⁺, He⁺, e⁻ に加え、C, C₂, C₃, C₄, C₅, C⁺, CH, C₂H, C₃H, C₄H, C₅H, CH₂, C₂H₂, O, O₂, O⁺, CO, CO₂ の25化学種である。本計算では、自由エネルギー最小化計算を流れ場の計算中に行わず、適当な範囲の内部エネルギー、全密度、アブレーション生成ガスの質量分率に対してあらかじめテーブル化する。流れ場の計算ではそのテーブルを参照することで平衡組成と熱力学諸量を求める¹²⁾。

2. 4 輻射輸送計算

気体の吸収係数の計算では、line-by-line 計算¹³⁾が最も精度の高い方法として知られている。しかし、line-by-line 計算は計算コストが非常に大きいため、流れ場と同時に計算することは困難である。そのため、本計算では、気体の吸収係数をマルチバンドモデルによって計算する。吸収係数は波長領域 750~15000Å に対して 4781 波長点について計算する。これらの波長点は、衝撃層内部のエネルギー輸送に寄与する重要なライン輻射を捕らえられるように配置している。

気体の吸収係数は、各化学種による寄与の和として表され、

$$\kappa_\lambda = \sum_i n_i \sigma_\lambda^i. \quad (9)$$

ここで、 n_i は化学種 i のモル密度 [mol/cm³]、 σ_λ^i は化学種 i 1 mol/cm³ あたりの吸収断面積 [cm²] を表す。各化学種の吸収断面積は line-by-line 計算を用いて、温度と電子数密度についてテーブル化する。任意の温度、電子数密度に対する吸収断面積はテーブルから線形補間によって求める¹²⁾。テーブルの温度範囲は 3000~17000 K、電子数密度の範囲は 10¹⁰~10¹⁸ 1/cm³ とした。また、テーブルの分割数は 14×20 とした。空気化学種に対する従来のマルチバンドモデル¹⁴⁾では温度のみの関数で吸収係数を与えるが、水素原子の場合、ライン輻射のシュタルク広がり電子数密度に大きく依存するため、このような取り扱いが必要である。

ここでは結果を示さないが、この手法によって line-by-line 計算による結果を非常に良く再現できることを確認している。

輻射に寄与する化学種は、H, H⁺, C, C₂, C₃, O, O₂, CO の8化学種を考慮する。考慮した輻射メカニズム¹⁵⁾を Table 1 に示す。輻射輸送は接平板 (Tangent-slab) 近似を用いて、壁面に垂直な方向に対する一次元的な輻射輸送として計算する。輻射熱流束は毎ステップ更新し、流れ場との密結合計算を行う。輻射計算に伴う計算時間を低減するために、波長領域分割による並列計算を行う¹⁶⁾。並列計算は東北大学流体科学研究所の SGI ORIGIN 2000 上で 128CPU を用いて行った。

Table 1 Radiation mechanisms¹⁵⁾

Type	Species	System
Atomic lines	H	Lyman, Balmer and Paschen series
	C	710 lines
	O	564 lines
Molecular bands	C ₂	Swan, BR, FH, Frey, Mull, DA, Phi
	CO	4 ⁺ , HB
	O ₂	SR
	C ₃	UV, Swings
Bound-free continuum	H	
	C	
	O	
Free-free continuum	H, H ⁺	

2. 5 乱流モデル

本研究では、渦粘性係数を2つの渦粘性モデルの和として与える^{17,18)}。

$$\mu_t = (\mu_t)_{BL} + (\mu_t)_{inj}. \quad (10)$$

第1項は Baldwin-Lomax モデルによる渦粘性係数で、乱流境界層全体を記述する。第2項は Van Driest 型の減衰関数を用いた混合長理論によって、壁面からのアブレーション噴き出しによる乱流を記述する。具体的には以下のように与えられる。

$$(\mu_t)_{inj} = \rho d_{inj}^2 |\omega|, \quad (11)$$

$$d_{inj} = \max(0, d_w - \chi y) \exp(-y^+ / A^+). \quad (12)$$

混合長 d_{inj} は壁面において最大値 d_w をとり、壁面から離れるにしたがって減少する。壁面での混合長 d_w は以下の関係を満たすように与える。

$$(\mu_{t,w})_{park} = \rho_w d_w^2 |\omega|_w, \quad (13)$$

ここで、 $(\mu_{t,w})_{park}$ は噴出しがある場合の壁面における渦粘性係数で、Park によって提唱された injection induced turbulence モデル⁷⁾では次のように与えられている。

$$(\mu_{t,w})_{park} = 0.4 m d. \quad (14)$$

ここでの混合長 d は、

$$d = \frac{\tau m}{\rho_w}. \quad (15)$$

時定数 τ は実験との比較により 2×10^{-4} sec が与えられている。乱流プラントル数、ルイス数はそれぞれ 0.9、1.0 とする¹⁾。

3. 結果および考察

木星大気圏突入軌道に沿った8つの軌道点²⁾について計算を行った。各軌道点での主流条件をTable 2に示す。主流ガスの組成は体積比で H_2 86.4%、 He 13.6% とする。Fig.4に最大加熱率点 51.16 sec における計算格子 (51×71 格子点)を示す。衝撃波をシャープに捕らえられるように、衝撃波面を特定して格子点を集めている。CFL数は最大1000まで増加させて計算を行った。

Table 2 Flow conditions at the trajectory points²⁾

Time, s	Altitude, km	Velocity, km/s	Density, kg/m^3
40.35	190	46.951	3.16×10^{-5}
43.79	170	46.256	7.03×10^{-5}
47.36	150	44.813	1.49×10^{-4}
49.21	140	43.531	2.27×10^{-4}
51.16	130	41.591	3.49×10^{-4}
53.23	120	38.617	5.56×10^{-4}
55.52	110	34.296	8.36×10^{-4}
58.19	100	28.440	1.23×10^{-3}

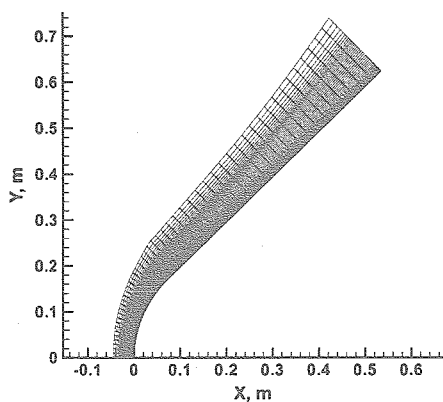


Fig. 4: Computational mesh used in calculation at 51.16 sec.

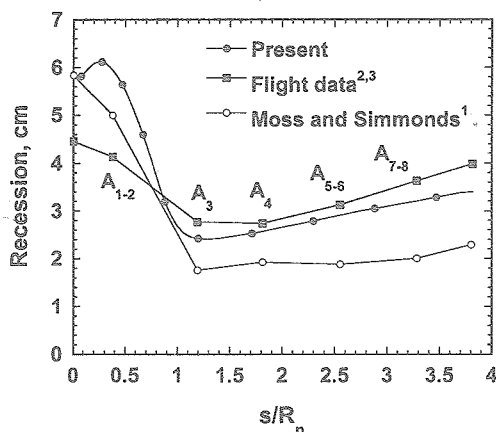
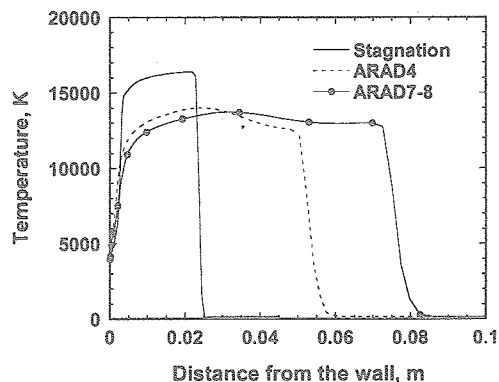


Fig. 5: Comparison of the predicted final forebody heatshield recession profile with that of the flight data.

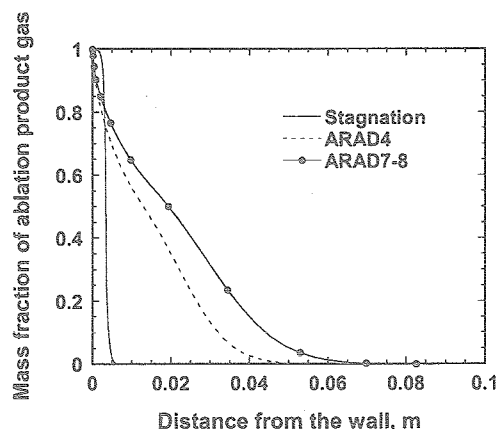
Fig.5に本計算によって得られたアブレータ損耗量と飛行データ、予測計算との比較を示す。本計算による結果は予測計算と同様に、よどみ領域においてアブレータ損耗量を過大評価している。しかし、下流領域では、飛行データをかなり良く再現している。結果は後で示すが、予測計算の結果と比べて下流領域でのアブレータ損耗量が増加したのは、輻射熱流束が増加したためである。噴き出しによる乱流促進

の効果を考慮したにもかかわらず、対流熱流束は強い遮蔽効果のためほぼ0であった。

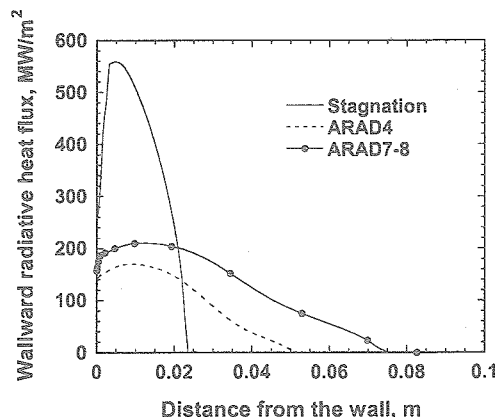
Fig.6a-6cに、最大加熱率点 51.16 sec について、よどみ領域とアブレーションセンサーの位置における、壁面に垂直な方向に沿った衝撃層内部の分布を示す。Fig.6aに温度分布を示す。衝撃層内部の温度は、よどみ領域で 16000 K、下流域では 13000 K に達する。壁面付近の温度はよどみ領域よりも下流のセンサー位置での温度の方が高くなっている。



a) Temperature distributions.



b) Mass fraction distributions of the ablation product gas.



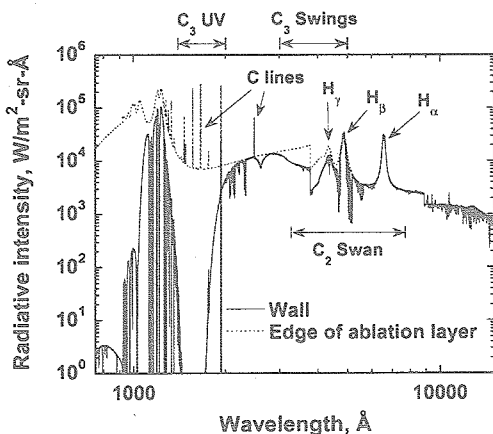
c) Wallward radiative heat flux distributions.

Fig.6: Flowfield properties along the line normal to the wall at the peak heating point (51.16 sec).

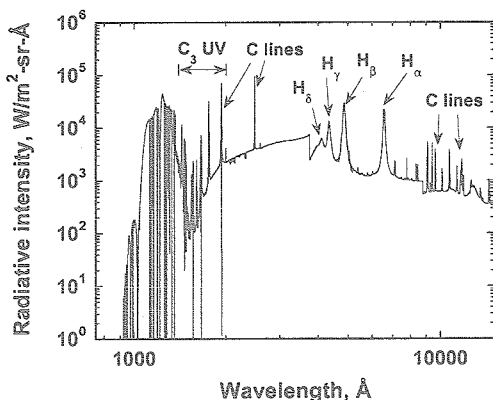
アブレーション生成ガスの質量分率の分布をFig.6bに示す。下流領域では、アブレーション生成ガスが拡散により衝撃層内部まで広がっていることがわかる。よどみ領域では、壁面付近にアブレーション生成ガスが大量に存在する

が、下流では壁面付近のアブレーション生成ガスはかなり減少している。

Fig.6cに壁面方向への輻射熱流束分布を示す。よどみ領域では、壁面付近で輻射熱流束が急激に減少している。これは、Fig.6bに示すように、壁面付近に大量に存在するアブレーション生成ガスが輻射を吸収するためである。それに対し、下流領域では、アブレーション生成ガスの分布が壁面付近ではかなり減少しているため、吸収による輻射熱流束の減少は弱くなっている。



a) Stagnation point.



b) ARAD7-8.

Fig.7: Spectral intensity reaching the wall at the peak heating point (51.16 sec).

Fig.7aと7bによどみ点、センサー位置 (ARAD 7-8) において壁面に入射する輻射強度スペクトルを示す。輻射強度スペクトルは、流れ場の収束解を用いてline-by-line計算によって求めた。Fig.7aに、よどみ点において、壁面およびアブレーション生成ガスがなす層の外縁 ($C_a=0.001$) に到達する輻射強度を示す。1400~2000 Åの波長域でアブレーション生成ガス層の外縁に到達した輻射 (点線) は、 C_3 のUVバンドによってほぼ吸収される。また、3000~5000 Åについても、 C_3 のSwingsバンドによる吸収が確認できる。4800, 4300 Å付近にある水素原子の H_β , H_γ ラインは C_2 のSwanバンドによって部分的に吸収されている。

それに対し、下流域では (Fig.7b)、 C_2 , C_3 による吸収がよどみ領域と比較してそれほど強くない。1400~2000 Å、また、7000 Å以上で炭素原子によるライン輻射が壁面に到達している。これは、Fig.6bに示すように、拡散によって衝撃層内の高温部分まで到達したアブレーション生成ガスによって放射されたものである。

Fig.8に壁面付近での C_2 , C_3 の数密度分布を示す。下流域

では壁面付近の温度が高いため、 C_2 , C_3 が解離し、壁面のごく近傍にしか存在していない。この結果、下流域では C_2 , C_3 による輻射の吸収が弱くなっている。

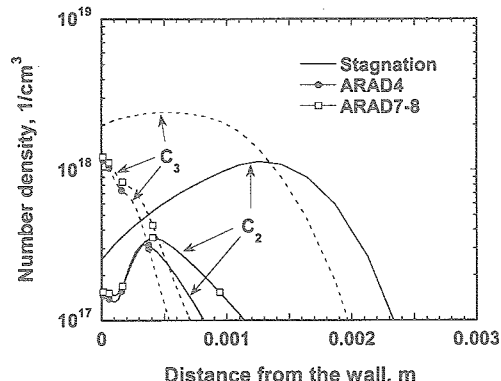


Fig. 8: Number density distributions of C_2 and C_3 along the line normal to the wall at the peak heating point (51.16 sec).

本計算の結果が、下流域でのアブレート損耗量を良く再現できた理由は、輻射熱流束が増加したためであることは述べたが、以下で輻射熱流束が増加する理由を示す。

Fig.9に、Baldwin-Lomaxモデルのみを用いた計算で得られた、センサー位置 (ARAD 7-8) において壁面に入射する輻射強度スペクトルを示す。Fig.7bの、injection-induced turbulenceモデルを用いた計算結果と比較すると、 C_3 のUVバンドによる吸収が強いことがわかる。

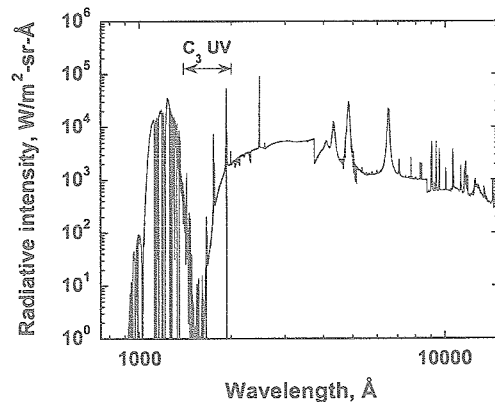
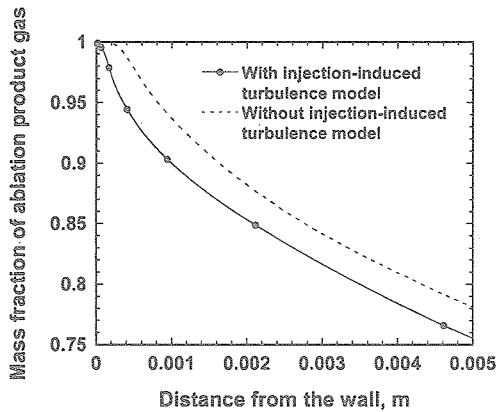


Fig. 9: Spectral intensity reaching the wall at the location of ARAD7-8. The injection-induced turbulence model is not included in the calculation.

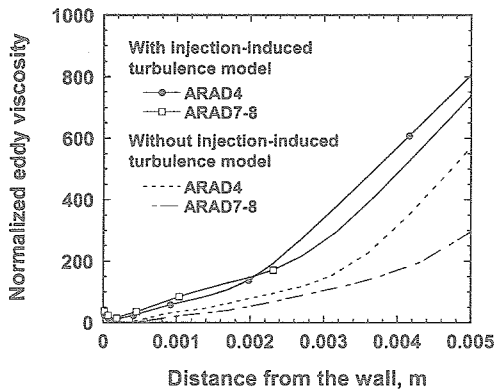
Fig.10aにinjection-induced turbulenceモデルの有無によって、壁面付近でのアブレーション生成ガスの分布がどう変化するかを比較した結果を示す。injection-induced turbulenceモデルを用いた計算では、Baldwin-Lomaxモデルのみの計算と比べて、アブレーション生成ガスの質量分率が減少する。これは、injection-induced turbulenceモデルにより壁面近傍での拡散効果が促進された結果である。そのことは、Fig.10bに示す、壁面近傍での渦粘性係数の分布からも確認できる。injection-induced turbulenceを考慮することで、Baldwin-Lomaxモデルのみの計算と比較して、壁面近傍の渦粘性がかなり大きくなっている。

Fig.10cに壁面近傍の C_2 , C_3 の数密度分布を示す。injection-induced turbulenceを考慮した計算では、壁面近傍での C_2 , C_3 の数密度がかなり減少している。これらの結果から、本計算で下流域での輻射熱流束が増加したのは、injection-induced turbulenceを考慮したことで壁面近傍の渦粘性係数が増加し、拡散を促進した結果、壁面付近のアブレーション生成ガス

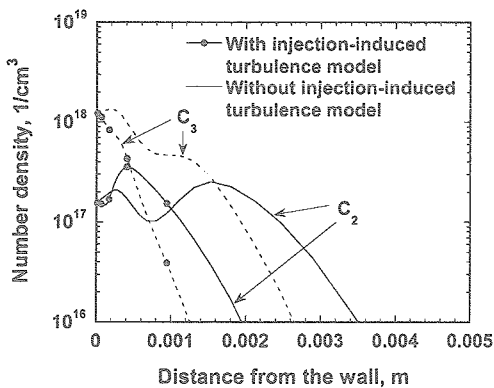
の質量分率、 C_2 、 C_3 の数密度が減少して輻射の吸収が弱まったためである。



a) Mass fraction distributions of the ablation product gas.



b) Normalized eddy viscosity distributions.



c) Number density distributions of C_2 and C_3 .

Fig. 10: Effect of injection-induced turbulence model on the flowfield properties in the near wall region at the location of ARAD7-8.

最後に、injection-induced turbulenceモデルとHeのモル分率による輻射加熱への影響を評価する。4つのケースについて得られたカプセル表面での輻射熱流束分布をFig.11に示す。まず、本計算 (He=13.6%、injection-induced turbulenceあり) で得られた輻射熱流束は最も高い値を示す。Heのモル分率を11%とし、injection-induced turbulenceを考慮しない計算 (予測計算に相当) は、最も低い輻射熱流束を与えた。Heのモル分率は11%のまま、injection-induced turbulenceを考慮した計算は前者2つの計算の中間の輻射熱流束を与える。残りのケースも同様である。したがって、injection-induced turbulenceモデルとHeのモル分率は、輻射熱流束に対しほぼ同程度の影響を与えることがわかる。

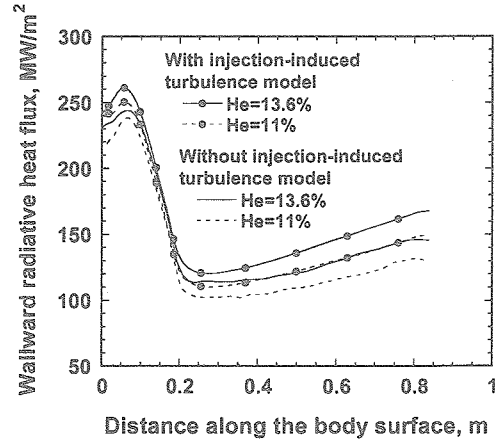


Fig. 11: Influences of changing the atmospheric composition and introducing the injection-induced turbulence model on the forebody radiative heat flux distributions.

4. 結論

ガリレオ探査衛星の木星大気圏突入時の数値シミュレーションを行った。熱化学平衡を仮定し、輻射輸送とアブレーション噴き出しを流れ場と密に結合して計算を行った。強い噴き出しによって生じる乱流の促進効果を考慮するため、injection-induced turbulence モデルを渦粘性モデルに組み込んだ。計算によって得られたアブレータ損耗量は、よどみ領域では飛行データよりも過大評価するものの、下流域でのデータをかなり良く再現することを示した。また、計算に injection-induced turbulence モデルを組み込むことで壁面近傍の渦粘性係数が増加し、拡散効果を促進した結果、アブレーション生成ガスの質量分率を減少させ、 C_2 、 C_3 の数密度が減少し、輻射の吸収が弱まった。その結果、壁面での輻射熱流束が増加するという、乱流と輻射の相互作用を明らかにした。

謝辞

本研究の計算は、東北大学 流体科学研究所に設置されている SGI ORIGIN 2000 を用いて行われた。ここに、関係者各位に感謝の意を表す。

参考文献

- 1) Moss, J. N., and Simmonds, A. L., AIAA Paper 82-0874.
- 2) Milos, F. S., *Journal of Spacecraft and Rockets*, Vol. 34, No. 6, 1997, pp. 705-713.
- 3) Milos, F. S., et al., *Journal of Spacecraft and Rockets*, Vol. 36, No. 3, 1999, pp. 298-306.
- 4) Park, C., and Tauber, M. E., AIAA Paper 99-3415.
- 5) Leibowitz, L. P., *The Physics of Fluids*, Vol. 16, No. 1, 1973, pp. 59-68.
- 6) Brewer, R. A., and Brant, D. N., AIAA Paper 80-0358.
- 7) Park, C., *AIAA Journal*, Vol. 22, No. 2, 1984, pp. 219-225.
- 8) Park, C., AIAA Paper 2004-2277.
- 9) Wada, Y. and Liou, M. S., NASA TM-106452, 1994.
- 10) Tsuru, T. and Sawada, K., AIAA Paper 2000-0732, 2000.
- 11) Gordon, S. and McBride, B. J., NASA RP-1311, 1994.
- 12) Liu, Y. and Vinokur, M., AIAA Paper 89-1736, 1989.
- 13) Arnold, J. O., et al., AIAA Paper 79-1082.
- 14) Park, C., and Milos, F. S., AIAA Paper 90-0356.
- 15) Matsuyama, S., et al., *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, 2004 (to be published).
- 16) Matsuyama, S., et al., *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, Vol. 17, No. 1, 2003, pp. 21-28.
- 17) Izawa, Y., and Sawada, K., AIAA Paper 2000-0208.
- 18) Takahashi, M., and Sawada, K., AIAA Paper 2002-0909.

NACA0012 翼端渦の乱流数値解析

榎本俊治, 今村太郎, 山本一臣
JAXA 総研本部 情報技術開発共同センター 計算空力・最適化チーム

Numerical simulation of a wing tip vortex of NACA0012

by
Shunji ENOMOTO, Taro IMAMURA, Kazuomi YAMAMOTO

ABSTRACT

In order to simulate acoustic noise of high lift devices, a Large Eddy Simulation code for sound source simulation was developed. The higher order compact scheme by Lele was utilized for spatial discretization. Vortical flow around NACA0012 wing tip was computed by the LES code, and the results were compared with the experimental data including Particle Image Velocimetry data that were obtained from the wind tunnel experiment performed at ISTA/JAXA. Obtained time-average results showed qualitatively good agreement with PIV results. But the unsteady LES data overestimates low-frequency pressure fluctuation near the leading edge on the tip surface compare to the data from unsteady pressure sensor.

1 はじめに

近年の航空需要の増加に伴い、ICAO や各国による騒音規制は厳しくなる傾向にあるため、航空機機外騒音の低減が緊急の課題とされている。航空機の機外騒音はエンジン騒音と機体騒音に分けて考えられ、エンジンの低騒音技術が進歩した結果、特に着陸フェーズにおいては機体騒音の低減が相対的に重要となってきた。機体騒音の主な騒音源は降着装置と高揚力装置（スラット及びフラップ）と考えられている。JAXA 総研本部が 2003 年より実施している「国産旅客機高性能化技術研究」では航空機の機外騒音低減化技術開発を行っており、その中でフラップ騒音の低減を当面の目標として、高揚力装置周りで発生する騒音源を予測するための非定常乱流解析技術の開発と、発生した音の伝播を予測する CAA 解析技術の開発を試みている。

フラップの騒音は主にフラップ端近傍から発生しており [1], Streett らにより実験と計算の両面から詳細な研究が行われている [2]。それによると、フラップ下面から上面へと翼端を回り込む流れにより剪断層や渦が形成され、その非定常性により騒音が発生しており、渦の不安定から発生する比較的低周波の騒音と、剪断層から発生する高周波騒音とに分類されることなどを明らかにしている。

一方、フラップ端の流れ場を単純化したものと考えられる、単独翼の翼端流れに関しては、McInerny ら [3] により実験が行われており、翼上面の端面近くで発生する 1 次渦と、翼端面側に発生する 2 次渦が、後縁近くで合流して大きな渦になることが明らかにされている。また翼面に埋め込んだ非定常圧センサにより、流速と翼厚によるストローハル数が 1 程度の周波数にピークを持つ圧力の非定常振動が計測されている。

このような剥離を伴って振動する流れ場に対し、近年の計算機の数値向上により、Large Eddy Simulation (LES) あるいは Detached Eddy Simulation (DES) による非定常解析が現実的な時間内に実行可能となってきた。翼後縁の剥離渦による圧力振動の LES 解析 [4] や、翼端渦に対する Fleig らによる LES 解析 [5]、また付着境界層の LES 解析による騒音予測 [6] など、流れから発生する音のシミュレーションが試みられている。また空間差分にコンパクトスキーム [7] を用いた LES 解析が試みられており [8]、格子点数の増大を抑制しつつ高精度の解を得るために有効な手段と考えられる。

非定常 CFD 解析は流れ場の詳細なデータを得ることができるツールであるが、基礎的な流れ場以外では解の信頼性に関して十分な検討を行うことがこれまで困難であった。一方、近年実用的に使用され始めている粒子画像流速測定法 (PIV) により、平均速度場に加えて乱流強度等の統計量の空間分布計測が非接触かつ短時間に行うことが可能となってきた [11]、非定常 CFD 解析の検証データとしても期待されている。

我々のチームでは、航空機の機外騒音の発生と伝播の予測技

術を開発することを目的として、騒音の発生を予測する DES 及び LES による非定常乱流解析コードと、騒音の伝播を予測する線形化オイラー方程式 (LEE) コードの開発を行っており、フラップ端から発生する騒音の予測を試みている。高揚力装置周りの流れ場は、形状の複雑さと共に現象も複雑と考えられるため、その前段階として NACA0012 単独翼の翼端流れ場を数値解析し、PIV と非定常圧力センサによる実験計測結果と比較検討を行った。本報では紙面の制限のため、DES と LEE コードについては他の発表 [9][10] を参照していただくこととし、LES 解析結果について述べる。

2 解析対象と解法

解析対象としたのは、NACA0012 翼の翼端近傍である。翼端は直角に切り落とされ、スパン方向長さは翼弦長の 2.5 倍である。この流れ場は渡辺らにより迎角やレイノルズ数を振った実験が詳細に行われており [12]、本報では迎角 12 度、マッハ数 0.175、レイノルズ数 1.8×10^6 (風速 60m/s に相当) の気流条件を対象とした。座標系は、流れ方向を x 、スパン方向を y 、それらに垂直な方向を z とした。

数値解析には、JAXA 総研本部が開発を進めている CFD 共通基盤プログラム UPACS [13][14] を改変したものを用いた。UPACS はマルチブロック構造格子に対応した有限体積法により離散化した 3 次元圧縮性 NS 方程式ソルバーである。

圧縮性 LES の基礎方程式には、エネルギー方程式の定式化に様々な方法が存在するが [15][16]、ここでは圧縮性 RANS 方程式ソルバーからの変更が容易な、Vreman ら [17] の定式化を用いた。先ず、空間平均操作を $\bar{\cdot}$ 、 Favre 平均操作を $\tilde{\cdot} = \bar{\rho} \bar{\cdot} / \bar{\rho}$ で表す。平均化された連続の式、運動量の輸送方程式、エネルギーの輸送方程式はそれぞれ、

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho \tilde{u}_i}{\partial x_i}$$

$$\frac{\partial \rho \tilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho \tilde{u}_i \tilde{u}_j}{\partial x_j} + \frac{\partial p}{\partial x_i} - \frac{\partial}{\partial x_j} (\hat{\sigma}_{ij} + \tau_{ij}) = 0$$

$$\frac{\partial \rho \tilde{E}}{\partial t} + \frac{\partial (\rho \tilde{E} + \bar{p}) \tilde{u}_j}{\partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} ((\hat{\sigma}_{ij} + \tau_{ij}) \tilde{u}_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\hat{q}_j + Q_j) = 0$$

ここで、

$$\tilde{\mu} \equiv \mu(\tilde{T}), \quad \bar{p} = \rho R \tilde{T}$$

$$\tilde{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right), \quad \hat{\sigma}_{ij} = 2\tilde{\mu} (\tilde{S}_{ij} - \frac{1}{3} \tilde{S}_{kk} \delta_{ij})$$

$$\hat{q}_j = -\frac{C_p \tilde{\mu}}{Pr} \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_j}, \quad \frac{\partial Q_j}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(-\frac{C_p \rho \nu_t}{Pr_t} \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_j} \right)$$

である。Vreman の定式化では、エネルギー式には平均化エネルギー

$$\rho \tilde{E} = \frac{\bar{p}}{\gamma - 1} + \frac{1}{2} \rho \tilde{u}_i \tilde{u}_i = \frac{\bar{p}}{\gamma - 1} + \frac{1}{2} \rho \tilde{u}_i \tilde{u}_i - \frac{1}{2} \tau_{ii}$$

では無く、平均化修正全エネルギー

$$\widehat{\rho E} = \frac{\bar{p}}{\gamma - 1} + \frac{1}{2} \bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_i$$

を用いる。これにより、各方程式の形が Reynolds 平均 NS 式と同様になり、既存の RANS コードからの変更が容易になった。

サブグリッドスケールの応力 $\tau_{ij} = -\bar{p}(\tilde{u}_i \tilde{u}_j - \tilde{u}_i \tilde{u}_j)$ のモデル化には、Smagolinsky モデルを用いた。

$$\tau_{ij} = 2\bar{\rho} \nu_t (\tilde{S}_{ij} - \frac{1}{3} \tilde{S}_{kk} \delta_{ij})$$

ここで、

$$\nu_t = (C_s \Delta)^2 |\tilde{S}|, \quad |\tilde{S}| = (\tilde{S}_{ij} \tilde{S}_{ij})^{\frac{1}{2}}$$

である。定数は $C_s = 0.1$ とし、壁面近傍では Van Driest のダンピングを用いた。

空間差分に対しては Lele[7] による 6 次精度中心差分を適用した。我々は有限体積法で離散化しているため、文献 [7] の Appendix に載っているコンパクトスキームによる補間値の式を用いた。

$$\alpha \hat{f}_{i-\frac{1}{2}} + \hat{f}_{i+\frac{1}{2}} + \alpha \hat{f}_{i+\frac{3}{2}} = a \frac{f_i + f_{i+1}}{2} + b \frac{f_{i-1} + f_{i+2}}{2}$$

で、 $\alpha = \frac{3}{10}$ 、 $a = \frac{15}{10}$ 、 $b = \frac{1}{10}$ である。左辺の \hat{f} は補間値を意味する。ブロック境界面に対しては (物理境界、接続境界ともに)、境界の外側まで \hat{f} を求めることはできないので、 $\alpha = 0$ とし、陽的な補間式を用いる。このとき 4 次精度となり、 $a = \frac{9}{8}$ 、 $b = -\frac{1}{8}$ である。

Lele のスキームは基本的には差分法に対して用いるスキームであり右辺の f_i はセル中心点での値を意味するが、有限体積法で計算する値はセル内の平均値であり、それをそのまま f_i として用いるため精度が劣ると考えられる。一方、有限体積法に適したコンパクトスキームが Kobayashi[18] により提案されており、

$$\alpha \hat{f}_{i-\frac{1}{2}} + \hat{f}_{i+\frac{1}{2}} + \alpha \hat{f}_{i+\frac{3}{2}} = a \frac{\bar{f}_i + \bar{f}_{i+1}}{2} + b \frac{\bar{f}_{i-1} + \bar{f}_{i+2}}{2}$$

ここで右辺の \bar{f} はセル内の平均値を表す。各係数は、6 次精度は $\alpha = \frac{1}{3}$ 、 $a = \frac{29}{18}$ 、 $b = \frac{1}{18}$ であり、4 次精度は $a = \frac{7}{6}$ 、 $b = -\frac{1}{6}$ である。

さらに、数値振動を抑えるために 6 次精度の空間フィルターを用いた。

計算コードの検証のため、音波の伝播 (一次元) と渦の移流 (二次元) の問題を用いて各スキームの精度を調べた。図 1 は、音波が一波長分伝播する過程を各スキームで解き、その精度を調べたものである。初期値及び理論解は計算セル内の平均値を用いた。Kobayashi のスキームを用いた場合、精度がほぼ 6 次のオーダーになっている。一方、Lele のスキームではたかだか 2 次精度程度でしかないが、格子が粗い場合に限れば、3 次精度 MUSCL+Roe スキームよりも、やや精度が良い。

次に、非粘性の渦の移流のテストを行った (図 2)。恐らく有限体積法の定式化が原因と考えられるが、コンパクトスキームを用いた場合も、おおよそ 2 次精度でしかない。しかし、Kobayashi のスキームと共に Lele のスキームも、3 次精度 MUSCL+Roe スキームに比べて誤差が小さかった。実際に一般座標格子で計算を行ったところ、Kobayashi のスキームは CFL 数に対する制限が厳しかったため、本報では Lele のスキームを用いることとした。

時間積分は MFGS 陰解法にニュートン反復 (3 回) を組み合わせて、時間 2 次精度計算を行った。

計算格子は 111 ブロックからなる 593 万点の格子を用いた。翼端近傍に発生する渦を解像するため、翼端部の格子を細かくした。一方、翼端から離れた部分では粗い格子を用いており、翼面上であってもスパン方向の格子点間隔は粗くなっている (図 3)。

計算には JAXA 総研本部のスーパーコンピュータシステム NSIII を使い、LES の場合、計算時間は 60CPU の並列計算で 200 時間程度を要した。

計算の手順は以下の通り。まず、参照のために Spalart-Allmaras モデルによる RANS 定常計算を行った。オリジナルの SA モデルでは縦渦の中心付近で渦粘性が過剰になり渦が減衰してしまうことが知られているため、SA モデルの計算において渦度の代わりに歪み速度を用いた。次に、RANS 計算の解を初期値として非定常計算を開始し、初期値の影響を消すために翼弦長を一樣流速で割った無次元時間で約 1.0 まで計算したのち、無次元時間で 1.4 の間計算を行い、その間の平均値及び変動速度等の統計量を計算した。

3 定常成分の結果と考察

まず RANS による定常計算の結果を図 4 に示す。McInerney ら [3] が示したように二つの渦が翼上面と端面に見られる。

図 5 は、翼端面上の実験のオイルフロー及び計算の境界流線と比較したものである。RANS 計算も LES 計算も実験と比較的良く一致している。図 6 は、翼上面側である。実験と RANS 計算を比較すると、実験では翼前縁に剥離泡が見られるが RANS 計算では見られない点を除いては、流れの方向や翼端部の流れの形状が良く一致している。一方、LES 計算では翼面で流れが剥離しており、流れが全く異なっていることがわかる。しかし翼端部に限れば、流れの形状はかろうじて一致しているとも考えることも出来る。

図 7 は翼面上の静圧分布である。翼端面からコード長と同じ長さ離れた線上の静圧分布 (Y10) を見ると、LES は実験と大きく異なっており剥離の影響と考えられる。一方、翼端面中心線上 (Z0) と翼端面からコード長の 0.0225 離れた線上 (Y0225) での静圧分布は、LES は実験と比較的良く一致している。

次に、PIV の実験結果と、PIV のデータ点と同じ場所で流れに垂直な断面内の速度分布を表示した図を示す (図 8)。矢印は断面内の流速分布を示し、色は断面に垂直な方向 (主流方向) の流速を示している。翼端面上の渦中心の流速は主流より遅く、翼上面の渦中心の流速は主流より速い。実験と計算は RANS, LES 共に、渦の位置や速度分布が定性的には良く一致している。翼端面を詳しく見ると、実験では大きな渦の下に小さな渦の萌芽のようなものが見られ、LES 計算にもそれが見られる。

これらの結果より、LES の結果は翼上面側で剥離が起きてしまっているものの、翼端近傍の流れ場に限れば実験に近い結果を再現しているとも考えることが出来る。

4 非定常成分の結果と考察

図 9 は渦の位置を見る手法として、ある瞬間の圧力のラプラシアン等の等値面を示したものである。翼上面の渦は一つで、 $x/c = 0.5$ あたりまでは定常で、それより下流では渦中心がうねっている。翼端面の渦は一つではなく、複数の渦が平行している様子がわかる。

乱流エネルギー k の分布を、実験結果と LES 結果とで比較したのが図 10 である。翼端面の乱れの大きい部分の位置は実験と LES とで若干異なっており、翼上面の渦中心に見られる強い乱流エネルギーは、LES では殆ど見られない。しかし乱流エネルギーが分布する領域の広さや乱れのオーダーは、比較的似ていると考えられる。ここで、LES の図の乱流エネルギーの値にはサブグリッドスケールの乱れ成分は含まれていない。

図 11 は、翼面上の数箇所に取り付けた非定常圧力センサのデータと LES 計算の圧力変動のパワースペクトルで、 $x/c = 0.05$ の点では LES は振動を高周波、低周波ともに過大評価している。一方、 $x/c = 0.35$ の点では LES は低周波を過大評価する一方で、高周波の変動は減衰してしまっていることがわかる。低周波成分が大きい理由は、格子が粗く空間精度が十分で無いため、現実には存在しない大きな渦構造が発生し、それが振動しているためと考えられる。

5 まとめ

翼端渦のLES解析を行ったところ、平均場では実験と良く一致する解を得ることが出来た。乱流エネルギーや圧力変動のスペクトルに関して実験との比較において差が見られる点が今後の課題である。これらにより、フラップ端渦による騒音に対し、LESによる騒音発生予測の可能性が示唆された。今後はより精度の高いSGSモデルの導入などを通して騒音予測技術の高度化を図り、騒音の発生源の特定することが出来る低騒音化技術開発に有用なツールを確立していく予定である。謝辞

本研究の計算はISTA/JAXA 情報技術開発共同センターの数値シミュレータの特別利用制度を利用したものです。関係各位のご支援に感謝いたします。

また本研究を行うにあたり、次の方々のご助力・ご支援を頂きました。小林邦彦様(菱友計算株式会社)、雨宮和久様(航空宇宙技術振興財団)、JAXA 風洞技術開発センター低速風洞チームの皆様、加藤裕之様、渡辺重哉様、横川譲様、森田義郎様(JAXA 総研本部)。この場をお借り致しまして御礼申し上げます。

参考文献

[1] Michel et al., Flyover Noise Measurements on Landing Aircraft with a Microphone Array, AIAA paper 98-2336

[2] Streett et al., In Search of the Physics: The Interplay of Experiment and Computation in Airframe Noise Research; Flap-Edge Noise, AIAA paper 2003-977

[3] McInerny et al., Pressure Fluctuations in the Tip Region of a Blunt-Tipped Airfoil, *AIAA Journal*, Vol.28, No.1, pp. 6-13, 1990

[4] Manoha et al., Numerical prediction of the unsteady flow and radiated noise from a 3D lifting airfoil, AIAA paper 2001-2133

[5] Fleig et al., Large-Eddy Simulation of Tip Vortex Flow at High Reynolds Number, AIAA paper 2004-261

[6] 宮澤 他, 翼周り非定常流れの LES 解析と騒音予測, 生産研究 55 巻 1 号, pp.64-67, 2003

[7] Lele, Compact finite Difference Schemes with Spectral-like Resolution, *J. of Comp. Phys.*, Vol.103, pp.16-42, 1992

[8] Morgan et al., Large-Eddy Simulation of Airfoil Flows, AIAA paper 2003-777

[9] 今村 他, NACA0012 翼端渦の非定常計算, 日本航空宇宙学会第 36 回流体力学講演会, 2004

[10] 今村 他, 航空機騒音解析に向けた線形オイラー方程式解析コードの構築とその検証, 航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム 2004

[11] 渡辺 他, 翼端渦騒音低減用空力デバイス周りの空間速度場計測, 日本航空宇宙学会第 36 回流体力学講演会, 2004

[12] 渡辺 他, PIV(粒子画像流速測定法)を用いた CFD コード検証について, 航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム 2004

[13] Takaki et al., The Development of the UPACS CFD Environment, *High Performance Computing, Proceedings of ISHPC 2003*, Springer, pp.307-319, 2003.

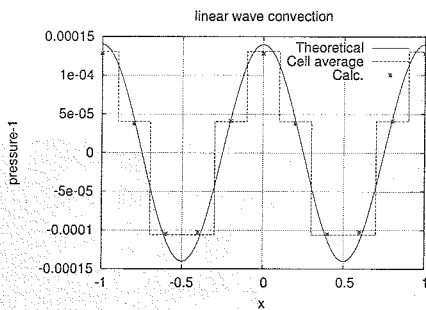
[14] <http://www.ista.jaxa.jp/aet/cfd/upacs/index.html>

[15] Hussaini, On Large-Eddy Simulation of Compressible Flows, AIAA paper 98-2802

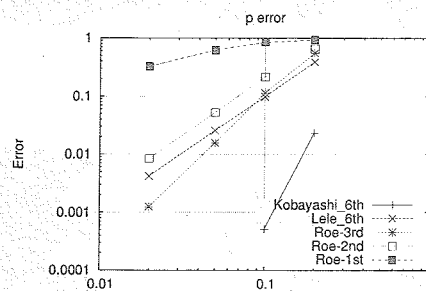
[16] Piomelli, Large-eddy simulation: Present state and future perspectives, AIAA paper 98-0534

[17] Vreman, Geurts & Kuerten, Subgrid-modelling in LES of Compressible Flow, *Direct and Large-Eddy Simulation I*, Kluwer Academic Publishers, 133-144, 1994

[18] M.H.Kobayashi, On a Class of Pade Finite Volume Methods, *J. Comp. Phys.* 156, 127-180, 1999

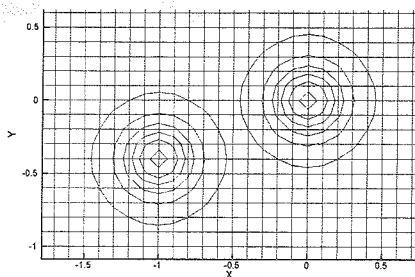


(a) 音波の伝播

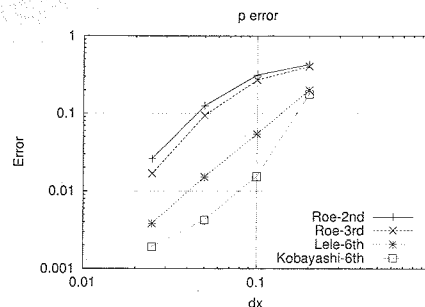


(b) スキームによる精度の違い

図1 コンパクトスキームの1次元問題でのテスト(音波の伝播)



(a) 渦の移流(左下から右上へ移流)



(b) スキームによる精度の違い

図2 コンパクトスキームの2次元問題でのテスト(渦の移流)

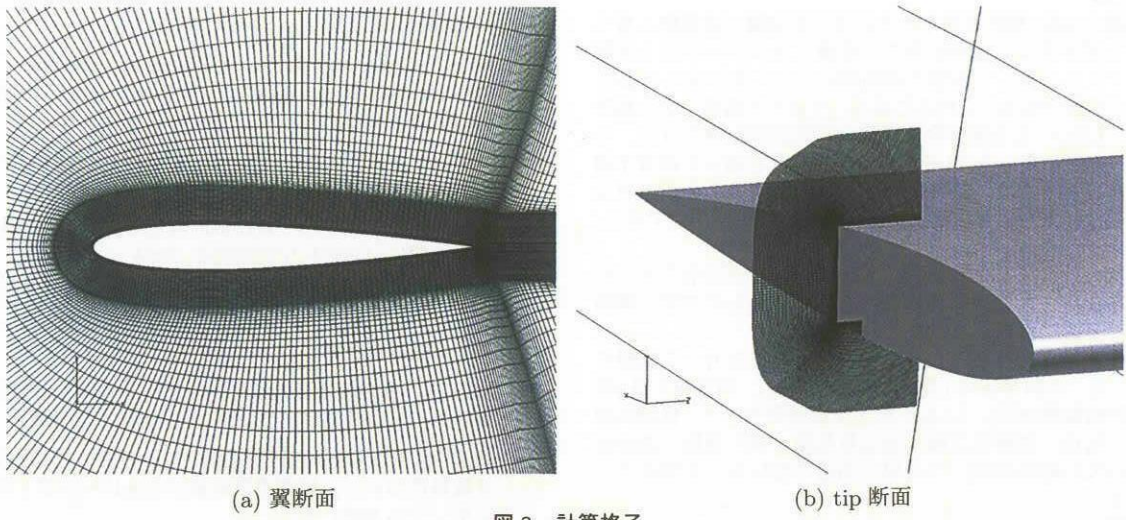


図3 計算格子

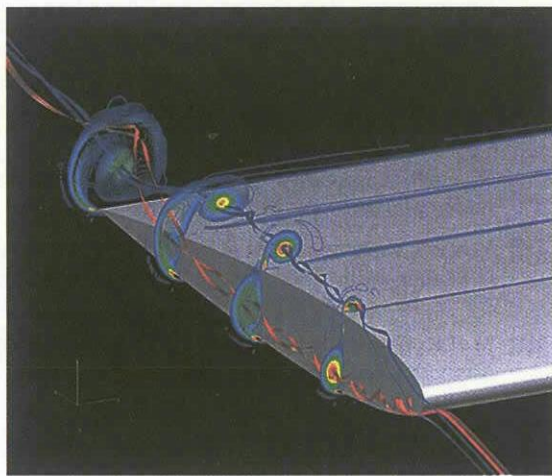


図4 翼端流れの概要 (渦度分布と流線)

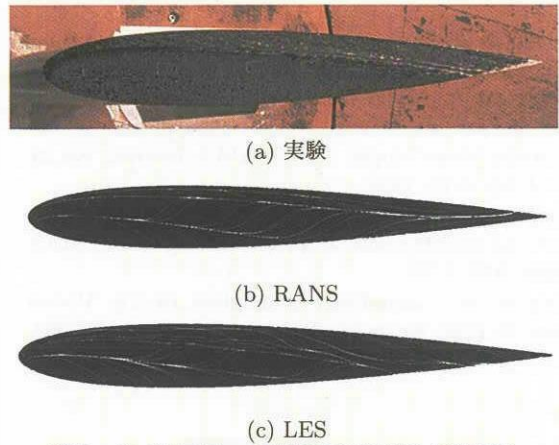


図5 オイルフローと境界流線の比較 (翼端面)



(a) 実験



(b) RANS



(c) LES

図6 オイルフローと境界流線の比較 (翼上面)

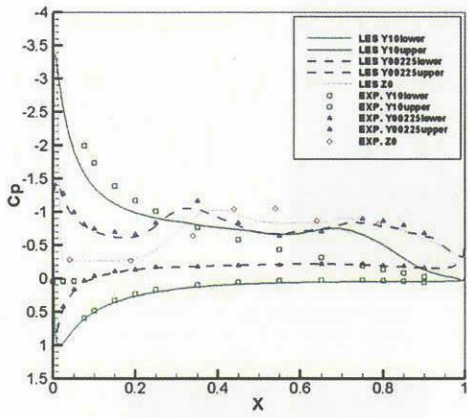
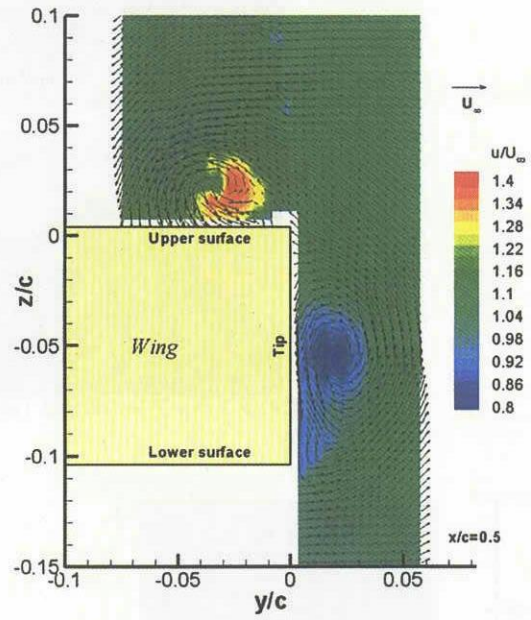
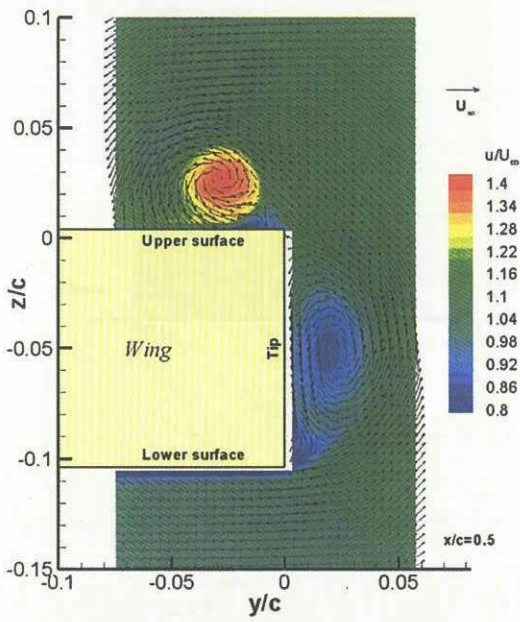


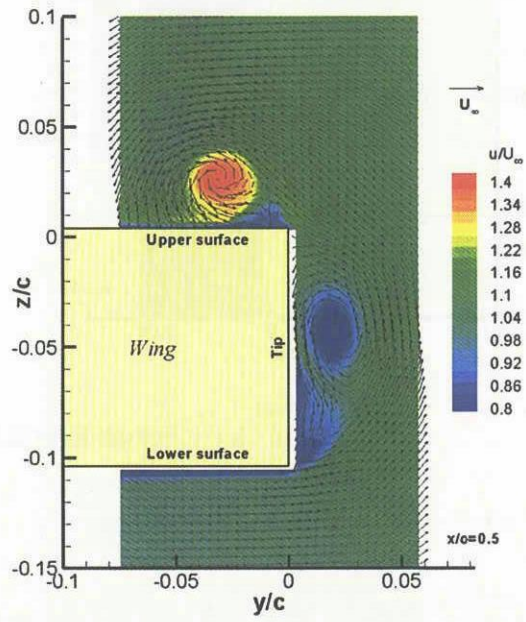
図7 翼面圧力分布



(a) 実験



(b) RANS



(c) LES

図8 流れに垂直な断面内の速度分布 ($x/c = 0.5$)

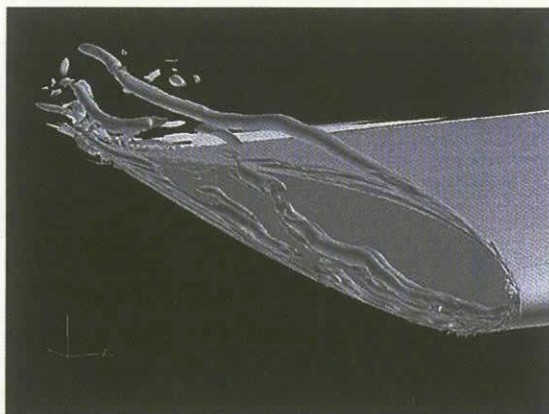
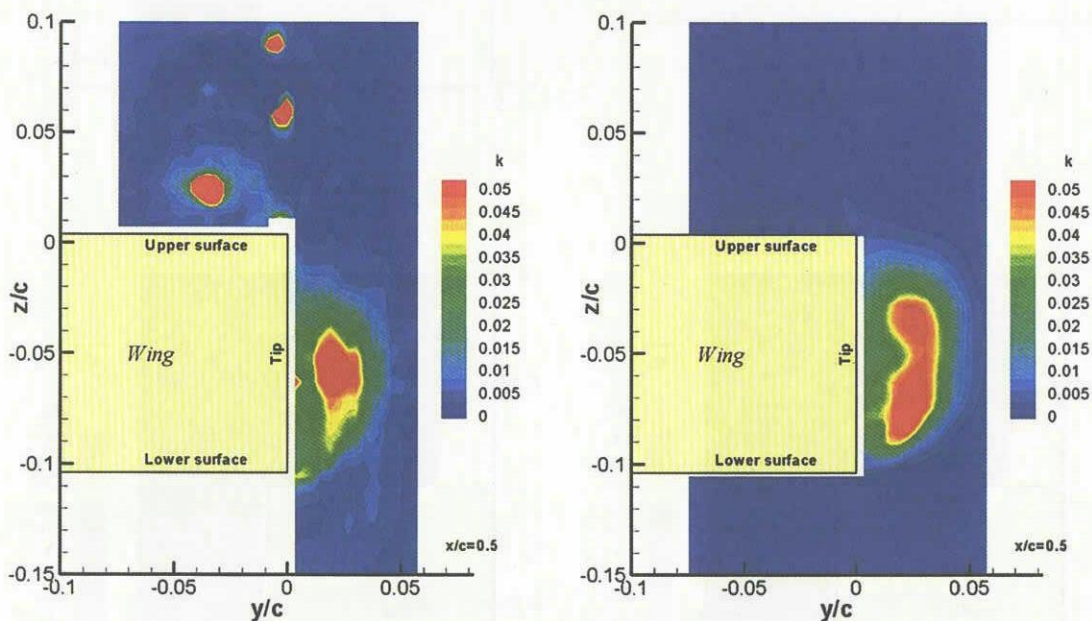
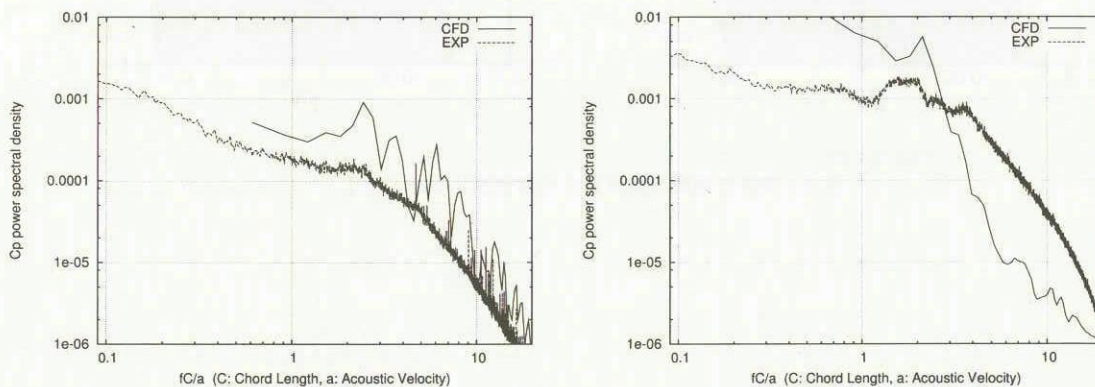


図9 圧力のラプラシアン等の等値面 (動圧と翼弦長で無次元化した値が 0.05)



(a) 実験 (b) LES
 図10 流れに垂直な断面内の乱流エネルギー分布 ($x/c = 0.5$)



(a) $x/c = 0.05$ (b) $x/c = 0.35$
 図11 翼端面中心線表面上の圧力変動のパワースペクトル

Detached-Eddy Simulation of Massively Separated Flows around Airfoil

Li Dong, Igor Men'shov, and Yoshiaki Nakamura (Nagoya University)

Abstract: Detached-Eddy Simulation is applied to three airfoils with different stall types. The method combines the strong points of Reynolds-averaged Navier-Stokes and Large Eddy Simulation approaches. Spalart-Allmaras Model is basically used, which reduces to a RANS formulation near a solid surface and to a subgrid model away from the wall. LU-SGS implicit scheme is employed to solve the model in time. Compared with experiment data, it is found that stall angle can be reasonably predicted by the present method.

Key word: Detached-Eddy Simulation, Airfoil stall, Spalart-Allmaras turbulence model

Introduction

In the massive three-dimensional separation zones typical for vehicles and airplane components, Reynolds Average NS (RANS) turbulence models meet its limitations because the dominant "detached" eddies in massively separated flows are highly geometry-specific which has little to do with the fairly universal turbulence-model calibration [1](M,Strelets). On the other hand, recent estimates for the cost of Large Eddy Simulation (LES) of an airplane [2] (Spalart,P.R) show that due to the presence of thin near-wall turbulent boundary layers populated with small "attached" eddies whose local size is much less than the boundary layer thickness, that the cost exceeds the available computing power by orders of magnitude. As a result, there is no real prospect of using LES in complex engineering computations for a very long time.

To fit the need of the computation of massively separated turbulent flows in practical geometries at practice Reynolds numbers, Spalart et.al. [3] proposed Detached-Eddy Simulation (DES) with the objective of developing a numerically feasible and accurate approach combining the most favourable elements of RANS models and LES. The primary advantage of DES is that it can be applied at high Reynolds numbers as can RANS techniques, and also resolves geometry dependent unsteady three-dimensional turbulent motions as in LES.

DES technique has been used for delta wing vortex breakdown [4](Scot Morton), supersonic axisymmetric base flow [5](James R.Forsythe), circular cylinder, rounder square, airfoil pitch-up, real configuration of several aircraft [6](Kyle D.Squires) and so on. It is noticeable that all the simulation works are focus on the practice Reynolds numbers for aviation case. By the numerical experience for Delta wing [4], DES results are compared with the RANS results,

although RANS results with turbulence model and with rotation correct give well prediction for vortex breakdown as DES methods, it didn't show the hope of improving with a refinement in grid as is the case with DES method, which is a important figure of LES methods. For the supersonic axisymmetric base simulation, both boundary layer on the body and wake separated flow in the base region are predicted by DES [6]. Smoothly transition from RANS region to LES region are observed in DES flow field, and it return to RANS approach when flow field is attached, means that the benefit of RANS known to be most adequate in terms of computational cost, robustness and credibility remains. As practice use for fighter aircraft at high attack angle by DES [7](James R.Forsythe), three different densities of grids is used for the test to compare the RANS results and DES results. DES gives better simulation for lift at every lever of grids, and, the most important things is that, as the refinement of grid, lift accuracy was improved by DES, which is not observed in RANS results. As shown in reference, current computation condition is available for the practice use of aviation massive separation problem by using DES methods. For the axisymmetric base flow, with $4.5E6$ Reynolds numbers, and 2.75 million grids points, by 256 processor, 30 wall clock hours is cost [5]. And for a real configuration of aircraft using 3 million grid points, by using 432SP3 processors, 12.5 hours give an acceptable result. Ever with a fine grid with 10 million grid points, by 256 processor, four days calculation give a results within 5% of the flight-test data [5]. As a conclusion, DES method is a practice method for massive separated flow for aviation engineering.

Current research work is a response to the CFD workshop on "airfoil stall prediction" proposed by National Aerospace Lab (NAL) of Japan. Results from several teams in Japan had been

published to answer this question [8] Although for the case before stall, almost all paper give quite good results, it is found that it is difficult to predict the stall angle, and to predict the after stall lift by using RANS with turbulent model, ever researches showed that adjust of turbulent model or transition point define can somehow improve the result. For the cognition that RANS approach is limited for the massive separated flow for the highly geometry-specific, "detached", 3-D unsteady configuration might be emphasized for airfoils stall prediction, and then DES method is chosen to try to give a improvement.

Computational Approach

DES method is used in this paper for airfoil stall simulation, and pseudo time step is employed both for Navier-Stokes equations and Spalart-Allmaras turbulence equation. LU-SGS method is used to implicitly discretize the S-A equation.

Governing Equation

The Navier-Stokes equations can be written in integral form as follows:

$$\frac{\partial}{\partial t} \iiint_{\Omega} \bar{w} d\Omega + \iint_{\partial\Omega} \bar{H} \cdot \bar{n} ds = \iint_{\partial\Omega} \bar{H}_v \cdot \bar{n} ds \quad (1)$$

where \bar{w} is the state vector of conservative variables, \bar{H} and \bar{H}_v are inviscid and viscous fluxes, respectively. Discretized with the finite volume method, these equations take the following form:

$$\frac{d}{dt} \bar{w}_{ij}^{n+1} + \bar{R}(\bar{w}_{ij}^{n+1}) = 0 \quad (2)$$

The dual time stepping method^[9] is applied to this equation for unsteady simulation, where the fully implicit second-order time integration scheme is used for physical time. This leads to a system of ordinary differential equations as follows:

$$\frac{d}{d\tau} \bar{w}_{ij}^{n+1} + \bar{R}^*(\bar{w}_{ij}^{n+1}) = 0 \quad (3)$$

$$\bar{R}^*(\bar{w}_{ij}^{n+1}) = \frac{3\bar{w}_{ij}^{n+1} - 4\bar{w}_{ij}^n + \bar{w}_{ij}^{n-1}}{2\Delta t} + \bar{R}(\bar{w}_{ij}^{n+1}) = 0 \quad (4)$$

The 5-stage Runge-Kutta method is then applied to integrate Eq. (3) in the pseudo time. The local time stepping, and the artificial viscosity method are employed to accelerate the convergence to the steady state solution.

Spalart-Allmaras Model

The Spalart-Allmaras one equation model solves a partial differential equation for variable

ν which is related to turbulent viscosity.

$$\begin{aligned} \frac{D\tilde{\nu}}{Dt} = & c_{b1} [1 - f_{t2}] \tilde{S} \tilde{\nu} - \left[c_{w1} f_w - \frac{c_{b1}}{\kappa^2} f_{t2} \right] \left[\frac{\nu}{d} \right]^2 \\ & + \frac{1}{\sigma} \left[\nabla \cdot ((\nu + \tilde{\nu}) \nabla \tilde{\nu}) + c_{b2} (\nabla \tilde{\nu})^2 \right] \\ & + f_{t1} \Delta U^2 \end{aligned} \quad (5)$$

where

$$\nu_t = \tilde{\nu} f_{v1}, \quad f_{v1} = \frac{\chi^3}{\chi^3 + c_{v1}^3}, \quad \chi \equiv \frac{\nu}{\nu}$$

ν is the molecular viscosity. The right hand side of Eq.1 composed of production, destruction, and diffusion terms. The parameter included in the production term is expressed as

$$\tilde{S} \equiv S + \frac{\nu}{\kappa^2 d^2} f_{v2}, \quad f_{v2} = 1 - \frac{\chi}{1 + \chi f_{v1}}$$

Here S is the magnitude of vorticity, and d is the distance to the closest wall.

The function f_w is

$$f_w = g \left[\frac{1 + c_{w3}^6}{g^6 + c_{w3}^6} \right]^{1/6},$$

$$g = r + c_{w2} (r^6 - r), \quad r \equiv \frac{\nu}{S \kappa^2 d^2}$$

$\nu = 0$ at the wall and in the free stream. It was also set at 0 at initial. The function f_{t2} is

$$f_{t2} = c_{t3} \exp(-c_{t4} \chi^2)$$

The constants used in the model are

$$\begin{aligned} c_{b1} = 0.1355, \quad \sigma = 2/3, \quad c_{b2} = 0.622, \quad \kappa = 0.41, \\ c_{w1} = c_{b1} / \kappa^2 + (1 + c_{b2}) / \sigma, \quad c_{w2} = 0.3, \quad c_{w3} = 2, \\ c_{v1} = 7.1, \quad c_{t1} = 1, \quad c_{t2} = 2, \quad c_{t3} = 1.1, \quad c_{t4} = 2 \end{aligned}$$

Detached-Eddy Simulation

The DES formulation is based on a modification to the Spalart-Allmaras RANS model such that the model reduces to its RANS formulation near a solid surface and to a subgrid model away from the wall. It takes advantage of both RANS model in the thin shear layer and the power of LES to resolve geometry dependent and three dimensional eddies.

The DES formulation is obtained by replacing the distance to the nearest wall, d , by \tilde{d} , where \tilde{d} is defined as,

$$\tilde{d} \equiv \min(d, C_{DES} \Delta) \quad (6)$$

In the current study, Δ is the largest one among the distances between a cell and its neighbors. In the current calculation, $C_{DES} = 0.65$. and with C-H type grid, flow field was separated into two parts by length scale, as shown in Fig.1.

Calculation of S-A equation

The last term on the right hand side of Eq.5 provides a transition from laminar to turbulent. As the trip term was turned off here in this study, Eq.5 can be rewritten simply:

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho \tilde{v} + \partial_k (\rho \tilde{v} u_k) = \frac{1}{\sigma} \partial_k [(\rho v + \rho(1 + C_{b2}) \tilde{v}) \partial_k \tilde{v}] - \tilde{v} \frac{C_{b2}}{\sigma} \partial_k [\rho \partial_k \tilde{v}] + A_1 \tilde{v} + A_2 \tilde{v}^2 \quad (7)$$

Discretized by the finite volume method, it becomes:

$$\rho \Omega_i \frac{\partial \tilde{v}_i}{\partial t} = - \sum_{\sigma} S_{\sigma} \rho_{\sigma} (u_{n,i}^+ \tilde{v}_i + u_{n,\sigma(i)}^- \tilde{v}_{\sigma(i)}) + \frac{1}{\sigma} \sum_{\sigma} S_{\sigma} [\rho_{\sigma} v_{\sigma} + \rho_{\sigma} (1 + C_{b2}) \tilde{v}_{\sigma}] (\partial_k \tilde{v}_i)_{\sigma} - \tilde{v}_i \frac{C_{b2}}{\sigma} \sum_{\sigma} S_{\sigma} \rho_{\sigma} (\partial_n \tilde{v})_{\sigma} + (A_1 \tilde{v}_i + A_2 \tilde{v}_i^2) \Omega_i \quad (8)$$

where

- Ω_i cell volume
- σ neighbor cell
- S_{σ} cell interface area
- n outward normal to cell interface
- $u^+ = 0.5(u + |u|)$
- $u^- = 0.5(u - |u|)$

Using an implicit time scheme, this equation becomes:

$$\frac{\rho \Omega_i}{\Delta t} \Delta \tilde{v}_i = - \sum_{\sigma} S_{\sigma} \rho_{\sigma} (u_{n,i}^+ \tilde{v}_i^{n+1} + u_{n,\sigma(i)}^- \tilde{v}_{\sigma(i)}^{n+1}) + \sum_{\sigma} S_{\sigma} \Gamma_{dis,\sigma} (\partial_n \tilde{v})_{\sigma}^{n+1} + (A_1 \tilde{v}_i^* + A_2 (\tilde{v}_i^*)^2) \Omega_i \quad (9)$$

where

$$\Gamma_{dis,\sigma} = \frac{1}{\sigma} [\rho_{\sigma} v_{\sigma} + \rho_{\sigma} (1 + C_{b2}) \tilde{v}_{\sigma} - \tilde{v}_i \rho_{\sigma} C_{b2}]$$

$$\Delta \tilde{v}_i = \tilde{v}_i^{n+1} - \tilde{v}_i^n$$

$$* = \begin{cases} n, & \text{if } A_1 \text{ (or } A_2) > 0 \\ n+1, & \text{if } A_1 \text{ (or } A_2) < 0 \end{cases}$$

Linearizing the equation along with a pseudo time technique, we have:

$$\rho \Omega_i \frac{\tilde{v}_i^{n+1,s+1} - \tilde{v}_i^{n+1,s}}{\Delta \tau} = - \frac{\rho \Omega_i}{\Delta} (\tilde{v}_i^{n+1,s+1} - \tilde{v}_i^{n+1,s}) - \frac{\rho \Omega_i}{\Delta} (\tilde{v}_i^{n+1,s+1} - \tilde{v}_i^{n+1,s}) + \text{Re } s^{n+1,s} - \sum_{\sigma} S_{\sigma} \rho_{\sigma} (u_{n,i}^+ \delta^s \tilde{v}_i + u_{n,\sigma(i)}^- \delta^s \tilde{v}_{\sigma(i)}) + \sum_{\sigma} S_{\sigma} \Gamma_{dis,\sigma} \frac{1}{h_{\sigma}} (\delta^s \tilde{v}_{\sigma(i)} - \delta^s v_i) + (A_1 + 2\tilde{v}_i^{n+1,s} A_2) \delta^s \tilde{v}_i \cdot \Omega_i \quad (10)$$

where

- s inner iteration time step
- $\delta^s \tilde{v}_i = \tilde{v}_i^{n+1,s+1} - \tilde{v}_i^{n+1,s}$

Since, values at step s are given in inner iterate, the equation becomes linearized equation about

$\delta^s \tilde{v}_i$ which contains unknown variables in neighbor cells, as follows:

$$\text{Coef}_1 \cdot \delta^s \tilde{v}_i = \frac{\rho \Omega_i}{\Delta t} (\tilde{v}_i^{n+1,s} - \tilde{v}_i^n) + \text{Re } s^{n+1,s} - \sum_{\sigma} \text{Coef}_2 \delta^s \tilde{v}_{\sigma(i)} \quad (11)$$

The LU-SGS method is employed to solve this equation:

$$\text{Coef}_1 \cdot \delta^s \tilde{v}^* = R^s - \sum_{\sigma: \sigma(i) < i} \text{Coef}_2 \delta^s \tilde{v}_{\sigma(i)} \quad (12)$$

$$\text{Coef}_1 \cdot \delta^s \tilde{v} = \text{Coef}_1 \cdot \delta^s \tilde{v}^* - \sum_{\sigma: \sigma(i) > i} \text{Coef}_2 \delta^s \tilde{v}_{\sigma(i)}$$

Results

The following three airfoils^[10] with different types of stall have been selected in this study.

1. NACA63₃-018 with trailing edge stall
2. NACA63₁-012 with leading edge stall
3. NACA64A-006 with thin airfoil stall

The present calculation is performed for a Reynolds number of $5.8E10^6$ and a Mach number of 0.3. The grid used for 3-D flow field is shown in Fig.2

When the flow is separated, and be 3-D and unsteady, the effects of physical time step and inner iterate time step, grid density, are important to make clear for current simulation. As it special character of flow field near stall, the third aerofoil NACA64A-006 is chosen as an example.

Average lift

In current calculation, the free stream in non-dimensionless are as follow:

$$V_{\infty} = 0.355$$

$$C = 1.0$$

$$T_{character} = C/V_{\infty} = 2.82$$

From Fig.3, we can see that the average lift cannot appear a convergent property until $T > 10 \times T_{character}$.

To give the lift for unsteady case, we integrate the lift from beginning and averaged it, if the value get a converge value, we cognisance it as the final results, as shown in Fig.3.

Time step accuracy

Two time steps, $\Delta t=0.1$ (3.5% of the chord passing time) and $\Delta t=0.05$ (1.8% of the chord passing time), are chosen under 8° and 11° attack angles that are before stall and after stall especially. As shown in Fig.4 and 5, the lift histories by simulation are almost same at 8° degree. For 11° degree, lift history are not overlapped, but consider the average lift, drag and moment, no marked difference are observed.

Table 1 the effect of time step

AoA=8°	CL	CD	CM
EXP	0.76	0.098	-0.03
$\Delta t=0.1$	0.604	0.085	-0.047
$\Delta t=0.05$	0.606	0.086	-0.050
AoA=11°			
EXP	0.81	0.18	-0.11
$\Delta t=0.1$	0.783	0.169	-0.121
$\Delta t=0.05$	0.763	0.087	-0.056

From the calculation we can see that, Δt near the value $\Delta * C/V_{\infty}$ is acceptable for the unsteady simulation of airfoils, which is coincide with the advice of Spalart,P.R.

Inner iterate steps

In present research work, explicit local time stepping method is used for inner iterate between two physical times. To show the effect of inner time steps, three different value are chose: 2,20,40. The lift histories are shown as Fig.6, the calculation are all began from uniform flow field initial condition, and after inner iterate time steps large than 20, even the foremost lift history are not coincide, it trend to accord as time increase. 20 inner time steps are used in present work.

Grid density in Span

Since DES combines the property of LES, the grid density acts an important effect. We increase the grid density along span because the grid size in span directly affect separation between RANS region and LES region (we define the length scale as the smaller one of distance from wall and grid size, as stated before).

Two different grid density in span are considered: $\Delta z=0.04$, and $\Delta z=0.02$. The lift history at AoA=7° and AoA=8° are showed as shown in Fig.7 and 8.

It should be noticed that at 7°, period phenomena are not changed hence no average change appeared, but for 8° degree the lift history are completely changed. Seeing about the force in this case

Table 2 the effect of grid density

AoA=8°	CL	CD	CM
EXP	0.76	0.098	-0.03
$\Delta z=0.04$	0.604	0.085	-0.047
$\Delta z=0.02$	0.651	0.095	-0.070

We can see that the lift and drag are much more close to the experiment data.

Compare with experiment

The case of NACA64A-006

In this type of airfoil, as attack angle increases, a separated bubble first appears on the upper

surface near the leading edge. The lift increases almost linearly for small attack angles. The first non-linearity in the lift curve appears at $\alpha = 5.27^\circ$, as seen in Fig.12, which is due to a bubble produced near the leading edge (see Figs. 9(a) and 9(b)).

A important phenomena should be notice from the lift history after bubble appear till stall, as shown in Fig.10

Between 6° to 11°, there exit a case whose flow field appear clearly period phenomena, at 6° degree, flow field is steady and 2-D, at 7° degree, flow field become unsteady and period phenomena exist, this phenomena become disappear from 8°, and flow field show no disciplinarian after this attack angle.

Checking flow field at 8° degree at different time point found that large bubble over upper surface; small bubble follow with reattach and separation again; totally separated over upper surface are appeared periodically as time variety. As shown in Fig.11.

Lift curve are shown in Fig.12, it is found that much more careful should be taken near the stall angle, especially just before the stall because of the bubble break down.

The case of NACA63₁-012

In this airfoil, as attack angle increases, the flow is suddenly separated from the leading edge, which covers all over the upper surface of airfoil, leading to lift loss after stall. The flow field is shown in Fig.13 (a) for before-stall case and Fig.13 (b) for after-stall case. By using RANS with B-L turbulence model, we can only catch the stall angle, but the lift after stall can't be simulated^[11]. However, in the DES method, not only stall angle can be determined accurately, but also, large separated flow after stall can be simulated in detached region. The variation of lift with attack angle is shown in Fig.14.

The case of NACA63₃-018

The lift loss in this case is caused by flow separation near the trailing edge, which extends rather slowly toward the upstream as attack angle increases. This process is shown in Figs.15 (a) and 15 (b). No obvious differences are observed between the RANS and DES methods, as shown in Fig.16. This means that, for slightly separated flows, use of the B-L turbulence model can provide reliable results.

Conclusion

In this study, the properties of three different stall types of airfoil were simulated.

For the small separated flow field, such as NACA63₃-018 at the attack angle just after

maximum lift, DES get good result for lift estimate, anyway, RANS method can also get the same result for the local upper surface separation.

For the massive separated flow, DES method showed much more reasonable results than RANS method, as shown by NACA63₁-012.

Present calculation meet some difficult at the case of thin airfoil stall type, when the bubble begin unstable and appear period variation. After fully separated, present calculation again get reasonable results, as shown in example NACA64A-006. For this case, span width, time step or others calculation condition may affect the numerical result, much more research need to concentrate to this point.

References

- [1] M. Strelets, St. Peterburg, "Detached Eddy Simulation of Massively Separated Flows", AIAA 2001-0879.
- [2] Spalart, P.R., "Trends in Turbulence Treatments", AIAA paper 2000-2306
- [3] Spalart, P.R., Jou, W.-H., Strelets, M., and Allmaras, S.R. Comments on the feasibility of LES for wings, and on a hybrid RANS/LES approach. 1st AFOESR Int. Conf. On DNS/LES, (1997), Ruston, LA. In Advances in DES/LES, C.Liu & Z.Liu Eds., Greyden Press, Columbus, OH.
- [4] Morton, S., Forsythe, J.R., Mitchell, A., and Hajek, D., "Des and RANS Simulations of Delta Wing Vortical Flows", AIAA 2002-0587.
- [5] James R. Forsythe, Klaus A. Hoffmann, Kyle D. Squires, "Detached-Eddy Simulation with Compressibility Corrections Applied to a Supersonic Axisymmetric Base Flow", AIAA 02-0586.
- [6] Squires, K.D., Forsythe, J.R., Morton, S.A., Strang, W.Z., Wurtzler, K.E., Tomaro, R.F., Grismer, M.J., and Spalart, P.R., "progress on Detached-Eddy Simulation of Massively Separated Flows" AIAA 2002-1021.
- [7] James R. Forsythe, Kyle D. Squires, Kenneth E. Wurtzler, Philippe R. Spalart, "Detached-Eddy Simulation of Fighter Aircraft at High Alpha", AIAA 2002-0591.
- [8] "Proceedings of Aerospace Numerical Simulation Symposium 2000", Special Publication of National Aerospace Laboratory, NAL SP-46, ISSN 0289-260X.
- [9] Arnone, A., Liou, M.S., and Povinelli, L.A., "Integration of Navier-Stokes Equations Using Dual Time Stepping and a Multigrid Method" AIAA Journal, Vol.33, No.6, June 1995.
- [10] George, B. and Donald, E., "Examples of Three Representative Types of Airfoil Section Stall at Low Speed", NACA TN-2502, 1951.
- [11] Li Dong, Igor Men'shov, and Yoshiaki Nakamura, "2-D RANS Simulation for Three Different Stall Types", Proceedings of the Thirty-fifth Fluid Dynamics Conference of Japan, Kyoto, Japan, 2003, 9.

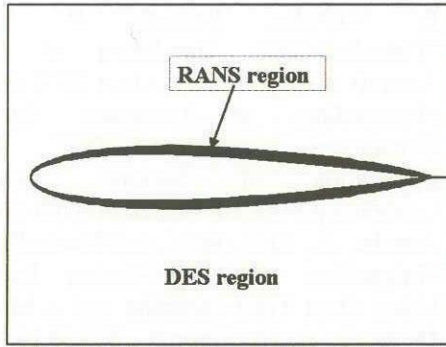


Fig.1 Division of flow-field for DES

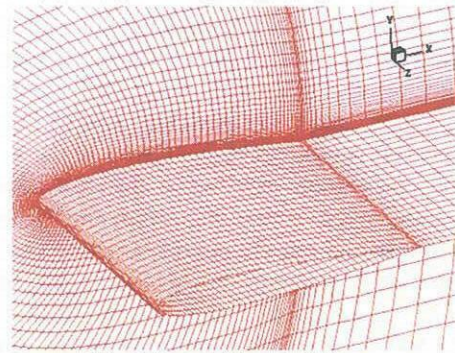


Fig.2 the grid for airfoil

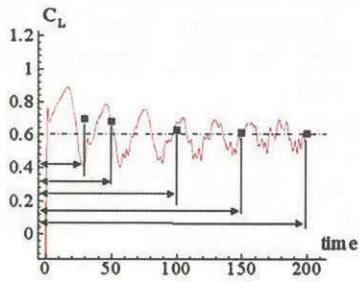


Fig.3 Average lift history

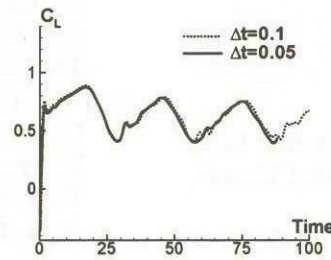


Fig.4 lift history at AoA=8°

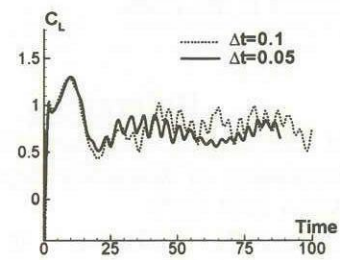


Fig.5 lift history at AoA=11°

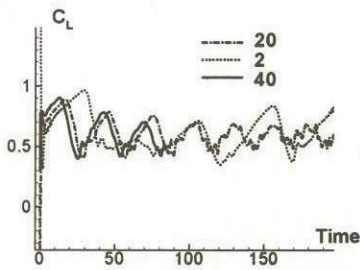


Fig.6 inner iterate steps effect

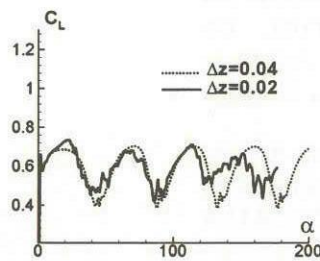


Fig.7 lift history at AoA=7°

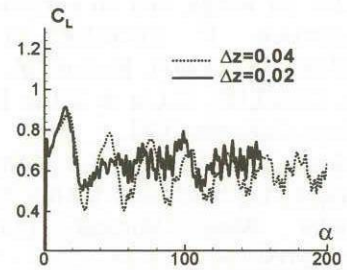
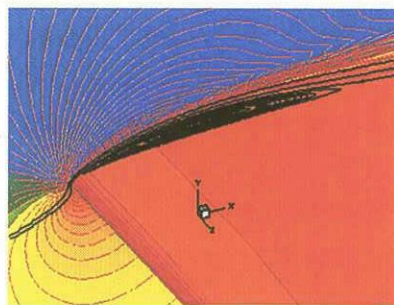
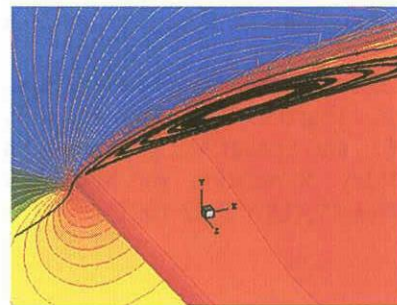


Fig.8 lift history at AoA=8°



(a) $\alpha = 5.27^\circ$



(b) $\alpha = 6^\circ$

Fig.9 Flow field of NACA64A-006

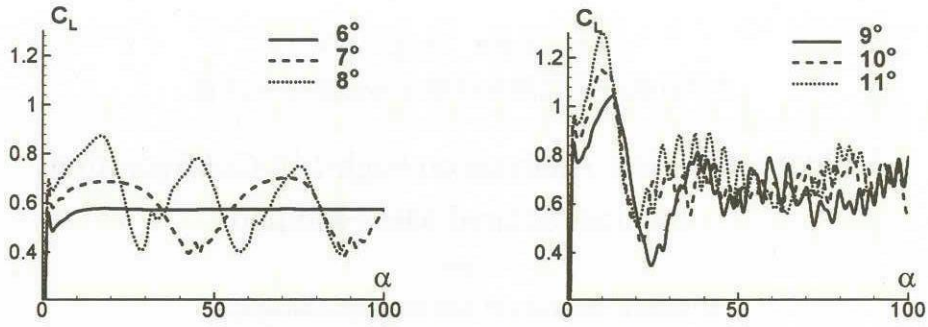


Fig.10 lift history from AoA=7° to AoA=11°

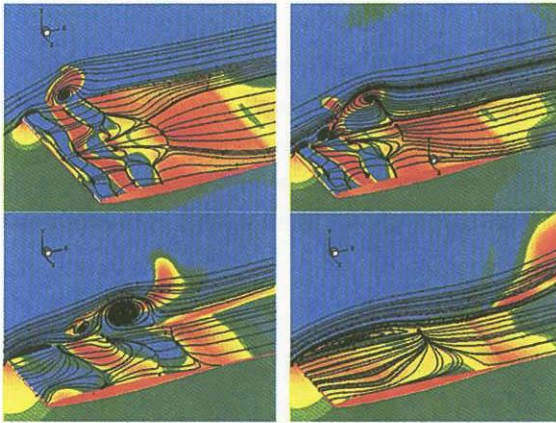


Fig.11 flow field at AoA=8°

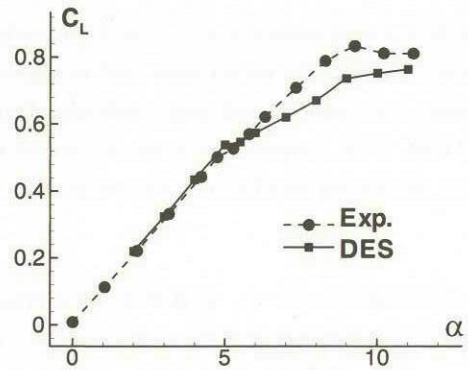
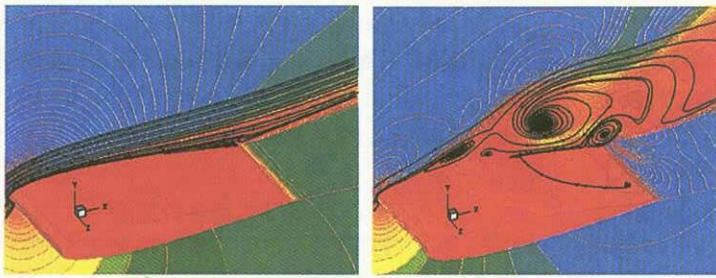


Fig.12 Lift vs. attack angle for NACA64A-006



(a) $\alpha = 14^\circ$

(b) $\alpha = 15^\circ$

Fig.13 Flow field of NACA63₁-012

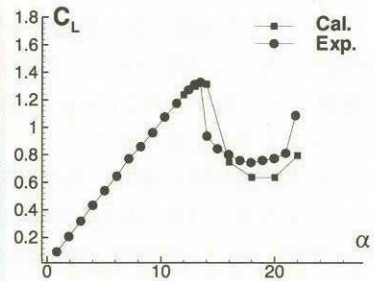
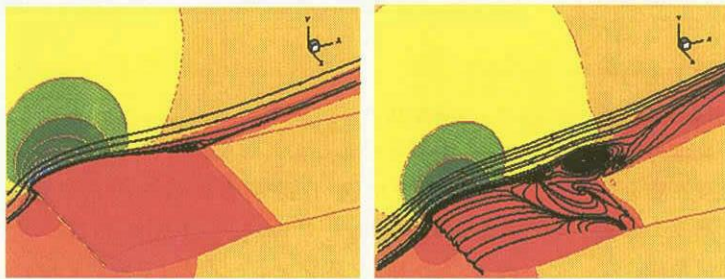


Fig.14 Lift vs. attack angle for NACA63₁-012



(a) $\alpha = 15^\circ$

(b) $\alpha = 16^\circ$

Fig.15 Flow field of NACA63₃-018

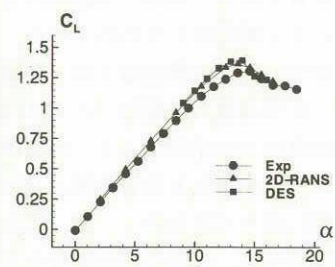


Fig.16 Flow field of NACA63₃-018

非構造格子法を用いた航空機高揚力装置周りの流れ場解析の精度検証

村山光宏*、山本一臣*

*宇宙航空研究開発機構総合技術研究本部

Validation of Flow Analysis on High-Lift Configurations by Unstructured Mesh Method

by

Mitsuhiro Murayama* and Kazuomi Yamamoto*

*Institute of Space Technology and Aeronautics, Japan Aerospace Exploration Agency

ABSTRACT

In this paper, flow computations around a 3D high-lift configuration with three-element (slat-main-flap) wing were performed on structured and unstructured meshes. The results were used to analyze and improve the accuracy and reliability of the aerodynamic analyses for high-lift system. Computed lift and drag coefficients both on structured and unstructured meshes showed good agreement with the experimental data. In the computations, it was also shown that further mesh refinement should be used to improve the resolution for slat wake, wing tip, and trailing edge for more accurate prediction by detail comparison with wind tunnel test data and computational data.

1. 緒言

近年の航空機の設計において、計算流体力学(CFD)による高揚力装置形状の最適化技術の向上が求められている。しかしながら、高揚力装置周りのCFD解析においては、形状の複雑さに加え、遷移や剥離、再付着を伴う非常に複雑な流れ場となり、CFD解析技術の信頼性は未だ確立していない。CFDによる高揚力装置の空力最適化を行う上では、複雑形状物体周りに対する効率の良い計算格子生成法開発に加え、その複雑な流れ場に対するCFDの信頼性や精度を明確化し、その向上を図る必要がある。

非構造格子法は形状融通性に優れ、高揚力装置周りのような複雑形状に対する格子生成が比較的容易である。また、流れ場の重要な領域において局所的に格子細分化し精度向上を図ることも容易である⁽¹⁾。最適設計時における形状変化に伴う計算格子修正にもロバストな非構造移動格子法⁽²⁾を用いることにより適用能力が大きい。そこで、予測精度や計算効率の改良を進め、高揚力装置流れ等での非構造格子法の信頼性向上に期待がかけられている。

これまで、著者らにより構造格子法と非構造格子法の両手法を用いて二次元高揚力装置周りのCFD解析を行い、実験結果と計算結果同士の比較により、計算格子密度や計算法などのパラメータが揚力と抗力予測にどの程度影響を与えるかを詳細に調べてきた⁽³⁾。一方、三次元高揚力装置周りの流れ場解析では、形状や流れ場自体が更に複雑になり、計算規模が非常に大きくなるため、計算例も多くない。

そこで本研究では、CFD検証用データの存在する三次元スラット-メイン-フラップ三翼素翼胴形態基礎模型の流れ場解析を行い、三次元高揚力装置の空力解析技術の向上を図る。具体的には、マルチブロック構造格子と非構造格子の両手法を用いた解析を行い、風洞試験結果と計算結果同士の比較を行い、解析技術の信頼性と改善点を検討する。

2. 解析手法

構造格子ソルバーとしてJAXA総合技術研究本部で開発を進めているCFD共通基盤プログラムUPACS^(4,5)を用いる。非構造格子の格子生成・ソルバーとしてTAS (Tohoku University Aerodynamic Simulation) code⁽⁶⁻⁸⁾を用いる。それぞれの計算手法をTable 1にまとめる。乱流モデルには両手法でSpalart-Allmaras 1方程式モデル(original version)⁽⁹⁾を用い、全面乱流計算を行う。計算はJAXA総合技術研究本部の数値シミュレータシステムNSIII⁽¹⁰⁾の中央NSシステムCeNSS (Fujitsu PRIMEPOWER HPC2500)を用いて行った。

表1 数値計算法

	TAS Code	UPACS
格子	非構造格子	マルチブロック構造格子
離散化	セル節点有限体積法	セル中心有限体積法
流束評価	HLLW 二次精度	Roe 三次精度
時間積分	LU-SGS陰解法	MFGS陰解法
乱流モデル	Spalart-Allmaras	Spalart-Allmaras

3. 計算結果

3.1 計算モデル

本研究では図1に示される三次元三翼素翼胴形態Trapezoidal wing^(11, 12)のスラット舵角30度、フラップ舵角25度の全スパンスラット・フラップ形状を用いた。スラットギャップ、スラット高さはそれぞれ0.015c (c:空力平均翼弦長)、フラップギャップとフラップオーバーラップはそれぞれ0.015cと0.005cである。この形状を用いた実験は、三次元高揚力装置周りのCFD技術向上のための検証データを提供するためにNASAで風洞試験が実施され、そのデータはWeb上で公開されている。

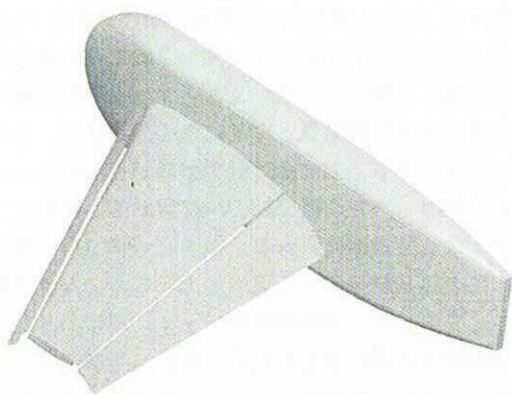
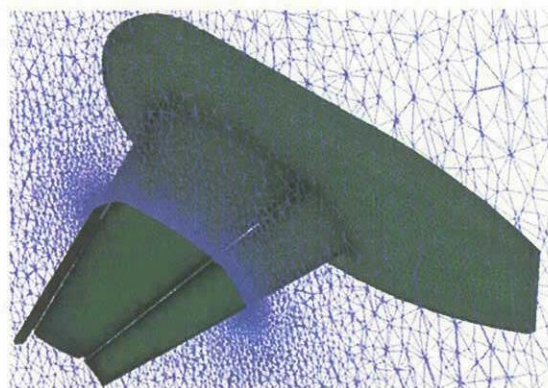
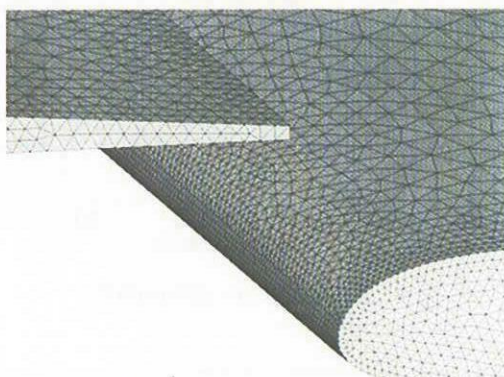


図1 三次元スラット-メイン-フラップ
三翼素翼胴形態 Trapezoidal wing



(a) 計算格子全体図



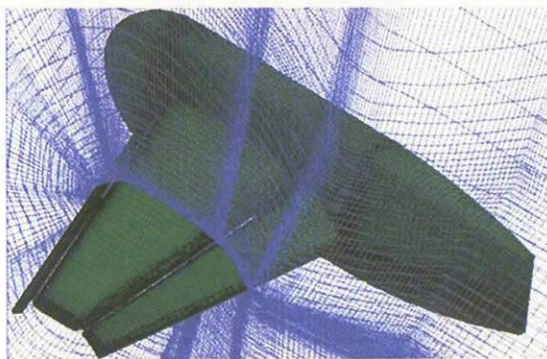
(b) 主翼後縁翼端近傍の表面格子拡大図

図3 Trapezoidal wing 周りの非構造格子

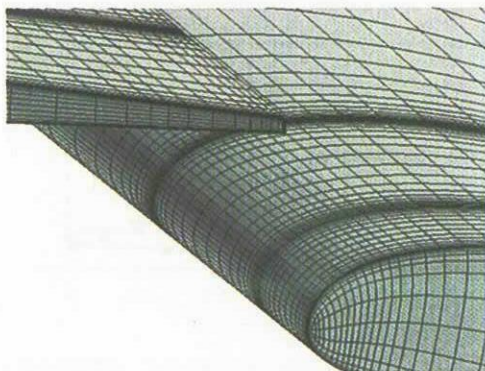
3.2 計算格子

図2と図3に用いた格子を示す。図2に示されているマルチブロック構造格子は商用格子生成ソフトウェア Gridgen を用いて作成した。ブロック数は 586 ブロック、総格子点数は約 750 万点である。遠方外部境界は胴体長の約 20 倍である。最小格子幅は $0.02/\sqrt{Re}$ である。表面格子及び空間格子作成に要した期間は約一ヶ月である。

図3に示されている非構造格子は TAS-Mesh^(6,7)を用いて作成した。総格子点数は約 1320 万点である。遠方外部境界は構造格子とほぼ同じで胴体長の約 20 倍離れている。最小格子幅は $0.01/\sqrt{Re}$ である。表面格子及び空間格子作成に要した期間は数日であり、表面格子に関しては半自動的に、空間格子に関しては完全に自動的に作成できる。



(a) 計算格子全体図



(b) 主翼後縁翼端近傍の表面格子拡大図

図2 Trapezoidal wing 周りのマルチブロック構造格子

今回用いた形状では各翼素の後縁には微小な厚みがある。構造格子ではその後縁厚みに約 7 点程度の格子点を配置している。今回用いた非構造三角形表面格子生成法⁽⁶⁾は物体表面を等方的な三角形を用いて表現するため半自動化され、表面格子作成に要する時間は数時間で済む。しかしながら、後縁の微小な厚みに等方的な三角形を用いて十分な格子点数を入れると、膨大な総格子点数になる。そこで、今回の非構造格子では後縁の厚みには 1 格子点程度しか配置していない。

3.3 計算結果

主流マッハ数 0.15、レイノルズ数 15×10^6 にて全面乱流を仮定した計算を行った。

図4と図5にそれぞれ揚力係数(C_L)–迎角(α)特性図、揚力係数(C_L)–抗力係数(C_D)特性図を示す。 C_L – α に関しては実験結果と比較して計算結果は全体的に C_L が 1% 程度大きい、実験結果と良く一致している。また、両計算結果の差は失速前までは最大でも 1% 程度で良く一致している。両計算において失速迎角はほぼ同じで最大揚力係数値の差は約 1.4% である。

C_L – C_D についても風洞試験結果と非常に良く一致した傾向を示す。しかし、揚力係数値に比べると計算結果同士の差が大きくなり、抵抗係数値の差は約 200 カウント (1 カウント = 10^{-4}) 程度で 3~6% 程度の違いが見られる。図6に迎角 11.02 度の抵抗係数を各翼素ごとに圧力抵抗係数 C_{Dp} 、摩

摩擦抵抗係数 C_{Df} に分けて比較したグラフを示す。全抵抗(約 3000 カウント)に占める圧力抵抗の割合が 95%以上である。両計算同士の差は圧力抵抗係数については約 200 カウント程度、摩擦抵抗係数については 10 カウント程度の違いが見られる。

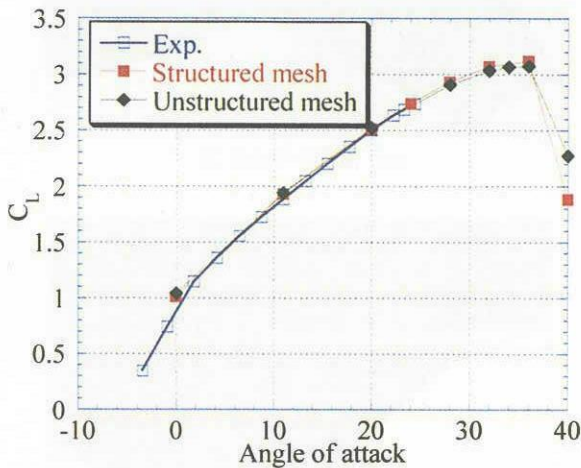


図4 揚力係数(C_L)—迎角(α)特性

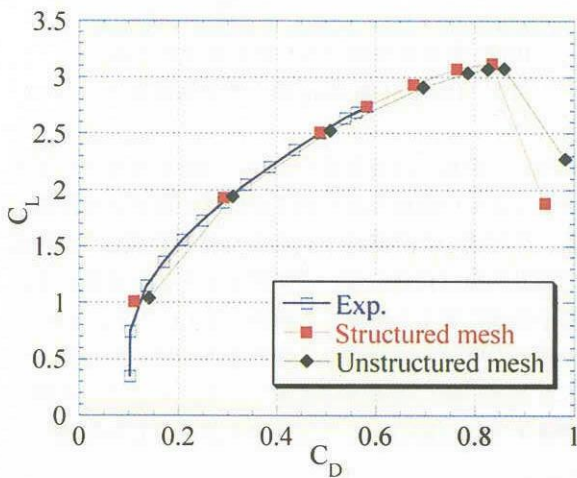
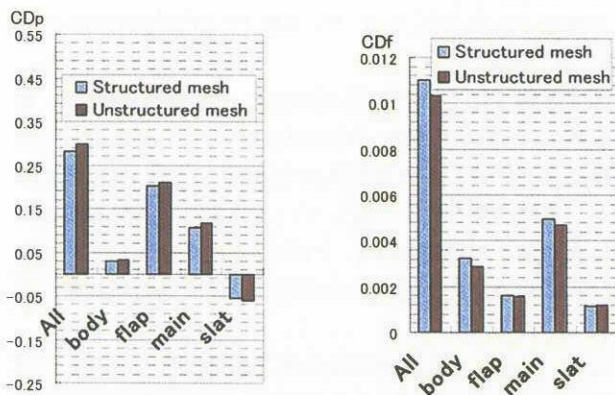


図5 揚力係数(C_L)—抗力係数(C_D)特性



(a) 圧力抵抗成分 (b) 摩擦抵抗成分

図6 抵抗成分の比較(迎角 11.02 度)

図7と図8に 50%と 98%スパン断面における迎角 11.02 度の表面圧力係数分布(C_p)を示す。50%位置では計算結果同士は非常に良く一致している。またスラット部分を除いて両計算結果は風洞試験結果と非常に良く一致する。スラットに関してはスラットの前方付近で差異が見られる。

翼端に近い98%スパン位置では50%位置断面と比較して計算結果同士にも差異が見られる。図9に迎角 11.02 度の翼端近傍の圧力等高線を示す。翼端付近で非常に大きな翼端渦が発生しているが、主翼翼端とフラップ翼端から発生する翼端渦の強さに違いが見られる。また、非構造格子では渦が後流にて急速に拡散している。これは翼端付近の角部の格子解像度、後流領域の解像度の違いにより生じる。非構造格子ではこの翼端付近と渦後流領域の解像度が十分ではないことがわかる。この翼端での渦の違いにより 98% スパン位置での計算結果同士の差が見られると考えられる。

また、各翼素の後縁の C_p 分布を比較すると、非構造格子では C_p の跳びが大きい。微小な厚みがある後縁での格子解像度の違いによるものと考えられ、この微小厚みによる圧力の跳びが、全体の循環、物体に働く空気力に及ぼす影響の検討というのも今後必要である。

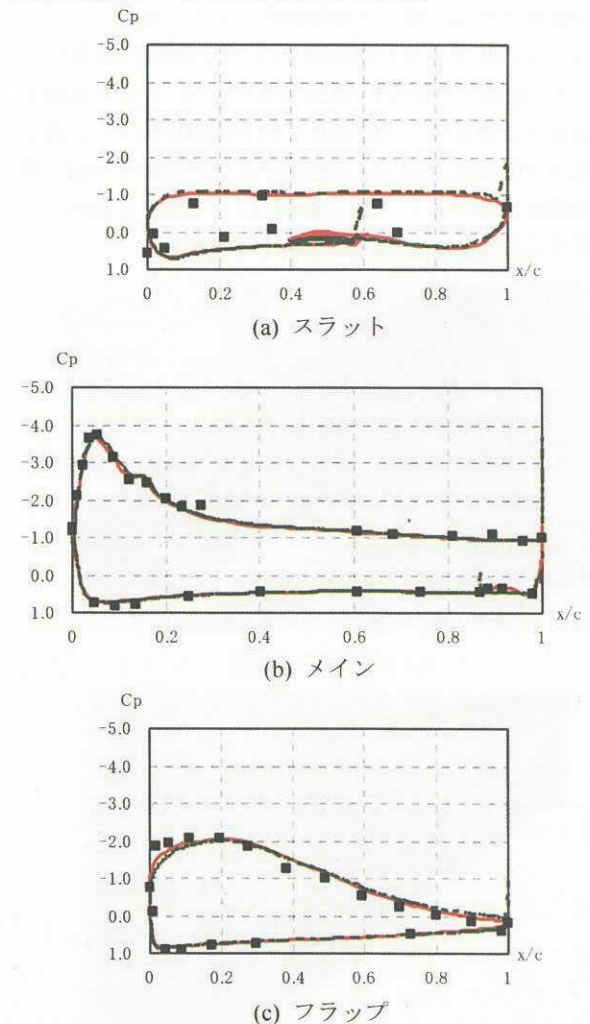


図7 迎え角 11.02 度における 50%スパン断面位置の表面圧力係数(C_p)分布 (黒点: 風洞試験、赤線: 構造格子、緑線: 非構造格子)

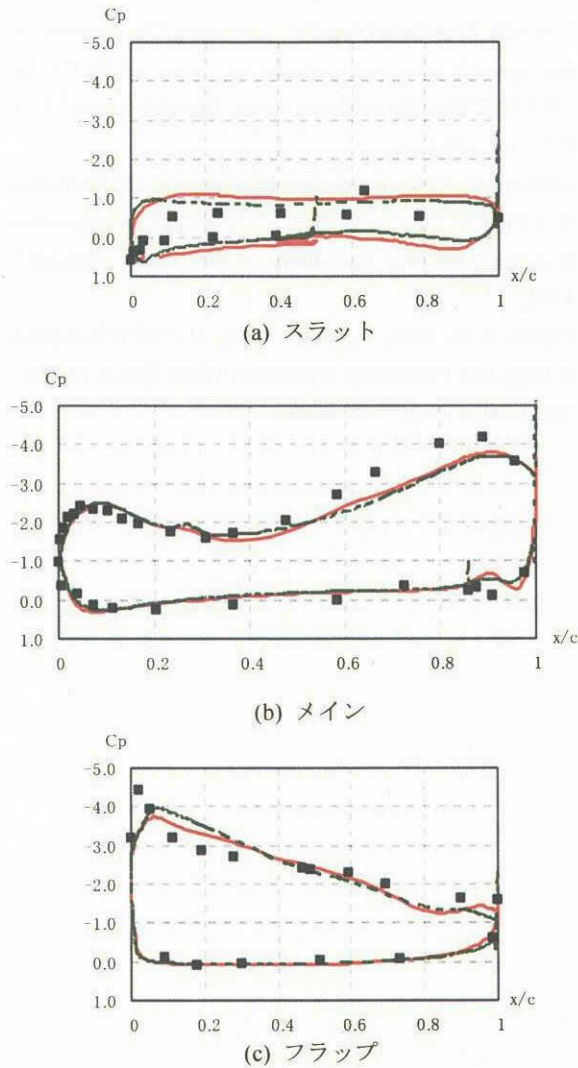


図8 迎え角 11.02 度における 98%スパン断面位置の表面圧力係数(Cp)分布 (黒点：風洞試験、赤線：構造格子、緑線：非構造格子)

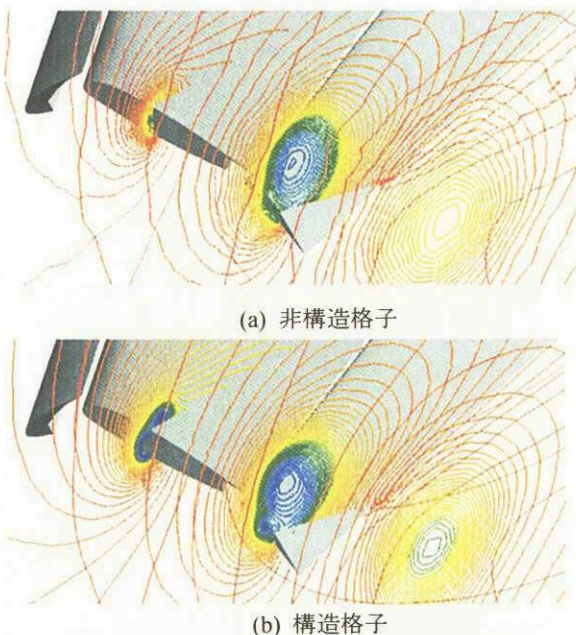


図9 翼端近傍の圧力等高線(迎え角 11.02 度)

図10に迎え角 11.02 度における 50%スパン位置での等マッハ数線図を示す。全体的な流れ場の構造は両計算結果ではほぼ同様である。しかしながら、非構造格子では構造格子の結果と比較しスラット後流がスラットの後縁から離れるに従い拡散し、フラップ上部で後流が厚くなっている。適度な迎え角ではスラット後流の効果はそれほど重要ではなく、非構造格子と構造格子による空力係数の差は小さかった。また、失速角や最大揚力係数値に関しても、大きな差は見られなかった。しかしながら、より正確な失速予測にはこの後流の解像度を十分向上させる必要があると考えられる。今回の非構造格子表面格子と空間格子を作成する際に、翼端付近とスラットの後流付近の解像度を高めてはいるが、解像度が十分ではないことが分かった。今後は、スラットの後流領域と翼端渦領域に更に格子密度を高める解適合格的アプローチが計算コストの面からも要求され、その格子依存性の調査が必要である。一方、構造格子もスラットやメインのコーブ部でせん断層を十分に捉えることのできる格子密度にはなっておらず、揚力予測に影響を及ぼしていると考えられる。非構造格子、構造格子共に更なる格子依存性も含めた比較が必要である。

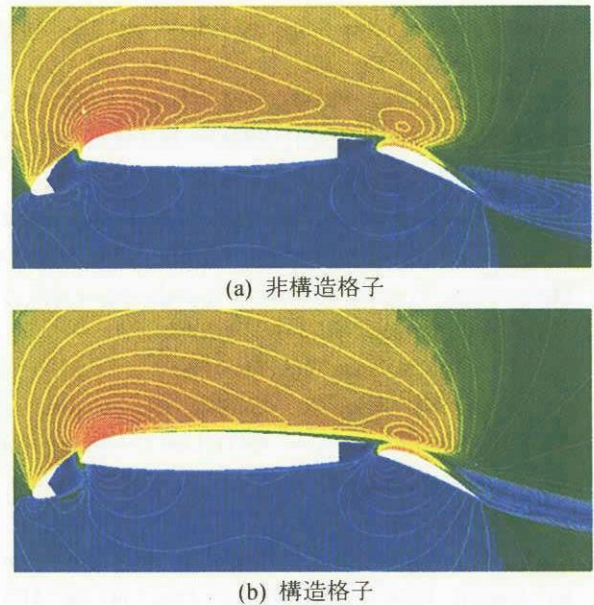


図10 50%スパン位置の等マッハ数線図(迎え角 11.02 度)

4. 結言

三次元高揚力装置周りの解析技術向上の為、三次元スラット-メイン-フラップ三翼素翼胴形態基礎模型の流れ場解析を行った。計算結果の問題点、改善法をより明確にするために、マルチブロック構造格子法と非構造格子法の両手法を用いて詳細な比較を行った。計算格子作成にかかる作業時間は構造格子で約一ヶ月要した。一方、非構造格子では数日で済み、圧倒的に作業時間が少なかった。

今回用いた三翼素翼胴形態基礎模型では、揚力予測に関して計算結果は風洞試験結果と良く一致した。両計算結果の差も最大で 1%程度と小さく、失速迎え角、最大揚力係数

値の差も小さかった。揚力-抗力特性に関しても風洞試験結果と良く一致する傾向を示し、非構造格子・構造格子共に同程度の予測精度を得られる事を確認した。

しかし、詳細な流れ場では両計算同士でスラットの後流や翼端渦に違いが見られ、計算精度を更に改善するにはスラットの後流、フラップの後流、翼端渦の格子解像度等の更なる検討が必要であるということが示された。

謝辞

本研究の計算は JAXA 総合技術研究本部情報技術開発共同センターの数値シミュレータの特別利用制度を利用したものです。関係者各位のご支援に感謝いたします。

参考文献

- 1) Murayama, M., Nakahashi, K., and Sawada, K., "Simulation of Vortex Breakdown Using Adaptive Grid Refinement with Vortex-Center Identification," *AIAA Journal*, Vol. 39, No. 7, 2001, pp. 1305-1312.
- 2) Murayama, M., Nakahashi, K., and Matsushima, K., "A Robust Method for Unstructured Volume/Surface Mesh Movement," *Transaction of the Japan Society for Aeronautical and Space Sciences*, Vol. 46, No. 152, Aug. 2003, pp. 104-112.
- 3) 村山光宏, 山本一臣, "非構造格子法を用いた航空機高揚力装置周りの二次元流れ場解析の精度検証" 第 17 回数値流体力学シンポジウム講演論文集, 2003.
- 4) Takaki, R., Yamamoto, K., Yamane, T., Enomoto, S. and Mukai, J., "The Development of the UPACS CFD Environment," *High Performance Computing, Proc. of ISHPC 2003*, Springer, pp. 307-319, 2003.
- 5) <http://www.ista.jaxa.jp/aet/cfd/cfd-e01.html>
- 6) Ito, Y. and Nakahashi, K., "Surface Triangulation for Polygonal Models Based on CAD Data," *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, Vol. 39, Issue 1, pp. 75-96, 2002.
- 7) Ito, Y. and Nakahashi, K., "Unstructured Mesh Generation for Viscous Flow Computations," *Proc. of the 11th International Meshing Roundtable*, Ithaca, NY, Sept. 2002, pp. 367-376.
- 8) Fujita, T., Koizumi, T., Kodera, M., Nakahashi, K., Iwamiya, T., and Nakamura, T., "Evaluation of Parallelized Unstructured-Grid CFD for Aircraft Applications," *Proc. of Parallel CFD 2002*, 2002.
- 9) Spalart, P. R. and Allmaras, S. R., "A One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows," *AIAA Paper 92-0439*, 1992.
- 10) Matsuo, Y., Nakamura, T., Tsuchiya, M., Ishizuka, T., Fujita, N., Ohkawa, H., Hirabayashi, Y., Takaki, R., Yoshida, M., Nakamura, K., Yamamoto, K., Suematsu, K., and Iwamiya, T., "Numerical Simulator III - Building a Terascale Distributed Parallel Computing Environment for Aerospace Science and Engineering," *Proc. of the Parallel CFD 2002 Conference*, Nara, Japan, Elsevier Science B. V., 2003, pp. 187-194.
- 11) Johnson, P., Jones, K. M., and Madson, M., "Experimental Investigation of a Simplified 3D High Lift Configuration in Support of CFD Validation," *AIAA Paper 2000-4217*, 2000.
- 12) Rogers, S. E., Roth, K., and Nash, S. M., "CFD Validation of High-Lift Flows with Significant Wind-Tunnel Effects," *AIAA Paper 2000-4218*, 2000.

二次元高揚力装置周りの流れ場解析とその検証

竹中 啓三 (三菱重工業株式会社)、山本 一臣 (ISTA, JAXA)

CFD analysis and validation study of the 2-D high lift devices

by

Keizo Takenaka (Mitsubishi Heavy Industries, Ltd.), Kazuomi Yamamoto (ISTA, JAXA)

ABSTRACT

This paper presents numerical study on the 2-D high lift devices (HLD). We conducted CFD analyses of 2 element (NLR-7301) and 4 element (Boeing Model C) airfoils, using 2 different CFD codes (JAXA UPACS and MHI in-house codes). MHI in-house code adopts overset grid method. We developed a new method of overset pattern optimization, which reduces grid dependency due to interpolation process. We describe the detail process of the method. Through the validation study, both CFD results agree well with WTT results. However, through the careful investigation of the CFD results, we found turbulence transition treatment of CFD highly affected the estimation of HLD aerodynamic characteristics. Finally, we reached the conclusion accurate prediction of the transition location is necessary for that of aerodynamic characteristics of HLD.

1. はじめに

民間航空機における高揚力装置は、重量・機体価格において大きな割合を占めており、その性能向上は機体性能、商品価値に大きく直結する。一方高揚力装置周りの流れは剥離や遷移を含む複雑な流れ場であり、空力設計ツールとなる CFD の適用性・信頼性・精度に関しては Euro Lift Project¹⁾等、近年欧米を中心に盛んに研究が行われているものの国際的にも十分な知見が得られていない。

そこで、本研究では二次元高揚力装置を対象とした CFD 解析を実施し、公開文献結果や CFD コード間の比較を通じ解析精度・信頼性の検証を実施した。

2. 解析手法

解析にはマルチブロック構造格子ソルバーである UPACS²⁾ (Unified Platform for Aerospace Computational Simulation) 及び、MHI 開発の構造格子 overset ソルバーを用いた。それぞれの解析手法概要を表1に示す。

現在高揚力装置の解析手法の選択肢としては、上記のマルチブロック法、Overset 法に加え非構造格子法が主流と考えられる。表2に高揚力装置の設計解析という観点での各手法の一般的な特徴を示す。

格子生成の容易さに関しては、2次元であれば大差はないが、単一翼型格子の組み合わせで自動格子生成が可能な Overset 法が若干有利と考えられる。しかし、極端に狭いギャップや Cove 形状 (母翼後縁部の凹み部) の複雑化等への対応は非構造格子が優れる。

また、設計作業への適応性という観点では Overset 法が非常に有利である。高揚力装置設計の場合、形状そのものは巡航翼型に拘束されており、Rigging パラメータ (ギャップ、オーバーラップ、舵角) 設計が主である為、パラメータ変更による格子の修正が格子の並行・回転移動のみで実現可能である点は容易で効率的である。

解析精度の面では複雑形状でも格子品質の劣化等が少ないマルチブロック法が有利であり、解析効率でも優れる。Overset 法の場合解析精度に関しては、補間に伴う拡散等強い格子依存性を有する。

これらを考慮し、Overset ソルバーに関しては長所である設計適応性を生かしつつ実用的な解析精度を確保した設計ツールとすべく Overset パターンの最適化手法を開発した。

一般的に Overset のパターンには任意性があり、図1のダブルスロテッドフラップを用いた概要図において、赤格子と青格子の関係の様に階層構造を用い、赤格子の存在領域では赤格子が流れ場を解き青格子に与える場合や、極端な例としては青格子と黒格子の関係の様に、領域の大部

分をお互いが独立に解き、解析が成立する必要最小限の補間のみを実施する等が考えられる。いずれにしても用いる格子の出来次第で解析精度が影響を受けやすい。

図2に Overset パターンの最適化手法の流れを図示する。図2(a)に示すダブルスロテッドフラップのメインフラップ格子に着目すると、まず、

- 図2(b)の黒色領域に示すように、他の翼素の物体内に入る格子点を計算から除外する (除外された点を Hole と称する)
- 図2(b)の赤色領域に示すように、Hole の周辺及び格子の最外領域に解析精度に応じて初期非補間点を形成する (MUSCL3 次精度の場合 2 層。非補間点を Receptor と称し、物理量を Receptor に与える側を Donor と称する)
- 図2(b)の矢印のように初期 Receptor より Hole 法線方向に向かって自分の格子セル面積とその部分の Donor 候補の格子セル面積を比較していき、Donor 候補のセル面積が小さい場合、自分の格子を Receptor に更新し、相手側を Donor に更新するという作業を繰り返す。
- メインフラップ格子は図2(c)のような補間パターンとなり、赤色領域は母翼格子より物理量を受け取り、緑色領域はアフトラップ格子より物理量を受け取る事となる。青色領域は自らが物理量を解析する領域となる。
- 上記作業を各格子に関して実行し、最終的に各格子が解析を受け持つパターンが図2(d)ようになる。

このように Overset パターンを最適化することにより、格子の質や重なり具合による精度悪化を最小限に留める事が可能である。また、複数格子で同じ位置の物理量を独立に解析することにより物理量が多価となり、その周辺での解析収束性が悪化するといった点も改善される。今回は構造格子の滑らかな格子分布から、セル面積の小さいセルが良い解析精度を有するという仮定の下、セル面積を評価値としたが、評価値を例えば格子の Skewness 等にしたり、格子間の評価に何らかの重み付けを施したりと、容易に自由度を持たせる事ができる。

図3に Overset 最適化手法の効果として密度・圧力等と比較し、変化量が大きく拡散しやすい乱流渦粘性分布の比較図を示す。従来手法としているのは、図2(b)の様に最低限 Overset が成立するパターンとしたものである。図3より、従来手法では格子接合部で渦粘性が拡散しており、メインフラップ後流部では拡散が顕著である。一方、本手法では格子間の渦粘性が非常に滑らかに接続されている。

3. 解析対象

解析対象としては、2翼素 (Single-slotted flap) の NLR-7301³⁾、4翼素 (Slat, Double-slotted flap) の Boeing Model C⁴⁾を用いた。それぞれの解析条件を表3、4に示す。さらに、図4に NLR-7301 の UPACS 解析格子、図5に Model C の MHI 解析格子を示す。また表5に解析格子点数を示す。MHI 格子に関しては、各翼素はC型格子で形成されている。

4. 結果及び考察

4.1 NLR-7301

NLR-7301 に関しては、今回解析条件では風洞試験において母翼上面前縁部に層流剥離泡の存在が確認されており、UPACS では、層流剥離泡を再現する為に乱流モデルに Spallart-Allmaras(SA)⁵⁾モデルを用い、風洞試験計測により既知である遷移位置に指定遷移を課している。一方 MHI 解析では、同じく SA モデルを用いているが、低レイノルズ数域 (1~10million) での遷移予測特性を向上していると言われる version“FV3”⁶⁾を用い自然遷移予測を試みた。また解析遠方境界領域の大きさに関しては、UPACS では2次元高揚力装置解析の標準的な大きさである翼弦長の100倍とし、MHI 解析では ECARP³⁾標準解析格子と同等の翼弦長の11倍とし、遠方境界条件に循環補正境界条件を用いた。

図6に空間マッハ数分布の比較図を示す。図より両解析が定性的に良く一致している事が分かる。

次に図7に表面圧力分布の比較図を示す。図より両解析・風洞試験結果が良く一致している事が分かるが、図8に示す前縁部拡大図において詳細に比較すると、UPACS では前縁部に層流剥離に伴うフラットな圧力部が確認されるのに対して、MHI 解析ではそれが見られない。本解析により、層流剥離泡のような遷移位置に非常に敏感な現象は、やはり乱流モデルの渦粘性生成項のチューニング等では再現が難しい事が分かった。遷移位置が今回のように既知の場合は強制遷移を課す事で現象を再現できるものの、設計段階においては、遷移位置は当然未知であり、高揚力装置の空力特性を設計段階において正確に予測するには、高揚力装置の遷移予測手法が必要である事が分かる。

4.2 Boeing Model C

Model C 解析に関しては、UPACS では、乱流モデルに SA オリジナルバージョン⁵⁾を用いており、MHI 解析では、SA version“FV3”を用いている。

図9に迎角0度における表面圧力分布比較図を示す。図より両解析・風洞試験結果が良く一致している事が分かるが、図10に示す後縁フラップ部拡大図において詳細に比較すると、MHI 解析結果の方が UPACS 解析結果と比べ負圧が強く、より風洞試験結果に近い事が分かる。これは両解析の遷移の取り扱いによるものと考えられる。UPACS の用いた SA オリジナルバージョンでは全場乱流に近い流れ場となる為、境界層が全体的に厚めに予測され、排除厚を含めた翼型の有効キャンバの減少による循環の減少を生じていると考えられる。本解析においては MHI 解析で用いた“FV3”バージョンの渦粘性生成項のチューニングが有効に機能している事が分かる。

次に、図11に揚力特性比較図を示す。両解析とも概ね風洞試験結果と一致し、最大揚力係数においても、風洞試験結果と0.1程度の差であった。しかし遷移の取り扱いの違いにより、MHI 解析の方が UPACS 解析結果よりも若干揚力を大きめに見積もっている。

さらに、高揚力装置周りの流れ場における強い遷移依存性の例として MHI 解析で見られた、流れ場の SA モデルのバージョンによる違いを紹介する。解析は同一格子・ソルバーを用い、SA モデルにおいて標準的な version “Ia”⁵⁾⁶⁾

と“FV3”の比較を実施した。両者の違いは生成項に関する減衰関数の違いのみで、渦粘性が小さな値においての生成の挙動が異なる為、両モデルの物理的な差異は遷移の位置の違いとして現れる。“FV3”の方が減衰が強く遷移が遅れる傾向となる。図12に揚力特性図を示すが、迎角8.16度において、“Ia”では揚力を極端に過小評価している事が分かる。これは、図13の流線に示すように“Ia”を用いたケースではメインフラップが剥離している為である。

その原因を渦粘性係数比較図14、15で考察すると、まず両モデルの流れ場の違いとして母翼下面の遷移位置が異なっており、“FV3”の方が下流側に予測されている。さらに Cove 部 (母翼下面の凹み部) の渦粘性の大きさにも違いが現れており、“Ia”の方が強くなっている。これは母翼下面遷移位置が“FV3”よりも上流側に予測されている為、境界層が発達し厚くなった境界層が剥れて渦を形成している為と考えられる。さらに図15において、“Ia”においては Cove の発達した渦にメインフラップ前縁部が入り込んだ状態となっており、これがメインフラップ前縁の遷移を促進し、メインフラップ部で境界層が厚くなり、剥離を生じていると考えられる。

このように母翼の僅かな遷移位置の違いでフラップの流れ場が一変し、結果的に空力特性を劇的に変化させてしまう可能性が解析において確認された。

本現象はほぼ全場乱流解析である UPACS においては確認されず、ソルバー間の剥離の挙動の違い、格子依存性等も関係していると思われるが、実現象でも十分起こりうるものであると考える。

5. 結論

2次元高揚力装置周りの流れの検証を通じ、実験値や解析同士の比較として概ね良好な結果が得られた。しかし、乱流モデルにおける遷移の取り扱いによっては、高揚力装置の空力性能が大きく異なる可能性が解析により確認された。更なる高揚力装置周りの流れ場の高精度予測に関しては、遷移の高精度予測手法の確立が必要である事が明らかとなった。

今後は得られた課題に関し検討を継続する予定である。

参考文献

- 1) Hansen, H., et al., “Overview about the European High Lift Research Programme EUROLIFT,” AIAAPaper 2004-0767, 2004.
- 2) Takaki, R., Yamamoto, K., Yamane, T., Enomoto, S. and Mukai, J., “The Development of the UPACS CFD Environment,” High Performance Computing, Proceedings of ISHPC 2003, Springer, pp307-319, 2003.
- 3) “Notes on Numerical Fluid Mechanics Volume 58 ECARP-European Computational Aerodynamics Research Project Validation of CFD Codes and Assessment of Turbulence Models,”vieweg
- 4) Omar et al., “Two-Dimensional Wind-Tunnel Tests of a NASA Supercritical Airfoil with Various High-Lift Systems Vol.2-Test Data,” NASA CR-2215, 1979.
- 5) Spalart, P. R. and Allmaras, S. R., “A One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows”, AIAA-92-0439, Jan. 1992
- 6) Rumsey, C. L. et al., “Computation of Flow Over a Drag Prediction Workshop Wing/Body Transport Configuration Using CFL3D,” NASA-TM-2001-211262, 2001

表1 解析手法概要

	UPACS ver.1.4	MHI in-house code
格子	マルチブロック構造格子	Overset構造格子
支配方程式	Reynolds Averaged Navier-Stokes	
離散化手法	セル中心有限体積法	セル節点有限差分法
対流項	Roe+MUSCL (3次精度)	
時間積分	Matrix-Free Gauss Seidel	LU-ADI
乱流モデル	Spalart-Allmaras (original, ver.1a)	Spalart-Allmaras (original, ver.1a, ver.FV3)

表2 高揚力装置設計解析における解析手法の特徴

	格子生成	複雑形状 適応性	設計適応性	解析精度	解析効率
Overset	◎	△	◎	○	○
Multi Block	△	○	○	◎	◎
Unstructured	○	◎	○	○	△

表3 NLR-7301 解析条件

フラップ舵角	20°
ギャップ	2.6%C
オーバーラップ	5.3%C
マッハ数	0.185
コード長基準レイノルズ数	2.51×10^6
迎角	13.1° ($\alpha @ Cl_{max} - 1^\circ$)

表4 Boeing Model C 解析条件

スラット	舵角	45°
	ギャップ	2.5%C
メインフラップ	舵角	30°
	ギャップ	0.8%C
アフトフラップ	舵角	57°
	ギャップ	2.3%C
マッハ数		0.201
コード長基準レイノルズ数		2.83×10^6
迎角		0° ~ 18°

表5 解析格子点数

	UPACS	MHI
NLR7301	159,601	140,173
MODEL C	133,160	220,460

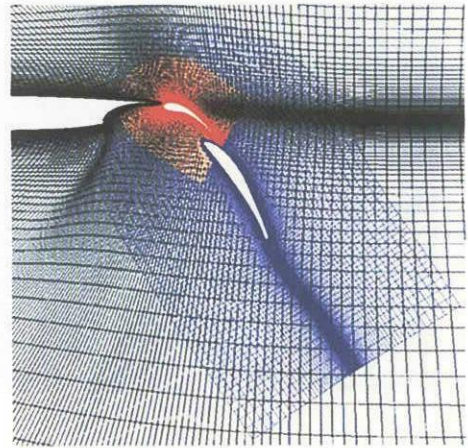
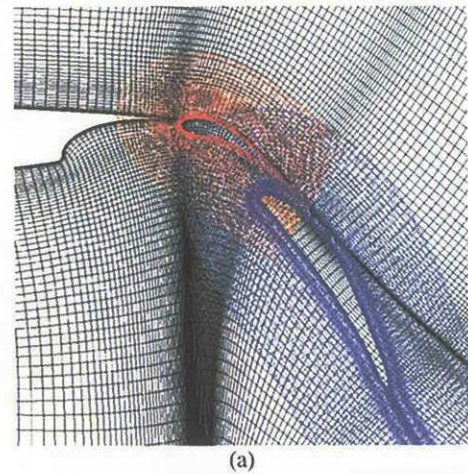
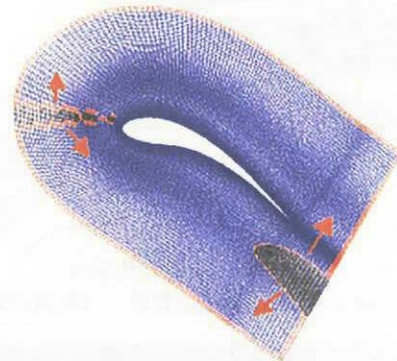


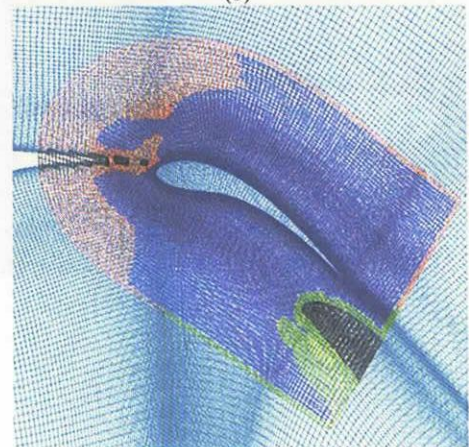
図1 Oversetパターン概要図



(a)



(b)



(c)

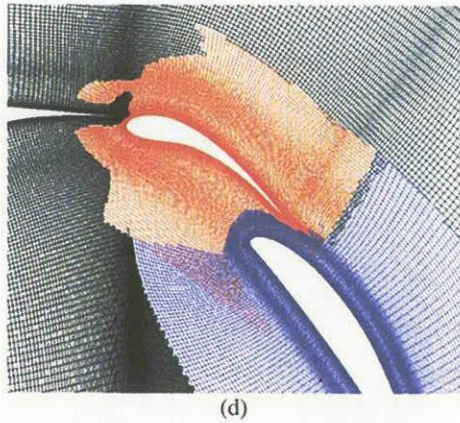


図2 Overset最適化の流れ

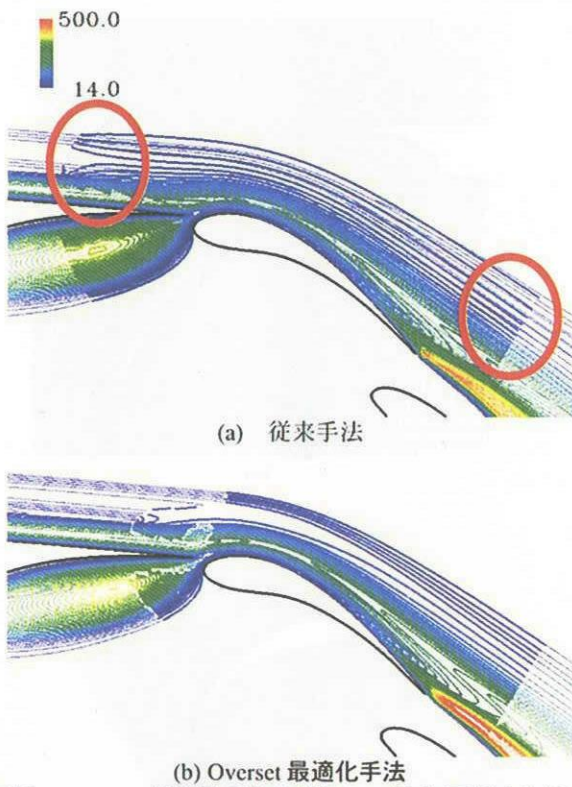


図3 Overset最適化手法の効果 (乱流渦粘性分布)

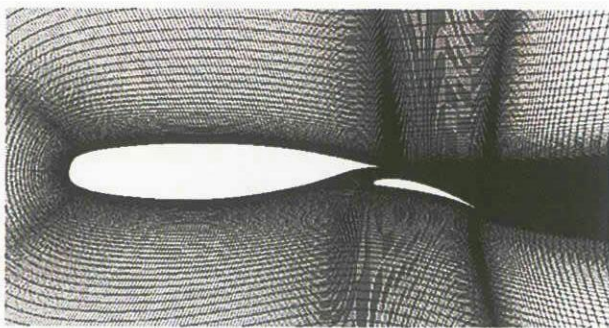


図4 NLR-7301 UPACS解析格子

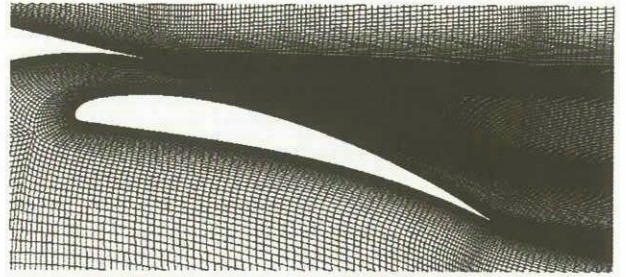
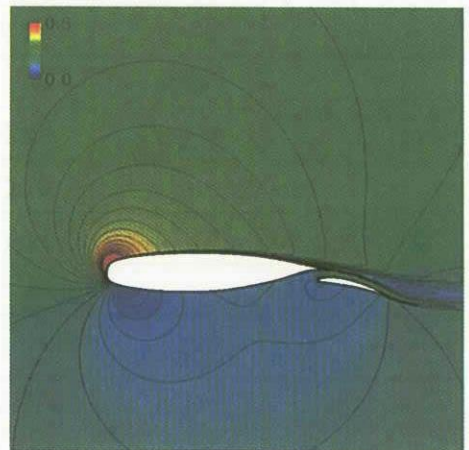
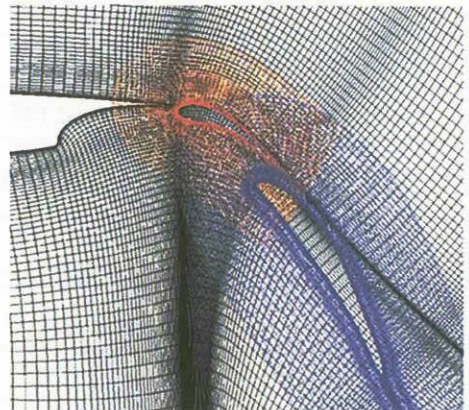
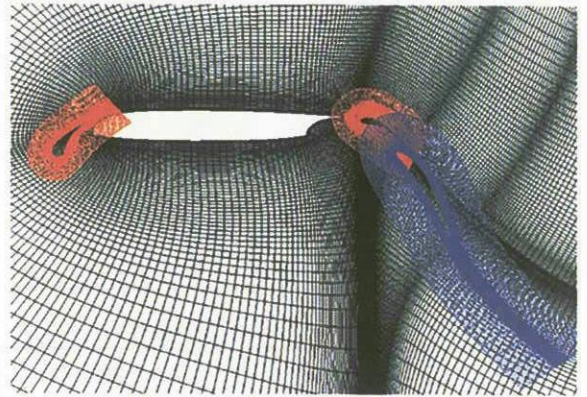
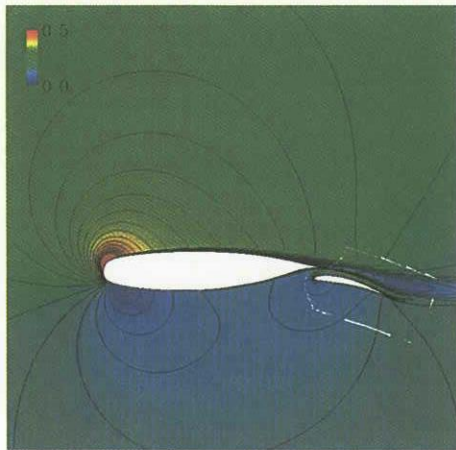


図5 Boeing MODEL C MHI解析格子 (格子線を2本おきに表示)



(a) UPACS



(b)MHI

図6 NLR-7301 マッハ数分布 ($M=0.185, \alpha=13.1^\circ$)

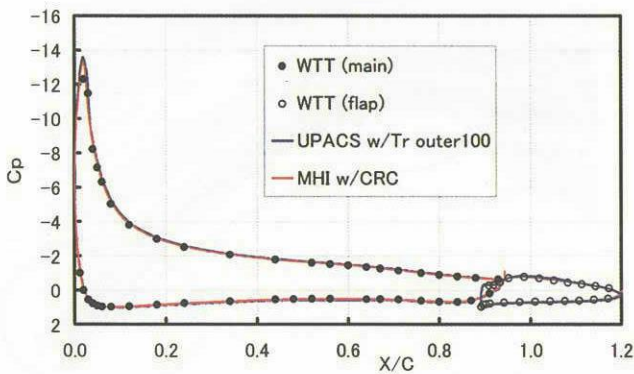


図7 NLR-7301 表面圧力分布 ($M=0.185, \alpha=13.1^\circ$)

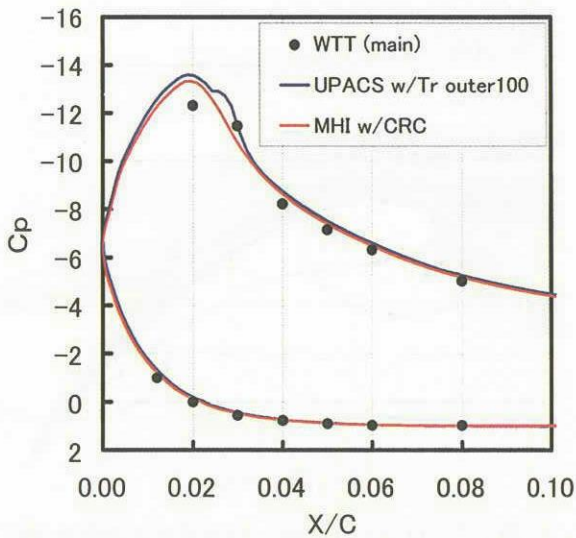


図8 NLR-7301 前縁近傍表面圧力分布 ($M=0.185, \alpha=13.1^\circ$)

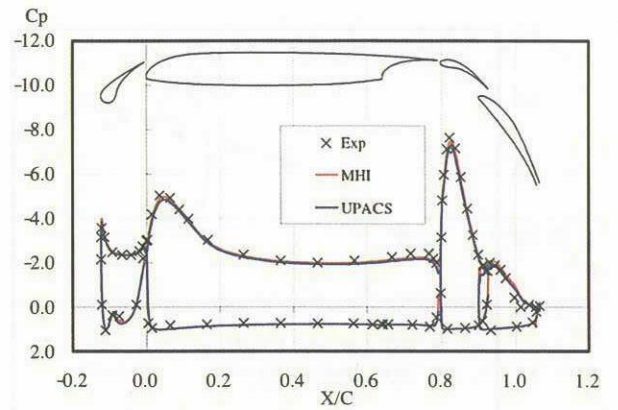


図9 Model C 表面圧力分布 ($M=0.201, \alpha=0.0^\circ$)

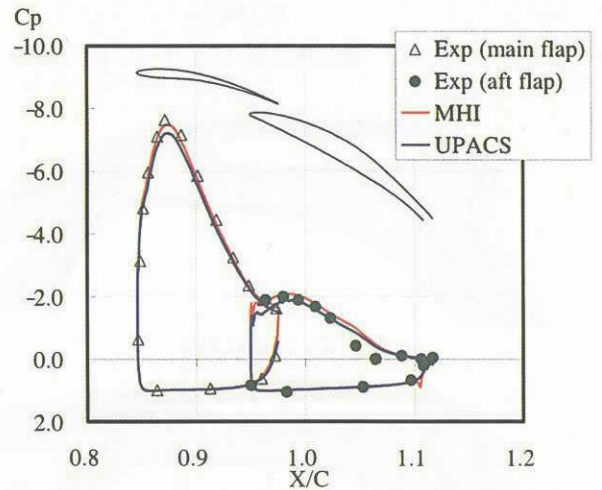


図10 Model C 表面圧力分布 ($M=0.201, \alpha=0.0^\circ$)

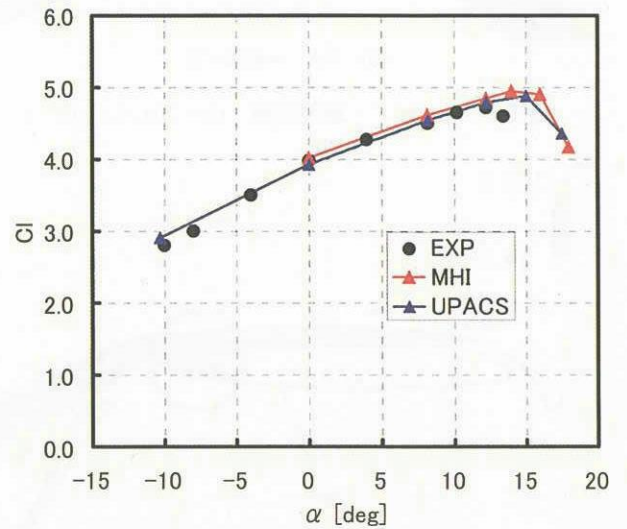


図11 Model C 揚力特性図

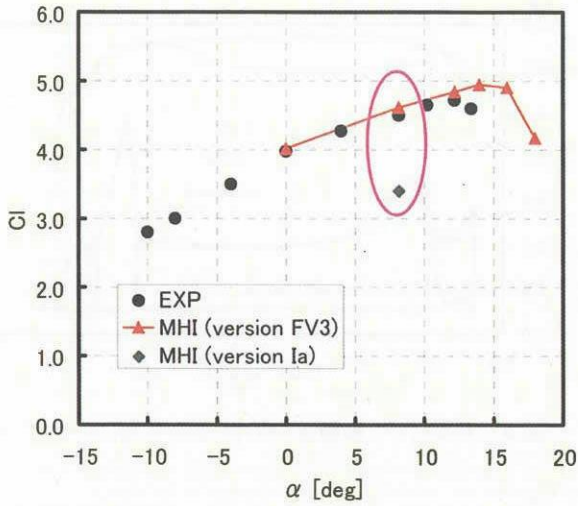


図12 Model C 揚力特性図 (SAバージョン効果)

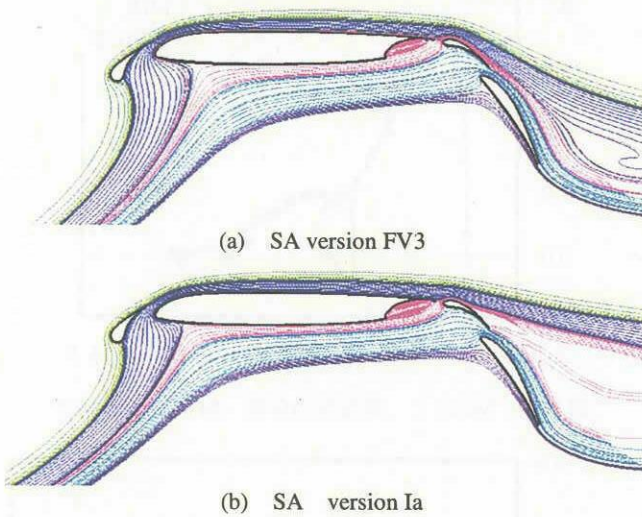


図13 Model C 空間流線 (M=.201, alpha=8.16°)

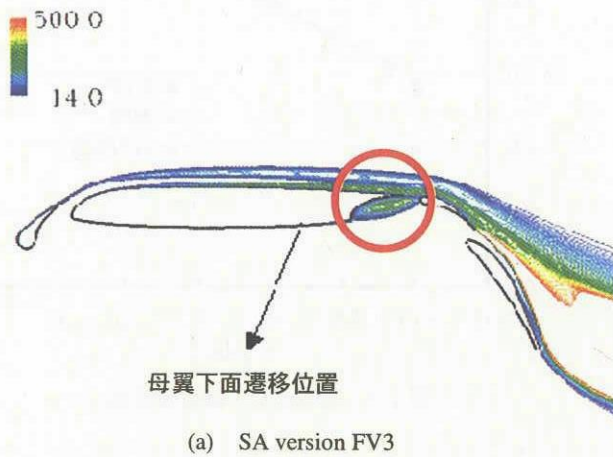


図14 Model C 乱流渦粘性分布 (M=.201, alpha=8.16°)

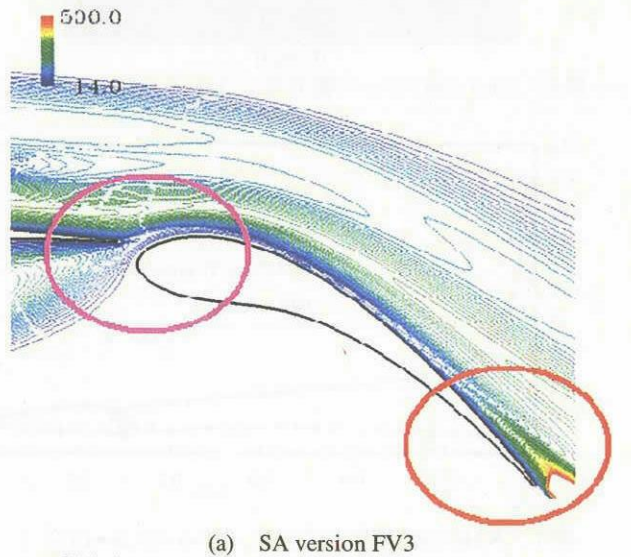


図15 Model C フラップ近傍乱流渦粘性分布 (M=.201, alpha=8.16°)

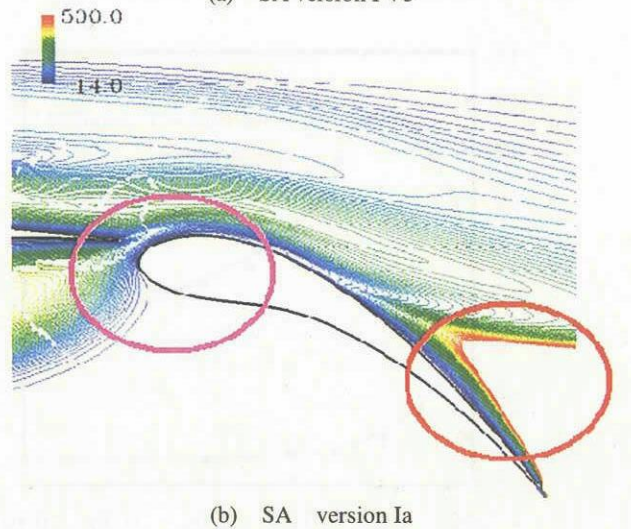


図15 Model C フラップ近傍乱流渦粘性分布 (M=.201, alpha=8.16°)

超高速輸送機形状の高揚力装置の空力設計

浅野 宏佳, 越智 章生 (川崎重工業), 井上 隆 (財)日本航空機開発協会)

Aerodynamic Design of High Lift Device for HSTP

by

Hiroyoshi ASANO, Akio OCHI (KHI), Takashi INOUE (JADC)

ABSTRACT

JADC is conducting High Speed Transport Program (HSTP) aiming for the development of next generation high speed aircraft such as supersonic and transonic speed transport. In the FY2003, the authors performed aerodynamic design of high lift device as a part of this program. This paper describes the optimum design of high lift device to improve the lift-to-drag ratio (L/D). The optimization process is based on the response surface method, where the effects of flaps are estimated by linear superposition. Navier-Stokes calculations are performed for the model either with leading-edge flaps or with trailing-edge flaps. Then the performance of the model with all flaps deflected is predicted by adding the effect of leading-edge flap and that of trailing-edge flap. The response surface is created for search of optimum value. This method reduces the computational time required for CFD analysis. Results of Navier-Stokes calculation for the optimum configuration indicate that the present method yields reasonable results.

1. はじめに

現在、超音速・遷音速等の次世代の超高速輸送機に関する研究が各国で行われている。これらの機体の多くはその主翼に大きな後退角をもつ低アスペクト比翼を採用しているが、このような翼は離陸時のような大迎角飛行時に大きな揚抗比 (L/D) は得にくい事が知られている。このことから、離陸時の必要滑走路長や上昇率において十分な性能が得られず、またエンジン推力の増大、空港周辺の騒音等の問題につながると考えられる。

本研究は、クランクトアロー翼の揚抗比を改善するために高揚力装置を検討し、離陸時の揚抗比について最適化を行ったものである。

2. 最適化手法

2.1 機体概要

今回検討を行うのは、超高速輸送機実用化開発調査において検討されている機体である。機体形状の概略を図1に示す。客席数200~300席、マッハ数1近傍の亜音速で巡航する機体で、主翼にはクランクトアロー翼が採用されている。今回はこの主翼の前後縁にプレーンフラップを取り付けた形状について前・後縁フラップ舵角の最適化を行う。

2.2 最適化手法

推算式¹⁾を使って、仕様の離陸距離をみたくような C_L を求めると0.8となる。この機体は重量・サイズが同程度の既存機に比べ翼面積が大きいので、離陸時にそれほど大きな C_L は必要ない。この機体での高揚力装置の役割は、離陸に必要な揚力を稼ぐというよりもむしろL/Dを向上させることにあると考えられる。

最適化の目的は、離陸時の $C_L=0.8$ において C_D が最小となる前・後縁フラップ舵角の組み合わせを求め、離陸時のL/Dを最大にすることである。

最適化にはナビエ・ストークス(NS)解析結果を用いるが、NS解析をは計算時間がかかるため、今回は解析ケースが少なくすむ最適化手法を試みる。その手法とは、前・後縁フラップを単独で操舵した場合についてのみNS解析を行い、単独の効果を足し合わせることによって、前・後縁フラップを同時に操舵した場合の効果を見積もるというものである。これにより、NS解析のケース数を大きく減らすことができる。

具体的な手順は以下のようになる。

- ① 前・後縁フラップを単独で操舵した場合の C_L 、 C_D をNS解析で求める。
- ② ①で求めた C_L 、 C_D と基本形態の C_L 、 C_D との差分 ΔC_L 、 ΔC_D をそれぞれ前・後縁フラップ単独の効果として求める。
- ③ 前・後縁フラップ単独の効果を足し合わせて、複合的な操舵を行ったときの効果を見積もる。
- ④ ③の結果を使って複合操舵時のポーラー曲線を作成し、 $C_L=0.8$ での C_D を計算する。
- ⑤ フラップ舵角を振って上記の手順を繰り返す。
- ⑥ 得られた C_D の値から応答曲面を作成する。
- ⑦ 最も C_D が小さい前・後縁舵角の組み合わせを最適舵角として選定する。

得られた結果は足し合わせにより同時操舵した場合の効果を推算したものであるため、最後に同時操舵した形態についてNS解析を行い性能を確認する。

3. NS解析

3.1 解析手法

解析には川崎重工で開発した非構造格子流体解析コードUG3²⁾を用いた。支配方程式は3次元Navier-Stokes方程式、乱流モデルはSpalart-Allmaras 1方程式モデルを採用した。

解析モデルは超高速輸送機の主翼の前・後縁にプレーンフラップを取り付けたものであり、主翼のみの半裁である。図2にフラップの形状を示す。前・後縁フラップとも外舷側は等パーセントコード長、内舷側は等コード長である。それぞれ一番外側のキंक位置が等パーセントコード長の部分と等コード長の部分の境目である。

後縁フラップについては外舷側の幅が20%コード長の後縁20%フラップと、30%コード長の後縁30%フラップの2種類、前縁フラップについては外舷側の幅が10%コード長の前縁10%フラップについて検討する。

3.2 解析ケース

表1に解析ケースの一覧を示す。前縁フラップについては舵角20、30、40°の3通り、後縁フラップについてはそれぞれ舵角10、20、30、40°の4通りで解析を行う。フラップを操舵しない基本形態も含め、ケース数は合計12ケースとなる。

今回、フラップを操舵しない場合も含めると前縁フラップ舵角を4通り、後縁フラップを5通りに分けて解析を行っているが、前・後縁同時操舵した形態すべてを解析する

場合を考えてみると、ケース数は 4×5 の 20 ケースとなる。後縁フラップについては 2 種類で検討しているので合計 40 ケースでの解析が必要である。前・後縁フラップ単独の効果を足し合わせて、同時操舵した場合の効果を見積もるという手法により NS 解析ケースを 3 分の 1 程度に減らしている。

それぞれのケースでは迎角を 2、6、 10° として計算を行う。また、主流マッハ数 0.3、レイノルズ数 1.38×10^8 である。

表面格子は、図 3 のようなもので、格子点数は、表面約 4 万セル、空間約 300 万セルとなっている。

3.3 前縁フラップ解析結果

前縁フラップの解析結果を図 4～図 6 に示す。図 4 は C_L - C_D のグラフである。同一迎角で見た場合、前縁フラップを使用すると、基本形態と比べて C_D が大きく減少し、 C_L はあまり変化しない。図 5 は前縁フラップの舵効きである。横軸は前縁フラップ舵角、縦軸は基本形態との C_D の差分である。迎角 6° では舵角 $30 \sim 40^\circ$ 、迎角 10° では舵角 30° で C_D の減少量が最大になっている。図 6 は迎角 10° での等総圧線図である。基本形態（舵角 0° ）と比べて、前縁フラップを操舵した場合には、前縁剥離渦の大きさが小さくなっていることがわかる。前縁フラップを操舵すると C_D が小さくなるのは、前縁剥離渦が前縁フラップにより抑制され、渦による抵抗成分が小さくなるためと考えられる。また、舵角をとるとフラップの面が前向きになり、前縁サクシジョンによる推力成分が大きくなることも理由のひとつと考えられる。

3.4 後縁フラップ解析結果

後縁フラップの解析結果を図 7～図 10 に示す。図 7 は後縁フラップ操舵時の C_L - C_D である。同一迎角で見た場合、後縁フラップの効果により、 C_L 、 C_D ともに大きく増加するが、ポラー曲線は基本形態から上にずれた形となるので、 C_L 一定での C_D は減少する。図 8 は $C_L=0.8$ での C_D を、横軸に後縁フラップ舵角をとりプロットしたものである。後縁 20% フラップ、後縁 30% フラップともに舵角 $20 \sim 30^\circ$ で C_D が最小となることがわかる。図 9、図 10 はそれぞれ後縁 20% フラップ、後縁 30% フラップの迎角 10° における等総圧線図である。舵角毎に特徴的な変化は見られない。

4. 最適設計

4.1 応答曲面の作成による最適設計

NS 解析結果を用いて、2 節で述べた手順で応答曲面を作成すると図 11 のようになる。横軸は後縁フラップ舵角、縦軸は前縁フラップ舵角で $C_L=0.8$ における C_D の等高線が示されている。(a)が前縁 10% フラップ、後縁 20% フラップの組み合わせ、(b)が前縁 10% フラップ、後縁 30% フラップの組み合わせである。前縁 10% フラップ、後縁 20% フラップの組み合わせでは、前縁フラップ舵角 24° 、後縁フラップ舵角 26° で C_D が最小となり、最小値は 0.100 である。また、前縁 10% フラップ、後縁 30% フラップの組み合わせでは前縁フラップ舵角 24° 、後縁フラップ舵角 24° で C_D が最小となり、最小値は 0.101 である。

いずれの組み合わせでも、 $C_L=0.8$ での C_D の最小値はほぼ同じであったが、フラップサイズが小さいほうが構造的に有利であることを考えて、前縁 10% フラップ、後縁 20% フラップの組み合わせを選択する。

最適形態をまとめると以下ようになる。

- 前縁フラップ幅 外舷側 10% コード長
- 前縁フラップ舵角 24°

- 後縁フラップ幅 外舷側 20% コード長
- 後縁フラップ舵角 26°

ΔC_L 、 ΔC_D の足し合わせから検討すると、この形態では $C_L=0.8$ のとき $C_D=0.100$ である。また、このときの迎角は 6.42° である。

4.2 最適形態の性能確認

最適化では前・後縁フラップ単独の効果を足し合わせて、複合操舵したときの効果を見積もったが、この方法でどの程度性能が予測できているかは疑問が残る。したがって、得られた最適形態について NS 解析を行い、所定の性能が得られるか確認することにする。

図 12 に単独の効果を足し合わせたときの C_L 、 C_D と複合操舵で NS 解析を行ったときの C_L 、 C_D を示す。設計点である迎角 6.42° では C_L 、 C_D ともに足し合わせによる最適化結果と NS 解析結果がよく一致していることがわかる。NS 解析の結果、迎角 6.24° で $C_L=0.79$ 、 $C_D=0.098$ 、 $L/D=8.1$ であり、所定の性能が得られることが確認できた。

最適形態と基本形態、後縁フラップ操舵時を比較したものが、図 13、図 14 である。図 13 の C_L - C_D のグラフから、最適形態では基本形態に比べて、 $C_L=0.8$ での C_D が大きく減少していることがわかる。図 14 のように $C_L=0.8$ での L/D を比較してみると、基本形態の $L/D=4.4$ に対して、最適形態では $L/D=8.1$ と向上した。

5. まとめ

超高速輸送機の高揚力装置について NS 解析結果を用いた前・後縁フラップの L/D 最適化をおこなった。その結果得られた最適形態では、基本形態の $L/D=4.4$ から $L/D=8.1$ と向上した。

最適化では、前・後縁フラップの単独の効果を線形に足し合わせることによって、複合操舵したときの効果を見積もった。この方法により見積もった結果と同時操舵の NS 解析結果はよく一致しており、足し合わせで複合効果がある程度予測できることがわかった。

本作業は、(財)日本航空機開発協会における平成 15 年度超高速輸送機実用化開発調査の一環として実施したものである。

参考文献

- 1) Raymer, D.P., "Aircraft Design: A Conceptual Approach, 3rd ed.", AIAA, Washington, 1999, pp 99.
- 2) 嶋英志, "川崎重工業における空力設計のための CFD 技術の開発について", 数値流体力学会誌第 6 巻第 2 号, pp.45-57, 1998

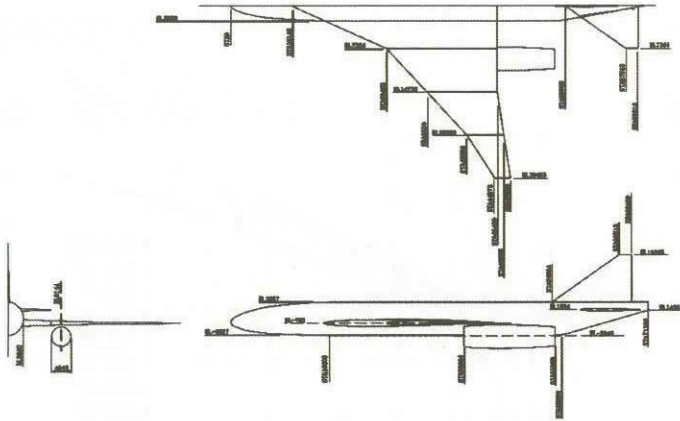


図1 超高速輸送機機体三面図

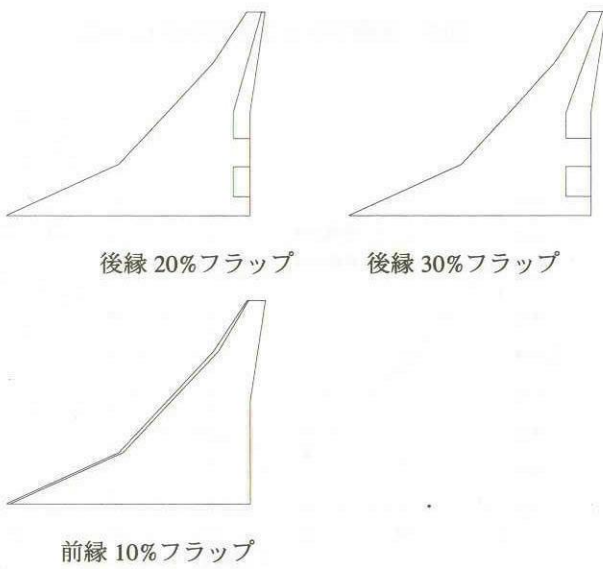


図2 フラップ形状

表1 解析ケース

形態	ケース番号	舵角 [deg]
基本形態	1	0
前縁フラップ サイズ 10%	2	20
	3	30
	4	40
後縁フラップ サイズ 20%	5	10
	6	20
	7	30
	8	40
後縁フラップ サイズ 30%	9	10
	10	20
	11	30
	12	40

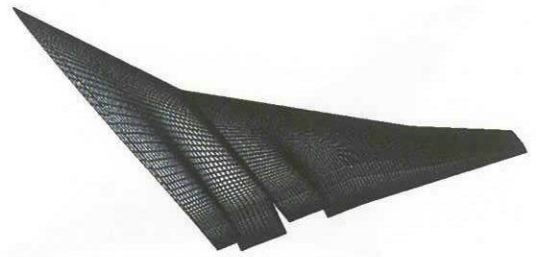


図3 計算格子 (後縁 30%フラップ 舵角 30°)

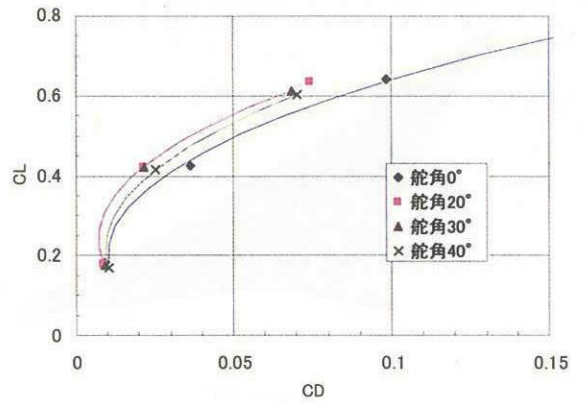


図4 前縁フラップ操舵時の $C_L - C_D$

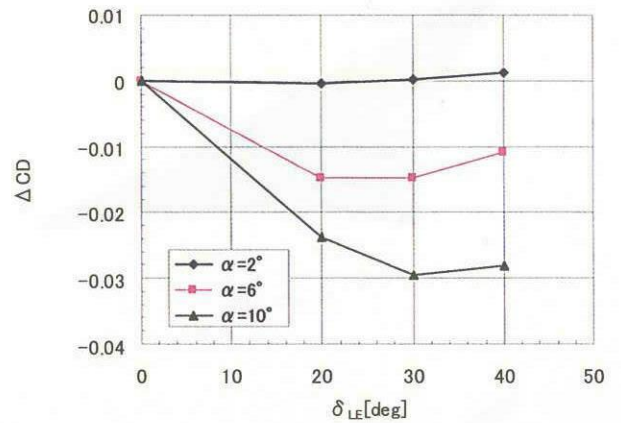
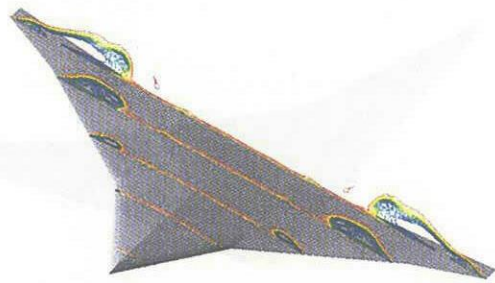


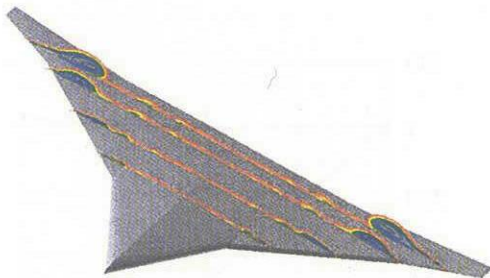
図5 前縁フラップ舵効き



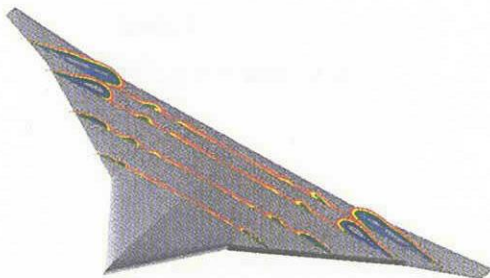
$\delta_{LE}=0^\circ$



$\delta_{LE}=20^\circ$



$\delta_{LE}=30^\circ$



$\delta_{LE}=40^\circ$

図 6 等総圧線図

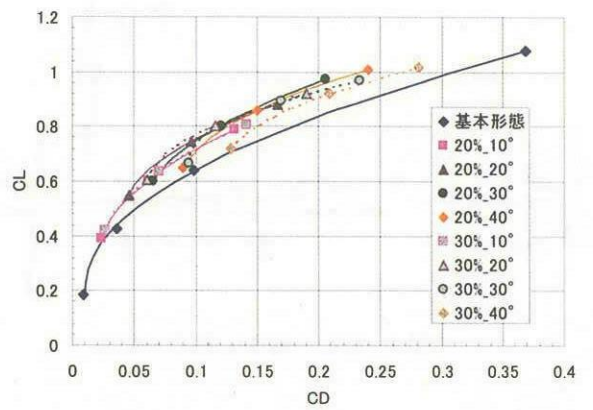


図 7 後縁フラップ操舵時の C_L-C_D

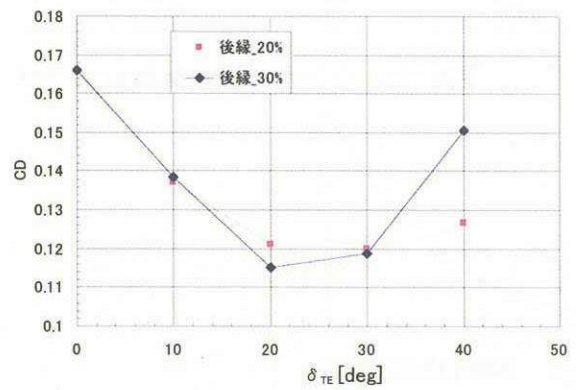
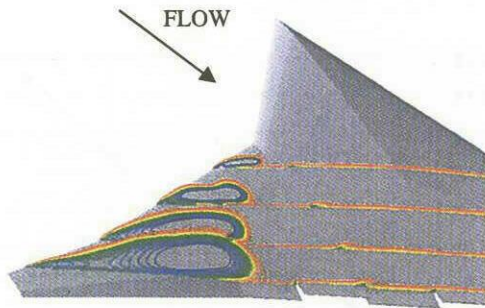
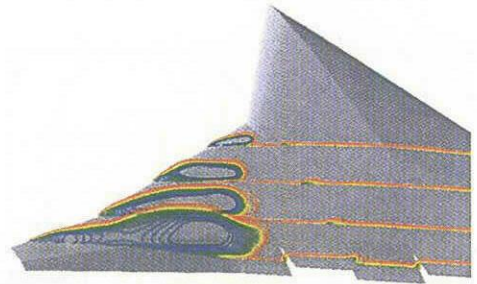


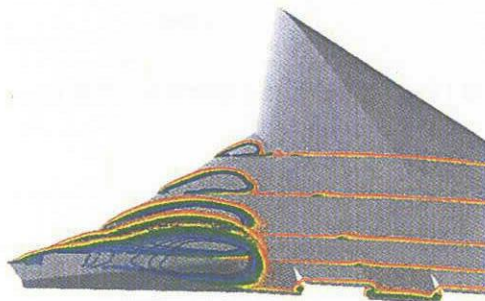
図 8 $C_L=0.8$ での C_D



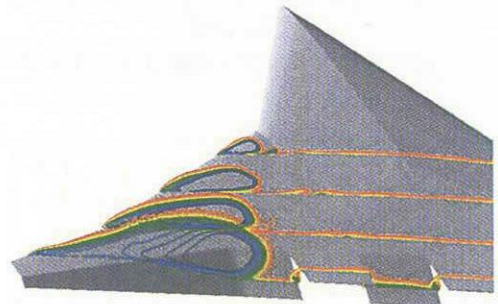
$\delta_{TE}=10^\circ$



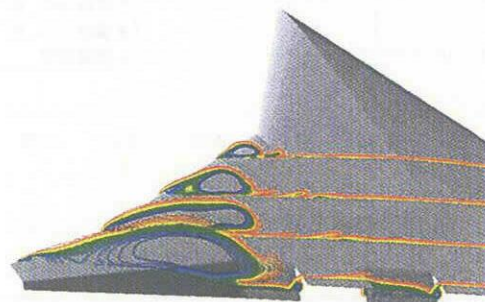
$\delta_{TE}=10^\circ$



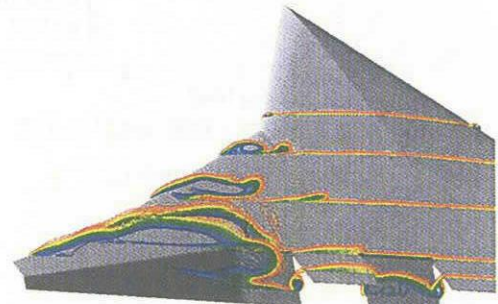
$\delta_{TE}=20^\circ$



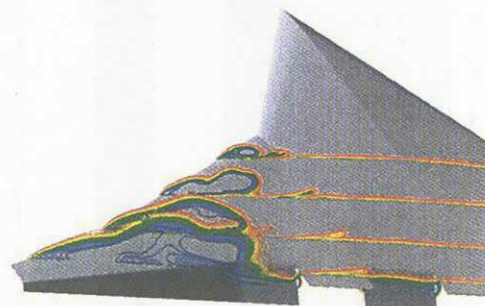
$\delta_{TE}=20^\circ$



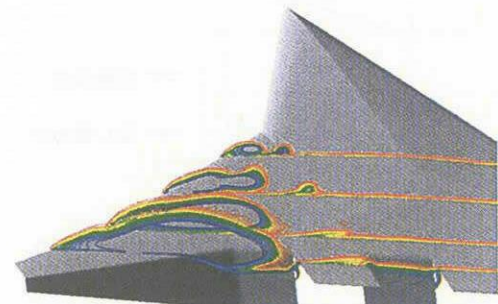
$\delta_{TE}=30^\circ$



$\delta_{TE}=30^\circ$



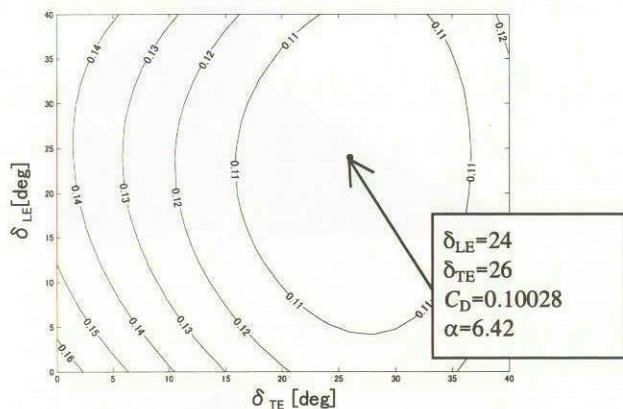
$\delta_{TE}=40^\circ$



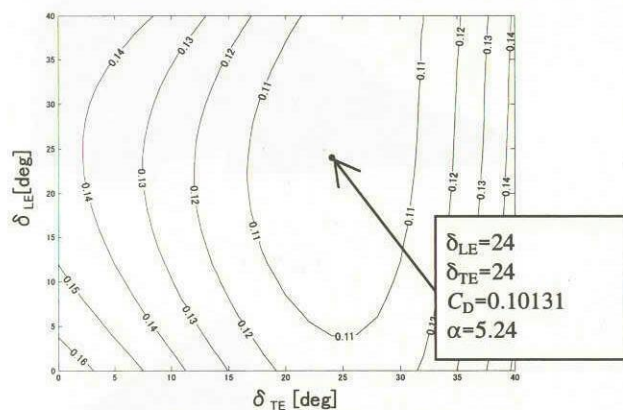
$\delta_{TE}=40^\circ$

図9 等総圧線図（後縁 20%フラップ 迎角 10° ）

図10 等総圧線図（後縁 30%フラップ 迎角 10° ）



(a) 前縁フラップ+後縁20%フラップ



(b) 前縁フラップ+後縁30%フラップ

図 11 $C_L=0.8$ での C_D

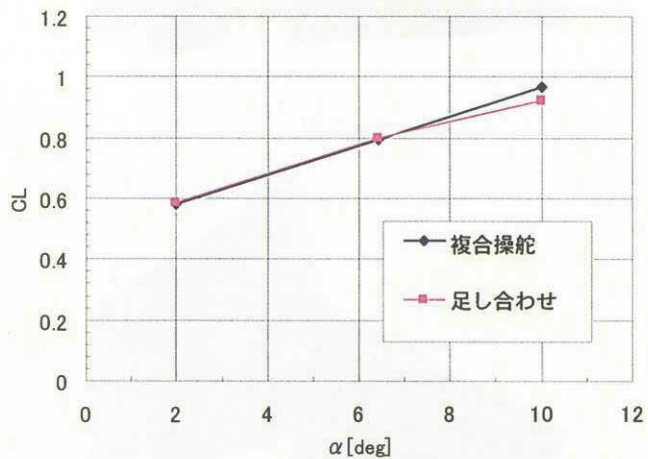


図 12(a) 足し合わせと複合効果の比較 ($C_L-\alpha$)

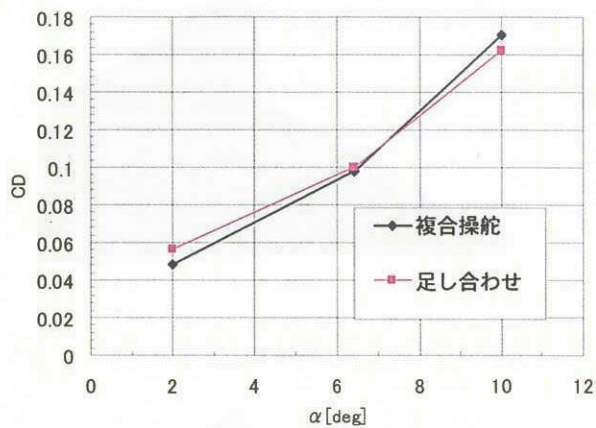


図 12(b) 足し合わせと複合効果の比較 ($C_D-\alpha$)

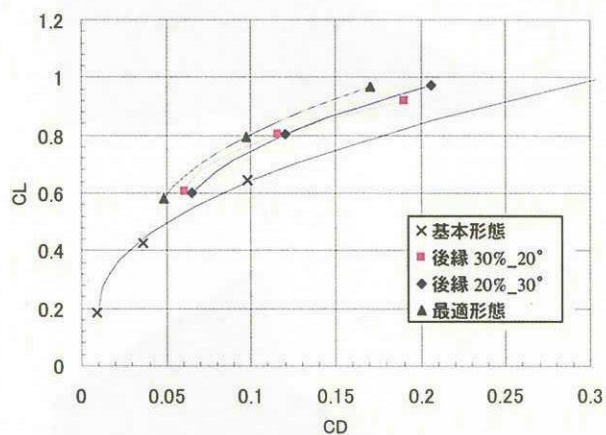


図 13 最適形態と他形態の比較 (C_L-C_D)

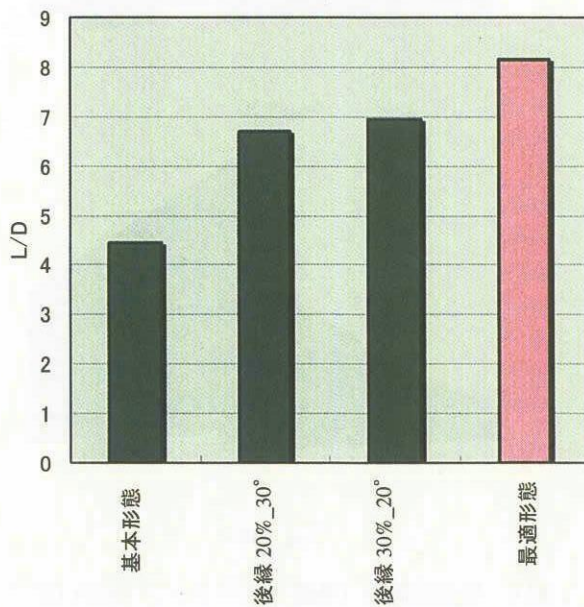


図 14 L/D 比較

舵面付き NLR7301 二次元翼の遷音速非定常解析

齊藤健一, ラルフ・フォス, ケーランディッシュ・ハミドレザ
JAXA, DLR, RCCM

Analysis of unsteady aerodynamics of NLR-7301 wing with flap in transonic flow

by
Kenichi SAITOH, Ralph Voss, Hamidreza Kheirandish

ABSTRACT

Unsteady aerodynamics of two dimensional wing of NLR-7301 which has flap was numerically investigated with Navier-Stokes code in transonic region. Shock wave motion, unsteady lift and moment coefficients are analyzed for pitch and flap motion. It is observed that the nonlinearity of unsteady aerodynamic coefficients exists in very small amplitude range for pitch and flap forced motion. Those coefficients with small amplitude show stronger nonlinearity than those with larger amplitude. There is a reattachment of boundary layer, which is generated and vanished during the forced motion at a certain condition, down stream of the shock. This enlarges the nonlinearity in smaller amplitude motion. Deviation of the first order coefficients of the unsteady aerodynamics in small amplitude range shows its effects on the flutter boundary up to 10% in flutter index.

1. はじめに

遷音速領域では揚力面理論等の線形理論により予測されるフラッタ発生動圧に対して、空気力の非線形性が空力弾性系の安定性に影響を及ぼしてフラッタ発生動圧が低下する「遷音速ディップ」等の現象が知られている。一般に遷音速では線形理論により求められた非定常空気力は、実際の非定常空気力に対し、ごく微小な振幅をもつ振動に限っても一致していない。すなわち、フラッタ能動制御等の空力弾性サーボ系を構築する際、制御対象数学モデルを線形理論に基づく非定常空気力を用いて求めた場合、この数学モデルは実際の現象の線形近似系とはなっていない。制御系設計の観点からは線形数学モデルが設計点においては実際の現象と一致しており、更に設計点から離れた点や、より大きな振幅の振動においても誤差が小さく非線形性が弱いほうが、より高性能な制御系の構築が可能となる。

DAVIS, MALCOM¹⁾らは NACA64A010 翼型に対して遷音速領域 (マッハ 0.80) において、衝撃波がさほど強くなく剥離の生じないピッチ振幅 1° 程度まで揚力係数 C_l の非定常成分の線形性が成り立つことを風洞試験により示している。また、Isogai²⁾は NACA64A010 に対する微小擾乱コード解析により、マッハ 0.80 でピッチング振幅 0.50° 、マッハ 0.85 で振幅 0.20° までの範囲において C_l 、 C_m の線形性を示している。これらは遷音速領域において、大きな剥離を生じない程度の範囲において線形近似系を構築しうることを示している。

一方、Bendiksen³⁾は NACA00 シリーズ二次元対称翼の Euler 定常解析により迎角 0° 近傍で、迎角に対して C_l 、 C_m が非線形的に変化していることを示している。この非線形性は翼面上に衝撃波が存在するとき見られ、マッハ数や翼厚によっては 1° 以下の微小な迎角変化時に強い非線形性が見られることを示している。

本稿では Navier-Stokes コードを用い、舵面を有する NLR-7301 翼に対して解析を行い、非定常空気力の特徴について検討した。NLR-7301 は翼厚比 16.5% のスーパークリティカル翼でこの翼型は設計点 (マッハ 0.747、迎角 0.85°) で上面が「衝撃波フリー」となる設計になっている。Tijdeman⁴⁾をはじめ実験・解析等数々の検討が行われており、近年 DLR では二次元弾性支持装置を利用した NLR-7301 二次元翼のフラッタ試験を行いリミットサイクル振動 (LCO) データなどが得られており、この翼型はスーパークリティカル翼の標準的翼型となっている。ここでは設計点マッハ数付近を中心に解析を行い、得られた結果から衝撃波の挙動や非定常空気力の線形性等について述べる。

2. 解法

数値解析には Kheirandish⁶⁾らによる二次元非定常解析 NS コードを用いた。コードの概要は以下の通り。

支配方程式	薄層近似 2次元 NS 方程式
乱流モデル	Baldwin-Lomax モデル
差分法	陰的 TVD スキーム
積分法	ADI スキーム
構造連成解法	Willson の陰的 θ 法
格子	C 型構造格子

NS コードには舵面回転モードに関する計算用にサブルーチンを付加した。舵面はヒンジライン部の翼厚方向中心点回りに回転し翼形状を変形させるようにし、ギャップは考慮していない。また母翼-舵面境界部格子は特別な処理をせず、母翼最後部と舵面最前部格子は直線で結合されている。図 1 に舵角 0° 及び 8° の時の格子を示す。舵角は後縁下げを正方向とする。比較的大きな舵角まで格子が交差するなどの破綻はおきていない。舵面ヒンジ位置は全解析を通して前縁より $75\%c$ (c はコード長を示す) として行った。また格子数は 213 (翼面上 149) \times 59 で、翼厚方向最小格子幅は約 1.4×10^{-4} (半翼弦長で無次元化)、コード方向格子幅はおおよそ 0.045 ($2.3\%c$ に相当) である。

乱流境界層遷移点は解析値を用い、乱流粘性係数 $\mu_{tur} \leq 14$ のとき層流とみなし $\mu_{tur} = 0$ としている。

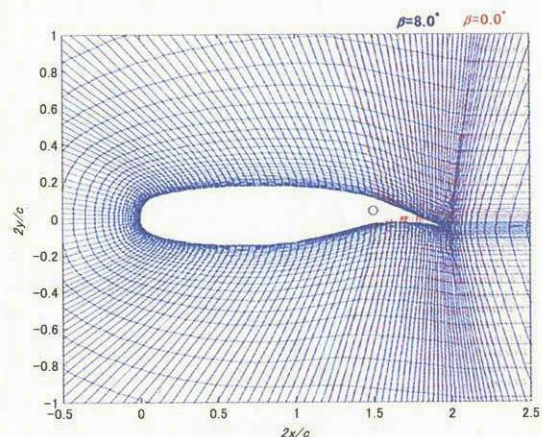


図 1 格子

3. 結果および考察

3. 1 解析概要

3. 1. 1 定常解析

定常解析について NLR-7301 翼型の設計点付近を含むマッハ 0.70~0.80、迎角-3.0° ~+3.0° の範囲で舵角 0.0° として行った。また、舵角-6.0° ~+8.0° の範囲で同様のマッハ数及び迎角 0.0° において計算を行った。ここで T=293.15K、レイノルズ数は 1×10⁶ とした。計算には局所タイムステップを用い、約 20,000 ステップの計算を行い収束した結果が得られている。ただし大迎角等では計算が振動的となり、安定していない。これは実現現象のパフェットに対応すると考えられる。この領域の境界は図中に破線で示した(図 4、図 5)。

3. 1. 2 非定常解析

非定常解析では定常解析により得られた状態量を初期値としてヒービング、ピッチング、舵面回転の各モードに対して無次元振動数及び振幅をパラメータとして強制加振を加える。無次元振動数 $k = \omega b / U$ は流速 U 及び半翼弦長 b で無次元化された角振動数であり、無次元時間 $\tau = tU / b$ に対して $k\tau = \omega$ となる。解析ではまず各空力係数等の時間履歴を求め、非定常空力係数を線形解析時同様に強制加振の単位振幅に対する 1 次フーリエ係数により評価した。すなわち各モードの強制加振状態量を

$$x(\tau) = x_0 + \bar{x} \sin(k\tau)$$

とするとそれに対応する係数時系列 $y(\tau)$ のフーリエ級数展開

$$y(\tau) = \frac{1}{2} y_0 + \sum_m \bar{y} \{ y_{r,m} \sin(k\tau) + y_{i,m} \cos(k\tau) \}$$

のうち 1 次の係数 $y_{r,1}$ 及び $y_{i,1}$ を線形近似係数として評価している。非線形性による応答成分は高次項成分として現れるが、例えばマッハ 0.750、迎角 0.0° ピッチングモード振幅 0.5°、無次元振動数 0.2 では 2 次係数の大きさは 1 次の 1.5% 程度となっており、微小量であるといえる。非定常空力力は 5 周期分程度の計算を行い、最後の 1 周期分を用いてこれらの係数を求めた。 $k \geq 0.20$ においては 1 周期を 8,000 ステップに等分して計算を行った。無次元時間ステップを $\Delta\tau$ 、1 周期あたりのステップ数を N とすれば $\Delta\tau = 2\pi / kN$ となり、 $k=0.20$ 、 $N=8000$ のとき $\Delta\tau=0.04$ となる。ただし $\Delta\tau$ の増大を防ぐため、 $k < 0.20$ においては N としより大きな値を用いた。

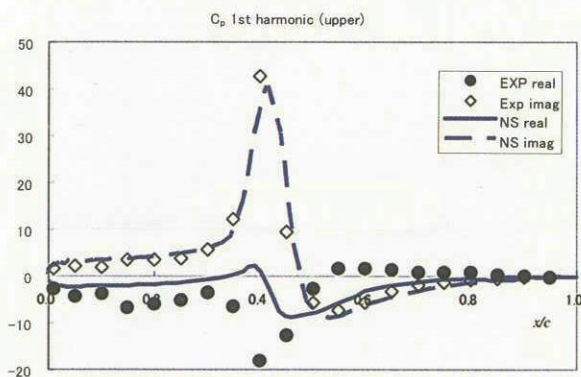


図 2 解析値の検証 (上面非定常圧力分布、マッハ 0.70、迎角 2.0°、ピッチングモード $k=0.192$)

3. 1. 3 検証

NLR-7301 翼型に対する実験値⁷⁾との比較により本コード非定常空力力の検証を行った。計算条件はマッハ 0.70、迎角 2.0°、レイノルズ数 1.07×10^6 で翼上面に広い超音速領域があり、40% c 付近に衝撃波が存在する。振動モードはピッチングモードで 25% c 回りに無次元振動数 $k=0.192$ 、振幅 0.5° で加振する。実験値との非定常圧力分布の比較を図 2 に示す。実部及び虚部は各点圧力係数 C_p の $y_{r,1}$ 、 $y_{i,1}$ に相当する。実部の衝撃波位置で解析値のほうがやや小さく、またピークがやや後流に出ている。一方虚部ではやや解析値のピークが後流側にあると見られるが、ほぼ良い一致が見られる。これらよりこの解析では衝撃波がやや後流側に、また位相がやや遅れる傾向があると思われるが、全般に良く一致しているといえる。

3. 2 結果及び考察

3. 2. 1 定常流における衝撃波位置

遷音速非定常空力力に対して衝撃波の挙動は重要な影響をもたらす。一方 $k \rightarrow 0$ とした準定常空力力は定常状態の差分で得られるから、各迎角等における定常状態での衝撃波位置により準定常空力力への衝撃波の影響を推測することが出来る。各マッハ数、迎角における定常状態での衝撃波位置を図 4 に示す。設計点付近は「衝撃波フリー」の状態の前縁側超音速領域から衝撃波を生じずに上面圧力が回復するが、ここでは翼面上の局所流速が超音速から亜音速へ減速し音速と一致する点、すなわち翼面圧力係数が臨界圧力 C_p^* となる点を衝撃波位置と定義している。

図 4 においてマッハ 0.70 付近では迎角の増大とともに衝撃波位置が後退する。Tijdeman⁴⁾はこれを状態 II (衝撃波を伴う遷音速流) と分類し、実験により 2.5° から 3.5° へ迎角が 1.0° 増加することにより約 10% c 衝撃波が後退することを示している。本計算では 2.0° から 3.0° への増加で約 7% c 衝撃波位置が後退し、3.0° では 51% c 付近に衝撃波が存在している。

またこの翼の設計点付近では状態 III (衝撃波フリー) に分類され、この付近での迎角変化は超音速部に大きな圧力変動をもたらす、設計点からずれると弱い衝撃波を生ずるとされている⁴⁾。本解析では迎角の増減に対して衝撃波位置は 65% c からほとんど移動していない。準定常状態における圧力分布をみると衝撃波位置では変動成分が目立ったピークがなく、また衝撃波前方の超音速部の変動が大きく、後方の亜音速部は小さくなっている(図 6)。迎角をさらに大きくすると 2° 付近から剥離を生じ衝撃波位置は前進

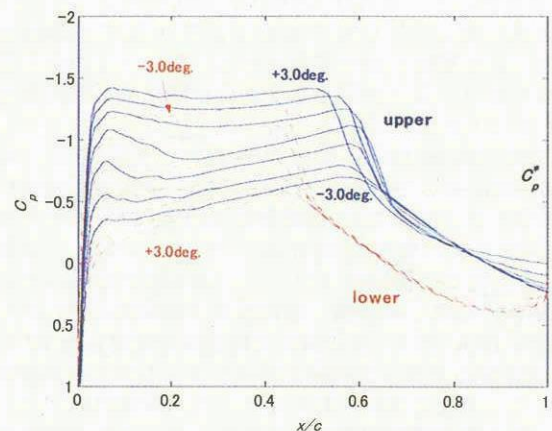


図 3 マッハ 0.75 における定常圧力分布 迎角-3.0~+3.0° (1.0° 刻み)、舵角 0.0°

する。

一方舵面の回転に対する定常衝撃波位置はピッチングモードとは異なり、設計点付近でも舵角の変化とともに衝撃波位置が移動する(図5)。舵角を正方向に取ると衝撃波が後退し、3°程度に達すると剥離を生じ衝撃波は前進する。このとき衝撃波位置は最大で70%*c*付近まで後退する。準定常時の圧力分布変動を見ると衝撃波位置にピークがあり、衝撃波移動に伴い生ずる圧力分布の変動が大きいことが分かる。これらのことから設計点付近での迎角と舵角に対する衝撃波の挙動の違いを見ることが出来る。

尚、 C_p^* となる位置を衝撃波位置としているが、図中斜線部では衝撃波後方の圧力が臨界圧力 C_p^* まで回復せず、さらに後方でなだらかに回復しており、衝撃波となっていないと考えられる。また、図4、図5のデータはマッハ数0.05、迎角0.5°、舵角1°刻みで計算し等高線を得ている。

3. 2. 2 非定常流における衝撃波の挙動

Tijdeman⁴⁾は設計点における非定常空気力は準定常状態と比べて上面超音速部の非定常成分の絶対値が減少し、弱い衝撃波が周期的に形成されるため衝撃波位置にピークが形成されるとしている。また、これらのことより振動数の増加とともに状態IIの非定常圧力分布に近づく傾向があるとしている。マッハ0.750、迎角0.0°における上面非定常圧力分布を図6に示す。 $|C_{p,i,1}|$ は C_p の1次非定常成分の絶対値 $\sqrt{C_{p,r,1}^2 + C_{p,i,1}^2}$ を表す。設計点からやや迎角がずれているが、無次元振動数の増加に伴い超音速部分の変動は小さくなり、衝撃波位置にピークが見られようになる。また、このピークは $k=0.20$ で最大となっている。

衝撃波移動振幅の無次元振動数に対する変化(図7)を見ると、準定常状態ではほぼ動かなかった衝撃波は $k=0.20$ へ近づくにつれ移動量が增大し、さらに振動数を増大すると、移動振幅は減少へと転じている。一方位相はこの間ほぼ単調に遅くなる。尚、図7における衝撃波移動振幅は、加振振幅1.0°あたりの換算量である。加振振幅1.0°では0.5°とほぼ同じ挙動を示している。平均迎角を1.0°とした場合では移動量が最大となる振動数がやや低くなり、低い振動数で移動量の減少が始まっている。

衝撃波位置は設計点付近で舵角に対して移動が見られたが、これにより準定常時の圧力分布非定常成分絶対値にピークが見られる。この大きさは $k=0.20$ 程度までほぼ同レベルで、その後無次元振動数の増加とともに徐々に減少する(図8)。舵面モードの無次元振動数に対する衝撃波移動

振幅を見ると準定常状態から $k=0.20$ に向かってやや増加したあと、減少へ転じる(図9)。位相は準定常状態の位相遅れのない状態から無次元振動数増大とともに遅れが生じる。

ピッチングモードの加振振幅に対する衝撃波の移動振幅の関係をみると、ほぼ比例しているといえる(図11)。移動振幅は衝撃波位置履歴の1次非定常成分により求めているが、例えば $k=0.20$ のときの最大移動振幅は中抜き丸印のようになり、やや大きくなる。

3. 2. 3 非定常空気力の線形性について

この翼型は気流条件によって衝撃波後流で剥離した境界層が再付着する状態が生じる。図10にマッハ0.750における本解析での定常摩擦分布を示す。迎角-0.8°では衝撃波位置で剥離せず後縁部分のみ剥離している。-0.7°-0.4°では衝撃波位置で剥離後再付着し、後縁でまた剥離している。-0.3°では衝撃波後方は全て剥離領域となっている。ここでは境界層再付着の生ずるマッハ0.750、迎角-0.5°における非定常空気力について検討し、加振振幅に対する応答から非定常空気力の線形性について検討する。

ピッチングモードの加振振幅に対する C_m の1次非定常成分の変化を図12に示す。 C_m はピッチ回転中心と同じ25%*c*における値を示す。ここで $|C_{m,1}|$ は、 C_m の1次非定常成分の絶対値 $\sqrt{C_{m,r,1}^2 + C_{m,i,1}^2}$ を表すものとする。 $k=0.10$ 、

0.15、0.20いずれのケースにおいても0.3~0.4°付近に特異な点が見られる。この前後では振幅が1~3°の衝撃波の大きな移動や剥離の影響があると思われる領域よりも変化が大きい。 C_l については図示していないが同様の傾向が見られている。衝撃波は64%*c*付近にありその影響は揚力よりも25%*c*回りのモーメントのほうにより顕著な変化が見られる。

図13に $k=0.20$ のときの非定常圧力分布(1次係数の絶対値)を示す。衝撃波上流に見られるピークは振幅の増大とともに徐々に小さくなっている。衝撃波後流では加振振幅0.3°から増大するにつれて変動成分がやや大きくなっており衝撃波の移動振幅増大に伴い前後の変動成分が平均化されていると考えることが出来る。振幅1.0°のとき衝撃波の移動距離は約5%*c*に及ぶ。しかし振幅0.1°の時衝撃波後流の変動成分は振幅1°や2°のときよりも大きく、0.1°~0.3°の挙動はこれらとは異なる。

非定常摩擦分布を見ると、衝撃波後流で加振振幅0.1°の時非定常成分は小さい(図14)。一方振幅0.3°では大

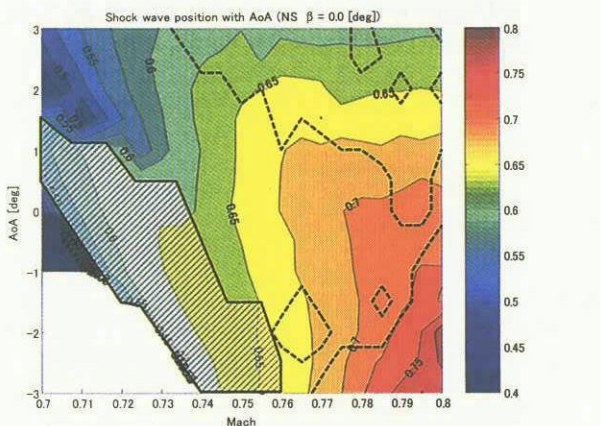


図4 迎角変化に対する定常衝撃波位置 ($\beta=0.0^\circ$)

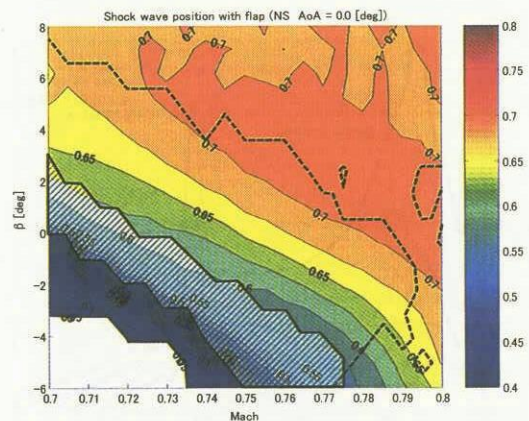


図5 舵角変化に対する定常衝撃波位置 ($\alpha=0.0^\circ$)

きな値となり、振幅増大とともに小さくなっている。これは0.1°のときは再付着が生じず、衝撃波後流全体が剥離領域となっているが、0.3°では再付着領域が発生消滅を繰り返していることに対応する。よって微小振幅範囲ではこのような現象がC_f、C_m等の非定常空気力係数にまで影響を及ぼしていることが考えられる。

舵面回転モードについて見ると、約0.3°の振幅付近の変化が最大となる等、ピッチングモード同様の傾向を示している(図15)。非定常摩擦分布はピッチングモードよりやや小さい振幅0.2°で衝撃波後流の大きさが最大となっているが、ほぼ同様の傾向を示しており、やはり非定常空気力の変動と対応していると考えられる(図16)。

平均迎角0.0°では境界層再付着が生じるのは舵角振幅0.5°以上のときであるが、微小振幅領域での変化が見られる(図15)。ただし0.3°付近の変化は小さくなっており、境界層再付着と密接な関係があると思われる。振幅0.5°では衝撃波の移動の影響がやや大きいため再付着の影響が相対的に小さくなっていると考えられる。

3. 2. 4 フラッタへの影響について

微小振幅領域での非定常空気力の差異がフラッタに及ぼす影響について検討した(図17)。構造パラメータとしてDLRで試験が行われた二次元フラッタモデルによるものを用い、そのうちMP77と呼ばれるケース付近の気流条件について検討した⁵⁾。非定常空気力は上述通り各モード強制加振によるC_f、C_mの線形近似空気力を無次元振動数ごとに求め、p-k法によりフラッタ境界を求めた。図17中、横軸はピッチングモードの振幅を示す。ヒービングモードの振幅は、試験ケースMP77で得られたLCO時のピッチング/ヒービング振幅比0.7を用いた。ここでフラッタインデックスは

$$F_i = \frac{U_F}{\omega_a b \sqrt{\mu}}$$

で、U_Fはフラッタ速度、ω_aはピッチングモード固有角振動数、μは質量比を示す。微小振幅領域についてみると、ピッチング振幅0.1~0.2°時と振幅0.3°ではフラッタインデックスで約10%、0.3°と2°でも約4%程度の差異となっており、線形近似非定常空気力の差異はフラッタ境界に有意な差をもたらす大きさであるといえる。微小な振幅では衝撃波の移動や剥離といった遷音速特有の減少の影響が小さいことから、振幅0.1°付近ではより線形空力解析の状態に近づいている可能性がある。

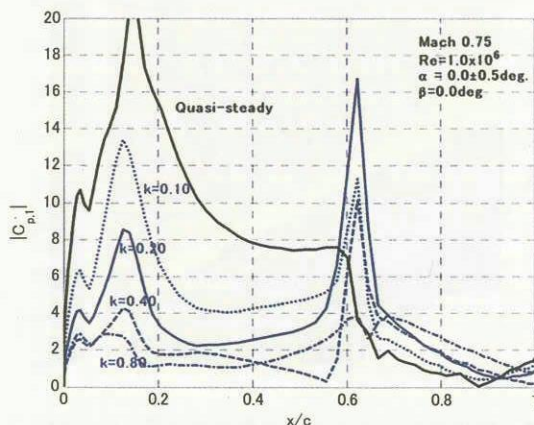


図6 ピッチングモードに対する上面非定常圧力分布

4. 結論

NS解析によりNLR-7301翼型に対してマッハ0.75付近において以下のような非定常空気力特性が見られた。

- ・設計点付近ピッチングモードに対して準定常ではほぼ不動の衝撃波が、ある無次元振動数(例えば迎角0°付近ではk=0.20)で衝撃波の移動振幅が最大となる。
- ・衝撃波の移動振幅は舵面モードの振幅に比例する。
- ・非定常空気力が動作点近傍で非線形的である。ピッチング、舵面モードともマッハ0.75、迎角-0.5°では振幅0.3°位で特異な点を生じた。
- ・この振幅0.3°のときは境界層再付着状態が変化し、非線形性を強めている。再付着状態が変化しない場合でも、振幅の小さい領域で変化が大きい。
- ・非定常空気力の振幅依存による変動範囲はフラッタ境界に有意な差をもたらす。

これらの特性は当然解析精度に左右されるため、実験等による検証が必要であるが、実験もまたこのような微小振幅に対する精度を得るのは難しい。先に述べたDLRの試験ではピッチング振幅0.2°というLCOが観測されている。これらに対して多くの解析が行われているが、このような微小振幅LCOは得られていない。本解析コードでもやはり6°くらいの大きな振幅であった。構造モデルに原因があるとする向きもあるが、このような微小振幅領域での現象が原因となっている可能性もあり、更なる検証が必要と考えられる。

参考文献

- 1) S. S. Davis, G. W. Malcom, "Experiments in Unsteady Transonic Flow", AIAA 79-0769, 17th Aerospace Sciences Meeting, New Orleans, La., 1979
- 2) K. Isogai, "Numerical Study of Transonic Flutter of a Two-Dimensional Airfoil", NAL TR 617T, 1980
- 3) O. O. Bendiksen, "Improved Similarity Rules for Transonic Flutter", AIAA 99-1350
- 4) H. Tijdeman, "Investigations of the transonic flow around oscillating airfoils", NLR TR 77090U, 1977
- 5) G. Schewe, H. Mai, G. Dietz, "Nonlinear Effects in Transonic Flutter with Emphasis on Manifestations of Limit Cycle Oscillations", Journal of Fluids and Structures Vol. 18, Issue 1, August 2003, P 3-22
- 6) H. Kheirandish, et al., "Numerical Flutter Simulation of a Binary System in Transonic Region", Aircraft Symposium, Hiroshima, Japan, 1995
- 7) U. R. Mueller, H. Henke, "Computation of Transonic Steady and Unsteady Flow about the NLR 7301 Airfoil", Notes on Numerical Fluid Mechanics, Vol.5x, 1996

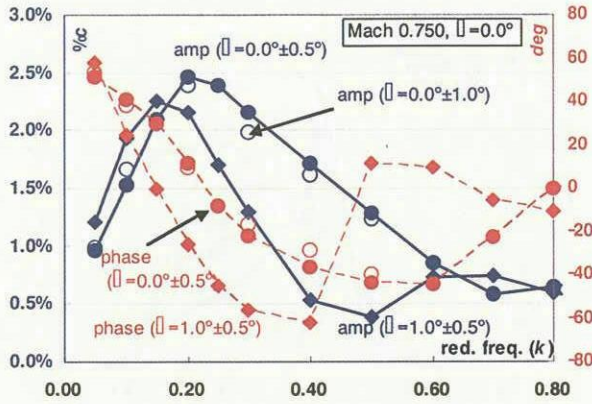


図7 ピッチングモードに対する
衝撃波移動振幅及び位相

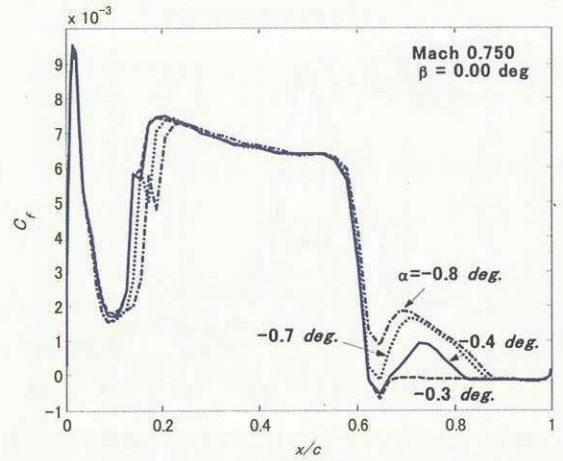


図10 定常摩擦分布

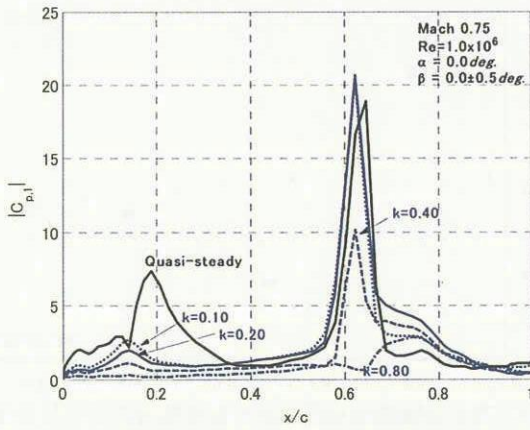


図8 舵面モードに対する上面非定常圧力分布

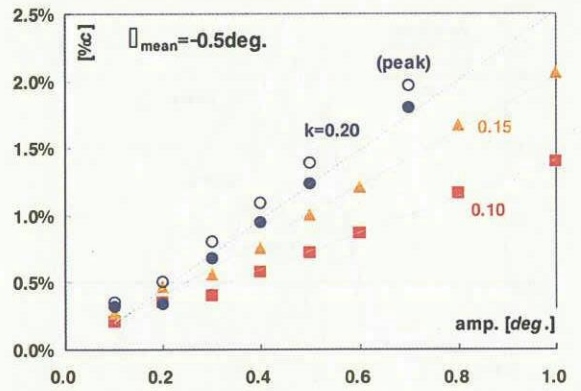


図11 衝撃波振幅 (ピッチングモード)

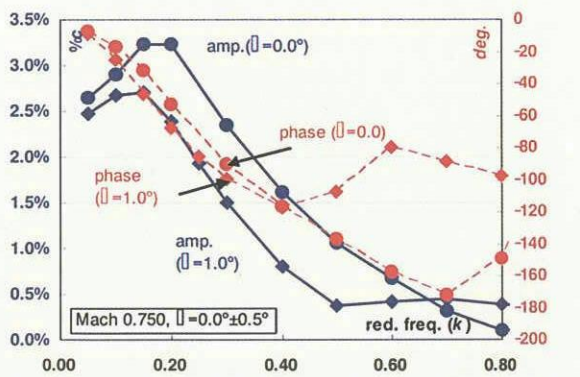


図9 舵面モード無次元振動数に対する衝撃波移動振幅
及び位相

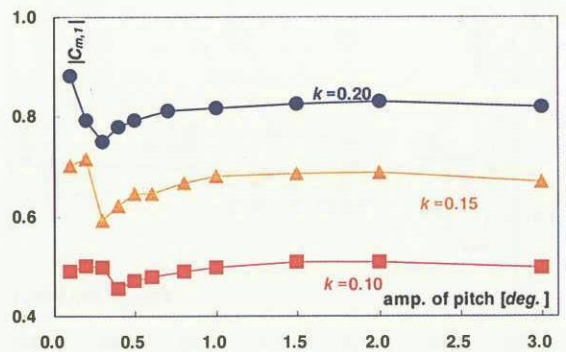


図12 ピッチングモード振幅の C_m への影響
(マッハ 0.75、 $\alpha = -0.5^\circ$)

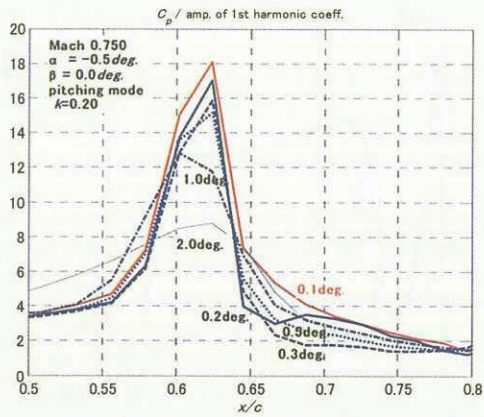


図 13 ピッチングモードに対する非定常圧力分布 (上面絶対値、マッハ 0.75、 $k=0.20$ 、 $\alpha=-0.5^\circ$)

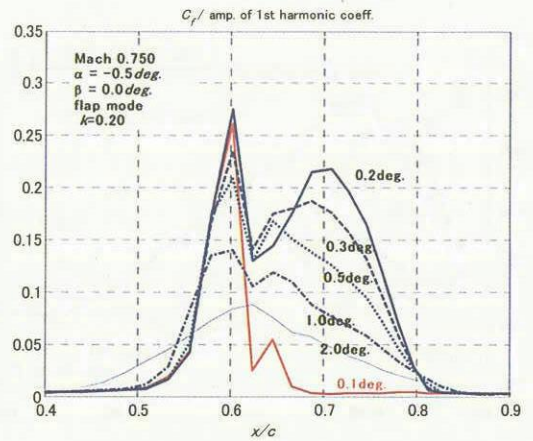


図 16 舵面モードに対する非定常摩擦 (マッハ 0.75、 $\alpha=-0.5^\circ$)

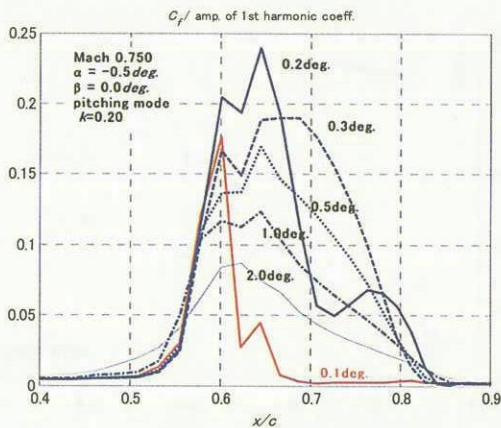


図 14 ピッチングモードに対する非定常摩擦分布 (マッハ 0.75、 $\alpha=-0.5^\circ$)

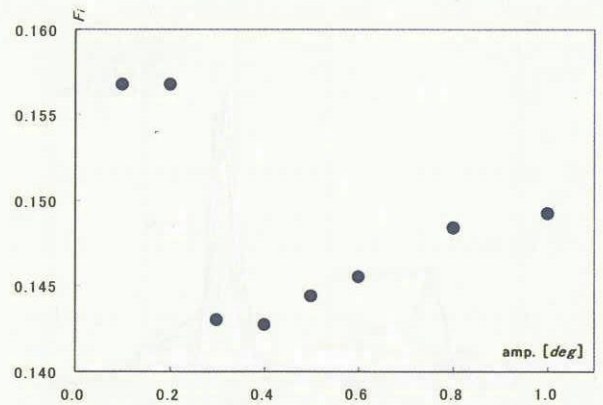


図 17 微小振幅時線形近似非定常空気のフラッタ境界への影響 (マッハ 0.75、 $\alpha=-0.5^\circ$)

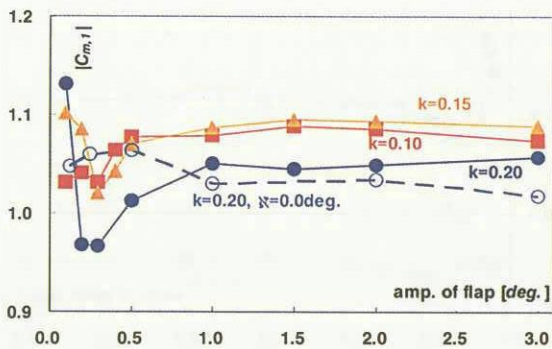


図 15 舵面モード振幅の C_m への影響 (マッハ 0.750、 $\alpha=-0.5^\circ$)

遷音速フラッターシミュレーションにおける 陰解法の時間刻み幅選定基準について

寺島洋史*, 藤井孝藏**

* 東京大学インテリジェント・モデリング・ラボラトリー

** 宇宙航空研究開発機構 宇宙科学研究本部

Effect of the Time Stepping Size in the Implicit Method for the Transonic Flutter Simulations

by

Hiroshi TERASHIMA (IML, The Univ. of Tokyo), Kozo FUJII (JAXA/ISAS)

ABSTRACT

One criterion that determines time stepping size in the implicit time integration method is given for accurate and effective transonic flutter simulations. Transonic flows over two-dimensional forced oscillating airfoils with several reduced frequencies are first investigated for constructing a criterion for selecting the time stepping size, and then two and three-dimensional transonic flutter simulations are performed for evaluating the criterion. Results for the forced oscillating airfoil indicate that unsteady aerodynamic forces converge in a constant value as the time stepping size decreases and the time stepping size required the convergence of unsteady aerodynamic force depends on the reduced frequency. From these results, it turns out that 4,000 integration steps during one cycle of airfoil oscillations are enough for the estimation of the unsteady aerodynamic forces at any reduced frequency. The time stepping size is automatically decided by setting 4,000 integration steps during one cycle of airfoil oscillations. Results for two and three-dimensional transonic flutter simulations show that flutter boundaries can be accurately and effectively calculated based on the criterion.

1. はじめに

近年のCFDの発達に伴い、遷音速域のフラッター解析として、流体力にNavier-Stokes方程式を用いた流体・構造連成解析が頻繁に行われ、遷音速域におけるフラッター境界値の予測精度向上やフラッター現象解明といった成功を収めている^{1), 2), 3)}。これらの解析では、主に効率性を重視し、時間積分法として陰解法を用いることが多い。これは、粘性流を取り扱うNavier-Stokes方程式による解析では、壁面付近の格子が非常に密となりCFL条件が非常に厳しくなる。また流体と構造を交互に解き進める時間進行法による解析では、1つのフラッター境界値を決定するために、主流動圧値を変化させるなど数ケースの計算が必要となるためである。一方、陰解法による解析では時間刻み幅を大きくとれる反面、得られた解の信頼性について十分に注意を払う必要があり、特にフラッター現象の把握やフラッター境界値を決定する上で時間刻み幅の選定は非常に重要である。

過去に行われてきたこの種の解析の経験上、時間刻み幅を小さくすれば、解の精度を維持できることはよくわかっている^{4), 5)}ことであるが、逆にどの程度の大きさの時間刻み幅をとることができるのかという基準は調べられておらず明確にされていない。そのため、フラッターシミュレーションを行うにあたっては、その都度、用いる時間刻み幅が十分なものであるのかを確認した上で、計算を行っているのが現状といえる。このような確認計算は非効率なものであり、事前にとるべき時間刻み幅を決定できる明確かつ統一的な基準があれば、フラッターシミュレーションを行う上で非常に有効である。

以上を踏まえ、本研究では流体・構造連成フラッターシミュレーションを行う上でとるべき時間刻み幅の選定基準を明確にすることを目的としている。

2. 解法

2-1 流体の支配方程式とその解法

流体力を求めるため、以下に示される一般座標系で定義された圧縮性薄層近似Navier-Stokes方程式を用いた。方程式中の各物理量は、主流密度、主流音速、そして基準長を用いて無次元化されている。本研究では基準長として、翼根の翼弦長を用いた。

移流項の離散化には、AUSM系のスキームであるSHUS⁶⁾を用い、MUSCL法により高次精度化⁷⁾を行った。粘性項は、2次精度中心差分で評価した。乱流モデルとして、Baldwin-Lomaxモデル⁸⁾を用い、乱流渦粘性係数を評価した。

時間微分項は3点後退差分で離散化し、LU-SGS陰解法⁹⁾を用いて時間積分を行った。本研究では、フラッター解析における時間刻み幅の影響を見ることを目的としているので、幾つかの比較計算を除いて内部反復法¹⁰⁾のような厳密に時間精度を維持する方法は用いなかった。

非定常な物体移動を伴う計算となるので、幾何学的保存則を満足するように評価した保存型のメトリックスとヤコビアン¹¹⁾を用い、各時間ステップで評価した。

流入境界は指定する一様流条件で固定した。流出境界は速さによって場合分けし、亜音速流出境界においては、一様流静圧固定でその他の物理量を外挿とし、超音速流出境界においては、全物理量を外挿とした。壁面境界では、密度を外挿、壁面上速度には格子の移動速度を与えた。壁面上圧力は、加速度運動の効果を考慮するため、壁面に対して垂直方向の運動量方程式を解くことで求めた。

2-2 構造の支配方程式とその解法

構造体の弾性振動を扱う支配方程式は、一般的に次のように示される。

$$[M]\{\ddot{d}\} + [K]\{d\} = \{f\} \quad (1)$$

ここで、 $[M]$ と $[K]$ は質量と剛性行列である。 $\{d\}$ は変位ベクトル、 $\{f\}$ は構造体に作用する外力(流体力)ベクトルである。

本研究では、多自由度系に対する支配方程式(1)を解くために、モード解析法を採用した。モード解析法は、構造体の変形が選択された有限の固有振動モード形状の重ね合わせで表現できるとするもので、一般化座標変位ベクトル $\{q\}$ を導入すると、デカルト座標変位ベクトル $\{d\}$ との関係が、

$$\{q\} = [\phi]\{d\} \quad (2)$$

ここで、 $[\phi]$ は方程式(1)を固有値解析することにより導かれる固有ベクトル $\{\phi\}$ で構成される行列である。式(2)を式(1)に代入し変形を行うと、一般化座標系に対する支配方程式が次のように導かれる。

$$M_i \ddot{q}_i + M_i \omega_i^2 q_i = \{\phi_i\} \{f\}, \quad i=1, \dots, N_{\max} \quad (3)$$

ここで、

$$\omega_i^2 = \{\phi_i\}^T [K] \{\phi_i\}, \quad M_i = \{\phi_i\}^T [M] \{\phi_i\}$$

添え字 i は固有振動モードの次数を表しており、 q_i , ω_i , M_i は i 番目の固有振動モードに対する一般化座標変位、固有振動数、そして一般化質量を表す。 N_{\max} は任意に選択された固有振動モードの総数を表す。モード解析法の採用により、多自由度系方程式(1)が任意に選択した非連成スカラー方程式(3)に書き換えることが可能となり、計算量軽減とともに振動解析の見通しが良くなる。固有値解析は、有限要素法により翼をモデル化し行った。

式(3)中の物理量は、流体方程式の無次元化で使用した物理量により無次元化した。時間微分項は3点後退差分で評価し、陰的に時間積分を行った。

2-3 流体と構造方程式の連成手法

本研究では、流体方程式と構造方程式(3)を交互に解き進める弱連成手法を用いた。弱連成手法ではソルバー全体として時間1次精度しか維持できないが、我々が過去に行ってきた遷音速フラッターシミュレーションの結果¹²⁾から、連成により発生する時間誤差よりも各方程式を精度良く解く方が重要であることがわかっているため、弱連成法で十分に議論ができると考えた。

本研究では、翼形状を流体解析では翼厚のある実形状、構造解析では翼厚のない薄板としてモデル化した。過去の計算結果などから、これらのモデル化はフラッター解析を行う上で十分なものであるが、お互いの格子点が同一点上に存在しないため、変位や力のデータ交換が必要となる。本研究では、構造節点で得られた変位を流体格子点に補間するために Infinite Plate Spline(IPS)法¹³⁾を、流体格子点で得られた流体力を構造節点へ変換する方法には、Bhardwajらのマッピング方法¹⁴⁾を用いた。また、流体解析における空間格子の再生成には Melvilleらの方法¹⁵⁾を用いた。各時間ステップでこれらのデータ交換を必要とするが、本研究において、データ交換にかかる時間は全体計算時間の5%以下であった。

3. 各解析の結果および考察

時間刻み幅選定基準を明確にするにあたり、本研究ではフラッター現象を支配する非定常空気力の振る舞いに着目した。フラッターシミュレーションにおいても非定常空気力の振る舞いを調べることは可能であるが、流体と構造を交互に解き進めるシミュレーションでは、各々が影響を及ぼし合いかつ得られる変位もランダムなものとなる。そのため、翼にかかる非定常空気力の振幅や位相の評価が難しく、いきなり時間刻み幅の選定基準を明確にするのは不都合であると考えられる。

そこで、本研究では、まず非定常空気力を評価し易くフラッター現象を単純化した強制振動翼の解析を行うことにより、非定常空気力に対する時間刻み幅の影響を調べ、選定基準を明確にする。その結果を踏まえ、得られた基準が実際のフラッターシミュレーションにも適用可能かどうかを調べるという手順をとった。

3-1 強制振動翼における時間刻み幅の影響

3-1-1 計算対象と条件

計算対象と条件は、Davisらの実験¹⁶⁾に基づいて設定した。計算対象は、NACA64A010 Ames Modelの2次元翼型であり、約25%コード位置で強制的にピッチング運動するものである。幅広い無次元振動数 k で実験が行われており、非定常空気力の評価には非常に良い対象である。主流条件

は、マッハ数 $M_\infty=0.8$ 、Re数 1.7×10^7 である。ピッチング運動中の迎角は以下に示す式(4)で表される。

$$\alpha(t) = \alpha_m + \alpha_0 \cos(\omega t) \quad (4)$$

ここで、平均迎角 $\alpha_m = -0.21$ [deg] であり、振幅 $\alpha_0 = 1.0$ [deg] である。また、 ω は角振動数、 t は物理時間である。無次元振動数 k は、

$$k = \frac{\omega c}{2U_\infty} \quad (5)$$

と定義され、 c は翼弦長、 U_∞ は主流速度である。本研究で用いた無次元振動数 k は、0.05, 0.1, 0.2, そして0.3の4種類である。

式(4)を流体方程式の場合と同様に無次元化すると、

$$\alpha(t) = \alpha_m + \alpha_0 \cos(2kM_\infty \Delta t N) \quad (6)$$

となる。 Δt は無次元時間刻み幅、 N は反復回数である。この式(6)より、計算における翼型の振動が、無次元振動数 k 、無次元時間刻み幅 Δt 、そして計算反復回数 N に依存していることがわかる。これ以降、時間刻み幅という記述は無次元化された時間刻み幅を意味することとする。

初期値には定常流れ場を用い、非定常空気力の評価は、振動翼流れ場が十分周期的になる5周期目のデータを用いて行った。得られた空気力の時間履歴は、フーリエ解析により、その非定常成分を物体と同位相である Real part と 90° 位相がずれた Imaginary part に分けて評価した。

3-1-2 計算格子

計算格子はC型格子、格子点数は 273×71 で翼面上に201点を配置している。壁面近傍の最小格子幅は 3.0×10^{-5} である。この強制振動翼解析では、翼型を剛体とみなし、格子全体を式(6)に従って動かしている。外部境界は翼弦長の30倍の位置にとった。

3-1-3 結果と考察

実験値との比較

まず、無次元振動数 $k=0.202$ のケースにより実験値との比較を行った。図1に翼型上面圧力係数分布 C_p の1次モード Real part と Imaginary part をそれぞれ示す。衝撃波の移動を表すピークを含めて Real part, Imaginary part とともに実験値と良く一致していることがわかる。この一致は本計算手法の妥当性を示すものである。ここで用いた時間刻み幅は $\Delta t = 2.0 \times 10^{-3}$ であり、振動1周期を約9,720回で積分したことに相当している。詳しくは後述するが、この時間刻み幅は非定常空気力を予測する上で十分な値である。

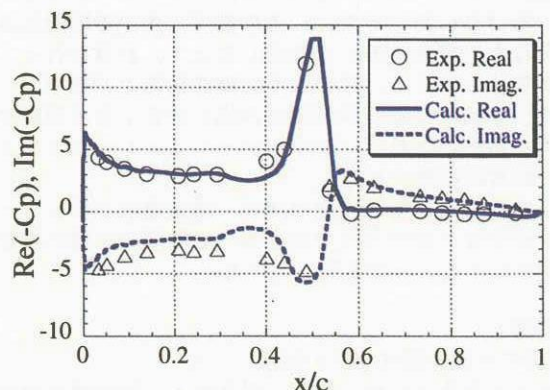


図1 非定常空気力 C_p の実験値との比較

時間刻み幅と時間精度の影響

先ほどと同様の無次元振動数 $k=0.202$ のケースにおいて、時間刻み幅と時間精度が非定常空気力にどのように影響す

るのかを調べた。ここでは時間精度の比較のため、内部反復無しスキーム（時間微分項は3点後退差分で評価したもの、No inner iteration）、内部反復を用いた Euler 陰解法型スキーム（1st-order）、そして内部反復を用いた3点後退差分型スキーム（2nd-order）を用いた。内部反復は3回とした。時間刻み幅については、内部反復無しの場合は $\Delta t = 0.5, 0.1, 0.05, 0.02, 0.01, 0.005, 0.002, 0.0005$ の8種類を用い、内部反復有りの場合は $\Delta t = 0.1, 0.05, 0.02, 0.01, 0.005, 0.002, 0.0005$ の7種類を用いた。最大時間刻み幅 $\Delta t = 0.5$ が壁面付近の最大 CFL 数 40,000 程度となり、最小時間刻み幅 $\Delta t = 0.0005$ が最大 CFL 数 40 程度に相当する。

図2に揚力係数 C_L の1次モードの振幅と位相に対する時間刻み幅と時間精度の影響を示す。振幅と位相は、次のように定義される。

$$\text{Magnitude}(C_L) = \sqrt{\text{Re}(C_L)^2 + \text{Im}(C_L)^2}$$

$$\text{Phase}(C_L) = \tan^{-1} \left(\frac{\text{Im}(C_L)}{\text{Re}(C_L)} \right)$$

まず、内部反復無し（No inner iteration）を見ると、振幅と位相いずれも時間刻み幅が細くなるにつれてある一定の値に収束していく様子がわかる。このケースのみの結果ではあるが、時間刻み幅 $\Delta t = 0.005$ （最大 CFL 数は約 400）より細かい値を用いることにより、内部反復無しでも非定常空気を精度良く求めることができることがわかった。より大きな時間刻み幅の結果を見ると、振幅と位相ともに収束値に比べて大きくずれた値となり、衝撃波移動などの非定常空気が予測できなかったことが示されている。

続いて、内部反復有りの結果を見てみると、内部反復無しの結果に比べて、より大きな時間刻み幅（ $\Delta t = 0.015$ 程度）で収束値に近づいており、内部反復による時間精度向上の効果がわかる。このように内部反復を3回行うことで、内部反復無しに比べ3倍程度の Δt をとることが可能だが、計算コストの面では、3回の内部反復と時間刻み幅 1/3 はほぼ同等のものと考えられるので、本研究では、特にどちらが効率的であるかは判断できなかった。

1次精度（1st-order）と2次精度（2nd-order）の実質時間精度の比較では、ほとんど違いが見られず、精度向上による解の精度向上は見られない。すなわち、時間精度そのものを向上させることよりも、時間項を含めた方程式への収束性を高めること（内部反復を使うこと）の方が重要であるといえる。

無次元振動数の影響

上記の議論は無次元振動数 $k=0.2$ におけるものであった。主流条件が同じであれば、式(5)の定義から明らかなように、無次元振動数が大きければ早い振動を、小さければゆっくりとした準定常的な振動を意味することになる。よって、無次元振動数の大きさによって、とり得ることのできる時間刻み幅が変化することが予想される。そこで、図2で示したような時間刻み幅と非定常空気の関係を他の無次元振動数において調べてみた。

無次元振動数 $k=0.05$ の結果を図3に示す。非定常空気がある大きさの時間刻み幅で収束していく、そして内部反復有りの場合は時間刻み幅がより大きな値で収束値に近づくという傾向は無次元振動数 $k=0.2$ の場合と全く同様である。しかし、非定常空気が収束に近づく時間刻み幅の値を見ると、 $\Delta t = 0.01$ となっており、無次元振動数 $k=0.2$ で得られた $\Delta t = 0.005$ より大きな値となっている。この傾向は、無次元振動数 $k=0.1$ の結果でも見られた。

また、今回用いた最大無次元振動数 $k=0.3$ では、時間刻み幅が $\Delta t = 0.002$ から 0.001 付近で収束値に近づいた。この

時間刻み幅の値は、無次元振動数 $k=0.2$ の場合よりも小さく、当然のことながら、より小さな無次元振動数 $k=0.05, 0.1$ での時間刻み幅よりも小さい。よって、無次元振動数の大きさに応じて、とるべき時間刻み幅が決定されることがわかった。

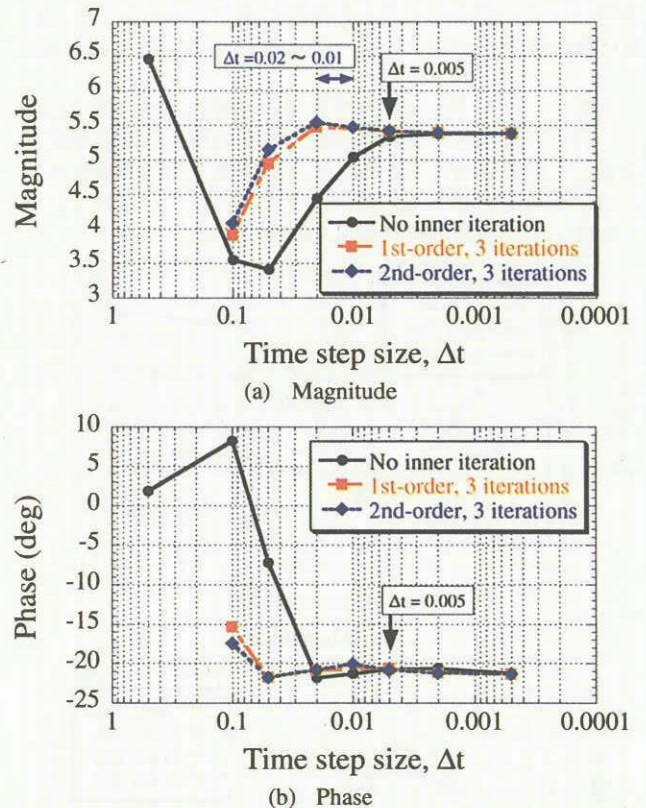


図2 非定常空気が C_L に対する時間刻み幅と精度の影響

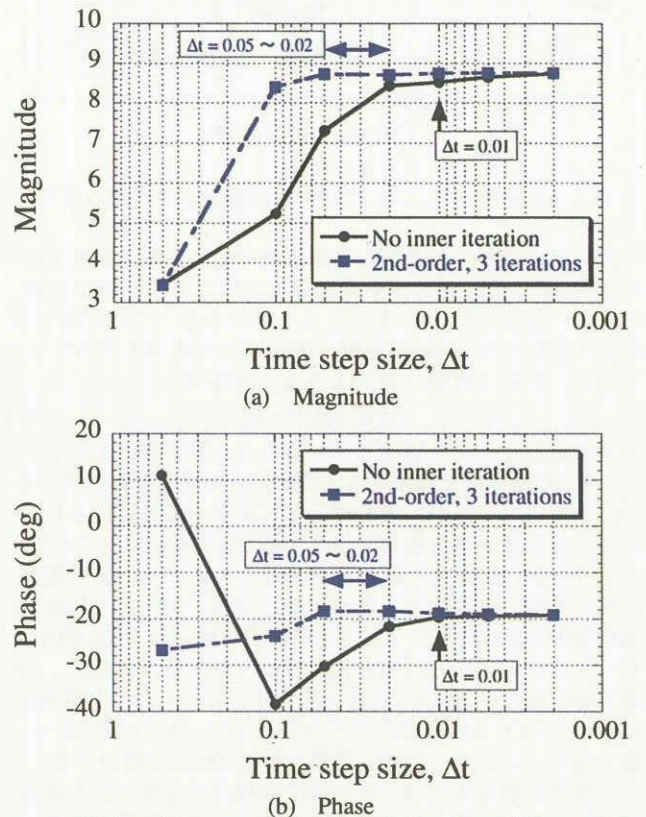


図3 非定常空気が C_L に対する時間刻み幅の影響 ($k=0.05$)

ここまでの結果をまとめると、無次元振動数が小さければ、とるべき時間刻み幅は大きくなり、無次元振動数が大きくなると、とるべき時間刻み幅は小さくなるということがわかった。式(6)で既に述べたように、計算における翼型の振動を支配しているのは、無次元振動数 k 、無次元時間刻み幅 Δt 、そして計算反復回数 N である。無次元振動数と時間刻み幅の関係は上記した議論の通りであるが、まだ計算反復回数 N がパラメータとして残っていることがわかる。

そこで、以下では見方を変えて、時間刻み幅の値ではなく、計算反復回数すなわち振動 1 周期の積分点数と非定常空気力の関係を考えてみる。図 4 に振動 1 周期の積分点数に対する非定常空気力の変化を示す。プロットされているものはいずれも内部反復無しの結果である。

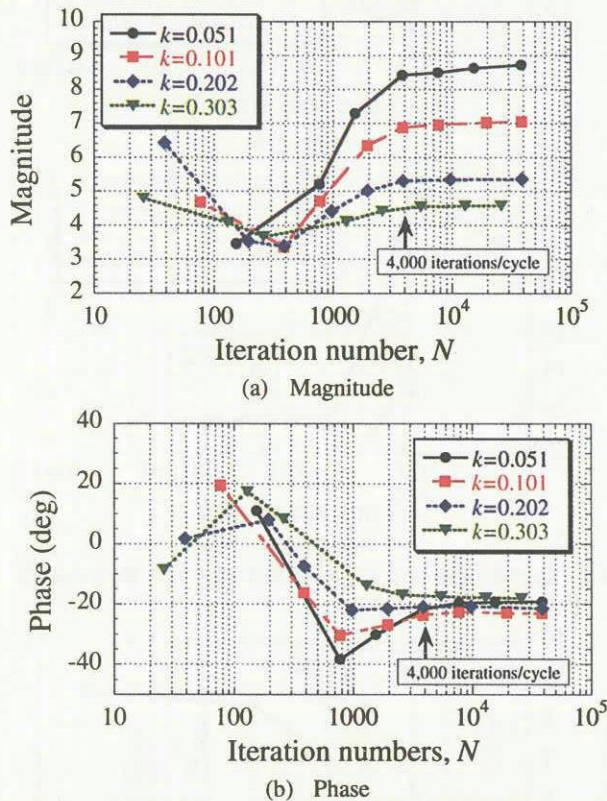


図 4 非定常空気力 C_L に対する振動 1 周期の積分点数

図 4 を見ると、どの無次元振動数においても、振動 1 周期に約 4,000 回の積分点を用いることによって、非定常空気力が一定値に近づいていることがわかる。この結果から、振動 1 周期を約 4,000 回で積分するという基準を定めたとすると、振動 1 周期は式(7)より次の関係式

$$2kM_\infty \Delta t N = 2\pi \tag{7}$$

が満たされることを意味しているので、計算条件であるマッハ数 M_∞ や無次元振動数 k (無次元振動数は計算結果からわかるものであるが、実験値としてあらかじめ提供されていることも多い) を設定しさえすれば、 $N=4,000$ とすることで精度良い非定常空気力を求めるためのとるべき時間刻み幅を事前に決定することが可能となる。例えば、無次元振動数 $k=0.2$ の場合、とるべき時間刻み幅は $\Delta t=0.004884$ となり、既に述べたとるべき値とはほぼ一致する。また、この時間刻み幅での最大 CFL 数は約 400 となっており、陽解法における CFL 条件で制限される値に比べ、はるかに大きい値となる。よって、振動 1 周期を約 4,000 回で積分するという基準を設定すれば、ある程度の精度が保証される非定常空気力を求めることができ、かつ効率的な計算が可能な時間刻み幅を得ることができる。次項では、この強制振動

翼解析で得られた基準が実際のフラッターシミュレーションに適用可能かどうかを調べる。

3-2 2次元フラッター解析への適用

3-2-1 計算対象と条件

計算対象は、3次元後退翼のある断面をモデル化した2次元翼型で、上下変位と回転変位から成る2自由度系である。この系に対する支配方程式は文献(17)などで詳しく記述されているので、ここでは示さない。方程式中の各パラメータは、過去に数多くの数値計算が行われている Isogai の Case A¹⁸⁾ と呼ばれる条件から設定した。翼型は NACA64A010 である。流体解析の初期条件は、迎角 0[deg] における定常解を用い、構造方程式に回転変位速度 $2\pi/360$ を与えた。

マッハ数 M_∞ は、0.75 から 0.95 の間の8種類を用い、Re 数は全てのマッハ数で 6.0×10^6 と固定した。フラッター境界は、以下に示される Flutter Speed Index, V_{FSI} をパラメータとしていくつかの計算を行い、翼型変位の時間応答履歴が収束か発散かを判断して決定した。

$$V_{FSI} = \frac{U_\infty}{b\omega_\alpha \sqrt{\mu}} \tag{11}$$

ここで、 μ は質量比、 b は半翼弦長、そして ω_α は回転運動の角振動数である。

流体解析の計算格子は、前節の強制振動翼解析で使用したのと同じものを用いた。

3-2-2 結果と考察

前節の解析で、無次元振動数の大きさに応じてとるべき時間刻み幅があり、それは振動 1 周期を約 4,000 回の積分点で計算するという基準から決定されることを示した。すなわち時間刻み幅を決定するためには、対象とする流れ場の無次元振動数を知る必要がある。本研究では、過去に行われた数値計算の中で最も新しい Bohbot ら¹⁹⁾ の結果を基にして、各マッハ数のフラッター無次元振動数 k を求めた。求めた無次元振動数 k に対してとるべき時間刻み幅 Δt を式(7)から計算し、表 1 にまとめた。反復回数は $N=4,000$ とした。ただし、実際の計算では必ずしも表 1 に示した無次元振動数で振動するわけではないので、カッコ内に示したやや小さい値を使った。小さい値とはいえ、時間刻み幅 $\Delta t=0.01$ で最大 CFL 数が約 800 くらいなので、陽解法で制限される時間刻み幅よりははるかに大きな値である。

表 1 各マッハ数における無次元振動数と時間刻み幅

M_∞	無次元振動数 k	時間刻み幅 $\Delta t = \pi/kM_\infty N$
0.75	0.1205	0.00869 (0.008)
0.80	0.1482	0.00663 (0.006)
0.825	0.1339	0.00711 (0.0065)
0.85	0.1081	0.00855 (0.008)
0.875	0.0957	0.00938 (0.009)
0.90	0.1178	0.00741 (0.007)
0.925	0.0948	0.00895 (0.0085)
0.95	0.0916	0.00902 (0.0085)

まず、設定した時間刻み幅で十分な時間応答履歴が得られるかどうかを調べた。内部反復無しで計算した結果とさらに 3 回の内部反復を行った(時間刻み幅を 1/3 にしたことに相当)結果を比較した。図 5(a)にマッハ数 $M_\infty=0.825$ で $V_{FSI}=0.7$ のケースを、図 5(b)にマッハ数 $M_\infty=0.90$ で $V_{FSI}=2.2$ のケースをそれぞれ示す。図 5(a)を見てみると、内部反復無しの結果と内部反復 3 回の結果の間で違いがほとんど見られないことがわかる。これは用いた時間刻み幅が翼型にかかる非定常空気力を求めるのに十分なものであったこと

を示すものである。また、図 5(b)のマッハ数 0.90 の結果では、マッハ数 0.825 の結果に比べると 2 つの時間応答履歴にやや違いが見られるが、フラッター境界値を変えるほど大きなものではなく、このケースからも用いた時間刻み幅が十分なものであることがわかった。

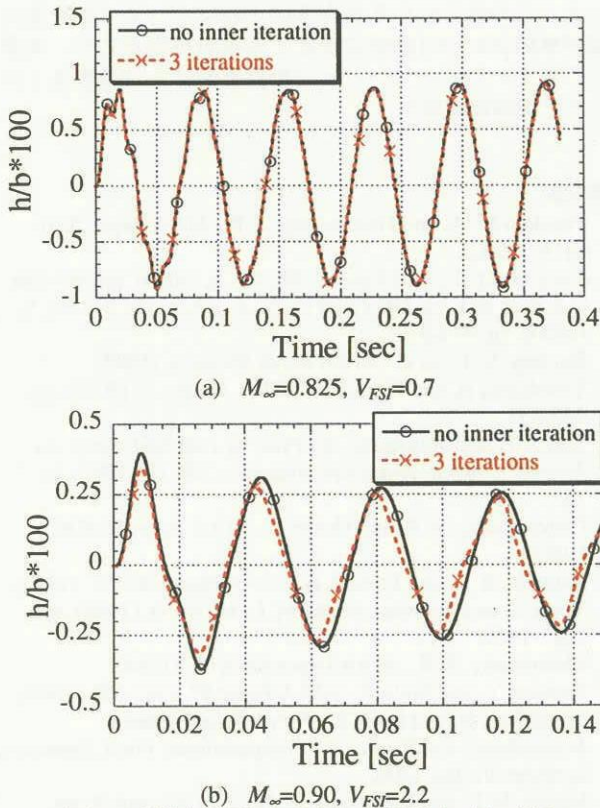


図 5 時間応答履歴に対する時間刻み幅の検証

図 6 に、表 1 に示す時間刻み幅を用いて得られたフラッター境界を示す。図 6(a)が Flutter Speed Index, 図 6(b)がフラッター振動数と回転運動の角振動数との比をとったフラッター振動数比である。Bohbot らの流体計算では、時間刻み幅 $\Delta t=2\pi/360=0.175$ でさらに 100 回の内部反復が行われており、この時間刻み幅 ($0.175/100=0.00175$) は、どのマッハ数においても本研究で用いた値より小さな値といえる。Nakamichi²⁰⁾の計算については、時間刻み幅が明記されていなかった。今回の計算結果を見てみると、Flutter Speed Index ならびにフラッター振動数比ともに Bohbot らの結果と各マッハ数において非常に良く一致しており、精度良いフラッター境界を求めることができたといえる。

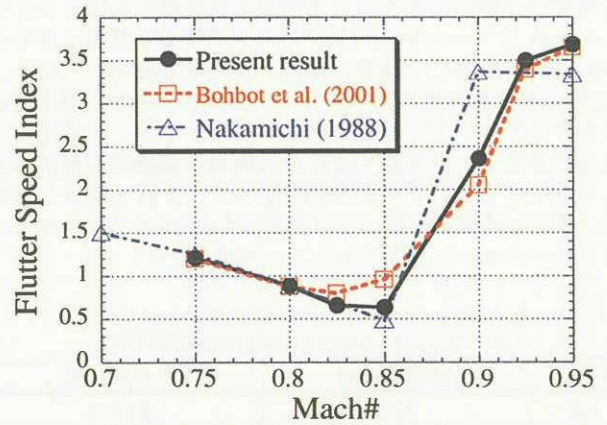
以上で得られた結果は、振動 1 周期を約 4,000 回で積分するという基準により決定した時間刻み幅の有効性を示しており、強制的な動きではない任意の動きをするフラッターシミュレーションにも、この基準が適用可能であることがわかった。

3-3 3次元フラッター解析への適用

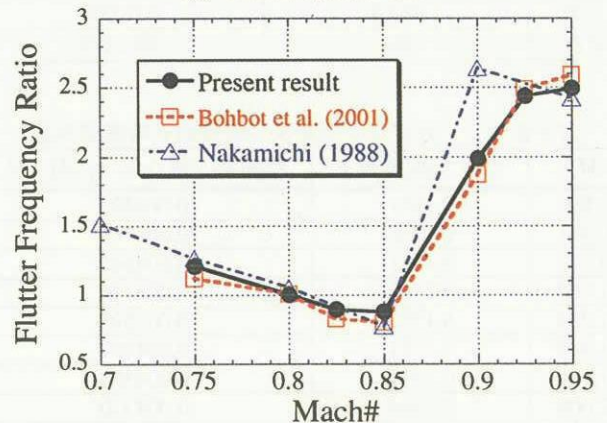
前節の結果から、振動 1 周期に約 4,000 回の積分点を用いるという基準から定まる時間刻み幅が 2次元のフラッターシミュレーションに有効であることを示した。ここではより実用的な 3次元翼フラッターシミュレーションにも適用可能かどうかを調べ、有効性の検証を行う。

3-3-1 計算対象と条件

中井ら²⁰⁾によって行われた遷音速・超音速フラッター実験に対する計算を行った。翼平面形は、前縁および後縁の



(a) Flutter Speed Index



(b) フラッター振動数比

図 6 フラッター境界値の比較

後退角が 42.5° および 10.0° 、アスペクト比がフルスパン翼で 1.344、テーパー比が 0.63 である。実験において Wing-1, Wing-5 と記載されている翼模型を対象とし、例えば Wing-5 では翼根が 168.4[mm]、スパン長が 151.2[mm]である。翼模型構造は厚さ 2[mm]の様なマグネシウム板である。

マッハ数 M_∞ は 0.817 から 2.009 の間の 11 種類を用い、Re 数は文献に記載されている流れ条件から決定し、いずれのマッハ数においても 10^6 のオーダーである。

流体の初期条件は迎角 $0[\text{deg}]$ の定常解を、構造方程式(3)に対して 1次モードの微小な速度を与えた。

流体の計算格子は C-H 型、格子点数は $273 \times 53 \times 51$ であり、翼表面上に 201×34 の格子点を配置している。壁面から離れる方向の外部境界範囲は翼根の 30 倍、スパン方向には 8 倍の距離をとった。

3-3-2 振動特性

まず、固有値解析を行い、翼模型の振動数と固有モード形状を求め、実験結果と比較した。翼模型は 9 節点シェル要素でモデル化した。要素数は 25 である。表 2 に固有振動数を示す。いずれのモードにおいてもおおそ良い一致が見られている。固有振動モード形状に関しては、1 次モードが 1 次曲げ、2 次モードが 1 次振り、3 次モードが 2 次曲げ、そして 4 次モードが 2 次振りであった。本研究では、4 次モードまで考慮して構造方程式(4)を解いた。

3-3-3 結果と考察

2次元フラッターシミュレーションと同様に実験結果で記載されていた無次元振動数よりとるべき時間刻み幅を決定した。反復回数は $N=4,000$ とした。表 3 にその結果を幾つか抜粋してまとめる。紙面の都合上、図 5 で示したよう

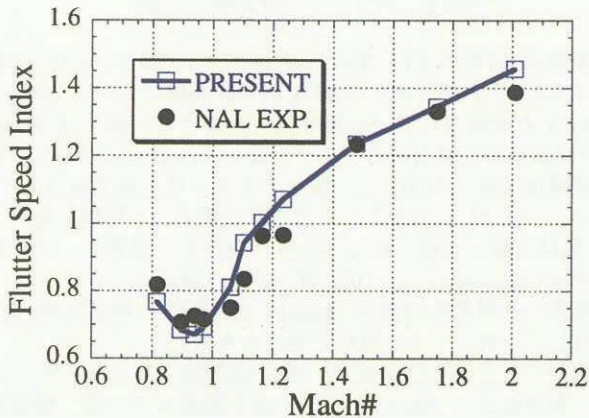
な時間刻み幅の大きさによる時間応答履歴の比較を示さないが、表 3 で示される時間刻み幅が時間応答履歴を求めるのに十分であることは幾つかのマッハ数で確認している。図 7 に本計算で得られたフラッター境界を示す。遷音速域におけるディップや超音速域におけるフラッター速度の立ち上がりなど、本計算で得られた結果は実験値と非常に良く一致していることがわかる。よって、2 次元解析と同様に、用いた時間刻み幅がより実用的な 3 次元フラッターシミュレーションに有効であることが示された。

表 2 Wing-5 における固有振動数の比較

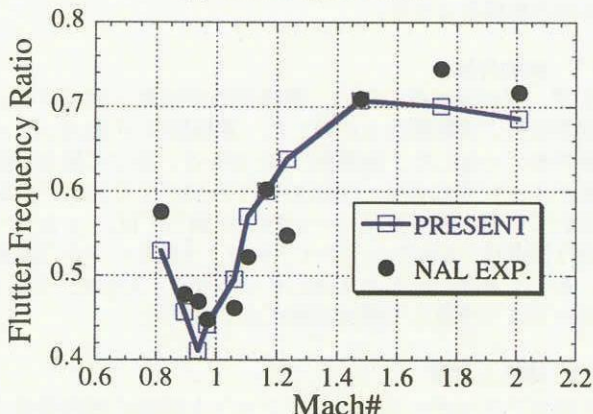
モード	実験値[Hz]	計算値[Hz]
1 次	82.2	84.723
2 次	302.0	309.392
3 次	435.1	476.069
4 次	NA	702.277

表 3 各マッハ数における無次元振動数と時間刻み幅

M_∞	無次元振動数 k	時間刻み幅 $\Delta t = \pi/kM_\infty N$
0.896	0.1951	0.004493
0.941	0.1750	0.004769
0.971	0.1741	0.004646
1.105	0.1702	0.004176
1.234	0.1770	0.003595
1.489	0.1081	0.004897
1.748	0.1019	0.004320
2.009	0.0905	0.004320



(a) Flutter Speed Index



(b) フラッター振動数比

図 7. 3 次元翼におけるフラッター境界値の比較

4. 結論

フラッターシミュレーションを行う上でのとるべき時間刻み幅の選定基準を明確にするため、強制振動翼と 2, 3 次元フラッターシミュレーションを行った。強制振動翼の解析から、非定常空気を精度良く求めるための基準として、振動 1 周期に約 4,000 回の積分点を用いればよいことがわかった。この得られた基準を基にすれば、とるべき時間刻み幅が事前にかつ自動的に決定する事が可能であり、実際にフラッターシミュレーションを効率的にかつ精度良く行えることが確認できた。

参考文献

- 1) Postdam M. A. and Guruswamy G. P., AIAA Paper 2001-0716, (2000).
- 2) Yang G., et al., *J. of Aircraft*, **40**, No. 3, (2003), pp.580-589.
- 3) Gordnier R. E. and Melville R. B., *J. of Aircraft*, **37**, No. 5, (2000), pp. 872-879.
- 4) Rumsey, C. L., et al., AIAA Paper 95-1835, (1995).
- 5) Terashima, H. and Fujii, K., *CFD J.*, **11**, No. 2, (2002), pp. 225-233.
- 6) Shima, E. and Jounouchi, T., *Proc. of 14th NAL Symp. on Aircraft Computational Aerodynamics*, SP-34, (1997), pp. 7-12.
- 7) Chakravarthy, S. R. and Osher, S., AIAA Paper 85-0363, (1985).
- 8) Baldwin, B. S. and Lomax, H., AIAA Paper 78-257, (1978).
- 9) Yoon, S. and Jameson, A., *AIAA J.*, **26**, No. 9, (1998), pp. 1025-1026.
- 10) Chakravarty, S. R., AIAA Paper 84-0165, (1984).
- 11) Tamura, Y. and Fujii, K., AIAA Paper 93-3365-CP, (1993).
- 12) Terashima, H. and Fujii, K., *Proc. of the Second International Conference on Computational Fluid Dynamics*, Springer-Verlag, (2002).
- 13) Harder, R. L. and Desmarais, R. N., *J. of Aircraft*, **9**, pp. 189-191, (1972).
- 14) Bhardwaj, M.K., et al., *AIAA J.*, **36**, No. 12, (1998), pp. 2179-2186.
- 15) Melville, R. B., et al., AIAA Paper 97-2039, (1997).
- 16) AGARD-R-702, (1982).
- 17) Bisplinghoff, R. L., et al., "Aeroelasticity," Dover, (1996).
- 18) Isogai, K., NAL TR-617T, (1980).
- 19) Bohbot, J., et al., AIAA Paper 2001-0752, (2001).
- 20) Nakamichi, J., NAL TR-1004T, (1988).
- 21) 中井暎一ら, NAL TR-288, (1972).

CFD-構造強度解析におけるデータの受渡し及び処理システムの構築

陳 錦祥* 小河 昭紀* 橋本 良作* 吉田 豊明** 福山 佳孝*

*宇宙航空研究開発機構・航空環境技術開発センター, **東京農工大学大学院・機械システム工学専攻

Construction of Delivery of the Data
in CFD- Structural strength Analysis and Processing System

by

CHEN Jinxiang OGAWA Akinori HASHIMOTO Ryosaku YOSHIDA Toyoaki and FUKUYAMA Yoshitaka

ABSTRACT

In order to construct a database of structural strength for a virtual turbine made of single crystal Ni-base superalloy, an interface and a stress evaluation system were proposed. Then the thermal stress and its properties of the 1400°C virtual turbine vane were analyzed based on this interface and the stress evaluation system. As the results, (1) the constructed interface with the quasi-three dimensional interpolation by resolution of plane coordinates and interpolation in two dimensions is of both the simplicity of calculation and wider use, and high precise. (2) In the data processing system, the evaluation parameters were visualized and the distributions corresponding to the multi objectives of stress evaluation were made clear. Thus it is indicated that the present data processing system is effective one for the structural strength database of the virtual turbine.

1. はじめに

ガスタービンエンジンの入口ガス温度(TIT)が高いほど、熱効率がよく、高性能のエンジンが実現でき、更にCO₂の低減、地球温暖化の防止にも有効である。そのため、ガスタービン高温化に関する研究は従来から活発に行われている^{(1),(2)}。「新世紀耐熱材料」もこのような背景で進んでいるプロジェクト(以下、本プロジェクト)であり、TITを1800°Cに向上させる画期的な高融点超合金、1700°Cに向上させるNi基の単結晶超合金、及び無冷却で1500°Cに向上させるセラミックスが開発されている^{(3),(4)}。通常、開発される新材料で製作したタービンについては、実機実験の評価が必要となるが、高額な経費と長い期間を必要とする。本プロジェクトでは一部の実機実証が行われているが、任意の材料をガスタービンに適用した場合の性能、寿命、CO₂排出量などをコンピュータで算出、評価をする“仮想タービン”の構築も行っている。JAXAではこの仮想タービンのCFD・冷却特性(以下、CFD)及び構造強度のデータベースを構築している^{(5),(6)}。構造強度データベースの構築において、CFDにより算出した静翼メタル表面温度などのデータを構造強度解析に適用するデータの受け渡し(インターフェース)及び有限要素法の解析結果である節点に依存している膨大なデータを処理して、構造強度を評価しやすい指標化のシステム(以下、データ処理システム)が必要となる⁽⁷⁾。本論では汎用的なインターフェースの構築を重点とし、1400°C級仮想タービン静翼の熱応力解析に対してインターフェースとデータ処理システムの応用例について

述べる。

2. モデル及び解析条件

2.1 解析モデル

本プロジェクトで想定した仮想タービンの形状に基づき、作成した第1段静翼モデルとその断面図をFig. 1に示す。このモデルはピンフィン部分を同体積の隔壁として簡略化した。材料はNi基単結晶超合金TMS-75である。この合金は面心立方晶であり、ヤング率は異方性があるため、x, y, z軸を結晶軸に一致させると、材料の独立な弾性定数は c_{11} , c_{12} , c_{44} 計3個になる⁽⁸⁾。また、実測データにより、熱伝導率、比熱及び熱膨張係数において異方性がほとんどないため、各方向の平均値を用いることにする。

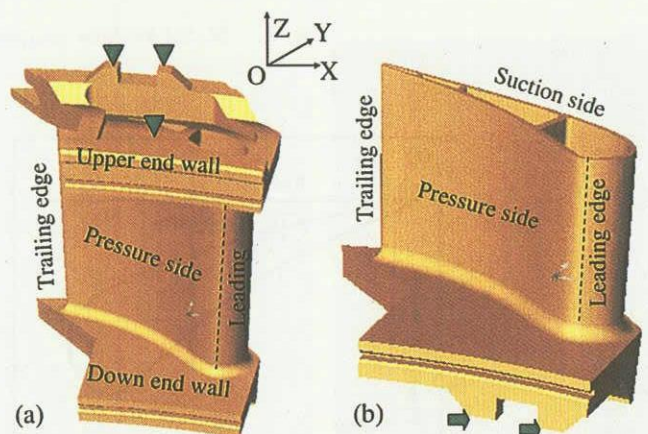


Fig. 1 (a) Analysis model, (b) inner construction

2.2 境界条件

1400℃級実機静翼の熱環境に基づき、本プロジェクトのCFD計算結果である翼内外表面のメタル温度 (Fig. 2) を用い、次節で構築するインターフェースより熱荷重として定義する。また、拘束は解析結果へ強く影響しているが、本論では静翼の温度による熱応力の変化に着目するため、拘束からの影響をできるだけ避けるように拘束する：上部エンドウォールの▲印を付いたサーフェース (Fig. 1 (a), Upper end wall) 上の節点は X, Y 方向に並進できるが、その他の4自由度は拘束した。下部エンドウォール (Down end wall) ↑印を付いたサーフェース上の節点は Z 方向に並進できるが、その他5自由度は拘束とした。解析コードは Nastran for Windows Visual 2003 であり、全モデルを四面体要素でメッシュ化し、要素数は 106042、節点数は 33318 でモデル化した。

3. インターフェースの構築・解析結果及び考察

3.1 インターフェースの構築

Fig. 2 (a), (b) に示した温度は翼面にあるメッシュ節点の三次元の座標値及び各節点の温度 T_c の形 (X, Y, Z, T_c) で記述している。一方、強度解析で用いるモデルはCFDと同一で、同じ三次元の翼面を有し、各節点は節点番号・座標値・温度 (ID, X, Y, Z, T_x) の形で記述している。この温度 T_x はCFD解析結果から読みとるが、強度解析とCFD解析での取り扱いコードが異なるため、それぞれ分割したモデルの節点数・節点の位置は一致していない。そこで、CFDの温度 T_c を強度解析モデルの各節点へ転換するインターフェースを構築することが必要となる。本論ではつぎ

のデータ転換方法を考案した。

この方法は強度解析モデルの翼面にある節点ごとに、近傍のCFD節点の空間座標を比較し、内挿によりデータ転換を実行する。ここに、強度解析モデル上にある節点 E (IDE, Xe, Ye, Ze, Te) (以下、節点 E) を取り上げる。Fig. 3 の概念図を用いて転換方法を説明する。Fig. 3 (a) はノズルの翼外表面の輪郭であり、Fig. 3 (b) は節点 E (星印) と隣接しているCFD節点 (丸印) を検出する方法を表している。

まず、ノズル翼外表面の形状より、XY平面にある輪郭カーブの曲率が大きい部分が存在する (Fig. 3 (a))、縦 (Z) 方向には平坦である (Fig. 1 (a) に参照) ので、三次元内挿する問題をXZまたはYZ平面での二次元内挿とその内挿平面の選択に分解できると考えられる。内挿平面の選択とは、節点 E を含む微少の曲面をXZ及びYZ平面へ投影し、投影面積が広い方の平面で内挿すれば、内挿の精度が高いため、この平面を内挿平面とする。例を挙げると、節点 E が Fig. 3 (a) に示した E1 位置にあるとする。選択されたカーブを X 軸及び Y 軸へ投影した直線 E1x が E1y より長い場合、この曲面は XZ 平面への投影面積が広いので、内挿平面は XZ 平面となる。逆に、節点 E が Fig. 3 (a) E2 位置にある時、E2y が E2x より長いので内挿平面は YZ 平面となる。内挿平面を決めてから内挿する前に予備として節点 E を座標原点 O にし、4つの象限にある、原点までの空間距離が一番近いCFD節点 (以下、隣接節点) を各一点検出する必要がある。詳細には、最初検索する直径 D1 を与え、Fig. 3 (b) に示すような番号 1~4 のCFD節点はこの直径に囲まれるので、この四つの節点を検出される。この場合、

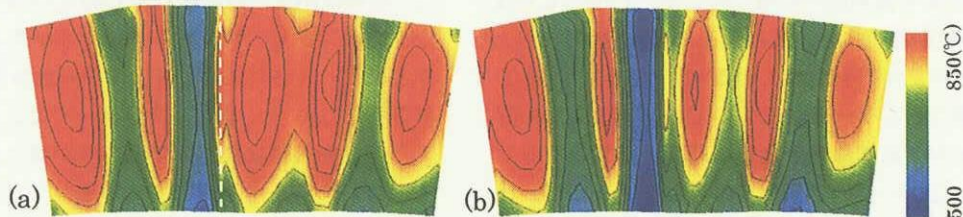


Fig. 2 Metal surface temperature in outside (a) and inside (b)

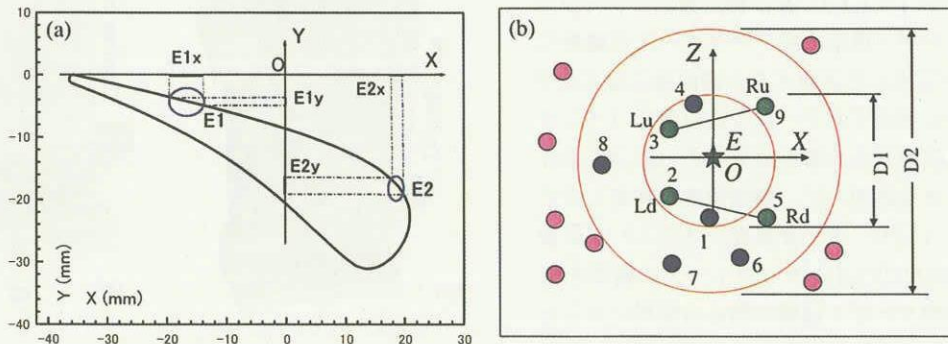


Fig. 3 Interface construction method. (a) Selection of interpolation plane, (b) detection of CFD nodes, ☆: the FEM node E, ○: CFD node.

隣接節点として第2象限の節点3と第3象限の節点2しか取れないため、検索直径をD2までに拡大し、第1象限と第4象限も隣接節点(それぞれ節点9と節点5)を取れるまで続ける。すると、節点Eは後述する二次元内挿が行える。この方法は三次元形状と空間の距離とも考慮してから、さらに二次元で内挿するものであり、ここに“準三次元内挿法”と呼ぶことにした。

つぎに、内挿方法を述べる。Fig. 4 (a) は節点Eと隣接節点との位置関係を例示し、4つの隣接節点をそれぞれLd (Left, down), Ru (Right, upper)などで記述する。また、隣接節点LdとRdが繋ぐ直線と節点EのX=X_E直線の交点Dとすると、このD点のZ座標値Z_D及び温度T_Dは座標X軸に対する線形内挿より決められる。例を挙げると、温度T_Dは節点LdとRdのそれぞれ温度T_{LD}及びT_{RD}から式(1)により求める。

$$T_D = T_{LD} \cdot (1 - \eta_D) + T_{RD} \cdot \eta_D \quad \dots \dots (1)$$

ここで、 $\eta_D = X_{EL} / X_D$ 、X_{EL}とX_Dの意味はFig. 4 (a)に示した。

同様の方法で、Fig. 4 (a)にあるU点のZ座標値Z_U及び温度T_Uも求められる。すると、Z軸に対して、再度線形

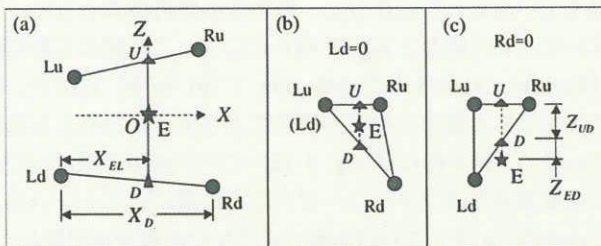


Fig. 4 Interpolation method. (a) Four CFD nodes(●), (b), (c) three CFD nodes, the E located in triangle inside (b) and in triangle outside (c).

内挿より節点Eの温度T_Eが求められ、当該節点に関するデータ転換は達成できる。

通常、節点Eの周りは隣接節点が四つ揃っており、上記の内挿が行えるが、節点Eがモデルの端部にある場合、隣接節点が3点(Fig. 4 (b) (c)), まれには3点以下しか取れないケースもある。3点ケースの場合、Fig. 4 (b)のように隣接節点LdとLuは重なると想定し、式(1)より内挿が行える。ただし、節点Eが三角形に囲まれていない場合(Fig. 4 (c)), 式(1)は同じに適用されるが、形式は外挿となる。外挿条件として節点Eが三角形に充分近い(Fig. 4 (c) : Z_{ED}/Z_{UD}<1)と課している。

続いて、この内挿を実行するインターフェースについて述べる。メインプログラム及び内挿(Interpolation)サブルーチンのフロチャートをFig. 5に例示す。Fig. 5 (a)メインプログラムでメッシュ節点数などのパラメータを①で入力し、節点の座標、温度などを記録するファイルデータの出力はメイン②及び⑤、サブルーチン⑪Open Data, ⑫Write Result, 及びある項目(例えば、隣接節点と節点Eの距離)よりデータを順番にすることはメイン③、サブルーチン⑬Orderより実施する。前述した内挿平面を決める、隣接節点の検出、及び内挿することはメイン④、サブルーチン⑭Comparison, ⑮Interpolationより完成する。Fig. 5 (b)はサブルーチンInterpolationのフロチャートを示す。Fig. 5 (a)にあるサブルーチンComparisonより検出されたCFD節点(以下、検出節点)数をFig. 5 (b) ①のLnで記述し、隣接節点の総数を②のN_{xz}(=Ld+Rd+Lu+Ru)で表す。ここに、前述した隣接節点の定義より、各象限にあるLd, Rdなどの変数は隣接節点の有無による1または0しか取れないこととなる。各象限の隣接節点と同時に取れなかった(N_{xz}<4)⑤、かつ、検出節点数Lnが不十分⑥の場合、検出節点の採取直径D1を拡大してサブルーチンComparisonよりもっと多い検出節点を取り込み、再度サブルーチンInterpolationを実行する。Lnが充分多くても、N_{xz}<4となった場合⑦は節

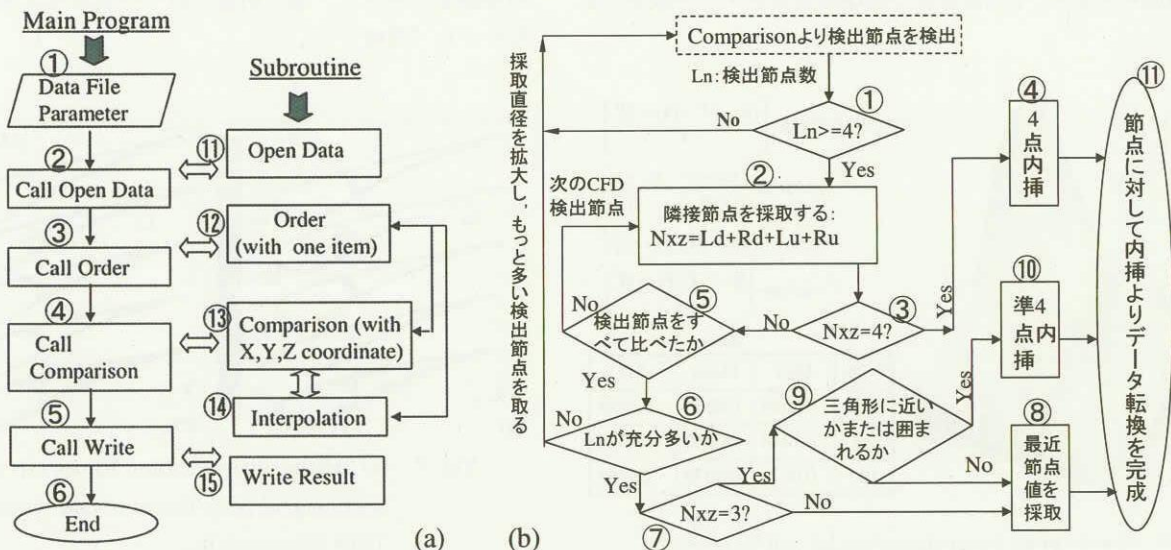


Fig. 5 (a) Main program, (b) interpolation subroutine of interface flow chart.

点Eを端部節点とする。隣接節点の節点数が決められたら、この節点数と対応して、④⑧⑩のいずれかにより内(外)挿する。このように、CFDデータを強度解析へ適用するインターフェースが構築される。

最後、構築したインターフェースの特徴において3点ほど言及する。(1)市販の解析ソフトへインポートするフォーマットのファイルを作成し、節点ごとに解析境界条件を与える特徴を持っている。(2)汎用性がある。前述では縦(Z)方向には平坦であるという事実を前提としたが、この前提は節点Eを含む微少の曲面をXY平面へ投影面積が一番狭いと解釈できる。すると、節点Eを含む微少の曲面を三つの座標平面へ投影した面積を比べて、一番広い座標平面を内挿平面とすれば、その前提と無関係となり、Fig.6に示すような一般的なモデルにも適用される。(3)算法が簡単であり、精度は遜色ない。内挿方法に対して、専門的な報告が多数あり^{(9),(10)}、ここで一例として、本論の内挿方法とある程度近い、Franke氏ら⁽⁹⁾の分散的な大規模なデータからのスムーズ内挿方法Iと比較してみる。この方法は本論での節点E(x,y)に相当する内挿点と近い節点を18個(デフォルト値)検出し、これらの節点から節点E(x,y)までの距離の影響を考慮して、最小二乗の方法で、Q(x,y)の2次関数での6個の係数を求め、関数を作成してから内挿を行った⁽⁹⁾。Franke氏らはFig.6に示す関数f(x,y)により作成されるサーフェースに対して、ランダムに25, 33, 100ポイントの3セットの離散的なデータを発生させ、それぞれ均一な33*33格子の節点に内挿を行った。内挿による最大誤差、平均誤差及び標準偏差(SD)は同図右下に示した。比較するため、上記同様な節点に対してFig.6に示すサーフェースの3次元座標(Z=f(x,y))を読み出し、CFDデータに相当する(X,Y,Z,Tc), Tc=f(x,y)を想定してから準三次元内挿法で内挿を行った。準三次元内挿法による誤差はFranke氏らの誤差(Fig.6)の倍率としてTable1に示す。準三次元内挿法は最大誤差において大きい傾向があるが、平均誤差及び標準偏差はポイント数が100

のセットを除いて、小さくなっている。そこで、本論の内挿方法は簡単であるが、他の内挿方法より精度も遜色ない。

また、本研究の場合、CFDの節点分布がランダムではなくて、規則的になっていて、細かいメッシュに分割しているので、準三次元内挿法により転換したデータの精度は高いことも予想される。

Table 1 Ratio of errors between the present interface and Franke et al. method.

Points	Max	Mean	SD
25	1.82	0.67	0.98
33	1.05	0.67	0.94
100	3.36	1.22	1.98

3.2 定常伝熱・熱応力解析の結果及び考察

上記のインターフェースにより静翼メタル表面の温度を熱荷重として定義した定常伝熱解析結果、静翼三次元の温度分布をFig.7(a)に示す。最高温度(1028℃)は静翼前縁に近い翼外表面(↑印)にあり、最低温度(523℃)は隔壁の根元(↓印)にあることがわかった。また、比較的高温(△)と低温(▲)のところも標示してある。最高温度はNi基単結晶TMS-75の設計許容温度(950℃)より約80℃越えていることがわかった。熱応力の解析結果として、フォンミーゼス応力をFig.7(b)に示す。この図より最大値(529MPa)は後縁の上端部(Fig.7(b)←印)にあり、これは主に応力集中しやすい構造により生じたと考えられる。このほか、基本的にはFig.7(a)に白い矢印で標示している高温領域ではフォンミーゼス応力は高めになっていることが認められた。これは高温の近くでは温度変化が激しく、すなわち温度勾配が酷くなり、熱応力が大きくなるからである。また、Fig.7(a)に黒い矢印▲で示すリブの低温領域でも高い応力が生じていることが観察された。その原因は温度の低いリブと比べ、温度が高い翼面がZ軸方向に大きい熱膨張が発生し、強く引張られているからであることが分かった(図略)。

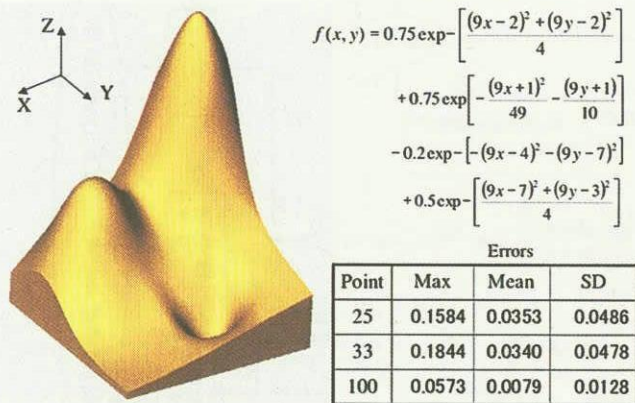


Fig. 6 Franke et al. interpolation model and its errors⁽⁹⁾.

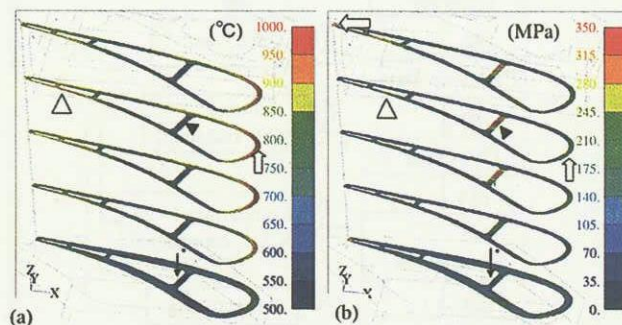


Fig. 7 (a) Temperature, (b) Von Mises stress in section and from the analysis results of TMS-75 superalloy.

3.3 応力の評価 (データ処理システムの応用例)

ここでは仮想タービンの構造強度の評価を実施する際に必要となるデータ処理システムを構築した。このデータ処理システムは解析結果の膨大なデータを評価しやすいフォーム(データベース)にし、実用性が高く、次の機能を有している。(1)市販の解析ソフトでは存在しない指標を可視化する。(2)ユーザの使用目的に応じる評価指標パラメータを作成する。例えば、モデル部位別の評価指標の集計(頻度図)、統計パラメータの作成、モデル仮想断面(任意平面とモデルの交差面)にあるデータ抽出及びそのデータ処理。(3)多解析ケースのデータを一括に処理する。この節ではデータ処理システムの応用例として上記機能の一部を述べる。

市販の解析ソフトでは存在しない指標の可視化 異方性の合金材において、材料強度を完全評価するのは困難である。ここで良く用いる、フォンミーゼス応力をその部位のメタル温度における0.2%耐力で無次元化した値(以下、耐力割合)を評価指標とすることにした。静翼有効部の耐力割合をFig. 8に示す。この図はデータ処理システムを用い、解析コードを活かして可視化したものである。Fig. 8に△

印で示したように耐力割合が前縁などの温度が高いところでは、高いフォンミーゼス応力(Fig. 7 (b))を有していることがわかった。

モデル部位別の評価指標の集計と可視化 Fig. 9 (a)は静翼の高さ方向ではば5段の等分(例えば、図中H10は翼有効部の高さ方向0%~20%間にある節点)、Fig. 9 (b)は腹側の翼内、外表面(InP, OutP)及び背側の翼内、外表面(InS, OutS)に大別にし、それぞれのサーフェースにある節点の耐力割合の頻度(%)を示す。Fig. 9 (a)より静翼高さ方向において、耐力割合は翼有効部の上半部が大きくなっていくことが認められた(←, ▲印)。これはFig. 7 (a)に示す900℃以上の高温領域はほとんど上半部にあり、高温部の耐力が低いからであると考えられる。Fig. 9 (b)より静翼部位別において、比較的に高い耐力割合(0.5以上)は主に翼外表面に存在している(=矢印)ことが見られた。

また、Fig. 10は翼長さ方向にそって評価指標の変化曲線を例示している。ここで、横軸Lは翼面長さ方向の無次元化値であり、前縁を0、後縁を100%にし、腹側はマイナス、背側はプラスとした。図より翼面長さ方向の耐力割合

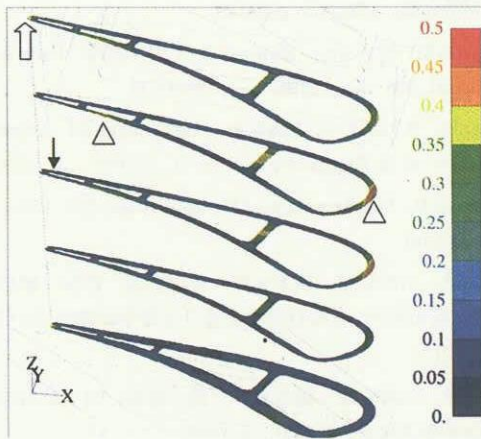


Fig. 8 Ratio of Von Mises stress normalized by proof stress $\sigma_{0.2}$ for TMS-75 superalloy.

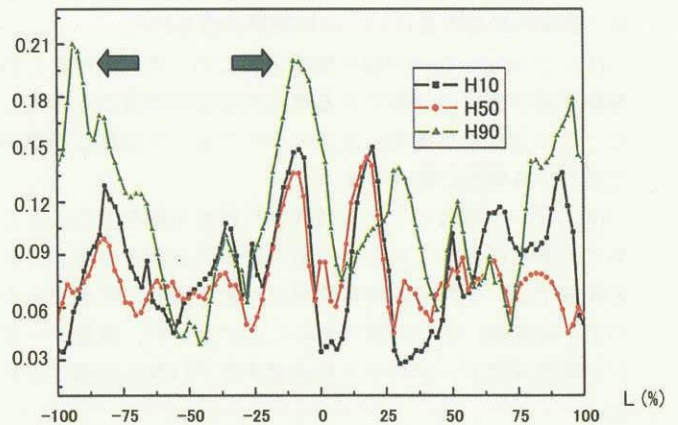


Fig. 10 Ratio of Von Mises stress normalized by $\sigma_{0.2}$ at various heights of Z axis.

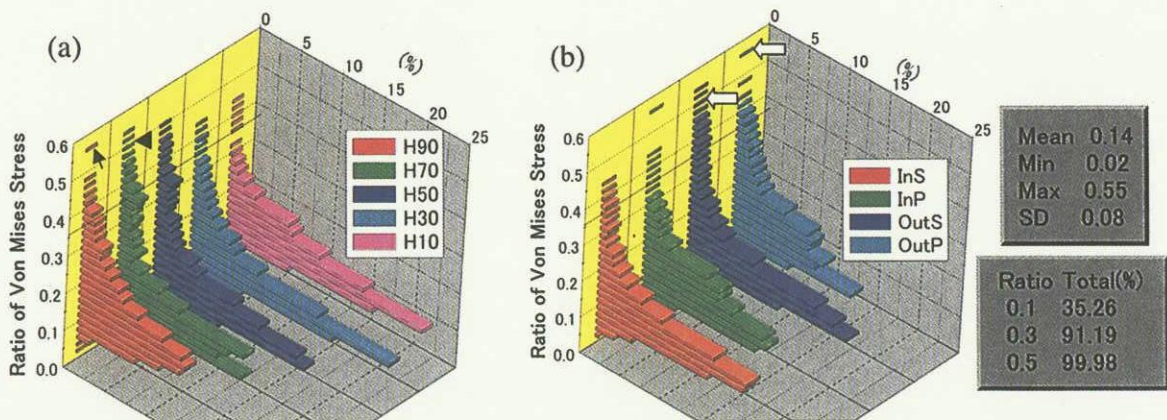


Fig. 9 Frequency distribution for ratio of Von Mises stress normalized by $\sigma_{0.2}$. (a) at various heights of Z axis (for example, H10 indicates the nodes located on 0%~20% height), (b) at various surfaces (for example, InS indicates inside surface of suction side).

の状況がわかりやすくなっていることが示された。

統計パラメータの作成 翼有効部全体の耐力割合の統計パラメータ（平均値、極値及び標準偏差）とある耐力割合までの頻度の和を Fig. 9 右側にまとめている。これより一番高い耐力割合は 0.55 であり、静翼有効部の 99.98% 以上のところでは耐力割合 0.50 以下にあることがわかった。

このように、構築したデータ処理システムは多ケース（文献 [11] , [12] で応用した）、モデル各部位、多評価目的に対応する応力評価が必要とするデータを作成でき、仮想タービンの構造強度に関する指標を可視化できるとともに、その分布状況などを全面的に把握できるので、データ処理システムとして有効性が示された。また、このインターフェースにより CFD データを構造解析に適用できること、及びこのデータ処理システムにより 1700℃ 仮想タービン構造強度のデータベースも作成した。

4. 結 論

本論は仮想タービン構造強度のデータベースを作成するために、CFD データを構造解析に適用するインターフェースを構築するとともに、このインターフェース及びデータ処理システムを 1400℃ 級仮想タービン静翼の熱応力の解析・評価への応用を行い、次の結果が得られた。

(1) 三次元の内挿問題を座標平面での二次元内挿とその座標平面の選択に分解できる準三次元の内挿方法を考案した。この方法より構築したインターフェースは算法が簡単であり、汎用性と精度が良い。

(2) データ処理システムは評価指標を可視化できるとともに、多評価目的に対応する応力評価が必要となるデータを作成でき、それらの分布状況などを全面的に把握できるので、多機能、かつ有効であることが示され、仮想タービンの構造強度データベースを構築するプロセスが確立された。

本研究は新世紀耐熱材料プロジェクトの一環であり、プロジェクトリーダー原田広史氏からのご指導を頂いた。本論の一部データは物質・材料研究機構の横川忠晴氏、東芝の佐伯祐志氏、宇宙航空研究開発機構の松下政裕氏、西澤敏雄氏からご協力・提供頂いた。紙面を借りて感謝の意を表する。

参 考 文 献

- 1) 原田広史, 岡崎正和, 材料, 51-7, (2002), 836-842
- 2) 新田明人, 材料, 51-5, (2002), p.587-593
- 3) Y. F. Gu, Y. Yamabe-Mitarai, S. Nakazawa, H. Harada, Scripta Materialia, 46-2, (2002), p. 137-142
- 4) Hiroaki N., Ogata, S. and Kitagawa H., Material Science Research International, 5-4, (1999), p.253-257
- 5) 原田, 横川, 尾高, 吉田, 小河, 野崎, 佐伯, 特願 2001-155459
- 6) Yoshida T., Harada H., Fukuyama Y., Ogawa A., Nozaki O., Nishizawa T., Matsushita M. and F. Zhou, 2nd International Symposium of High Temperature Materials 21, (2001), p.64-65
- 7) 陳錦祥, 小河昭紀, 橋本良作, 吉田豊明, 日本ガスタービン学会誌, (2004), p.34-39.
- 8) Miyazaki N., and Shiozaki, Y., JSME International Journal, 39-4, (1996), p. 606-611
- 9) Franke R. and G. Nielson, International Journal For Numerical in Engineering, 15-11, (1980), p. 1691-1704
- 10) Franke R., Mathematics of Computation, 38-157, (1982), p. 181-200
- 11) 陳錦祥, 小河昭紀, 橋本良作, 吉田豊明, 西澤 敏雄, 松下政裕, 福山佳孝, 日本材料学会第 5 3 期学術講演会, (2004), p. 1210122
- 12) 陳錦祥, 小河昭紀, 橋本良作, 福山佳孝, 日本材料学会第 5 3 期学術講演会, (2004), p. 86-87

大規模 PC クラスタを用いた統一解法による 流れと熱伝導の連成シミュレーション

白崎実, 姫野龍太郎
理化学研究所

Numerical Simulation of Flow and Heat Transfer Using Unified Method on Large Scale PC-Cluster

by
Minoru SHIRAZAKI and Ryutarō HIMENO

ABSTRACT

Heat transfer between fluid and solid, which occurs in heat exchangers, steam generators and so forth, is one of the most important phenomena in the field of engineering. In this paper, a coupling phenomenon including flow of thermal fluid and heat transfer in a solid is analyzed using the finite element method on a large scale PC-cluster system, the RIKEN Super Combined Cluster (RSCC). To estimate thermal interaction between fluid and solid, both flow of thermal fluid and heat transfer in solid must be considered. As a unified method for the coupling analysis, a method based on the assumption that the solid is a virtual fluid in which the flow velocity is zero is selected. We can simulate flow of the thermal fluid and heat transfer in the solid by solving the same governing equations. Almost all processes of the computation can be parallelized because an exchange of thermal boundary conditions between the fluid and the solid is not necessary. High parallel efficiency is achieved on parallel environment. Internal and external thermal flows of a tube array are analyzed with consideration of heat transfer. Flows around a heatsink mounted on a CPU and heat transfer in the heatsink are also analyzed. It is confirmed that the computation of the coupling phenomenon can be achieved with high parallel efficiency on the large scale PC-cluster system using this approach.

1. はじめに

近年, 熱交換器をはじめとする熱機器の小型化, 高性能化の要求はますます高まっている. 熱交換器では, 固体を介した異なる流体間での熱交換がよく見られる¹⁾. このような熱交換においては, 熱流体と固体との間の熱伝達と同時に固体内部の熱伝導がみられ, 詳細な数値解析のためには, 流れと熱の連成現象を正しく扱う必要がある. また, 実際の熱機器の形状は複雑なことが多いため, 複雑形状を取り扱う必要があり, その複雑形状に対する計算を行うためには, 大規模解析への対応が求められる. この場合, 多数のプロセッサを利用する並列環境において, 効率よく計算できることは重要である.

著者らはこれまで, 熱流体の流れと固体の熱伝達との連成解析を行う並列有限要素法コードを開発し, 固体を介した複数の流体間での熱交換の解析を行ってきた²⁾. ここで, 流れと熱の連成方法としては, 固体を流速がゼロである仮想的な流体と考へて, 流体と固体とを統一的に取り扱う方法^{3), 4)}を採用している. この連成方法では, 流体-固体間において境界条件をやりとりすることなく, 熱的な影響を自然に取り扱うことができる. 解くべき方程式の規模は大きくなるものの, 並列計算の際に効率の低下をまねくアイドリング時間の発生がなく, 並列環境に適しているという特徴がある⁵⁾. ここでは, 本手法の大規模な PC クラスタへの適合性を検証するとともに, 大規模な流れと熱との連成シミュレーションを実施する.

2. 計算方法

熱流体の流れと固体内部の熱伝導とを同時に解くため, 支配方程式として, 次に示す非圧縮性流体に対する連続の式, Navier-Stokes 方程式, エネルギー方程式を用いる. なお, ここでは浮力は無視している.

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\nabla p + \frac{1}{Re} \Delta \mathbf{v} \quad (1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) T = \frac{1}{RePr} \Delta T \quad (3)$$

\mathbf{v} , p , T はそれぞれ無次元化された流速ベクトル, 圧力, 温度であり, Re , Pr は, Reynolds 数, Prandtl 数を表す. 流体と固体とを分離せずにひとつの方程式系として扱うために, 固体部分では常に流速は 0 であるとし, (1), (2) 式の計算の際には流体部分の寄与のみが考慮されるようにする. ただし, 図 1(A) に示すように, 流体-固体の界面と要素境界面を一致させて, この界面をまたぐ要素ができないように格子を生成しておく. このような非構造格子では流体部分の要素と固体部分の要素に個別の物性値を与えることが可能である. 固体領域において, (3) 式の $RePr$ の値を適切に指定することにより, 流体と固体の熱拡散率の違いを表現することができる. また, (3) 式で他の熱的な効果を考慮する場合でも, 流体, 固体のそれぞれの要素において, 0 あるいは 1 の値を持つマスキングパラメータを与えておけば, 流体部分あるいは固体部分でのみ定義される項を導入することができる.

以上により, 固体部分に対しては実質的に熱伝導方程式のみが解かれ, 流体との界面での熱伝達の効果は自然に考慮されることになるため, 境界条件の交換について考慮する必要がなくなる. また, 並列計算を行う際に, 本手法では, 与えられたプロセッサ全てを常に使用することが可能であり, 高い並列化効率のもとでの計算が可能となる⁵⁾.

これらの支配方程式を Fractional Step 法⁶⁾により時間方向に分解し, 圧力を陰的に, 速度と温度は陽的に取り扱い, 有限要素法にもとづいて空間の離散化を行う. この際, 複雑形状への適応性を考へて, 四面体一次要素を用いる. また, 解析領域はグラフ分割ツール METIS⁷⁾により, 要素をベースとして領域分割し, それぞれの部分領域の計算は各プロセッサが必要に応じて通信を行いながら並列に処理する. このメッセージパッシングのための通信ライブラリとしては MPI (Message Passing Interface) を使用する. なお,

圧力 Poisson 方程式の求解には、共役勾配法(CG 法)を用いる。

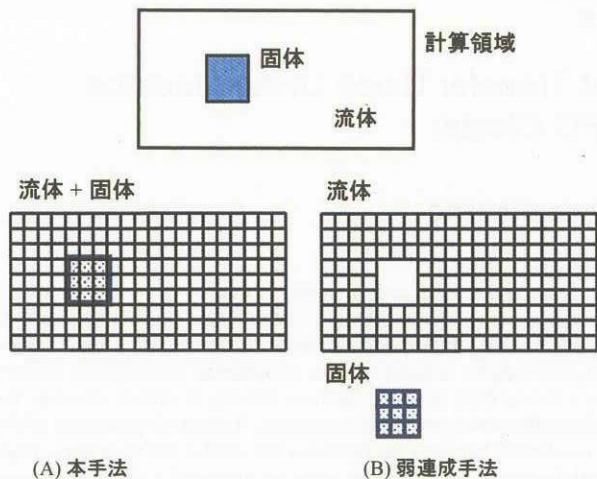


図1 計算格子の概念図

3. 大規模 PC クラスタへの適合性

3.1 RSCC (RIKEN Super Combined Cluster)

著者らの所属する理化学研究所では、2004年3月にスーパーコンピュータシステムを従来のベクトル並列型(VPP700E/160プロセッサ)を中心としたものから、PCクラスタを中心とした新システムへの置き換えを行った。この新システムは、RIKEN Super Combined Cluster (RSCC)と呼ばれ、2,048CPUのLinuxクラスタシステム(総演算性能12.4TFLOPS)を中核に、単一プロセスで大量メモリが必要な計算用の大規模メモリ計算機(共有メモリ型ベクトル計算機 NEC SX-7/32, 主記憶 256GB, 282.5GFLOPS), フロントエンド, 高速磁気 DISK 装置 (20TB), テープライブラリシステム (200TB) から構成される複合的なシステムである。特に、Linux クラスタシステムは、1 ノード 2CPU (Intel Xeon 3.06GHz) の 1,024 ノードから成り、5 つのセグメントで構成されている。最大のセグメントは 512 ノード 1,024CPU で、各ノード間を InfiniBand (双方向通信可能で片方向 8Gbps) ネットワークで内部接続されている。残りのノードは 128 ノード毎に 4 つのセグメントを構成しており、InfiniBand が 1 セグメントで、他の 3 つのセグメントは Myrinet(双方向通信可能で片方向 2Gbps)ネットワークで内部接続されている(表 1)。今回は、この RSCC にお

いて、InfiniBand により接続された 512 ノード 1,024 プロセッサからなるセグメントを用い、128 プロセッサまでについて、計算、測定を行った。

3.2 ベンチマーク問題

計算サイズの変更を容易にするために、ベンチマーク問題として図 2 に示すような立方キャビティ内の流れと固体の熱伝導の問題を設定した。上面に一樣な流速を与え、ひとつの側面は加熱、それと向かい合った側面は冷却された立方キャビティがある。この内部にやはり底面を加熱された固体の立方体が置かれており、この固体がキャビティ内部の流体と熱交換を行うという状況である。6,000,000 要素(約 600 万要素)、10,368,000 要素(約 1,000 万要素)、24,576,000 要素(約 2,400 万要素)からなる 3 つのモデルに対してプロセッサ数を変えて計算を行い、速度向上比を求めた。図 3 は、 $Re=100$, $Pr=0.71$ とした場合の $y=0.5$ 断面における等温度線図である。キャビティの 2 つの壁、固体立方体の加熱底面、そしてキャビティ内部の流れによって温度場が決定されていることがわかる。

3.3 速度向上比

1 プロセッサでの計算に要した時間を T_1 , n プロセッサでの計算に要した時間を T_n とした場合、 n プロセッサに対する速度向上比 S_n は、

$$S_n = \frac{T_1}{T_n} \tag{4}$$

で与えられる。しかし、ここでは、問題の規模が大きく、1 プロセッサでの計算時間を算出することができないため、16 プロセッサでの計算に要した時間 T_{16} を基準にし、

$$S_n = \frac{T_{16} \times 16}{T_n} = \frac{T_1^*}{T_n} \tag{5}$$

として、速度向上比を算出している。

図 4 に、それぞれの各モデルに対する速度向上比を示す。横軸はプロセッサ数であり、縦軸は(5)式で定義される速度向上比である。この図から、約 600 万、1,000 万、2,400 万要素のいずれの計算モデルでもほぼ同様の傾向であることがわかる。

ここでは、用いたコードに特別なチューニングや通信隠蔽等を行っていない。このため、まだ改善の余地は残っているが、それでも、流体部分と固体部分を統一的に同一の方程式を扱っていることから、領域分割法を用いた通常の流体解析コードと同程度の、まずまずの並列化効率は得られていることがわかる。

今回利用した RSCC のシステム上では、ここで取り扱っ

表 1 RSCC システムの PC クラスタ

	Linux Cluster 1	Linux Cluster 2-5
CPU 数	512 nodes / 1,024 CPUs	512 nodes / 1,024 CPUs (in total)
CPU	Inter Xeon 3.06 GHz	Inter Xeon 3.06 GHz
Memory	2TB (4GB×512)	2TB (4GB×512)
OS	Redhat + SCore	Redhat + SCore
HDD	74.7TB(146GB×1×512)	74.7TB (146GB×1×512)
Interconnect	InfiniBand (1way 8Gbps)	InfiniBand (1way 8Gbps) 1 システム Myrinet XP (1way 2Gbps) 3 システム

た 600 万要素程度の計算規模があれば 128 プロセッサでも理論的な速度向上比のおよそ 75%程度、つまり 96 台分程度の速度向上を達成できることがわかった。

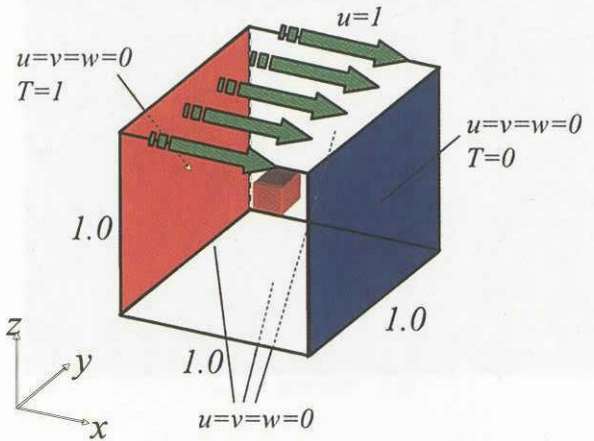


図2 ベンチマーク問題

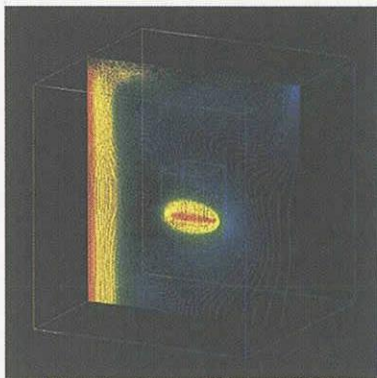


図3 ベンチマーク問題の計算結果

4. 大規模解析

図 5 は、比較的規模の大きい解析例として、 $L/D=2$ (L : 中心間距離, D : 円管直径) の 4×4 円管群の内部を流れる高温流体と外部を流れる低温流体の熱交換について解析したものである。総要素数は 4,379,697, 総節点数は 745,148 である。Reynolds 数は、円管内外ともに 100 であり $t=35$ における温度分布を示している。

さらに、複雑形状を有する熱機器の大規模解析の例として、図 6 に示すような、ヒートシンクおよびファン (CPU クーラー) を取り扱う。図 7 は、ヒートシンクの部分の CAD データであり、このデータをもとにメッシュジェネレーターを用いてヒートシンクと外部領域に四面体メッシュを生成したのが図 8 である。この有限要素メッシュは、14,800,760 要素, 2,477,307 節点からなっている。ここでは、簡易的に、初期に $T=0$ の流体およびヒートシンクに対して、ヒートシンク底面の CPU が接する位置で $T=1$ を与え、ファンから鉛直下向きに一樣流が流れ込んでいるとしており、Reynolds 数は 100 としてある。また、解析領域の 4 つの側面では流出条件を与えている。図 9 は計算開始直後のヒートシンクの表面の温度分布であり、図 10 は $t=80$ の $z=\text{const.}$ 面における流速ベクトルの分布を表している。

いずれも定性的には妥当な結果を得ている。しかし、薄い管壁や CPU 用ヒートシンクの各のフィン内部の詳細な温度分布を調べるためには、より細かい要素分割が必要である。

5. おわりに

流れと熱の統一的な連成手法の大規模 PC クラスタ環境への適合性を検証した。その結果、大規模な PC クラスタ環境においても、効率よく計算できる手法であることがわかった。さらに、実際に複雑な形状を有する対象について、比較的計算規模の大きい解析例として、CPU 用ヒートシンク内部および外部の流れと熱の解析を約 1,500 万要素の規模で実施した。今後、実験を実施し、計算結果との比較を行っていく予定である。

参考文献

- 1) 例えば、日本機械学会, 伝熱工学資料・改訂第4版
- 2) M. SHIRAZAKI and R. HIMENO, Parallel finite element analysis of flow and heat transfer on PC-cluster, *The 4th ASME/JSME Joint Fluids Engineering Conference (CD-ROM: FEDSM2003-45445)*, Honolulu, Hawaii, U.S.A., July 6-11, 2003
- 3) 水俣圭子他, 流体-固体熱連成問題の有限要素解析構造工学における数値解析法シンポジウム論文集 15 (1991) 41-44
- 4) 奥田洋司, 大城勝史, 熱流体/構造系連成問題の統一解析およびそのデータ並列化に関する研究, 日本計算工学会論文集, *Transactions of JSCES*, 1, Paper No. 19990023 (1999)
- 5) 白崎実他, 工学的な設計のための流れと熱の数値シミュレーション, 日本流体力学会誌「ながれ」, 22, 3 (2003) 247-259
- 6) Donea J. et al.: Finite Element Solution of The Unsteady Navier-Stokes Equations by A Fractional Step Method, *Comput. Methods in Appl. Mech. Eng.* 30 (1982) 53-73
- 7) <http://www-users.cs.umn.edu/~karypis/metis/>

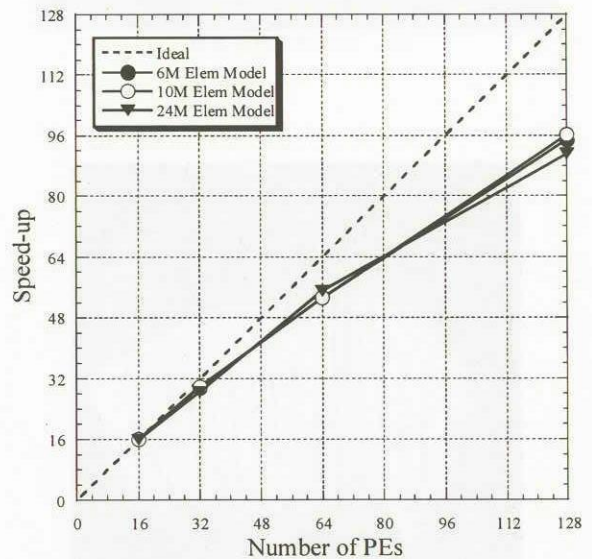


図4 速度向上比



図5 円管群内外の温度分布

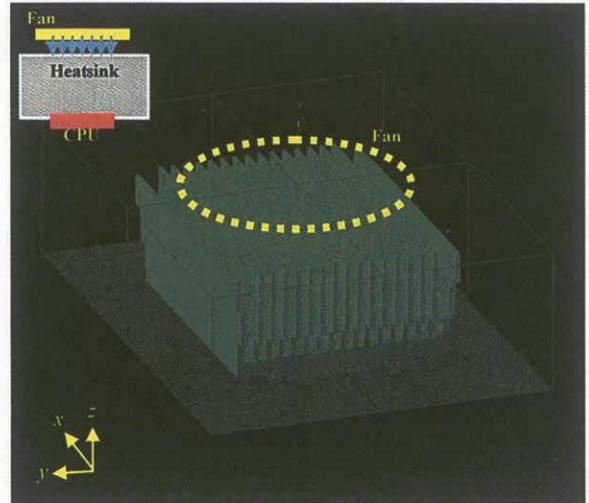


図8 有限要素メッシュ

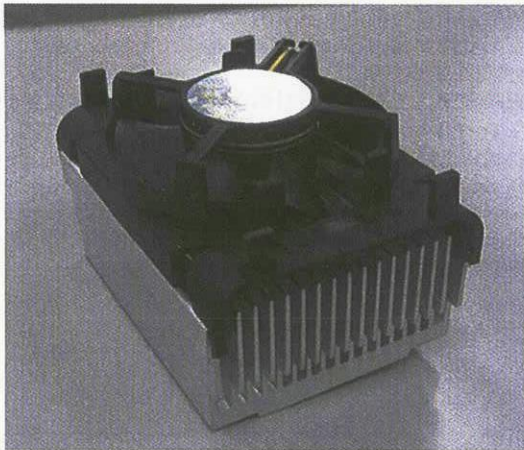


図6 CPUクーラー(実物)

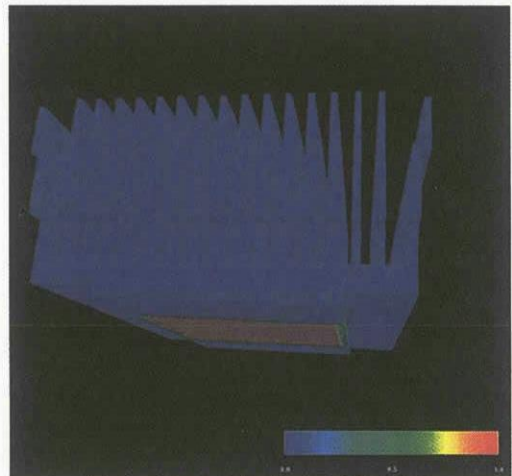


図9 ヒートシンク表面における温度分布

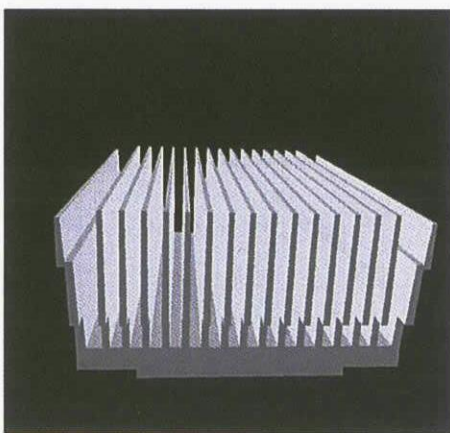


図7 ヒートシンクのCADモデル

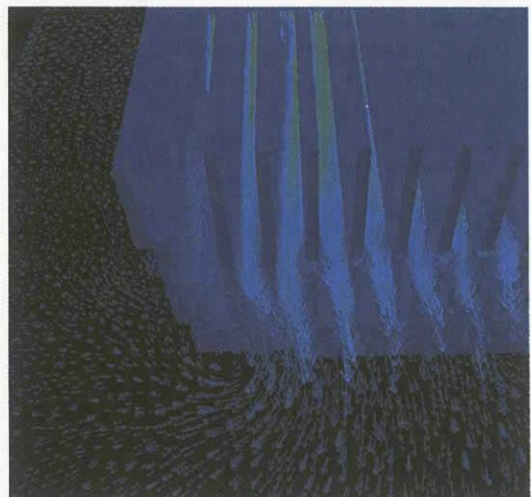


図10 z=const 面における流速ベクトル分布 (t=80)

UPACS による圧縮流・熱伝導連成解析の現状

山根 敬

(宇宙航空研究開発機構 総合技術研究本部)

Conjugate Analysis of Flow and Heat Conduction by UPACS

by

Takashi Yamane

Japan Aerospace Exploration Agency

ABSTRACT

A new conjugate simulation program for flow and heat conduction has been developed based upon a common CFD platform UPACS. It connects flow calculation blocks and solid blocks without using surface temperature values explicitly. The time-lag between flow simulation and heat conduction calculation which is a severe problem in conjugate heat transfer has been improved by introducing a heat conduction sub-step method. The developed program has been applied to simulations of new turbine cooling structures which are the integration of impingement and pin cooling device and revealed that the pin configuration changes the cooling efficiency.

1 圧縮流・熱伝導連成解析の現状

ガスタービンエンジンの高温タービン翼については、翼外部の最大 1500K 程度にも及ぶガス温度から翼材を守るために翼内部に冷却通路を設けるとともに、その冷却空気を翼表面に吹き出してフィルム状の保護膜を形成する耐熱設計が行われている。タービン翼の温度は、これら高温ガスと冷却空気との間の熱のやりとりによって決まり、数十 K の違いが材料の寿命に大きく影響するため、正確な予測が求められている。

このようなタービン関係の流体・熱伝導連成解析についての研究は近年になって急速に増加しており、計算規模もほぼ実用的な問題に適用可能なレベルに到達しつつある。このうちのいくつかを紹介する(図 1)。Aachen University の Prof. Bohn はこの分野の第一人者である。最新の研究では、タービンノズルの三次元形状に対して、前縁付近のフィルム冷却孔とその内側の冷却通路を含んだ解析を行っている [1]。ただし熱伝導解析との連成は前縁付近に限定し、他の翼表面部分は断熱条件を与えている。NASA Glenn Research Center ではタービン流れ解析コードである Glenn HT Code を熱伝導解析にも流用した研究が行われていたが、最新の発表によると熱伝導部分に表面格子しか必要としない境界要素法 (BEM) を用いた研究を行っており、タービン翼をスライスした形状ではあるものの、複数のフィルム冷却孔と内部通路をあわせた完全な三次元連成解析を実現している [2]。

流体・熱伝導連成解析の困難な点は、現実のタービン翼の様に、温度分布が流体との連成のみで決まる現象を扱う場合、流れの状態が定まっても熱的平衡状態に至るにはさらに時間を要するという、流れ場と温度場の収束速度の違いの問題があるために、連成解析で平衡状態の温度場を求めるには、連成境界の格子密度にも依存するが総じて流体のみの解析と比較して膨大な計算時間が必要となる事である。

現 JAXA でも、航空宇宙技術研究所時代から流体・熱伝導連成解析の研究を進めてきており、CFD 共通基盤コード UPACS [3] の特徴を生かして連成解析を実現させた。その過程で上述の計算速度の問題を改善する手法を開発し、数百万格子点規模の解

析を行うことが可能になった。

本論文は、UPACS による圧縮流と固体熱伝導の連成解析についてのこれまでの成果の概略をまとめて紹介するものであり、詳細は参考文献 [4][5] を参照されたい。

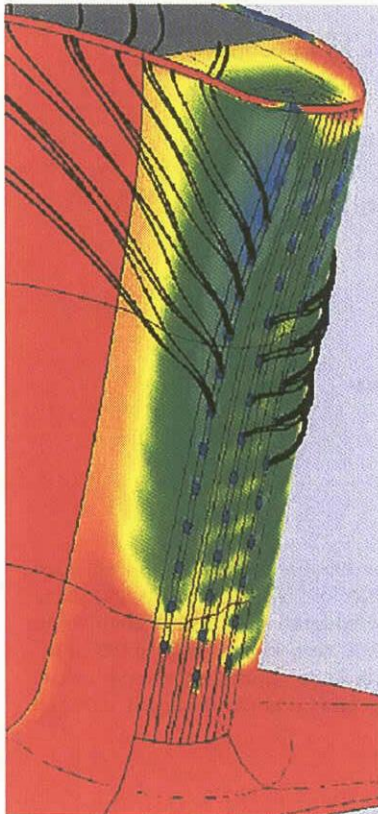
2 流体・熱伝導連成解析手法

初期の流体・熱伝導連成解析では、それぞれの解析は既存のコードを使用し、連成境界の情報をアップデートしてくり返し計算をする疎結合的な方法が主流であった。しかし固体部分の温度値が完全に未知の状態から熱的にバランスが取れた定常解を得るためには、連成境界で頻りに情報交換が必要であるため、「圧縮流・熱伝導連成解析の現状」で紹介した研究例ではいずれも一つのプログラム内で流体解析と熱伝導解析を実行している。本研究でも流体解析コード UPACS をベースに、流体と熱伝導の同時解析を実現させた。

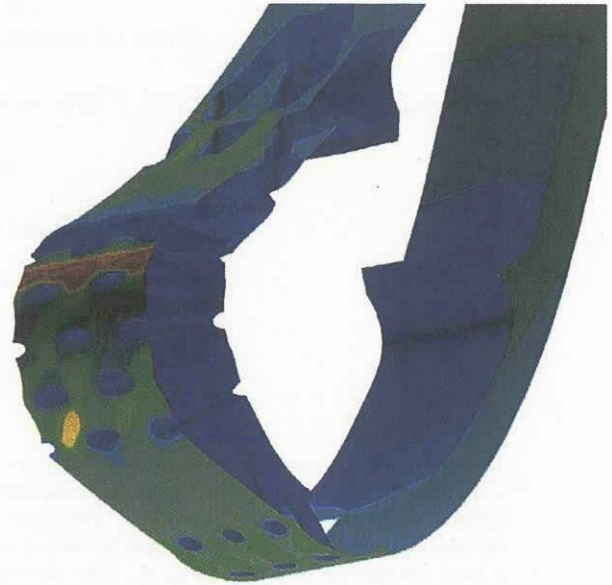
2.1 流体と熱伝導の並列解析

UPACS の特徴の一つは、マルチブロック構造格子法による並列計算の実現である。各ブロック内部を解く解析サブルーチンはメインプログラムから直接呼ばれるのではなく、並列処理を制御するインターフェースサブルーチンを介して実行されている。このインターフェースサブルーチンが、ブロックのプロセッサへの割り当てを制御しており、プログラム上では並列計算を意識しなくてすむような構造となっている。一方、各ブロックから見れば、隣接するブロックとの境界データの交換や、壁面、流入出境界の値を設定したのち、指示されたサブルーチンを他のブロックでの処理とは関係なく独立して実行している。

そこでブロック内解析サブルーチンをブロック毎に切替えるインターフェースサブルーチンを作ることで、流れブロックの流体解析と固体ブロックの熱伝導解析を、UPACS の並列処理



(a) Aachen University の研究



(b) NASA Glenn Research Center の研究

図 1: タービン翼の連成解析の例

機能をそのまま活用して同じプログラム内で実行できるようにした。また、流体解析部分との共通性を確保するために熱伝導ブロックでも流体ブロックと同じ変数を持たせ、密度には一定値として 1.0、速度は 0 として、エネルギー変数の中に温度値が陰に格納するようにした。この方法は計算に必要なメモリが多くなりファイルサイズも増大するが、流体解析用の可視化処理プログラムなどがそのまま流用でき、メリットが大きい。

2.2 流体ブロックと熱伝導ブロックの接続境界

流体解析ブロックと固体熱伝導ブロックが接続する連成境界で満たすべき熱的条件は次の通りである。

1. 温度が連続
2. 流体側と熱伝導側の熱流束が一致

多くの流体・熱伝導解析では、この条件を満たすように表面温度を計算し、それを境界条件として流体解析と熱伝導解析を進める方法を採用している。

しかしながら有限体積型スキームを採用している UPACS では各計算セルの中心で物理量が定義されており境界値は陽には存在しない。そこで本研究では境界値を用いない接続方法を採用した。流体ブロックと熱伝導ブロックの接続部分を模式的に表したのが図 2 で、流体の壁面境界では仮想セル (Aux. Cells) を生成しているが、本研究の連成境界ではこの仮想セルとして接続相手である熱伝導ブロックのセル形状を使用する。この仮想セルに、壁面 (図中の×の点) で物理的に正しくなるように密度、速度、圧力の値を外挿している。これらの物理量から状態方程式を使って温度値も自動的に決まるが、流体解析に含まれる熱伝導項の計算には、流体解析の壁面境界条件を満たすように仮想セルに設定した値ではなく、熱伝導ブロックの

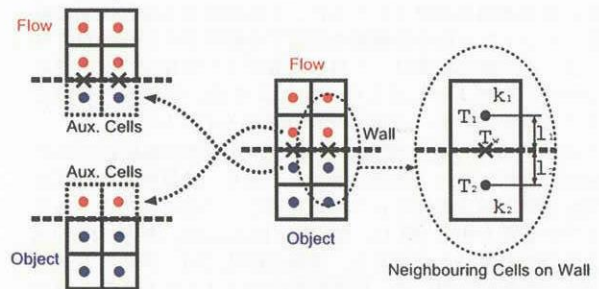


図 2: 流体ブロックと熱伝導ブロックの接続境界

熱伝導解析の結果に基づく値を使用して壁面の熱流束を正しく計算している。一方、熱伝導ブロックの計算に必要な仮想セルには、対応する流体側セルから温度値および粘性係数から計算される熱伝導係数をコピーすればよい。

前述の流体ブロックと熱伝導ブロックの接続境界で満たすべき熱的条件を図 2 右のようにセルの温度 T_1, T_2 、境界壁面温度 T_w 、セルの熱伝導係数 k_1, k_2 、セル中心から境界壁面までの距離 l_1, l_2 で表すと、

$$\frac{Q}{A} = k_1 \frac{T_1 - T_w}{l_1} = k_2 \frac{T_w - T_2}{l_2}$$

ここに Q は熱流束、 A はセル境界面の面積である。この式から T_w を消去すると、

$$\frac{Q}{A} = \frac{k_1 k_2 (T_1 - T_2)}{k_1 l_2 + k_2 l_1}$$

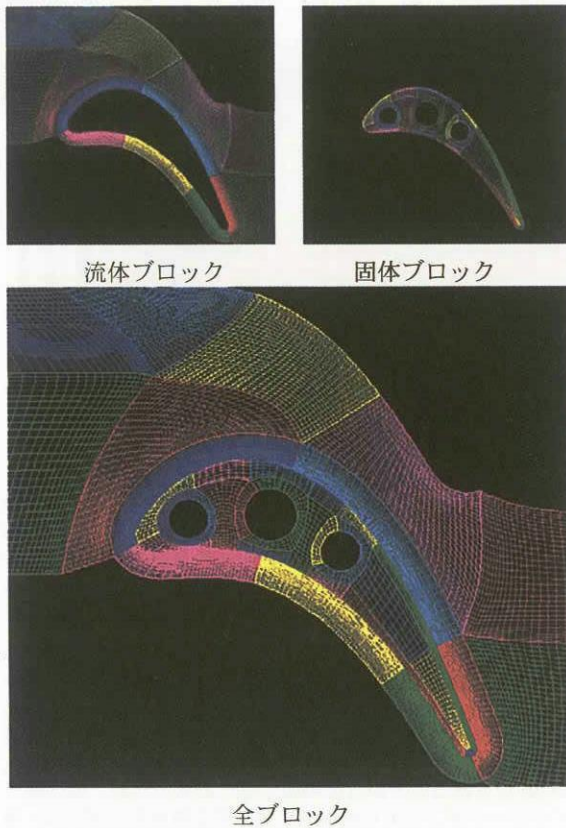


図 3: 連成解析用 2次元タービン格子

となる。上記の熱的条件は、実際には流体ブロックと熱伝導ブロックの接続境界だけでなく、流体どうし、熱伝導どうしのすべてのセルの接続面においてもあてはまるため、連成境界においては仮想セルへのデータ転送及び適切なデータ設定のみを行えばよいことになる。こうして求められた計算空間の各セルの全境界面の熱流束の合計をセルの熱容量で割ることで熱伝導による各セルでの温度の時間変化量が求められる。

このようにして、熱伝導解析に関しては壁面温度を使用する必要がなく、シームレスな解析が行えるようになった。しかしながら、流体ブロックの壁面における速度境界条件や圧力境界条件を満たすように仮想セルの値を計算する過程で壁面温度値を求める必要があり、完全に壁面温度値から開放されているわけではない。

2.3 二次元タービンの連成解析

流体・熱伝導接続の動作確認のため、二次元タービンに模擬的な内部冷却を付加した形状での連成解析をおこなった。翼内部に3つの円形冷却面を持つ形状を表現するために、図3のように翼周りの流れ場に14ブロック、翼内部の熱伝導部分に21ブロックを使用した。これらのブロックどうしの接続情報の設定を自動的に行うことができるのがUPACSの大きな特徴であり、流体・熱伝導連成のためのプログラム拡張においても、UPACSオリジナルの接続情報設定機能をそのまま利用できるようにした。

解析結果の一例が図4である。タービン翼の温度は、外部の高温ガスと内部冷却との熱のバランスによって決まり、内部冷却部分の温度も未知である。そこで、2次元タービン形状で内部冷却流を模擬するために、冷却通路を冷却水が流れている状

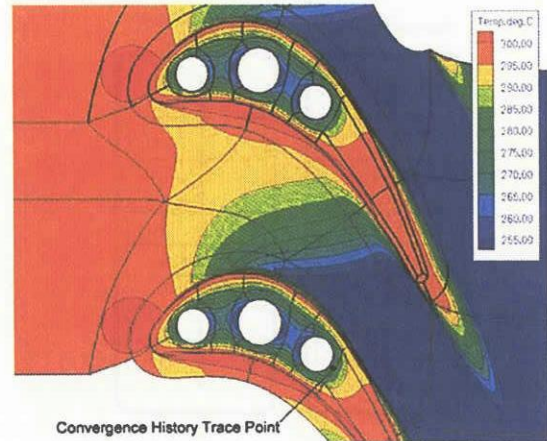


図 4: 2次元タービン連成解析結果 (内部冷却模擬)

態を想定して、水温と内部壁面の熱伝達率を境界条件とする解析を行った結果、図のように内部冷却面の温度分布も連成解析の結果として得られた。

しかしながら、固体部分の温度値を境界条件として与えない計算は、流れ場がおおむね落ち着いた後でも熱的平衡状態に至るまでにさらに時間を要するために、流体解析単独と比較すると膨大な計算時間が必要となる。

2.4 計算加速手法

連成解析での計算時間の問題は、次のように考えれば理解しやすい。ショックチューブ内の流れはミリ秒から100分の1秒単位の時間で流れ場がほぼ決まるが、流れに置かれた物体の温度分布が平衡状態に達するには数秒から数十秒の時間を要する。これを直接的に流体・熱伝導連成解析で扱おうとすると、流れ場がおおむね定まった後も計算負荷の大きい流体解析を熱的平衡状態に至るまで続けなければならない。

そこで熱伝導解析のみを促進するサブイタレーション手法を考案した。通常のイタレーションは、流体ブロックでは流体解析を、熱伝導ブロックでは熱伝導解析を行うが、熱伝導サブイタレーションでは流体ブロックにおいても熱伝導項の計算のみを行う(図5)。これにより、流体ブロック・熱伝導ブロックとも一体として温度場の変化を促進させる。見方を変えれば、計算負荷がかかる流体の対流項および陰解法部分を間引くとも言える。

熱伝導サブイタレーションの効果を示したのが図6で、図4に示した位置における温度変化の履歴を、Pentium4 3.06GHz CPUで実際に要した計算時間に対してプロットした。比較は通常のイタレーションの間に5ステップの熱伝導サブイタレーションを適用した場合とサブイタレーションなしの場合とで行った。当然ながら5ステップの熱伝導サブイタレーションを通常のイタレーションに挿入した場合は、通常のイタレーションを含めた1サイクルの計算時間はサブイタレーションなしの場合のほぼ2倍の計算時間が必要となった。

まず比較したのは、計算空間で均一なタイムステップとした場合で、流体解析部分についてはCFL数の最大値が10となるセルでのタイムステップ値を全空間に適用し、固体熱伝導解析には流体解析のタイムステップに計算が発散しない限界値となる一定の倍数をかけた値を用いた。図6のA1がサブイタレーションなし、A2がサブイタレーション5回での収束履歴で、収束までの計算時間はA2の方がA1よりも2.9倍速い結果となった。なお、熱伝導解析には陽解法を用いているが、計算の発散に熱伝導解析の安定性が問題になることはなく、常に

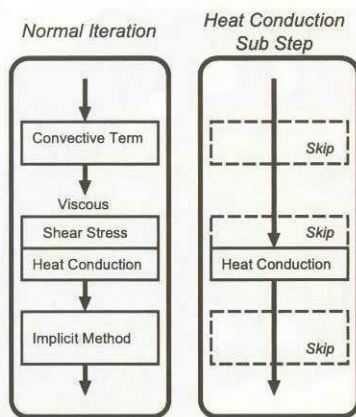


図 5: 熱伝導サブイタレーションの概念

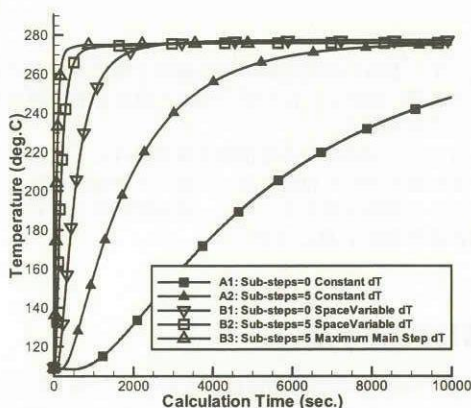


図 6: サブイタレーションの有無による収束履歴の比較

連成境界の流体側から発散が始まった。またサブイタレーションの有無で、熱伝導解析と流体解析のタイムステップの比の最大値に違いはなかった。

次に局所時間刻みを用いた場合を比較した。流体解析部分は全セルで CFL が 10 となるような値を、熱伝導解析部分にはセルの体積でウエイトをかけた値を用い、流体解析と熱伝導解析のタイムステップの比は、同様に一定値とした。この場合も、サブイタレーションなしの B1 よりも 5 回の B2 が 2.3 倍速く収束した。さらに、局所時間刻みを使用し、かつサブイタレーションを導入している場合に限り、通常イタレーションの際の固体熱伝導解析部分の時間刻みをサブイタレーションを使わない場合の 10 倍の値にしても、安定に計算できることが判明した。サブイタレーションの効果により連成境界での安定性が増したものと考えられる。この場合 (B3) の収束速度はサブイタレーションを使わない場合 (B1) と比較すると 5.6 倍となり、流体・熱伝導連成解析の収束の問題を大幅に改善できた。

しかしながらこの熱伝導サブイタレーションは物理的には正しくないことに注意しなければならない。そこで副作用を確認するために、サブイタレーションの使用の有無による計算結果の違いを調べた。図 7 は、局所時間刻みを使用し、サブイタレーションの有無以外は同じタイムステップの条件で解析した B1 と B2 の温度分布結果の差を示したものである。翼背側の翼間流れが超音速になる付近と、後縁で流れが腹側から背側に回り込む部分に、3℃前後の誤差が生じている。前者は、流れが亜音速から超音速へ変化する部分で境界層との干渉により表面付近の速度分布が複雑になっており、後者では流れの回り込

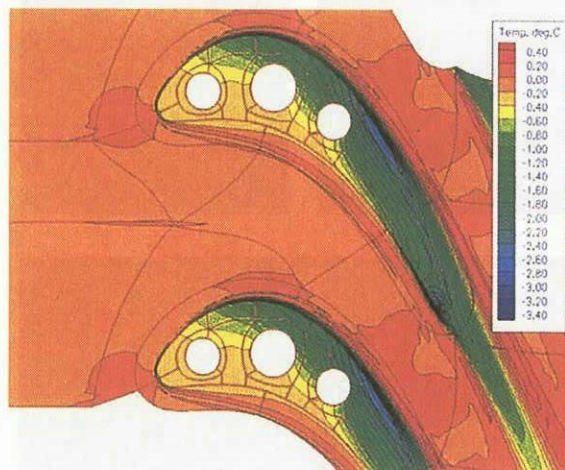


図 7: サブイタレーションの有無による計算結果の違い

みにより格子幅に対して速度変化が大きくなっている箇所であることから、表面付近の速度変化の大きさに対して格子の細かさが十分かどうか、誤差の発生の鍵になっていると考えられる。この誤差が大きい小さいかは、とらえようとしている現象により異なるが、本ケースでは固体部分全体の温度差の最大値が 60℃であることから比較的小さいと考えられ、熱伝導サブイタレーションにより原理的に発生する誤差の大部分は、通常イタレーションのステップで打ち消されていると思われる。なお、熱伝導解析に 10 倍の大きさの通常イタレーションのタイムステップ値を使用した B3 のケースでは、相対的にサブイタレーションのタイムステップが小さいために、誤差はより小さくなった。

3 大規模解析への適用

本研究で開発した流体・熱伝導連成解析の計算加速法により、大規模な連成解析が実現可能となった。そこでタービン翼の新しい冷却構造の開発を目指して実施している実験的研究の試験体を対象に、流れと温度場の連成解析を行った。

一般にタービン翼表面には、冷却空気によるフィルムを形成するための孔が開けられているが、その内側にはもう一層の孔開きプレートがあり、フィルム孔から吹き出す前にいったん外側のプレートに内側からぶつかって冷却を促進する役割を持たせている (インピンジメント冷却)。この 2 層のプレートの間にピンを配置する複合冷却構造 (図 8) によって、さらに熱伝達を促進させ冷却空気の削減をめざす研究が進められている [6]。

図 9 に解析対象とした複合冷却構造試験体を示す。この試験体を高温風洞の壁面に設置し、冷却空気を吹き出して試験体表面の温度の計測を行っている。実験では正方形の試験体であるが、数値解析では図示した必要最低限の領域を対象とし、左右方向は周期境界条件を与えた。

計算格子 (図 10) は平版に開けた丸い孔や丸いピン形状を正確に表現するため、2次元面に円形を配置したマルチブロック格子を作成し、高温ガス流部分、上部プレート部分、プレート間、下部プレート部分、冷却空気流入部分の 5 層にブロック分けしながら 2次元格子を高さ方向に積み上げた。したがって、高温ガス部分と冷却空気流入部分には不必要に細かく複雑なブロック形状が見られる。この Basic 試験体では、流体解析に 310 ブロック、固体解析に 270 ブロックを使用し、合計格子点数は約 300 万点、Fine 試験体ではそれぞれ 558 ブロックと 434 ブロックで約 550 万点となった。計算条件としては、高温

ガス上流の淀み状態、冷却空気上流の淀み状態、出口の静圧を与え、固体表面には計算領域の端に断熱条件を与えているのみである。

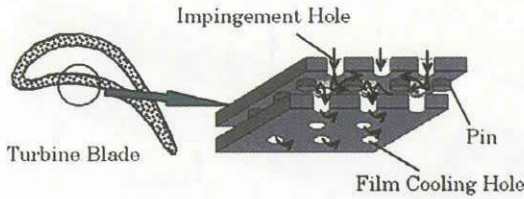


図 8: 複合冷却構造のコンセプト

図 11 が Fine 試験体の連成解析結果の一例で、計算加速法の効果はあるものの、流体部分のみの解析と比較して、10 倍以上の計算時間が必要であった。しかしながら、上部プレート内の温度分布やピン部分への熱の伝わり方など、流体・熱伝導連成解析でなくてはとらえられない結果が極めて明解に得られている。特にインピンジメント流(図の下側のプレートの孔を通して噴流)が上部プレートの裏側にあたっている部分については、もし流体解析だけで断熱壁境界条件の計算を行ったならば低温の冷却空気とはいえ上部プレートにぶつかる部分では淀みとなるため周囲の温度よりも高くなる結果が得られるはずだが、連成数値解析では非常に良く冷却され、周囲の固体温度よりもかなり低くなっている様子がとらえられている。

なお他の試験体形状の解析や実験との比較については、紙面の都合により割愛させていただいた。詳しくは参考文献 [5] を参照されたい。

4 結言

UPACS のマルチブロック構造を活用し流体・熱伝導連成解析を実現させた。流体解析と熱伝導解析の収束時間差のために熱的平衡状態に解が収束するまでに膨大な計算時間が必要となる問題を、熱伝導サブイタレーション手法を考案することで改善するとともに、物理的には正しくない熱伝導サブイタレーションによる計算誤差について検証した。さらに、数百万点規模の格子点の流体・熱伝導連成解析において、固定温度境界条件を与えなくても収束解を得ることに成功した。

5 今後の展開

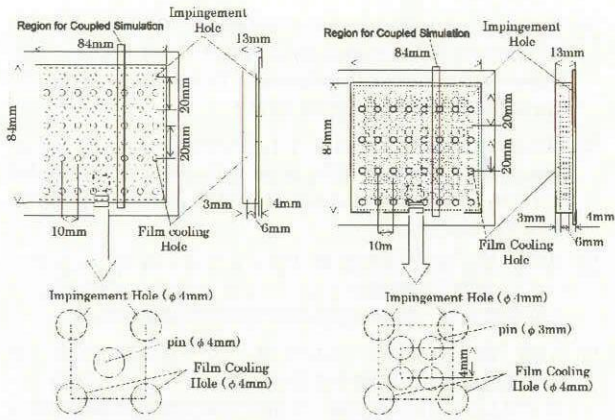
複合冷却構造の解析では、解析対象が実験用の簡単な構造であったので、プレートにあけた丸い孔や丸いピンの組み合わせられた形状をマルチブロック構造格子で比較的無理なく表現することができた。しかしながら、現実のタービン翼では、三次元的な局面の翼表面に様々な角度や形でフィルム冷却孔が開けられており、内部冷却構造も、冷却通路や伝熱促進のための突起などが組み合わさっており大変複雑であるために、マルチブロック構造格子で表現するのは困難である。

一方でオリジナルの UPACS は重合格子による解析が可能になっており、精度の面では不利な場合があるものの、マルチブロック構造格子では対応困難な対象に対しても重合格子を併用することで解析が可能になっている。

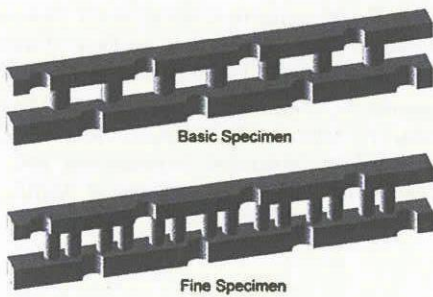
そこで流体・熱伝導連成解析についても、UPACS の重合格子解析機能を利用して、より簡単にタービン冷却構造の解析に適用できるように検討を進めている。

参考文献

- [1] Kusterer, K., Bohn, D., Sugimoto, T., Tanaka, R., "Conjugate Calculations for a Film-Cooled Blade Under Different Operating Conditions", Proceedings of ASME Turbo Expo 2004, GT2004-53719
- [2] Heidmann, J.D., Kassab, A.J., Steinthorsson, E., "Conjugate Heat Transfer Effects on a Realistic Film-Cooled Turbine Vane", Proceedings of ASME Turbo Expo 2003, GT2003-38553
- [3] 山本一臣、他、「並列計算プラットフォーム UPACS について」、航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム 1999 講演集、航空宇宙技術研究所特別資料 SP-44
- [4] 山根 敬、山本一臣、吉田豊明、「タービン翼の流体・熱伝導連成解析」、航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム 2003 講演集、宇宙航空研究開発機構特別資料 JAXA-SP-03-002
- [5] Yamane, T., Yoshida, T., Enomoto, S., Takaki, R., Yamamoto, K., "Conjugate Calculation of Flow and Heat Conduction with a New Method for Faster Calculation", Proceedings of ASME Turbo Expo 2004, GT2004-53680
- [6] Yamawaki, S., Nakamata, C., Imai, R., Matsuno, S., Yoshida, T., Mimura, F., Kumada, M., "Cooling Performance of an Integrated Impingement and Pin Fin Cooling Configuration", Proceedings of ASME TURBO EXPO 2003, GT2003-38215



(a) Basic 試験体 (b) Fine 試験体



Simulation Models

図 9: 試験体形状と計算領域

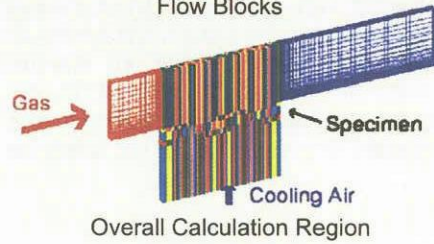
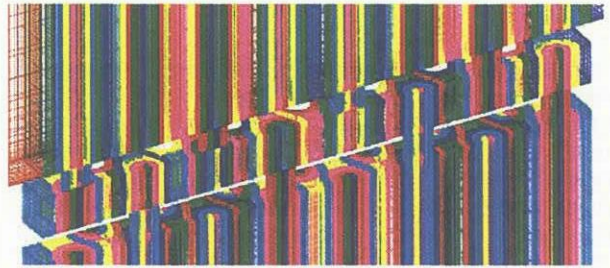
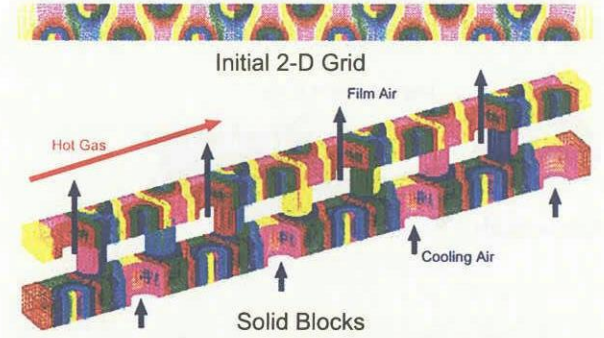


図 10: 計算格子 (Basic 試験体)

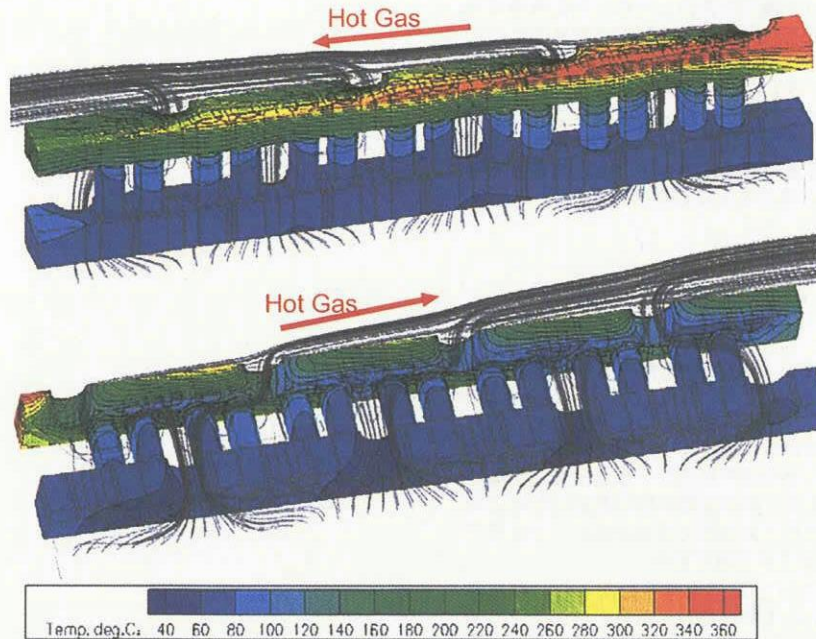


図 11: Fine 試験体の固体部表面温度と冷却空気流線

航空機騒音解析に向けた線形オイラー方程式解析コードの構築とその検証

○今村太郎 (JAXA), 山本一臣 (JAXA)
宇宙航空研究開発機構 総合技術研究本部

Development of Linearized Euler Equation code and its validation toward aircraft noise analysis

by
Taro Imamura, Kazuomi Yamamoto

ABSTRACT

In this study, a Computational Aeroacoustics (CAA) solver, UPACS-LEE, is developed as an extension of UPACS, a multi-block CFD solver developed in ISTA/JAXA that can run on parallel computers. Using UPACS-LEE code, acoustic propagation from non-compact sound source can be calculated, including non-uniform mean flow effect and reflection at the wall. Also, high order scheme is implemented in order to resolve the waves with a small number of grid cells. Various benchmark problems are solved, and the results are compared with the analytical solutions in order to validate the reliability of the code. At the end of this paper, acoustic scattering around high lift devices is shown. The effect of the mean flow is investigated by comparing the result with that of the no-flow case. Including the effect of the mean flow results in the Doppler effect, and it also significantly influences the directivity of the sound.

1. はじめに

近年, ICAO による空港周辺の騒音規制が厳しくなる傾向にあり, 騒音低減を目的とした研究が欧米を中心に盛んに進められている。航空機の機外騒音はエンジン騒音と機体騒音に大別できる¹⁾。ジェット機の誕生から現在に至るまで, 一番大きな騒音源はエンジンであるが, 高バイパス比エンジンの登場, 更には chevron ノズルの適用など, 騒音対策が採られている。この結果, エンジンを絞ってアプローチする着陸フェーズにおいて, 降着装置や高揚力装置から発生する機体騒音がエンジン騒音とほぼ同レベルになりつつある。新しい航空機の設計に際しては高い空力性能と共に低騒音を実現する形状が求められている。

このような背景の元, 数値計算を用いた騒音予測技術に対するニーズが高まっている。数値計算による騒音予測法として様々な手法が提案されている。直接計算と呼ばれる手法は, 近似なしに非定常圧縮性 Navier-Stokes 方程式を解く方法²⁾である。音の発生から伝播までを取り扱うため, 高精度スキームを必要とし, 計算負荷が大きい。一方, 分離計算は音波の発生と伝播を分離して解く方法である。音の伝播計算法として Lighthill の音響アナロジー³⁾に代表される積分方程式を用いる方法と, 線形オイラー方程式 (Linearized Euler Equation : LEE) を用いる方法⁴⁻⁸⁾などがある。

本研究では航空機の機体騒音を対象とした解析ツールを作成するため,

- 1) 航空機周りの流れ場, 特に高揚力装置や降着装置周りのような非一様な流れ場
- 2) 壁 (機体表面) で音波が反射
- 3) コンパクトでない音源

という状況下で音波の伝播計算が出来なければならない。Lighthill の方法は LEE に比べ計算量が大幅に少ないが, 上記のような条件下では計算できない。従って, 航空機周りの音の伝播を計算する場合は LEE の方が適している。

本研究では JAXA で開発している CFD ソルバー (UPACS)⁹⁾をベースとし, 音波の伝播を高精度に行う LEE コードを構築した。UPACS を継承したことで, 三次元のマルチブロックの並列計算用 LEE コードが容易に構築できた。

本論文は以下のような構成になっている。2章で線形オイラー方程式および使用した高次精度スキームについて説明する。3章で Computational Aeroacoustics (CAA) workshop benchmark problem を解き, 本コードを検証する。続いて4章では高揚力装置周り流れに適用した事例について紹介し, 5章で本論文をまとめる。尚構築したコードは三次元に対

応済みであるが, 以下の説明および計算結果は全て二次元のケースである。

2. Linearized Euler Equation (LEE)

2.1 支配方程式

支配方程式である線形オイラー方程式は, 次のように導出される。まずオイラー方程式の変数 q を平均流れ成分 \bar{q} と変動成分 q' の和として定義する。

$$q = \bar{q} + q' \quad (1)$$

そして変動成分の二次以上の項は十分に小さいという仮定のもと無視する。本研究では, 保存変数に対する線形化を行うことで, UPACS に大きな変更を加えることなく, LEE コードの構築した。以下に支配方程式を示す。

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u_j)'}{\partial x_j} = S_\rho \quad (2)$$

$$\frac{\partial (\rho u_i)'}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} [-\bar{u}_i \bar{u}_j \rho' + \bar{u}_i (\rho u_j)' + (\rho u_i)' \bar{u}_j + p' \delta_{ij}] = S_{\rho u_i} \quad (3)$$

$$\frac{\partial E'}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} [-\bar{u}_j \bar{H} \rho' + \bar{u}_j (\rho H)' + (\rho u_j)' \bar{H}] = S_E \quad (4)$$

ただし,

$p' = (\gamma - 1) [E' + \frac{1}{2} \rho' \bar{u}_k^2 - \bar{u}_k (\rho u_k)']$, $(\rho H)' = E' + p'$ (5) である。上記の式の中の変数, ρ , ρu , ρv , ρw , E はそれぞれ, 密度, 運動量の各軸方向成分, エネルギーを表す。また, p は圧力, H はエンタルピー, γ は比熱比を表す。LEE では音源を計算条件として与える必要があり, 式(4)の右辺が音源項をあらわす。音源の与え方としては, 平均流れ場から抽出する SNGR 法¹⁰⁾や, CFD の非定常計算結果を用いる方法¹¹⁾などが提案されているが, 本研究における計算例では, 音源を単極子と仮定しており,

$$S = [S_\rho, S_{\rho u_i}, S_E]^T = \begin{bmatrix} S \\ \bar{u}_i S \\ \left(\frac{1}{\gamma-1} + \frac{1}{2} \bar{u}_k^2\right) S \end{bmatrix} \quad (6)$$

で与える。ただし, S はガウシアン分布を表し,

$$S = A \exp \left[-\ln 2 \left(\frac{(x-x_s)^2 + (y-y_s)^2}{b^2} \right) \right] \sin \omega t \quad (7)$$

である。 (x, y, t) はそれぞれ座標と時間を表す。 $A, b, (x_s, y_s)$, ω はそれぞれ振幅, ガウシアン分布の幅, 音源の座

標, 単極子の角振動数である. 支配方程式中に表れる平均流れ成分も, 計算条件として与える必要がある. 本研究では, 一様な流れ場を与える場合と, RANS 計算結果を用いる場合の2通りについて結果を紹介する.

2. 2 計算手法

CAA 計算においては, 数値誤差による波の減衰や位相誤差の発生を最小限に抑える工夫が必要である. そのため, 着目している波の一波長内に十分な格子点数が含まれるような格子を生成し, その上で計算を実行しなければならない. 一般に高次精度スキームを用いると, 一波長を解像するのに必要な格子点数を少なくでき, その影響は次元が高くなるほど大きな差となって現れる. このような背景から, CAA 計算では高次精度スキームが用いられる.

今回構築したコード, UPACS-LEE では2種類の6次精度 Compact scheme が選択できる. 一つ目は Lele のスキーム¹²⁾であるが, 有限体積的な取り扱いを行うため, 文献中の Appendix に記述されている mid-point interpolation という方法を用いている. 二つ目は Kobayashi の方法¹³⁾であり, 保存性を考慮した定式化になっている. また filter は Gaitonde らの提案した10次精度の filter¹⁴⁾を用い, その中で現れる定数は $\alpha=0.45$ としている. 時間積分には4次精度の Jamson-Baker Runge-Kutta 法を採用した.

UPACS-LEE は UPACS の機能を継承しているため, 次に述べるような特徴を有している.

- 1) 三次元一般座標系で定式化
- 2) 有限体積的に離散化
- 3) Multi-Block を用い, 複雑形状計算に対応
- 4) 並列計算が可能

また, UPACS-LEE では4つの境界条件が用意されている. 外部境界条件, 壁境界条件, 対称境界条件, 格子接続境界条件である. 尚, 格子接続境界条件近傍では Compact scheme については空間4次精度に落している.

3. 計算結果および考察

3. 1 一様流中のパルス伝播問題

はじめに, 等間隔格子上で UPACS-LEE の検証を行う. $M=0.5$ の一様な平均流れの中に, 式(6)で表される単極子音源の代わりに, パルス音源に相当するガウシアン分布を与え, その伝播を計算する⁴⁾. このパルス音源は初期条件として次式で与えられ,

$$\begin{bmatrix} \rho' \\ u_i' \\ p' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A \exp[-\ln 2(x^2 + y^2)/b^2] \\ 0 \\ A \exp[-\ln 2(x^2 + y^2)/b^2] \end{bmatrix} \quad (8)$$

定数は $A=0.03$, $b=5.0$ である. 計算領域は $-50 < X, Y < 50$ で, 各方向に101点の格子を等間隔に配した (Fig.1(a)の青色の格子を参照). 計算領域外部には赤い格子で描かれた音波を吸収する領域 (Buffer zone) がある. 隣接する格子幅を徐々に大きくすることで, 反射波を抑えながら格子粘性を用いて波を減衰させる. Figure 1(b-d)は無次元時間で $t=40, 80, 120$ での圧力分布を表す. 時間と共に同心円状の圧力波が伝播しており, その円の中心は一様流の影響で, x 軸方向に移流する様子が再現された. また Buffer zone では音波が反射せずに減衰しており, 計算領域内に影響を及ぼしていない.

上記のように外部境界で音波の反射を抑えることは CAA 計算では重要な課題である. そこで隣接する格子幅の比 r_s と追加する格子点数 N をパラメータとして Buffer-zone 領域の格子生成方法の検証を行った. 一般に, 隣接する格子幅の比が大きい場合や追加する格子点数が少ない場合, 計算領域と Buffer zone の境界で反射波が発生する. Figure 2は

いずれも $t=120$ での圧力分布を表している. 左図が $r_s=2$, $N=10$ のケースで, 計算領域内で反射波と圧力波が干渉し, 本来同心円状になるべき等高線にゆがみが観察されている. 一方右図の $r_s=1.18$, $N=40$ のケースでは圧力波の反射が抑えられている. このことから, 本研究の計算は, Fig.1の計算結果を含め, $r_s=1.18$, $N=40$ として Buffer zone 領域の格子を作成した.

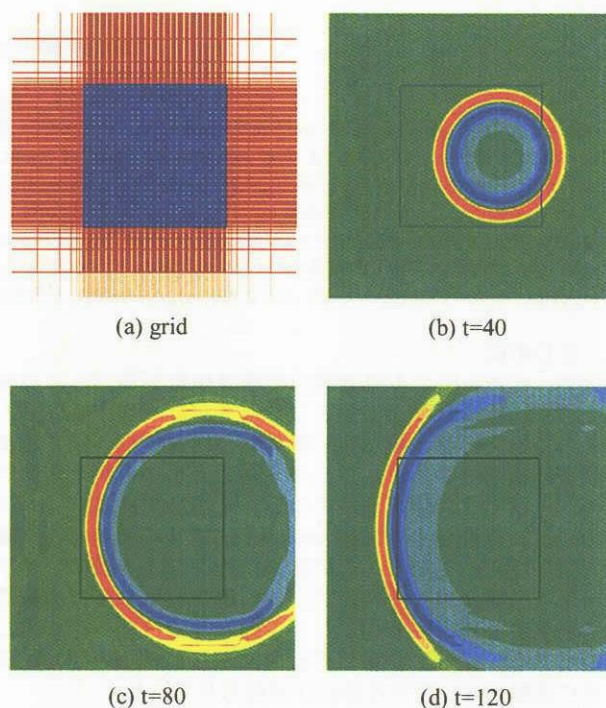


Figure 1 : Grid for 2D pulse problem and pressure fluctuation

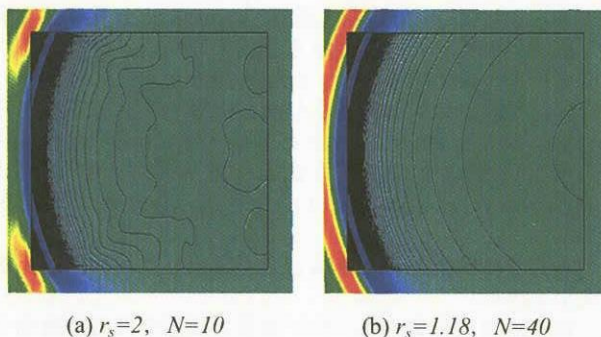


Figure 2 : Effect of the buffer zone, pressure at $t=120$

3. 2 単独円柱周りの放射音解析

単独円柱周りの放射音解析は Second Computational Aeroacoustics (CAA) workshop on Benchmark Problems (1997) で取り上げられた課題⁴⁾である. 二次元平面の原点に航空機の胴体を模擬した直径1の円柱があり, (4,0)の点にプロペラから発生する音を模擬した単極子音源がある. 実際のプロペラは単極子音源ではないが, 曲率を持つ胴体 (円柱) で反射する波が正確に計算できるか, 音源からの波と反射波の干渉が捕らえられるか, 検証することがこの問題の目的である. 本問題の場合は遠方場の放射音の指向性分布については解析解が存在し, 厳密な比較が可能である. 単極子音源を表す式(7)中の定数は

$$A=1, \quad b=0.2, \quad \omega=8\pi, \quad (x_s, y_s) = (0,0)$$

である。この場合、波長 ($\lambda=0.25$) と音源のガウシアン分布の大きさ ($b=0.2$) の比がほぼ 1 に等しく、音源がコンパクトであるといえない。そのため、計算開始直後に大きな圧力波が発生することが知られており、最終的に求めたい周期的な振動解への収束を遅くする要因^{7,8)}となることが知られている。そこでこの波を減衰させるため、次式のような ramping function

$$r(t) = \begin{cases} \sin^2\left(\frac{\pi}{2} \frac{t}{16T}\right) & \text{for } t < 16T \\ 1 & \text{for } t \geq 16T \end{cases} \quad (9)$$

を定義⁷⁾する。ただし T は単極子音源の周期を表す。この ramping function を式(7)で定義される S にかけたものを

$$S' = r(t)S \quad (10)$$

とし、式(6)中の S を S' で置き換える。平均流れ成分は流れのない ($u=0$) 一様な状態を計算条件として与える。時間刻み幅は $dt=0.004$ とし、7500step (無次元時間で 30) 計算を実行した。

計算格子を Fig.3 に示す。上下対称な形状なので計算領域は上半分 ($Y>0$) だけで、下側の境界線には対称境界条件を適用している。 $r<10$ の領域は、周方向に 361 点、法線方向に 401 点配した。 $r>10$ の領域は Buffer zone であり、格子を法線方向 1.18 倍ずつストレッチさせ、40 点格子を加えることで、外部境界での反射を抑えている。また並列計算を行うため、計算領域を 8 つのブロックに分割している。

計算結果は放射音強度を解析解と比較することで検証する。当初 Workshop の課題では、

$$D(\theta) = \lim_{r \rightarrow \infty} \overline{r p^2} \quad (11)$$

の比較、つまり十分遠方での放射強度比較を行うことが求められていた。しかし Workshop の計算結果を見ると近似解として $r=10$ 程度での結果は十分遠方であるとは言えず、 $r=150$ 程度の位置でなければ式(11)の解析解と一致しないことがわかっている⁴⁾。本来、物体近傍の非一様な平均流れ成分の効果をとり込めることが、LEE が Lighthill の方法に比べて優位な点の一つである。 $r=150$ といった遠方場まで LEE で計算するには計算領域全体に細かい格子が必要なため、適していない。そこで、近傍場 ($r=5$) での解析解と比較する。

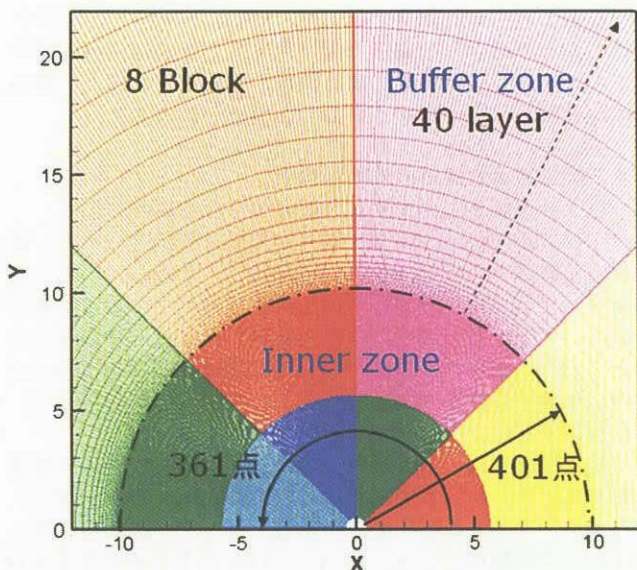


Figure 3 : Grid for single cylinder case

Figure 4 は Compact scheme (Kobayashi) を用いて計算した圧力変動量の空間分布 (瞬時値) を表す。黒い線はブロック境界である。音源から出た音波と円柱表面で反射した音波とが干渉し、放射方向に干渉縞が再現されている。 $r>10$ の領域では Buffer zone の効果により音波が減衰し反射が抑えられている様子が確認できる。またブロック境界で不自然な波の反射などが発生していないことも確認できた。

Figure 5 に $r=5$ における放射音の指向性分布を示す。原点を中心に y 軸正方向を 90 度とし、半時計周りに 180 度までの分布である。圧力の二乗平均を計算する際は、7501~7750step までの 4 周期にわたり積分した値を用いた。Lele の方法ではピーク位置は解析解と一致するものの絶対値が一致しないが、Kobayashi の方法では解析解と定量的に一致する結果が得られた。以上結果から、以後の計算では Kobayashi の方法を用いた有限体積的な Compact scheme を使用する。

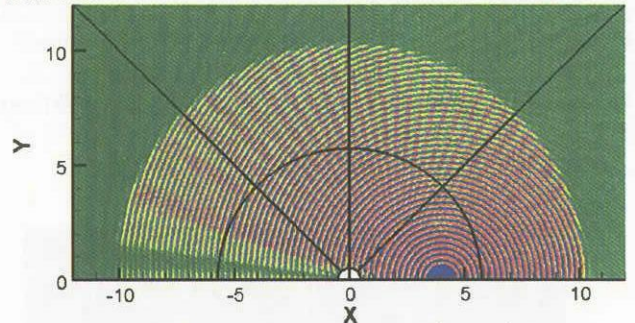


Figure 4 : Instantaneous pressure fluctuation

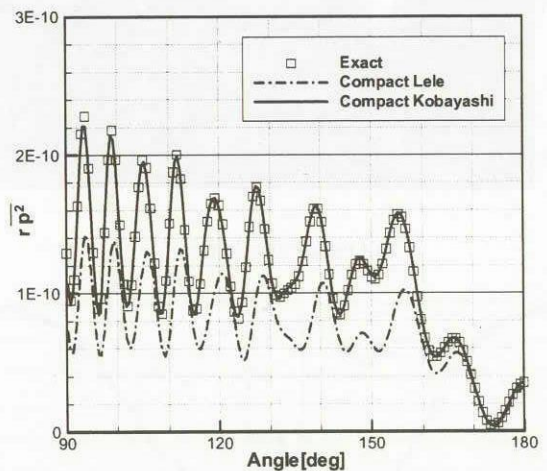


Figure 5 : Directivity of radiated sound at $r=5$

3. 3 複数円柱周りの放射音解析

本問題は 4th CAA workshop 課題 (2003)⁶⁾であった。一般に複雑形状周りの流れ場を高次精度スキームで計算するのは困難であり、そのような問題に対しても数値的に安定でかつ長時間にわたり計算できるかどうか実証することが本課題の目的である。課題となった形状は、次の 2 ケースである。ケース 1 は、中心が (-4,0) で直径 1 の円と中心が (4,0) で直径 0.5 の二円柱からなる。ケース 2 は、中心が (-3,0) で直径 1 の円と、中心が (3,4) と (3,-4) にある直径 0.75 の円、の三円柱からなる。いずれのケースにおいても単極子音源が原点にある。また平均流れ成分は流れのない ($u=0$) 一様な状態を計算条件として与える。本課題のように、物体が複数存在する場合には単独の場合に比べ反射波同士が複雑に干渉する。現実問題においても、高揚力装置などでは、スラット、母翼、フラップなど複数の要素から

構成されており、解析解の存在する形状について構築したコードの信頼性を確立することが重要である。一波長を十分に解像するため、計算領域内における最大格子幅を0.02に設定した。計算領域は上下対象であるので上半分の領域 ($Y>0$) のみ計算を行った。各計算格子の総格子点数およびブロック数はケース1で40万点(19ブロック)、ケース2で50万点(16ブロック)である。時間刻み幅は $dt=0.005$ とし、6000step(無次元時間で30)計算した。

Figure 6 および 7 は各ケースの計算結果である。各図において(a)は空間全体の圧力の二乗平均を表しており、円柱の数の増加と共に複雑な干渉パターンが確認できる。尚、圧力の二乗平均を計算する際は、6001~6200stepまでの4周期にわたり積分した値を用いた。図中の(b)および(c)はそれぞれ左および右側の円柱表面における圧力の二乗平均をあらわしており、解析解との比較を行った。図中実線が本計算結果、記号が解析解を表す。いずれの結果においても音源に近い側で解析解より数%小さい結果になっているが、他の数値計算結果⁷⁾より良い結果が得られている。図中の(d)および(e)は $Y=0$ 上での圧力の二乗平均をあらわしており、(e)の結果は(d)の中の一部を拡大した図である。特に(e)を見ると、圧力波の非常に細かい干渉パターンやそのレベルが解析解と定量的に一致していることが確認できる。

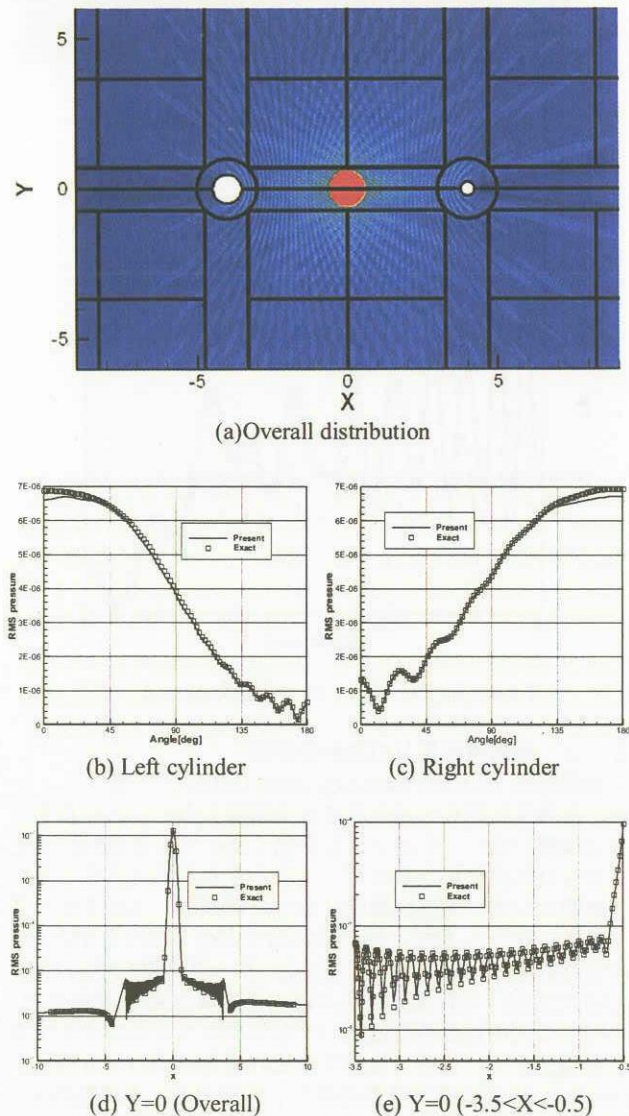


Figure 6: RMS pressure distributions for two cylinder

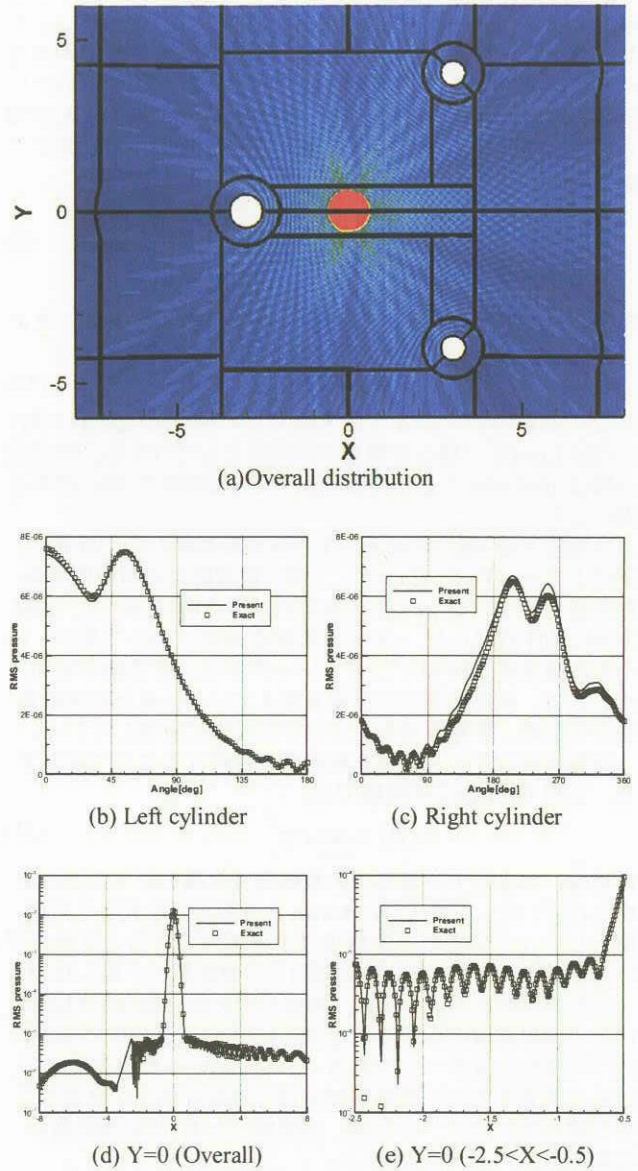


Figure 7: RMS pressure distributions for three cylinder

以上より、本計算コード UPACS-LEE を用い、一波長を捕らえるのに十分な格子点数さえ確保できれば、複雑形状についても、数値粘性による散逸や位相誤差を抑え、高精度な音波の伝播計算が出来ることが確かめられた。

4 高揚力装置周りの放射音解析

以上計算結果をふまえ、3要素からなる高揚力装置 (High Lift Devices : HLD) 周りの放射音解析を行った。高揚力装置は MDA30P30N という形状で、前縁のスラットと後縁のフラップが展開している状態である。一般に高揚力装置のスラットの内側にはせん断層が存在し、騒音源のひとつとして知られている¹⁴⁾⁻¹⁶⁾。そこで本計算ではスラット内に単極子音源を一つ配し、そこから発生した音が HLD の周辺でどのように伝播するのか計算する。

検証問題では、LEE 計算における平均流れ成分は一樣流を与えてきたが、本問題では UPACS を用い RANS 計算から求め、その計算結果を読み込む。従って、本問題の場合 1 ケースの計算につき、RANS と LEE の 2 つの計算を実行する。RANS 計算と LEE 計算では異なる計算格子を用いる。

RANS 計算では境界層に格子点を集中させるのに対し、LEE 計算では注目している計算領域全体に特定の波長を捕らえるのに十分な均一な格子が必要となる。それぞれ解像する領域が異なるため、これを一つの格子で実現しようとすると格子点数が増加してしまう。更に LEE 計算は陽解法であることを考慮すると、RANS 用格子のように最小格子幅が小さな格子で計算すると、同じ無次元時間を進めるのに膨大な時間を要する。以上のことをふまえて作成した格子を Fig 8 および Fig 9 に示す。総格子点数は、RANS 用格子で 32 万点 (39 ブロック)、LEE 用格子で 18 万点 (52 ブロック) である。

Figure 10 はマッハ数 0.2、迎角 12 度、レイノルズ数 2.7×10^6 の RANS 計算結果を示す。定常計算を行ったため、直接計算から得られる非定常な圧力波は得られていないが、スラットの内側に渦が定在しており、音源となっていることが予想される。音源は式(7)であらわされる単極子音源で、各定数は

$$A = 0.03, \quad b = 0.01$$

$$\omega = 28.6\pi, \quad (x_s, y_s) = (0.105, -0.03)$$

である。この各振動数はコード長 0.6m に対し 8KHz 程度 (一波長 0.0425m) の周波数の音に相当し、音源のコンパクト性は成り立っていない。本来、これらのパラメータは実験もしくは直接計算の結果から定量的な値を与えるべきであるが、本計算では平均流れ成分の影響が音の指向性分布のパターンに与える影響を調べることが目的であることから適当な値を与えている。時間刻み幅は $dt=0.001$ とし、5000 step (無次元時間で 5) 計算した。

また、計算結果の比較のため、流れがない中 ($M=0.0$ の一様流) におかれた場合についても同様の LEE 計算を行い、その比較を通し、HLD 周辺の非一様な流れ場が計算結果に与える影響について以下で考察する。

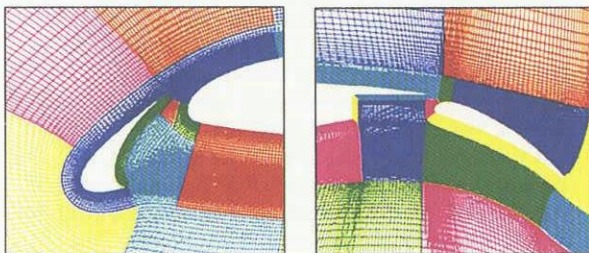
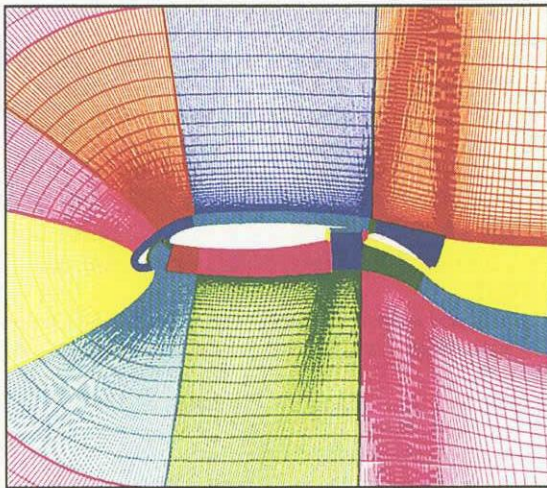


Figure 8 : Grid for RANS computation

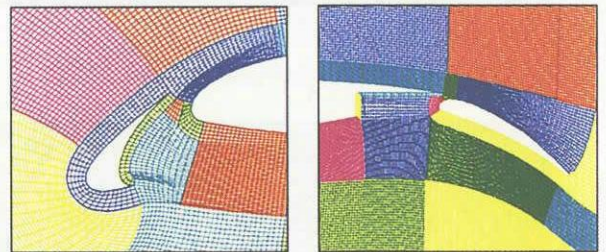
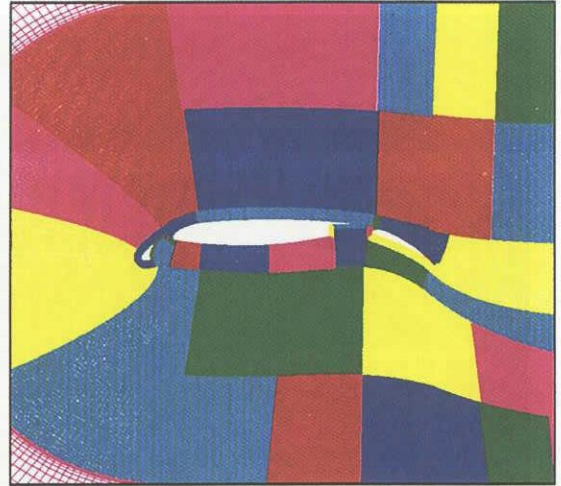


Figure 9 : Grid for LEE computation

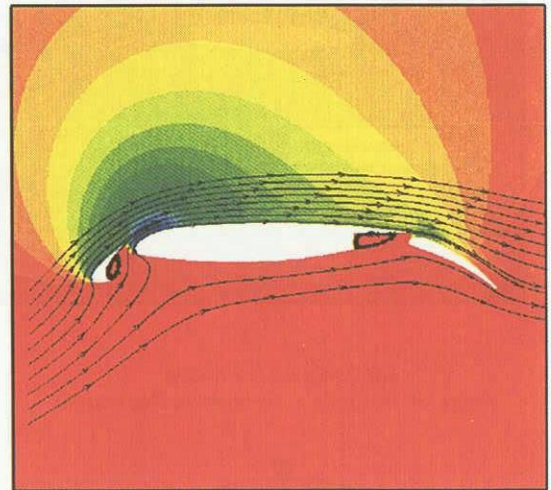
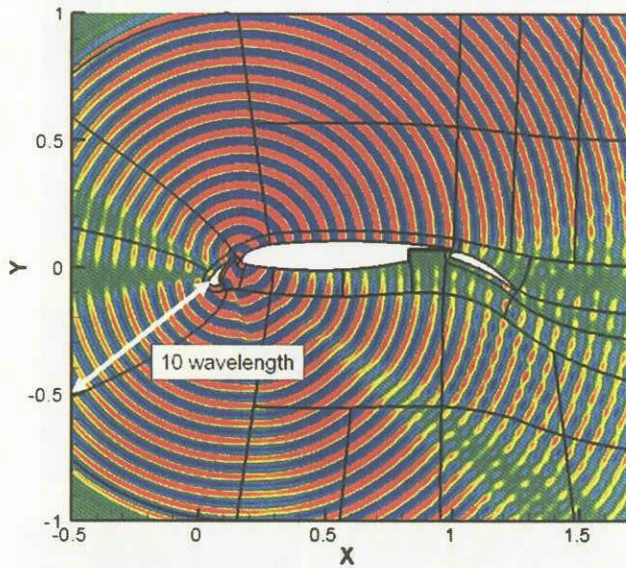


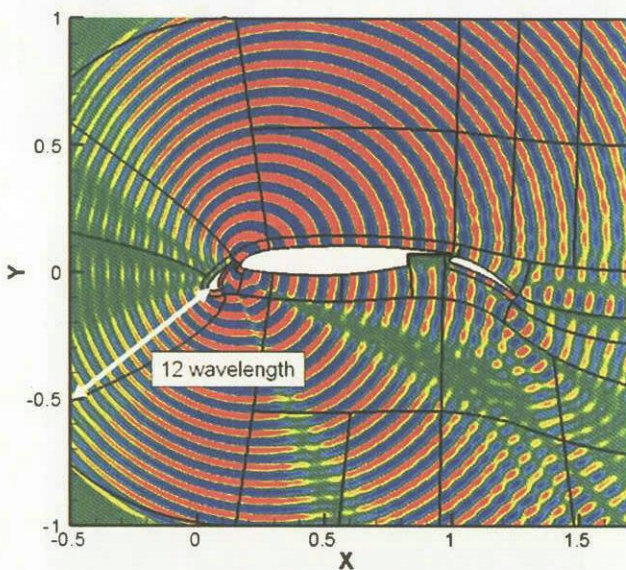
Figure 10 : RANS results (Density distribution)

Figure 11 は圧力の変動成分の瞬時値をあらわしている。スラットの淀み点近傍から図中(-0.5, -0.5)の線上を観察すると、流れ場がない場合 (Fig 11(a)) には約 10 波長が含まれているのに対し、流れ場がある場合 (Fig 11(b)) には約 12 波長分存在している。このことから平均流れ成分によるドップラー効果を確認することができる。

Figure 12 は中心 (0.5,0)、半径 0.9 の円周上の圧力の二乗をあらわす。尚、圧力の二乗を計算する際は、5001~5140 step までの 2 周期にわたり積分した値を用いた。図中の任意の角度における軸方向の長さが、その角度における圧力の二乗をあらわす。図中、赤色の実線は平均流れがない ($M=0$) 一様な状態を仮定して計算した結果、緑色の実線は、RANS の平均流れ成分を読み込んで計算した結果である。平均流れ場の影響により放射音の指向性分布は大きく変わることが確認された。



(a) No flow case



(b) Using RANS results

Figure 11 : Instantaneous pressure fluctuation

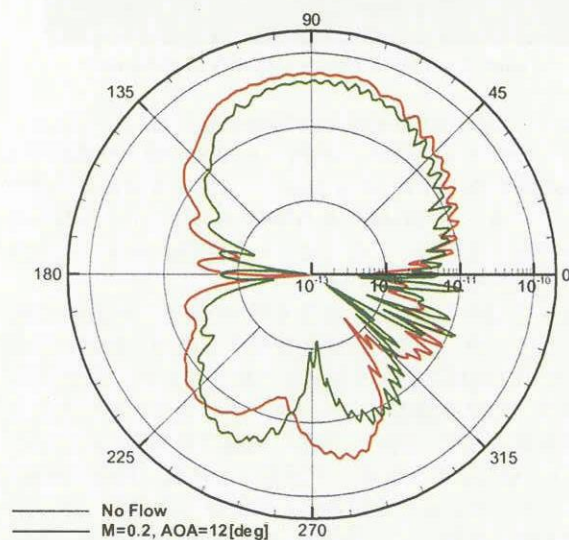


Figure 12 : Comparison of directivity pattern of high lift devices

5. 結論

JAXAで開発しているCFDコードUPACSをベースに音波の伝播を高精度に計算するCAA解析コード、UPACS-LEEを開発した。LEEの支配方程式は、保存変数に対する線形化から導出し、有限体積的な高精度スキーム、10次精度 filter、4次精度 Runge-Kutta 法を組み合わせることで、高精度なCAA解析コードが構築できた。

本計算コードの検証を行うため、CAA workshopで課題となった問題を解き、解析解と計算結果を比較することで精度の検証を行った。本計算コードはマルチブロックに対応しているため、複雑形状の問題にも適用でき、解析解と定量的に一致した結果が得られた。また高精度スキームを用いる際には数値安定性がしばしば問題になるが、本コードは安定に計算できた。

続いて本計算コードを用い、高揚力装置周り流れのような実問題における複雑形状周り流れの解析を行い、放射音の指向性を調べた。RANSの計算結果を用い平均流れ成分を読み込んで計算した結果、平均流れ場の影響により放射音の指向性分布は大きく変わることが確認された。

参考文献

- 1) J.F.Piet, G.Elias, "Airframe Noise Source Localization using a Microphone Array", AIAA 97-1643
- 2) Oliver Fleig, 荒川忠一, "地球シミュレータを用いた LES 大規模計算による風車翼の流れと騒音予測", 日本機学会流体工学部門講演会講演論文集 G205 (2003)
- 3) M.J.Lighthill, "On Sound Generated Aerodynamically", 1, General theory. *Proc.Roy.Soc.* A221, 564-587
- 4) <http://www.codiciel.fr/database/acoustic/acoustic.html>
- 5) "Second Computational Aeroacoustics (CAA) Workshop on Benchmark Problems" Edited by C.K.W.Tam and J.C.Hardin, NASA Conference Publication 3352, June 1997
- 6) Fourth Computational Aeroacoustics (CAA) workshop on Benchmark problems, <http://www.math.fsu.edu/caa4/>
- 7) E. Manoha, R. Guenanff, S. Redonnet and M. Terracol, "Acoustic Scattering From Complex Geometries", 10th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA2004-2938
- 8) S.E.Sherer and M.R.Visbal, "Computational Study of Acoustic Scattering from Multiple Bodies using a High-Order Overset Grid Approach" 9th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA2003-3203
- 9) 山根敬, 他, "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, 航研特別資料 SP-46, pp45-50, 2000.12
- 10) C.Bailly and D.Juve, "A Stochastic Approach To Compute Subsonic Noise Using Linearized Euler's Equations", AIAA 99-1872
- 11) E.Manoha, et.al, "Numerical Prediction of Airfoil Aerodynamic Noise", 8th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA 2002-2573
- 12) S.K.Lele, "Compact Finite Difference Schemes with Spectral-like Resolution", *J.Comp.Phys.* 103, 16-42 (1992)
- 13) M.H.Kobayashi, "On a Class of Pade Finite Volume Methods", *J.Comp.Phys.* 156, 127-180 (1999)
- 14) D.V.Gaitonde, M.R.Visbal, "Pade-Type Higher Order Boundary Filters for the Navier-Stokes Equations", *AIAA Journal*, Vol.38, No.11,2000, pp2103-2112
- 15) M.Choudhari, et.al, "Slat Cove Noise Modeling: A Posteriori Analysis of Unsteady RANS Simulations", 8th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA 2002-2468
- 16) M.R.Khorrami, et.al. "In Search of the Physics: The Interplay of Experiment and Computation in Slat Aeroacoustics", 41st Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, AIAA 2003-0980

Active Control of Tip Vortex using HHC and Tab in Helicopter

by
Choongmo YANG, Takashi AOYAMA, and Shigeru SAITIO
Japan Aerospace Exploration Agency (JAXA)

ABSTRACT

The effect of active control using HHC(Higher Harmonic Control) and active tab is numerically analyzed in hover and forward flight conditions of helicopter. The characteristics of tip vortex such as vortex center position, maximum vorticity, core radius are compared according to the flight conditions. A sub-region interpolation method is used to find accurate positions of tip vortex center after calculation. The unsteady oscillation of angle of attack by HHC and the increase of thrust by active tab are enough for controlling the vertical location of tip vortex to increase the miss-distance between a blade and a tip vortex at the BVI event.

1. Introduction

Blade-vortex interaction (BVI) is one of the main noise sources of helicopters. Various kinds of reduction techniques for BVI noise have been proposed. One of them is flight path management and control. Schmitz, et al.^{1,2} developed a quasi-static acoustic mapping (Q-SAM) method to estimate ground noise level trends and indicated that choice of flight path angle, X-Force, and vehicle acceleration has an important influence on the ground noise exposure.

Alternative techniques are passive tip-shape modification³⁻⁶ and active rotor control⁷. The tip-shape modification has been successfully applied for reduction of high-speed impulsive (HSI) noise^{8,9}, which is generated by the shock wave on the blade surface on advancing side. This technique works well on the reduction of shock wave strength. However, the reduction of BVI noise by this technique is not expected much. Therefore, active rotor controls, such as higher harmonic control (HHC), individual blade control (IBC), active flap, and so on, are expected to become the breakthrough for dramatic reduction of BVI noise. Research on these techniques is reviewed in Ref. 7 well. JAXA (Japan Aerospace Exploration Agency) and Kawada Industries, Inc. originally devised active tab¹⁰ (Fig. 1) as one of the active techniques. Some experimental investigations of active tab have been conducted by them. The noise reduction effect by active tab has been demonstrated even in a wind tunnel test¹¹ using a one-bladed rotor without flapping motion. Therefore, the main reason of the noise reduction seems to be the increase of miss-distance between a blade and a vortex mainly caused by the geometrical change of tip-vortex location by active tab.

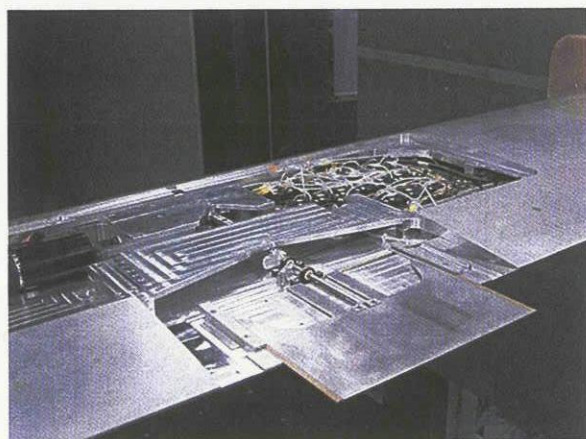


Fig.1: Active tab installed in a blade used for a wind tunnel test¹⁰

In the present paper, the effect of active control using HHC(Higher Harmonic Control) and active tab is numerically analyzed in hover and forward flight conditions of helicopter. The

objective of this study is to obtain better understandings for the mechanism of noise reduction by active tab using numerical simulation. The effect of tab on rotor thrust, tip vortex, and noise is analyzed and discussed. The characteristics of tip vortex such as vortex center position, maximum vorticity, core radius are compared according to the flight conditions.

2. Numerical Methods

A 3D unsteady Euler CFD¹² code is used for the aerodynamic calculations in the analysis of rotor thrust, tip vortex, and noise. The Euler equations are discretized in the delta form using Euler backward time differencing. A diagonalized approximate factorization method, which utilizes an upwind flux-split technique, is used for the implicit left-hand-side for spatial differencing. For unsteady calculations in forward flight, the Newton iterative method is added in order to reduce residual in each time-step. The number of Newton iteration is 4. Grid generation is conducted in each time step of CFD calculation according to the motion of HHC and active tab. In the analysis of tip vortex, the grid is curved in its wake region as shown in Fig. 2 so that the region of densely distributed grid traces the trajectory of tip vortex to maintain the grid resolution.

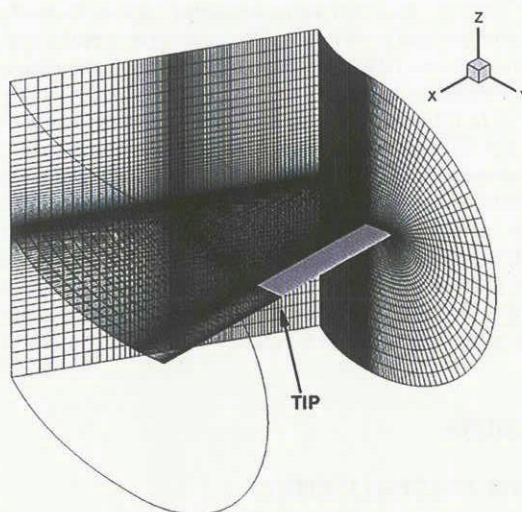
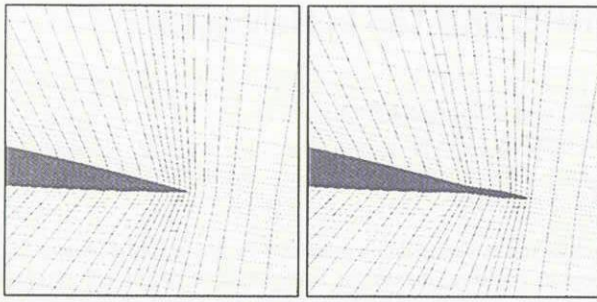


Fig.2: Grid of single blade

Fig. 3 shows the CFD grid around an active tab moving at the trailing-edge of an airfoil section. The number of grid is about 1.16 million in the tip vortex calculation, and about 162 thousand in the noise calculation.



(a) Tab Length = 0.0 (b) Tab Length = 0.1C
Fig.3: CFD grid of active tab.

The definition of tab angle is given in Fig. 4. The quantity of tab angle has a limitation depending on the space of trailing-edge region for putting back the tab. In the case of NACA0012, tab angle more than 6° may be difficult. The calculations are performed in the condition of $M_{tip}=0.65$, and $\alpha=5^\circ$.

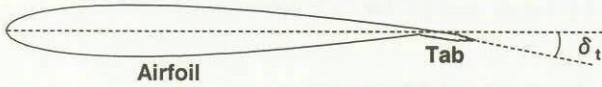


Fig.4: Definition of tab angle

The motion of active tab is defined as $L_t(\psi) = (L_{t0}/2) \cos(P_t\psi - \psi_0)$, where \square , $L_t(\square)$, L_{t0} , P_t , and \square_0 are azimuth angle, tab length at \square , maximum of tab length, frequency, and phase angle of tab motion. HHC and active tab as active control of tip vortex is analyzed for hovering and forward flight. The motion of HHC is $\theta_{HHC}(\psi) = \theta_0 \cos(P_t\psi - \psi_0)$, where \square , $\square_{HHC}(\square)$, \square_0 , P_t , and \square_0 are azimuth angle, pitch angle at \square , amplitude, frequency, and phase angle of HHC motion.

A sub-region interpolation method was used to find accurate positions of tip vortex center after calculation. The unsteady oscillation of angle of attack by HHC and the increase of thrust by active tab are enough for controlling the vertical location of tip vortex to increase the miss-distance between a blade and a tip vortex at the BVI event. However, these active control methods also have some problems such as increasing tip-vortex strength and core radius. The calculation results show that the active tab and HHC affects on the trajectory, the core radius, and the strength of tip vortex.

In this study, calculations are performed using Central Numerical Simulation System (CeNSS), the main part of the third-generation numerical simulator of JAXA. It is composed of high performance UNIX servers, FUJITSU PRIMEPOWER. A crossbar network connects each other of them. CeNSS has 9TFLOPS peak performance, 3TB memory, 50TB disk storage, and 600TB tape archive. It takes about 20 hours to obtain a fully converged solution of a rotor Euler calculation with about 1.16 million grid points using 18 CPUs.

3. Results

VORTEX TRACING METHOD

The center of tip vortex is accurately traced using sub-region interpolation as shown in Fig. 5 by assuming the cubic distribution of fluid properties such as velocity, vorticity, or pressure within a small area (9 points of original grid). The basic interpolation is solved with 3 points in the following equation.

$$\left. \begin{aligned} f(x_1) &= ax_1^2 + bx_1 + c \\ f(x_2) &= ax_2^2 + bx_2 + c \\ f(x_3) &= ax_3^2 + bx_3 + c \end{aligned} \right\} \Rightarrow a, b, c$$

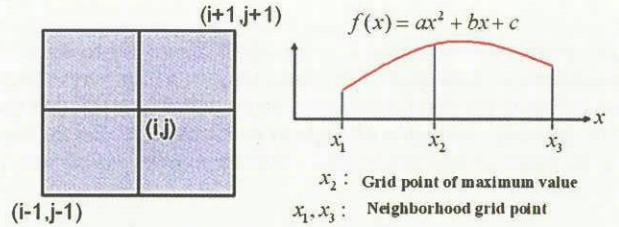


Fig.5: Sub-region interpolation

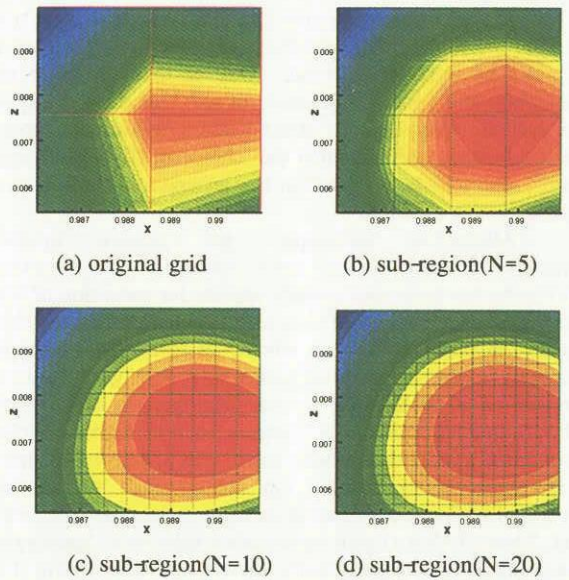


Fig.6: Vorticity contours using 2D sub-region interpolation

Fig. 6 shows the vorticity contours interpolated using 2-dimensional sub-region interpolation method with $N=3$ (origin), 5, 10, and 20. Compared to the original grid, the location of vortex center appears more clearly after sub-region interpolation. Fig.7 shows motion of vortex center in hover according to HHC. The irregularity of the trace of vortex center (red line) becomes less to show more smooth motion after sub-region interpolation (blue line).

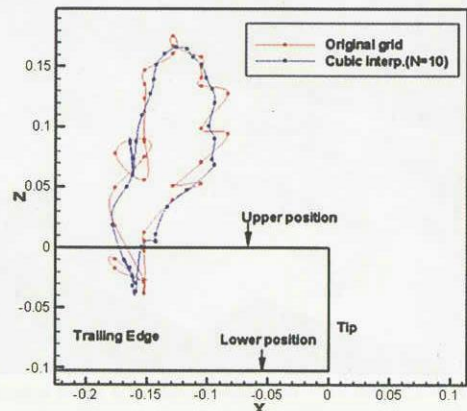
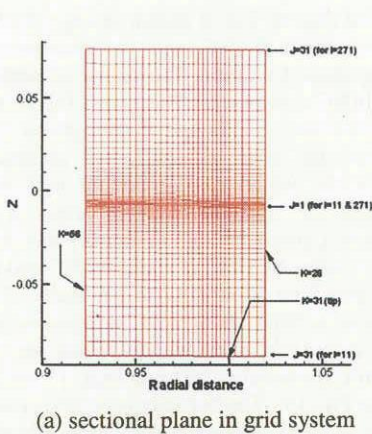
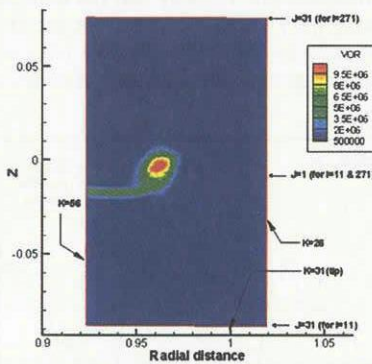


Fig.7: Trace of vortex center at sectional plane along tip vortex



(a) sectional plane in grid system



(a) vorticity contour in mid-section

Fig.8: Diagrams of vorticity contour at one sectional plane along a trace of the tip vortex

Fig.8 shows a diagram of sectional plane along the trace of tip vortex and the vorticity contour at that mid-section, which are used in the results.

EFFECT OF ACTIVE TAB ON TIP VORTEX

It is suggested that the increase of thrust by active tab is enough for controlling the vertical location of tip vortex to increase the miss-distance between a blade and a tip vortex at the BVI event. However, the active tab has not only such kind of benefit but also some problems such as increasing tip-vortex strength and core radius. So, the analysis in this section is focused on how much the effect of active tab on the trajectory, the core radius, and the strength of tip vortex is.

Hover

Fig.9(a) shows the series of sectional vorticity contours of tip vortex shed from a blade with active tab in a hover condition. For reference, the result of HHC is also drawn in Fig. 9(b). The motion of HHC is defined as,

$$\alpha_{HHC}(\beta) = \alpha_0 \cos(P_r \beta - \phi_0),$$

where β , $\alpha_{HHC}(\beta)$, α_0 , P_r , and ϕ_0 are azimuth angle, pitch angle at β , amplitude, frequency, and phase angle of HHC motion. The characteristics of rotor and the calculation condition are shown in Tables 1 and 2, respectively. This rotor is a modified (no twist) OLS rotor¹³. From these figures, the tab motion remarkably causes the horizontal movement of tip vortex while the HHC motion considerably changes the core radius and the strength of tip vortex.

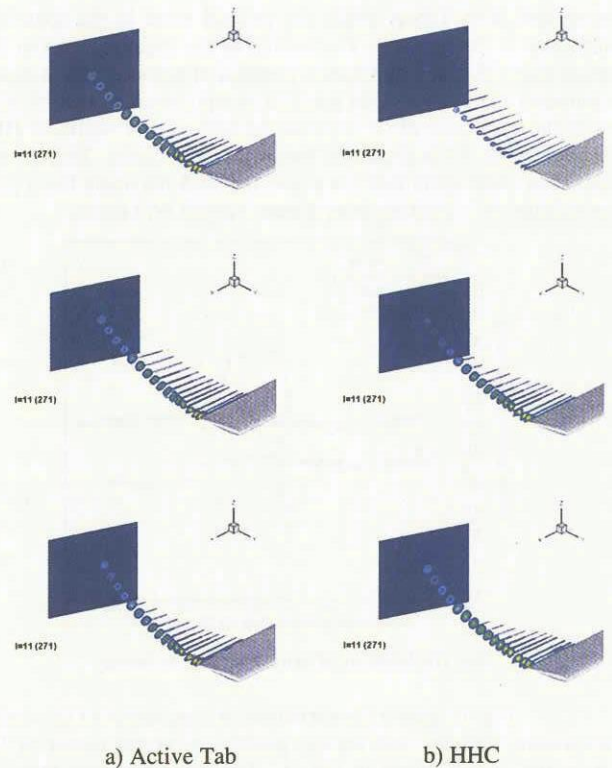


Fig. 9: Vorticity contour of tip vortex shed from blades with active tab and HHC

Table 1: Characteristics of rotor.

Rotor	
Aspect ratio	9.212
Airfoil	modified BHT540
Twist angle	0.0 deg.
Tip Shape	Rectangular
Number of blade	2

Table 2: Calculation cases.

Condition	
Hover Tip Mach Number	0.664
Collective Pitch Angle [deg.]	5.0
Active Tab	
Max. Length [C]	0.1
Thickness [C]	0.01
Tab Angle [deg.]	0.0 & 5.0
Frequency [/rev.]	3
Phase [deg.]	0.0
HHC	
Amplitude [deg.]	4.0
Frequency [/rev.]	3
Phase [deg.]	0.0

Figure 10 traces the motion of the center of tip vortex on the vertical plane (Trefftz plane) in Fig. 9, which is located at the azimuth of 23° behind the trailing-edge of the blade. The position of vortex center is decided from the CFD solution by finding the maximum point of vorticity magnitude. The horizontal and vertical axes in Fig. 10 indicate span-wise and vertical positions indicated by the percentage of the blade chord length, respectively. The gray circle shows the result without control. The open and black circles are the results of tab angle equal to 0° (Tab A) and 5° (Tab B), respectively. For reference, HHC result is shown by the triangle symbol. In this figure, the vertical position of vortex center is not affected much by Tab A while the span-wise position is dramatically changed. The width of the movement in the span-wise direction reaches about 25% of the blade chord length. Therefore, the active tab seems to affect on the intersection angle between a blade and a vortex at the BVI event. The trajectory of vortex center shifts downward by Tab B

compared with Tab A while the general trend in the span-wise direction is almost same. The bottom of the trajectory of Tab B is more than 4% below the vortex position of non-control. It can be estimated that this bottom position is equivalent to that of HHC with the amplitude of 2° because the bottom of 4° -amplitude HHC shown in Fig. 14 is about 8% below the gray circle. Therefore, it becomes clear again that the active tab with tab angle has a great possibility of increasing miss-distance at the BVI event.

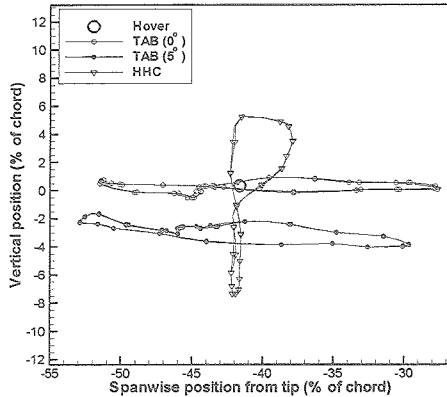


Fig.10: Motion of vortex center in hover.

Fig. 11 shows the variations of core radius of tip vortex, maximum vorticity, and vertical position of vortex center of Tab A on the vertical plane in Fig. 9. The horizontal axis indicates the azimuth-wise position of the blade which sheds the tip vortex. The core radius and the vertical position of vortex center are non-dimensionalized by the blade chord length. The maximum vorticity is non-dimensionalized by the speed of sound in free stream and the blade-span length. The solid, dotted, and gray lines are the results of core radius, vorticity, and vertical position, respectively. For reference, the result of non-control case (baseline) is shown by the straight lines indicated by "Hover". The core radius is the half distance between upper and lower positions of peak velocity where the maximum of the absolute value of velocity component u is observed in the z -axis. The maximum of vorticity is defined as the vorticity magnitude at the vortex center. The variations in Fig. 11 show 3P waves and general trend can be discussed from this figure although the variations include some oscillations due to the difficulty of finding core radius, vorticity, and vertical position from the CFD solutions. This figure indicates that the change of core radius by Tab A is about $\pm 0.4\%C$ from that of the non-control case and the maximum of vorticity increases up to about 1.2 times as much as that of the non-control case. The change of vertical position is negligible. Therefore, the tab without tab angle is not effective for the reduction of BVI noise because it increases the vortex strength without increasing the miss-distance.

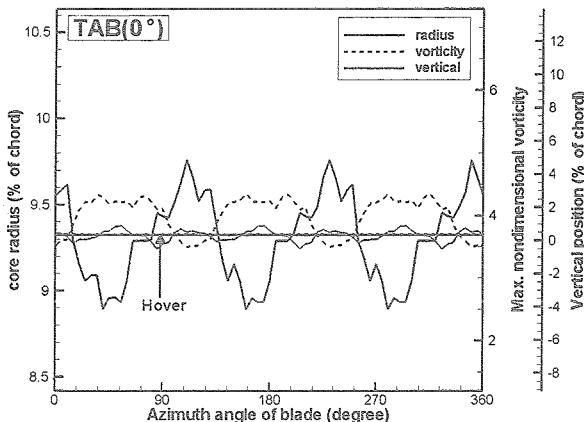


Fig. 11 Effect of Tab A on tip vortex.

In the case of Tab B shown in Fig. 12, the increase of core radius is about $0.6\%C$ and the maximum of vorticity increases up to about 1.6 times. The change of vertical position is from $2\%C$ to $4\%C$ downward. Therefore, Tab B is effective for increasing miss-distance although it strengthens the tip vortex. Figure 18 shows the result of HHC. It is impossible to obtain core radius in the region of flat bottom indicated by "weak vortex" because the effective angle of attack is too small to generate tip vortex strong enough to identify its core radius. The change of core radius by HHC is about $0.8\%C$ and the maximum of vorticity varies from about 0.41 to 1.6 times. The change of vertical position is from about $8\%C$ downward to about $5\%C$ upward. An interesting phenomenon is that the peaks of core radius and vorticity are out of phase in Figs. 11 and 12 while they are in phase in Fig. 13. The vorticity is relatively strong in every case when the vertical position is the farthest from the baseline although the maximum of vorticity and the minimum of vertical position are not always in phase. Therefore, the effect of tab and HHC on noise reduction by increasing the miss-distance should be discounted by considering the increase of vortex strength.

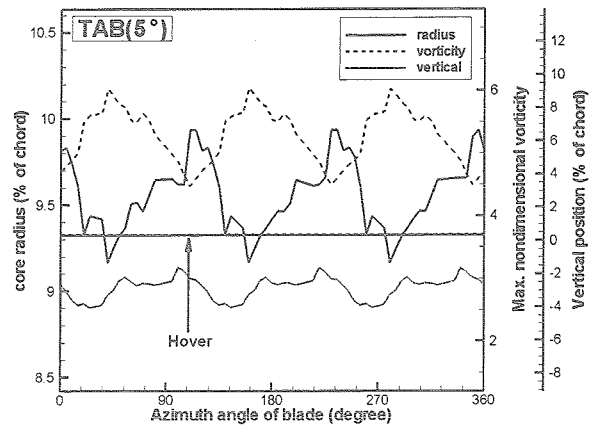


Fig. 12: Effect of Tab B on tip vortex.

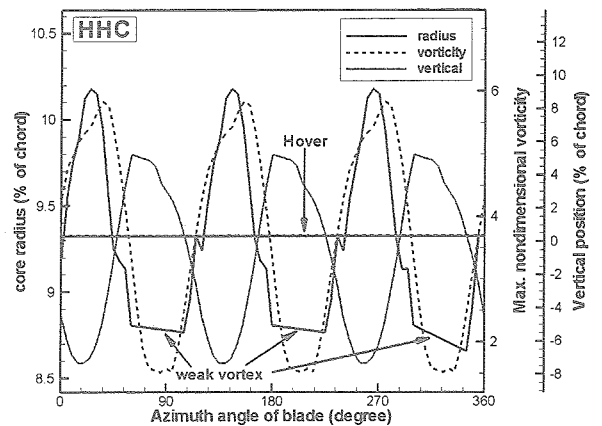


Fig. 13: Effect of HHC on tip vortex.

Forward Flight

The OLS rotor shown in Table 3 is calculated in the condition¹⁶ of Table 4 in order to simulate a realistic helicopter rotor in approach to a landing.

Table 3: Characteristics of rotor.

Rotor	
Aspect ratio	9.212
Airfoil	modified BHT540
Twist angle	10.0 deg. (Linear)
Tip Shape	Rectangular
Number of blade	2

Table 4: Calculation condition.

Condition	
Hover Tip Mach Number	0.664
Freestream Mach Number	0.109
Collective Pitch Angle [deg.]	5.0
Lateral Cyclic Pitch Angle [deg.]	-1.33
Longitudinal Cyclic Pitch Angle [deg.]	2.72

Figure 14 traces the motion of vortex center in the forward flight condition. The open circle shows the result without control (baseline). The dotted and solid lines are the results of Tab A and Tab B, respectively. The symbol of plus indicates the position where the azimuth angle of blade is 0. For reference, HHC result is compared with the baseline result in Fig. 15. The trajectory of Tab B is located downward compared with that of the baseline case while the trajectory of Tab A is almost same as that one. The difference of the bottom position between Tab B and the baseline is about 4%C in the vertical direction. This can stand comparison with the result of HHC in Fig. 15. Therefore, it becomes clear in this forward flight case again that the active tab with tab angle has a great possibility of increasing miss-distance at the BVI event. In addition, the flat bottom of the trajectory obtained by Tab B means the good effect is valid in the wide range of tab motion. The effect of tab on widening the variation of vortex location in the span-wise direction is observed in this forward flight condition like in the hover condition although it is not remarkable because the variation caused by the forward flight velocity is dominant.

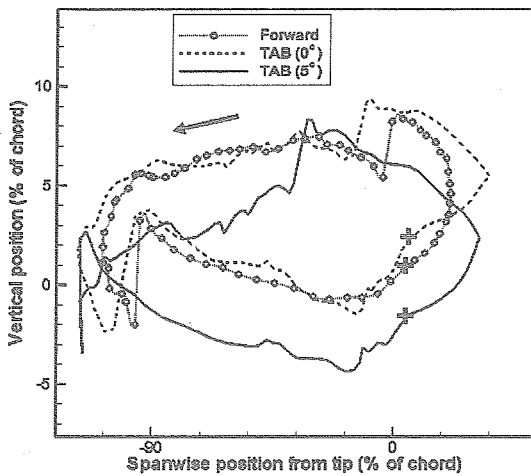


Fig. 14: Motion of vortex center in forward flight (non-control, Tab A, and Tab B)

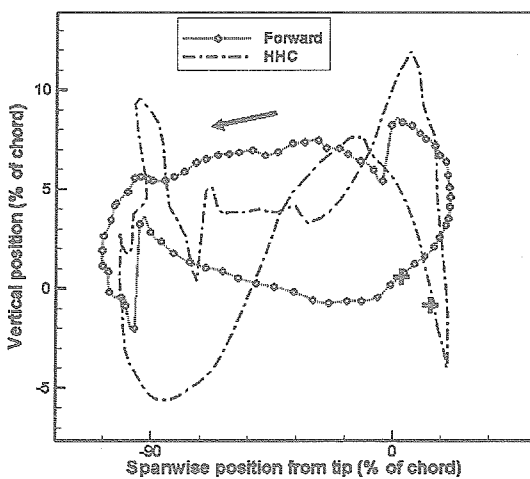


Fig. 15: Motion of vortex center in forward flight (non-control and HHC)

Figure 16 shows the effect of tab and HHC on core radius, vorticity, and vertical position of tip vortex. The gray line indicated by "Forward" shows the result without control (baseline). The dotted and solid lines are the results of Tab A and Tab B, respectively. For reference, HHC result is drawn by the dot-dash line. The result of Tab A is almost same as that of the baseline in every figure. It means that Tab A is not effective for noise reduction. The vertical position of Tab B is always located below that of the baseline case except for the reverse region from 70° to 100° and 240° to 250° of the blade azimuth angle. The difference varies from 2%C to 4%C except for the reverse region. This result is similar to that in the hover case shown in Fig. 12. One of the problems for Tab B is that the vorticity of Tab B is more than that of the baseline case everywhere at the azimuth angle of blade while the vorticity of HHC changes up and down from that of the baseline case according to the 3P motion. Another problem is that Tab B dramatically increases the core radius in some region of azimuth angle of blade. Therefore, more effort to find the appropriate location of tab in blade span and the adequate phase angle of tab motion is required in order to make use of the possibility of increasing miss-distance at the BVI event without increasing vortex strength and core radius much.

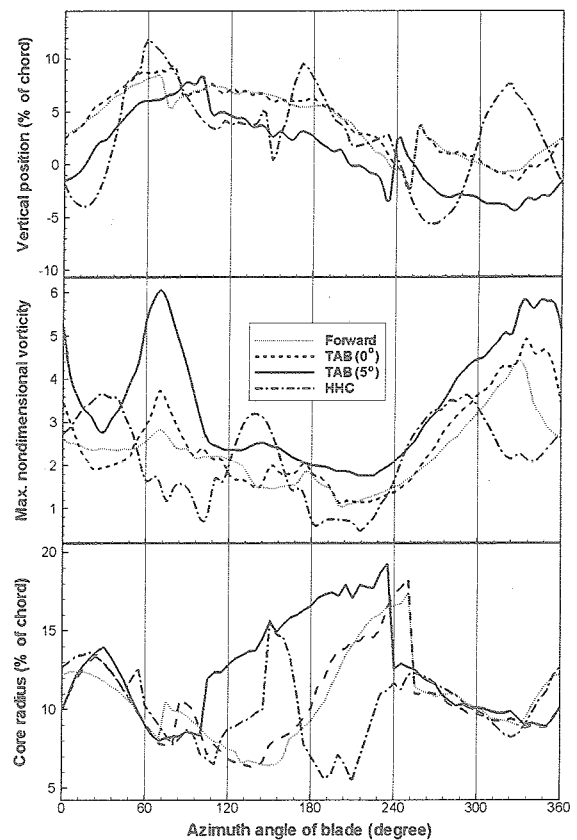


Fig. 16: Effect of tab and HHC on core radius, vorticity, and vertical position of tip vortex.

EFFECT OF ACTIVE TAB ON NOISE

The effect of Tab B on BVI noise is roughly estimated in this section. Figure 17 traces the motion of vortex center of Tab B on three Trefftz planes located at the angle of 18.5°, 23°, and 27.5° behind from the trailing-edge of the blade in the hover condition of Table 2. The open circle indicates the averaged center position of each trace. The result of the baseline case is plotted by the gray circles. The quantity $\Delta_{m.d.}$ is defined as the offset distance between the center of "Hover" and the lowest vortex center of Tab B. This quantity increases as the growth of tip vortex as shown in this figure. When linearly extrapolated to the blade azimuth of 300°, which is the vortex age of generating

severe parallel BVI in the forward flight condition of Table 4, $\bar{\Gamma}_{m,d}$ reaches to about 0.35C. This value is equivalent to the miss-distance which gives about 7dB reduction of BVI noise according to the results from previous research¹⁴.

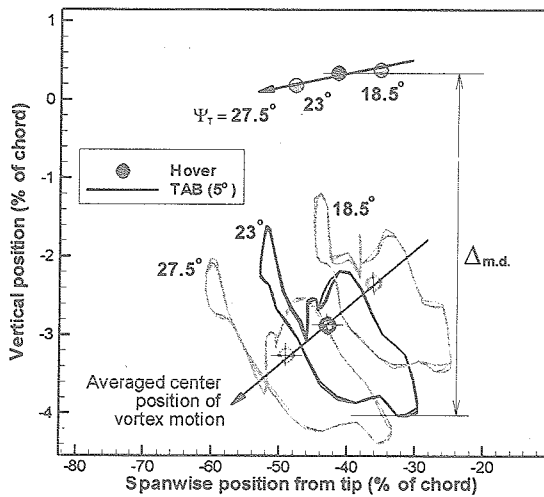


Fig. 17: Motion of vortex center of Tab B and baseline in hover

CONCLUSIONS

A 3D unsteady Euler CFD code was applied to understand the effect of HHC and active tab on tip vortex, and BVI noise. As a result, the followings were found.

1. The motion of active tab with tab angle changes the vertical position of tip-vortex center and its magnitude can stand comparison with the result of HHC. In addition, the tab motion remarkably causes the horizontal movement of tip vortex.
2. A possible reduction of BVI noise by an active tab with tab angle is estimated considering the vertical position of vortex center and the circulation of tip vortex.

The topic of this study covers only a part of the effect of active tab on BVI noise reduction. More comprehensive studies using our advanced CFD code¹⁵ will be performed in the next step. Moreover, Navier-Stokes analysis is required for more accurate discussion on the phenomenon related to the tip vortex.

References

- 1) Gopalan, G., Schmitz, F. H., and Sim, B. W., Flight Path Management and Control Methodology to Reduce Helicopter Blade-Vortex Interaction (BVI) Noise, AHS Vertical Lift Aircraft Design Conference, San Francisco, CA, Jan., 2000.
- 2) Schmitz, F. H., Gopalan, G., and Sim, B. W., Flight Trajectory Management to Reduce Helicopter Blade-Vortex Interaction (BVI) Noise with Head/Tailwind Effects, 26th ERF, No. 77, The Hague, The Netherlands, Sep., 2000.
- 3) Boxwell, D. A. and Schmitz, F. H., Full-Scale Measurements of Blade-Vortex Interaction Noise, Journal of the American Helicopter Society, Vol.27, (4), Oct, 1982, pp.11-27.
- 4) Martin, R. M. and Connor, A. B., Wind-Tunnel Acoustic Results of Two Rotor Models with Several Designs, NASA-TM 87698, 1986.
- 5) Yu, Y. H., Liu, S. R., Jordan, D. E., Landgrebe, A. J., Lorber, P. F., Pollack, M. J., and Martin, R. M., Aerodynamic and Acoustic Test of a United Technologies Model Scale Rotor at DNW, AHS 46th Annual Forum, May, 1990.
- 6) Lowson, M. V., Progress Towards Quieter Civil Helicopters, 17th ERF, No. 59, 1991.
- 7) Yu, Y. H., Gmelin, B., Spletstoesser, W., Philippe, J.J., Prieur, J., and Brooks, T., Reduction of Helicopter Blade-Vortex Interaction Noise by Active Rotor Control Technology, Prog. Aerospace Sci., Vol. 33, 1997, pp. 647-687.
- 8) Baeder, J. D., Passive Design for Reduction of High-Speed Impulsive Rotor Noise, AHS 52nd Annual Forum, Washington DC, June 1996.
- 9) Aoyama, T., Aoki, M., Kondo, N., Saito, S., and Kawachi, K., Effect of Blade-Tip Shape on High-Speed Rotor Noise, AIAA Paper 96-2380, June 1996.
- 10) Kobiki, N., et al., Active Tab, a New Active Technique for Helicopter Noise Reduction, 29th ERF, 2003.
- 11) Kobiki, N., Akasaka, T., Kondo, N., Tanabe, Y., and Saito, S., An Experimental Study of On-blade Active Tab for helicopter noise reduction, 30th European Rotorcraft Forum, September 2004.
- 12) Aoyama, T., et al., Unsteady Calculation for Flowfield of Helicopter Rotor with Various Tip Shapes, 18th European Rotorcraft Forum, Paper No.B03, Avignon, France, September 1992.
- 13) Spletstoesser, W. R., Schultz, K. J., Boxwell, D. A., and Schmitz, F. H., Helicopter Model Rotor Blade Vortex Interaction Impulsive Noise: Scalability and Parametric Variations, 10th European Rotorcraft Forum, Paper Nr.18, 1984.
- 14) Aoyama, T., Kondo, N., Fukagawa, A., and Saito, S., Effect of Rotor Rotational Speed on Blade-Vortex Interaction Noise, Inter Noise 2003, NI013, Korea, August 2003.
- 15) Ochi, A., Aoyama, T., Saito, S., Shima, E., and Yamakawa, E., BVI Noise Predictions by Moving Overlapped Grid Method, AHS 55th Annual Forum, Montreal, Canada, May 1999.

再使用宇宙輸送機翼形状空力設計のトレードオフ解析

千葉 一永*, 大林 茂†, 中橋 和博*

Tradeoff Analysis of Aerodynamic Wing Design for RLV

by

Kazuhiisa CHIBA*, Shigeru OBAYASHI† and Kazuhiro NAKAHASHI*

Abstract

The wing shape of flyback booster for a Two-Stage-To-Orbit reusable launch vehicle has been optimized considering four objectives. The objectives are to minimize the shift of aerodynamic center between supersonic and transonic conditions, transonic pitching moment and transonic drag coefficient, as well as to maximize subsonic lift coefficient. The three-dimensional Reynolds-averaged Navier-Stokes computation using the modified Spalart-Allmaras one-equation model is used in aerodynamic evaluation accounting for possible flow separations. Adaptive range multi-objective genetic algorithm is used for the present study because tradeoff can be obtained using a smaller number of individuals than conventional multi-objective genetic algorithms. Consequently, four-objective optimization has produced 102 non-dominated solutions, which represent tradeoff information among four objective functions. Moreover, Self-Organizing Maps have been used to analyze the present non-dominated solutions and to visualize tradeoffs and influence of design variables to the four objectives. Self-Organizing Maps contoured by the four objective functions and design variables are found to visualize tradeoffs and effects of each design variable.

1. 序論

宇宙空間が情報通信技術やバイオテクノロジーをはじめ幅広い分野でより積極的に利用されるためには、現在より低コストな宇宙輸送システムの研究開発が必須となる。現在運用されているロケットは使い捨て前提の機体であるため諸費用の削減に限界があり、その打開策として機体の再使用化が提案され、これまで多くの研究が行われてきた [1, 2]。特に X-33 [3] に代表される単段式機体の研究は、運用形態が航空機と類似している点から再使用には理想的な機体であるため、重きが置かれてきた。しかし、数多の研究から得られた結論は、皮肉にも、単段式形態実現のためには非常に高性能な推進システムが必要であり、且つ構造重量の大幅な削減が必須となり、現在の技術では実現が極めて困難であるというものであった。その結果、再使用型宇宙輸送に関する現状案は二段式形態に移行し、特に注視されているのは、有翼フライバックブースタによる液体ロケットエンジンを用いた垂直離陸水平着陸形式での二段式宇宙輸送システムである [4]。この形態の実現に向け、機体のヴァリエーション、システム成立性、材料、構造重量、制御、或いは飛行経路といった様々な分野から研究が行われている。詳細な空力性能に関しても数多く研究されているが [5-7]、その形状の設計概念については何れの研究も言及しておらず、明確な設計指針は無い。

宇宙輸送機は現行の航空機に比べ苛酷な条件で飛行するため、機体、特に翼形状は厳しく拘束されるが、それにも拘わらずフライバックブースタでは翼が帰還に必要な空力性能のための最も重要な要素となる。それ故、各空力特性値間の関係性は重要な設計情報となる。さらに、空力性能に敏感な設計変数の発見、即ち、設計空間に於ける知識の獲得が、厳しい制約条件に拘束された有翼フライバックブースタ空力性能向上の重要な要素となる。

そこで本研究では再使用宇宙輸送システム実現のため、二段式再使用型宇宙輸送機 (TSTO RLV) フライバックブースタの翼形状について、空力性能に関する 4 目的の最適化を行い、さらに得られた結果から目的関数間のトレードオフ解析を行う。また、デー

タマイニング手法を用いて設計空間に於ける有益な知識、設計情報を獲得する。

2. 多目的空力最適化

2.1 問題定義

基本ミッションは現行運用されている H-IIA と同様 10t のペイロードの低周回軌道への輸送とする。宇宙開発事業団 (現 JAXA) による経験式からブースタのサイジングを行い、得られた最小胴体径と胴体長から胴体を定義する。胴体は液体燃料でほぼ満たされ形状変更は困難なため、胴体形状は最適化の中では固定とし、翼形状のみを最適化する。

本研究と同様の形態、ミッションを考慮した TSTO に関する飛行経路解析 [8] によるとオービタとブースタは Mach 数約 3、高度約 30km で分離する。その後ブースタは旋回、減速し遷音速で巡航、亜音速で着陸する。クロスレンジは遷音速領域で稼ぐことになる。以上を踏まえ、本研究では以下の 4 目的関数を定義する。

Obj. 1: 超音速/遷音速飛行間の空力中心移動最小化

$$F_1 = |C_{M_p}^{\text{supersonic}} - C_{M_p}^{\text{transonic}}| \quad (1)$$

RLV に関する重要な制御の問題として、超音速から遷音速へと飛行状態が変化する際空力中心が大きく移動する可能性がある。これを抑制する翼形状の設計により、より簡便な安定制御を図る。

Obj. 2: 遷音速飛行でのピッチングモーメント最小化

$$F_2 = |C_{M_p}^{\text{transonic}}| \quad (2)$$

アロー翼は高い空力性能を有しているが、同時に大きなピッチングモーメントを生成することが知られている。これを抑制することでトリムドラッグを減らし、安定性を向上させる。

Obj. 3: 遷音速飛行での抵抗最小化

$$F_3 = C_D^{\text{transonic}} \quad (3)$$

飛行経路解析によるとフライバックブースタのレンジの大部分を遷音速飛行時が担っているため、抵抗の削減によりレンジを稼ぐ。

Obj. 4: 亜音速時の揚力最大化

$$F_4 = C_L^{\text{subsonic}} \quad (4)$$

着陸時の揚力を上げ、必要な滑走距離を減らす。

* 東北大学大学院 工学研究科 航空宇宙工学専攻

† 東北大学 流体科学研究所

2.2 最適化手法

進化アルゴリズム, 特に遺伝的アルゴリズム (GA) は生物の進化を模倣した計算手法で, 選択, 交叉, 突然変異を経て世代を重ねることで環境に適応するよう個体群を進化させる。進化計算法に於ける適合度, 個体或いは遺伝子は最適化問題に於ける目的関数, 設計個体及び設計変数にそれぞれ対応する。

GA は設計空間内の複数点を用いて同時に統計的に最適解を探索するため, 局所解に陥り難く, また目的関数の勾配情報を必要としない。これらの利点による GA の数値流体力学 (CFD) とのカップリングの優位性は以下のようにまとめられる。1) 大域解の探索能力に優れている。2) 並列処理が可能である。3) 修正の必要無く簡単に高精度 CFD コードと組み合わせられる。4) 計算過程で発生する数値誤差の影響を受け難い。

領域適応型多目的遺伝的アルゴリズム (ARMOGA) は大規模計算を必要とする CFD ソルバーを用いる空力最適化・多分野融合最適化問題のために創られた効率的な多目的進化アルゴリズムであり, 集団の統計量を基に設計空間を変更する。集団は各 N 世代毎に初期化され, 探索領域は最適解の存在する可能性の高い領域に変更されるため, 非劣解の効率的な探索が期待できる。

2.3 空力評価

本研究では空力評価に非構造格子法 [9,10] を用いる。支配方程式として 3 次元 Reynolds-averaged Navier-Stokes (RANS) 方程式を用い, セル節点有限体積法により離散化し, 数値流束評価に HLLW Riemann 解法 [11] を用いる。高次精度での単調性維持のため流束制限関数として Venkatakrishnan のリミッタ [12] を適用する。時間積分には LU-SGS 陰解法 [13] を用いる。また, 高 Reynolds 数粘性流れでは, 物体近傍の境界層を精度良く捉える必要があるため, 物体近傍にプリズム層を配置した非構造ハイブリッド格子 [14] を生成する。乱流モデルには Dacles-Mariani らにより修正された Spalart-Allmaras 一方程式モデル [15] を全面乱流条件で使用する。

超音速, 遷音速及び亜音速の 3 つの飛行条件に対しそれぞれ RANS 計算が行われる。各 RANS 計算には NEC SX-5 を用いる。Master processing element (PE) は ARMOGA が担い, その間 Slave PE として RANS 計算が行われる。この Master-Slave 方式の並列化は各 CFD 計算の同期を取る必要が無い利点を持つ。

2.4 形状定義

設計変数は翼平面形, 断面形, 捻り, 及び胴体との位置に関して定義する [16]。翼平面形は Fig. 1 に示す 5 箇所を表す。翼断面は翼根, kink, 翼端の 3 箇所それぞれ厚み分布と camber line を用いて定義し, 間は span 方向に線形補間する。翼の捻りは span 方向に 6 点を用いて B-spline 曲線により定義する。翼と胴体との位置は, 翼前縁の x, z 座標, 迎え角と上反角で定義する。形状定義には総計 71 設計変数を用いる。定義された形状に対し, 翼と胴体との干渉線を抽出し胴体内部の翼は除去し最終形状を生成する [17]。

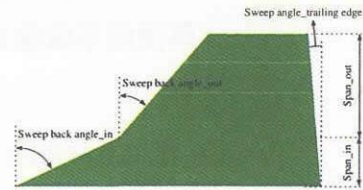


Fig. 1 Wing planform shape definition along with some of the major design parameters.

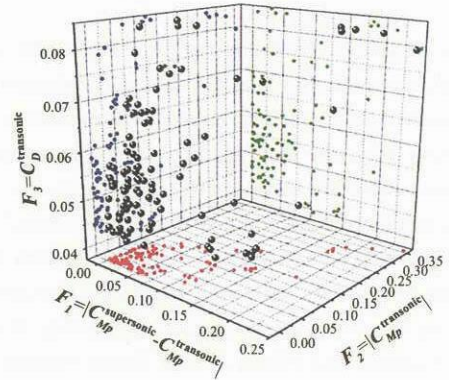


Fig. 2 Derived non-dominated solutions plotted in the (F_1, F_2, F_3) objective functions three dimensional space.

3. 最適化結果

1 世代の個体数を 8 とするため CFD プロセスは 8PEs で並列化される。各個体は Table 1 に示す 3 つの飛行条件で評価するため 1 世代には 24RANS 計算が必要となる。尚, ARMOGA に於ける領域適応操作は 5 世代毎に行う。

始めに 30 世代の計算を行い, 得られた全探索解から抽出した適当な非劣解を初期世代としてさらに 10 世代を重ね, 計 40 世代の計算を行った。その結果 102 個の非劣解を得た。Figure 2 に F_1 から F_3 までの 3 目的について 3 次元空間に投影された非劣解を, また Fig. 3 から Fig. 6 には 4 目的関数間のトレードオフを見るため, 非劣解の 2 次元投影図を示す。

F_1 と F_2 の最適解は 0 であるが, Fig. 3 によると非劣解は原点に達している, 即ち, F_1 と F_2 は最適解を得ていることになる。Figure 3 では 2 目的関数ではなく 4 目的関数に関して抽出した非劣解を示しているため, 非劣解が原点から引かれた線上ではなく帯状に広がった面上に存在していると考えられ, Fig. 3 は超音速/遷音速間の空力中心移動と遷音速ピッチングモーメントの間にはトレードオフが存在しないことを示唆している。

Figure 4 では, F_2 のパレートフロントは最適フロントに到達しているのに対し, F_3 のパレートフロントは C_D の最適値である 0 には到達していない。つまり, F_2 と F_3 間には緩やかなトレードオフがあり, 遷音速ピッチングモーメントを最小化した状態でも遷音速抵抗を改善できることを意味している。

Figure 5 では F_3 と F_4 間のパレートフロントが明確に示されており, 遷音速抵抗と亜音速揚力間には厳しいトレードオフが存在していることが明らかである。つまりこの図は, RLV フライバックブースタには現行の航空機と同様着陸時に高揚力装置が必要であることを示唆している。

Figure 6 では Fig. 4 と同様のトレードオフ関係が示されている。 F_1 のパレートフロントは最適フロントに到達しているの対

Table 1 Flow conditions for the three Navier-Stokes computations.

Flying Condition	Mach	AoA	Re
Supersonic flight	1.2	0.0	6×10^6
Transonic flight	0.8	8.0	6×10^6
Subsonic flight	0.3	13.0	6×10^7

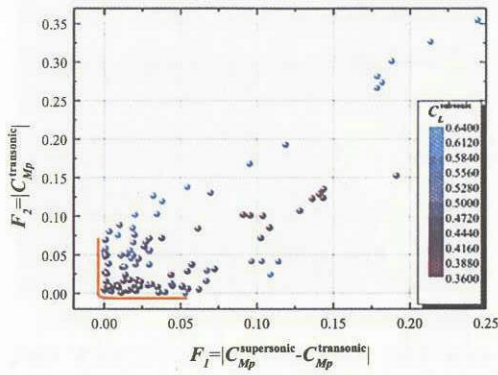


Fig. 3 Derived non-dominated solutions on two dimensional plane between F_1 and F_2 .

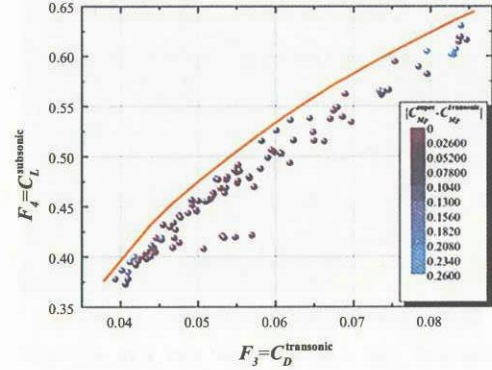


Fig. 5 Derived non-dominated solutions on two dimensional plane between F_3 and F_4 .

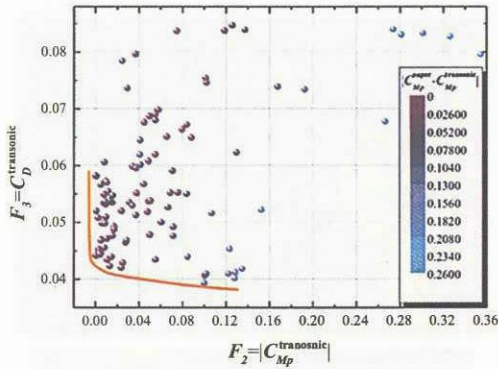


Fig. 4 Derived non-dominated solutions on two dimensional plane between F_2 and F_3 .

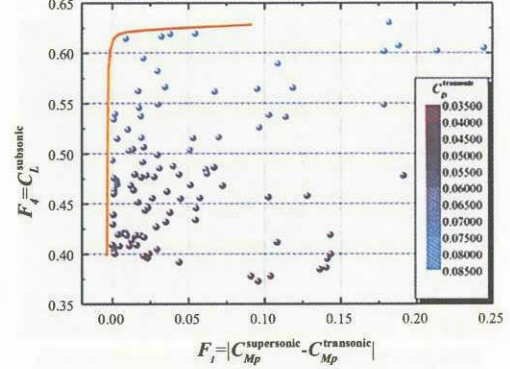


Fig. 6 Derived non-dominated solutions on two dimensional plane between F_1 and F_4 .

し、 F_4 のパレートフロントは明確な限界値まで到達していない、つまり F_1 と F_4 間には緩やかなトレードオフがあることになる。よって空力中心移動を最小化した状態でも亜音速揚力を向上できることを示している。

本研究では、胴体重量に対し翼重量が微小であると仮定し重心位置固定でモーメントを計算している。胴体から見たモーメントであり、翼取付位置を釣合の位置に制御することが可能となるため、モーメントと揚力或いは抗力との間にトレードオフが存在しない結果となったと考えられる。

4. データマイニング手法

最適化問題が2目的、或いは3目的であればトレードオフは容易に可視化できるが、もし4目的以上だった場合、得られた非劣解を人の理解できる形で可視化する方法が必要となる。そこで本研究では、Kohonenによって提案された自己組織化マップ(SOM) [18]を用いることにする。SOMは可視化技術のみならず知的情報圧縮技術として応用することもでき、つまり設計空間に於ける知識獲得のためのデータマイニング手法としても利用ができる。本研究ではEudaptics GmbHによるViscovery[®] SOMine [19,20]を用いる。SOMineではBatch型SOMアルゴリズムと入力データの線形初期化の導入によりマップの一意性が保証されている。

4.1 トレードオフの可視化

最適化で得られた102個の非劣解をSOMにより2次元マップ上に投影する。Figure 7に10領域にクラスタリングされた4目的関数に関するSOMを示す。さらにFig. 8からFig. 11には4目的関数毎にカラーリングされたSOMをそれぞれ示す。このカ

ラーリングによりFig. 7に示されるSOMの各クラスタに関するグループ分けが以下のようにできる。Figure 7の上中央域は空力中心移動の小さな領域、上右端は空力中心移動と遷音速ピッチングモーメント及び遷音速抵抗の小さな領域、下右端は遷音速抵抗のみ小さな領域、下左端は空力中心移動と遷音速ピッチングモーメント及び遷音速抵抗の大きな領域、左中央は亜音速高揚力域となる。

加えてFigs. 8, 9では空力中心移動と遷音速抵抗の高い領域が一致しており、一方が悪くなると他方が付随して必ず悪化することが読み取れる。Figure 10のカラーリングはFig. 11と非常に似ており、遷音速抵抗が最小化問題であるのに対し亜音速揚力は最大化問題であるため、この二つの目的関数間には厳しいトレードオフが存在することがSOMからも確認できる。

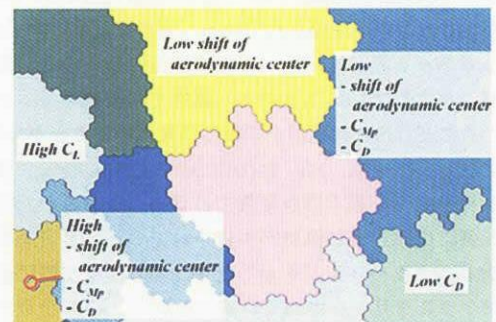


Fig. 7 SOM of the non-dominated solutions in the four dimensional objective function space.

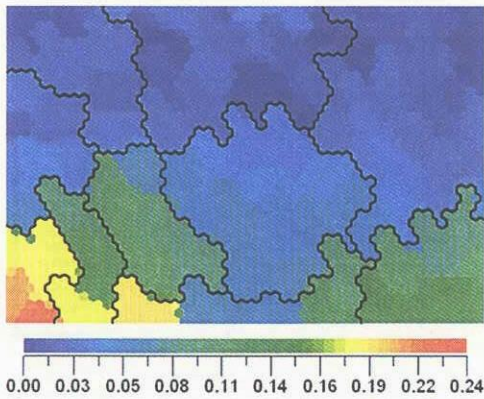


Fig. 8 SOM colored by the shift of the aerodynamic center as the objective function 1.

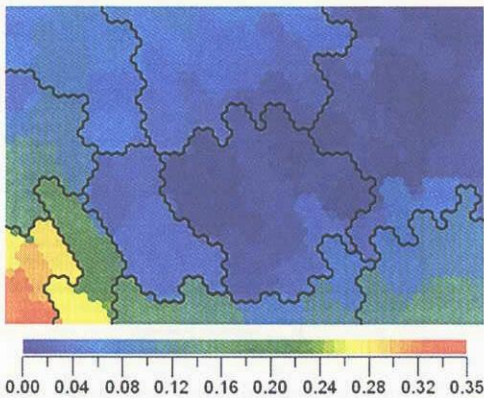


Fig. 9 SOM colored by the transonic pitching moment as the objective function 2.

4.2 設計空間のデータマイニング

Figure 7 に示される SOM は 71 設計変数を用いてもカラーリングできる。ここでは、特に目的関数に影響のある設計変数について考える。

Figure 12(a) は、Fig. 12(b) に示すような胴体に対する翼の x 方向位置を表す設計変数でカラーリングした SOM である。 x 座標の大きい値は Fig. 12(a) 下左端に存在し、Figs. 8, 9 から分かる通りこの領域は空力中心移動と遷音速ピッチングモーメント及び遷音速抵抗の大きな領域である。つまり、翼の位置を胴体後部に取り付けた場合、空力中心移動と遷音速ピッチングモーメント及び遷音速抵抗が増大することを示している。

次に Fig. 13(a) は、Fig. 13(b) に示すような翼端での後部キャンパー高さを表す設計変数でカラーリングされた SOM であり、右側に値の小さな領域が生成されている。遷音速抵抗に関する SOM のカラーリングを示した Fig. 10 では右側に値の小さい領域がクラスタリングされていることから、翼端での後部キャンパー高さを低くすることで遷音速抵抗を下げる効果のあることが分かる。

同様に Fig. 14(a) は、Fig. 14(b) に示すような kink 位置での後部キャンパー高さを表す設計変数でカラーリングされた SOM であり、左側に値の大きな領域が生成されている。亜音速揚力に関する SOM のカラーリングを示した Fig. 11 では左側に値の大きな領域がクラスタリングされていることから、kink 位置での後部キャンパー高さを高くすることで亜音速揚力を上げる効果のあることが確認できる。

Figure 15 は、内翼後退角を表す設計変数でカラーリングされた

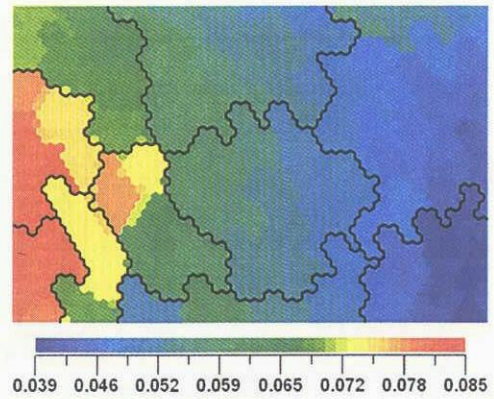


Fig. 10 SOM colored by the transonic drag coefficient as the objective function 3.

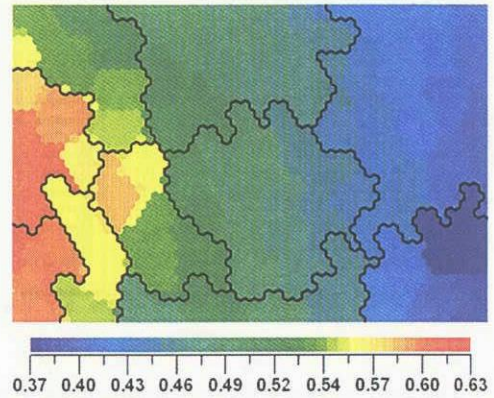


Fig. 11 SOM colored by the subsonic lift coefficient as the objective function 4.

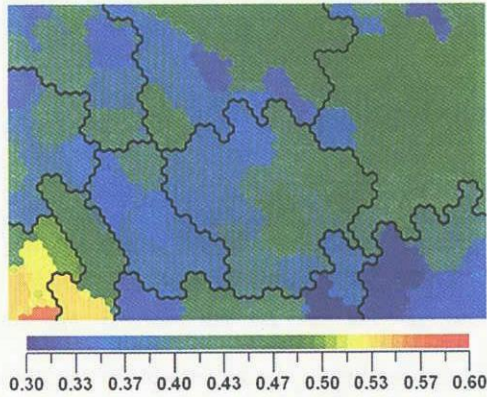
SOM である。この値が大きくなれば内翼が strake の役割を担うことになる。一般的に strake は渦を生成することで揚力増加に効果があるが、Fig. 15 では揚力の大きな個体がクラスタリングされている SOM 左側に、特徴的な値がカラーリングされておらず一貫性の無いマップになっている。つまり、内翼後退角は揚力増加には影響が無いことになる。Figure 16 は生成された或る個体に関する亜音速条件での計算結果の可視化図であり、渦中心線で前縁剥離渦を示している。この図からは一次渦は strake からではなく前縁 kink の角近傍から発生しており、strake 自体は揚力増加には効果的でないことが確かめられる。

最後に Fig. 17 に、上記以外の幾つかの設計変数についてカラーリングした SOM を示す。図から分かる通り特徴的なカラーリングになっておらず、これらの設計変数は 4 つの目的関数には影響を持たないことが分かる。

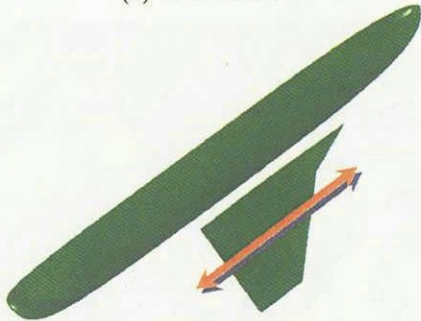
5. 結論

本研究では液体燃料ロケットエンジンによる二段式再利用型宇宙輸送機フライバックブースタの翼形状について空力性能に関する 4 目的関数に関し、領域適応型多目的遺伝的アルゴリズムを用いて最適化を行った。その結果、4 目的関数間のトレードオフ情報を明らかにした。即ち、空力中心移動と遷音速ピッチングモーメント間にはトレードオフは存在しない、遷音速抵抗と亜音速揚力間には厳しいトレードオフが存在する、それ以外の目的関数間には緩やかなトレードオフが在ることが分かった。

さらに設計空間に関するデータマイニングを自己組織化マップ

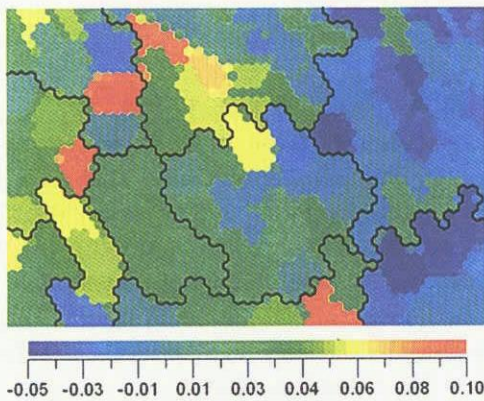


(a) Colored SOM

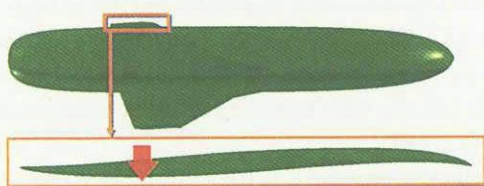


(b) Sketch

Fig. 12 Design variable of x coordinate of wing position to fuselage.



(a) Colored SOM



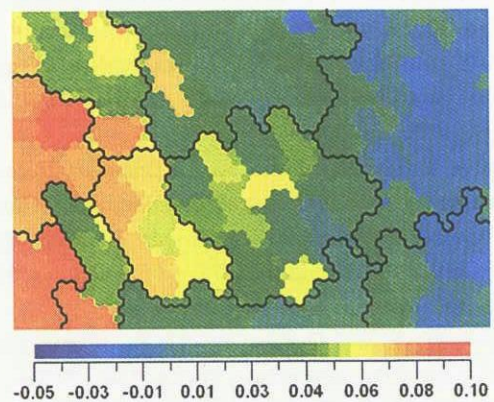
(b) Sketch

Fig. 13 Design variable of rearward camber height at the wing tip.

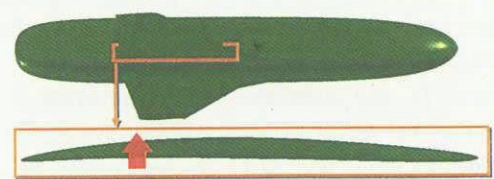
を用いて行った。その結果、翼を胴体後部に取り付けた場合空力中心移動と遷音速ピッチングモーメント及び遷音速抵抗が増大すること、翼端での後部キャンバー高さが遷音速抵抗に影響を与えること、kink位置での後部キャンバー高さが遷音速揚力増大に影響を与えること、strake自体は遷音速揚力に対し影響は小さく前縁からの剥離渦が渦揚力には重要になる、といった目的関数と設計変数との関係性を明らかにした。以上より、データマイニングは設計空間に於ける有益な知識獲得の重要な手法であり、最適化問題をより深く理解するための必要不可欠な切り口といえる。

参考文献

- [1] Staniszewski, E. A., "Semireusable Launch Vehicle: A Next-Generation Launch Vehicle?" *Journal of Spacecraft and Rockets*, Vol. 38, No. 3, 2001, pp. 368-373.
- [2] Powell, R. W., Lockwood, M. K., and Cook, S. A., "The Road from the NASA Access-to-Space Study to a Reusable Launch Vehicle," IAF-98-V.4.02, 1998.
- [3] Tartabini, P. V., Wurster, K. E., Korte, J. J., and Lepsch, R. A., "Multidisciplinary Analysis of a Lifting Body Launch Vehicle," *Journal of Spacecraft and Rockets*, Vol. 39, No. 5, 2002, pp. 788-795.
- [4] Sippel, M., Herbertz, A., Kauffmann, J., and Schmid, V., "Analysis of Liquid Fly-Back Booster Performance," AIAA Paper 99-4827, 1999.
- [5] Pamadi, B. N., Brauckmann, G. J., Rush, M. J., and Fuhrmann, H. D., "Aerodynamic Characteristics, Database Development and Flight Simulation of the X-34 Vehicle," AIAA Paper 2000-0900, 2000.
- [6] Eggers, T., "Aerodynamic Behaviour of a Liquid Fly-Back Booster in Transonic Cruise Flight," AIAA Paper 2003-3422, 2003.
- [7] Chaderjian, N. M., Rogers, S. E., Ahmad, J. U., and



(a) Colored SOM



(b) Sketch

Fig. 14 Design variable of rearward camber height at the kink.

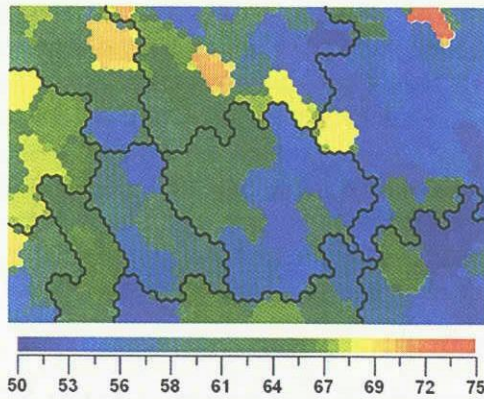


Fig. 15 SOM colored by the design variable of the sweep back angle of inboard wing.

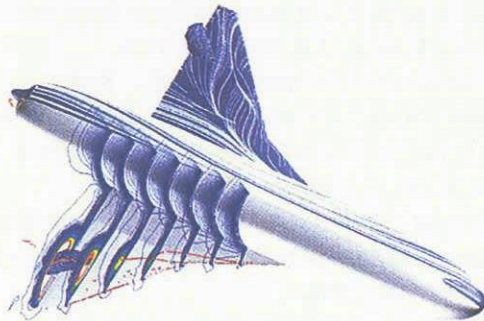
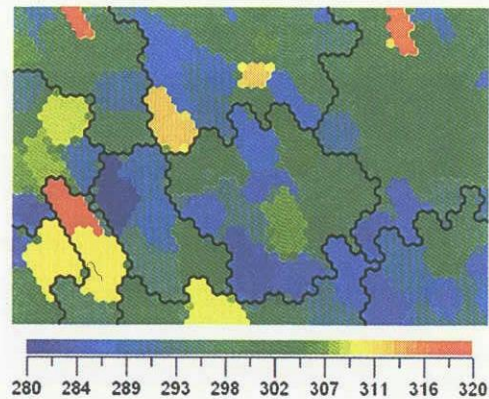
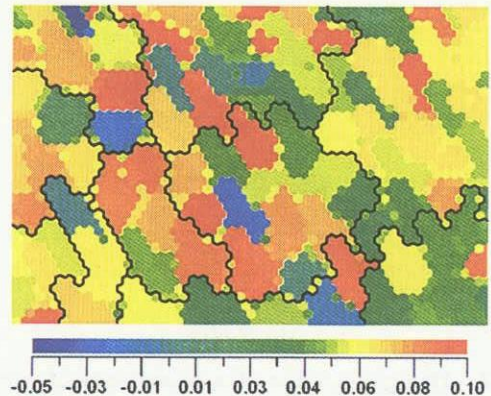


Fig. 16 CFD visualization of one individual at the subsonic flow condition.



(a) SOM colored by the design variable of relative size between wing and fuselage



(b) SOM colored by the design variable of frontward camber height at the kink

Fig. 17 Several design variables with no relation to the objective functions.

- Tejnil, E., "Automated CFD Database Generation for a 2nd Generation Glide-Back Booster," AIAA Paper 2003-3788, 2003.
- [8] Iwata, T., Sawada, K., and Kamijo, K., "Conceptual Study of Rocket Power TSTO with Fly-back Booster," AIAA Paper 2003-4813, 2003.
- [9] Ito, Y. and Nakahashi, K., "Direct Surface Triangulation Using Stereolithography Data," *AIAA Journal*, Vol. 40, No. 3, 2002, pp. 490-496.
- [10] Sharov, D. and Nakahashi, K., "A Boundary Recovery Algorithm for Delaunay Tetrahedral Meshing," *Proceedings of the 5th International Conference on Numerical Grid Generation in Computational Field Simulations*, 1996, pp. 229-238.
- [11] Obayashi, S. and Guruswamy, G. P., "Convergence Acceleration of an Aeroelastic Navier-Stokes Solver," *AIAA Journal*, Vol. 33, No. 6, 1994, pp. 1134-1141.
- [12] Venkatakrishnan, V., "On the Accuracy of Limiters and Convergence to Steady State Solutions," AIAA Paper 93-0880, 1993.
- [13] Sharov, D. and Nakahashi, K., "Reordering of Hybrid Unstructured Grids for Lower-Upper Symmetric Gauss-Seidel Computations," *AIAA Journal*, Vol. 36, No. 3, 1998, pp. 484-486.
- [14] Ito, Y. and Nakahashi, K., "Improvements in the Reliability and Quality of Unstructured Hybrid Mesh Generation," *International Journal for Numerical Methods in Flu-*

ids, Vol. 45, Issue 1, 2004, pp. 79-108.

- [15] Dacles-Mariani, J., Zilliac, G. G., Chow, J. S., and Bradshaw, P., "Numerical/Experimental Study of a Wingtip Vortex in the Near Field," *AIAA Journal*, Vol. 33, No. 9, 1995, pp. 1561-1568.
- [16] Sasaki, D., Obayashi, S., and Nakahashi, K., "Navier-Stokes Optimization of Supersonic Wings with Four Objectives Using Evolutionary Algorithm," *Journal of Aircraft*, Vol. 39, No. 4, 2002, pp. 621-629.
- [17] Sasaki, D., Yang, G., and Obayashi, S., "Automated Aerodynamic Optimization System for SST Wing-Body Configuration," *Transactions of the Japan Society for Aeronautical and Space Sciences*, Vol. 46, No. 154, 2004, pp. 230-237.
- [18] Kohonen, T., *Self-Organizing Maps*, Springer, Berlin, Heidelberg, 1995.
- [19] "Eudaptics website," URL: <http://www.eudaptics.com> [cited 16 June 2004].
- [20] Deboeck, G. and Kohonen, T., *Visual Explorations in Finance with Self-Organizing Maps*, London, Springer Finance, 1998.

バーチャルエンジニアリングのための翼型関数表現

堀江栄之*, 松島紀佐*, 中橋和博*

Parameterization of Airfoil Shapes for Virtual Engineering

by

Hideyuki HORIE*, Kisa MATSUSHIMA*, and Kazuhiro NAKAHASHI*

ABSTRACT

For computational mechanics, it is necessary to mathematically represent airfoil geometries. The PARSEC method is one of the best methods to mathematically express airfoil geometries with relatively small number of free design parameters. The PARSEC method has been mostly used for transonic airfoils. In this paper, the PARSEC method is examined if it has flexibility in designing airfoils. Also, a new method of the airfoil parameterization based on PARSEC method is proposed. The both methods are compared in terms of the accuracy and flexibility of representing different kinds of airfoil shapes. NACA2212, RAE2822, and the wing section of the main wing of NEXST-1, which is the prototype of a small supersonic airplane being developed by JAXA, are used as an example of subsonic, transonic, and supersonic airfoil, respectively. The results show that the airfoils represented by the PARSEC method have deficiency on the representing capability if an airfoil is highly cambered or it is for supersonic. The proposed method shows better capability to accurately represent large variety of airfoil shapes. In other words, it can extend the design space without the increase of free design parameters.

1. はじめに

航空機の空力性能を向上させるために翼形状の最適化が重要であり、特に翼断面形状は空力性能に大きく影響するので、その形状を最適化するための手法がこれまで多く考案されている[1]。設計において形状をどう表現するかは重要なポイントの一つであり、望ましい表現方法として翼断面形状の上面と下面をそれぞれ1つの関数で表現することが挙げられる。形状の情報が関数で与えられるのならば、インターフェースのデータ量が低減し、形状生成や設計コストの面で有益である。形状を関数表現するにあたって理想とすべき条件は以下の3つである。

- (1) 用いる関数表現技法は普遍性および柔軟性を持つ。そうでないと最適解が設計空間から除外される可能性が出る。
- (2) 必要なデザインパラメータの数はできる限り少なく抑える(軽量性)。多大な設計変数量は最適設計において効率的ではない。
- (3) 目的関数との依存関係において、それぞれ独立なデザインパラメータを設定すべきである。

(2)に重きをおいた翼形状の関数表現法の一つに、PARSEC法[2]がある。PARSEC法は世界的に評価が高く、遷音速翼型の設計にしばしば用いられるが、他の形状への適用には不具合が生じることがある[3]。本研究では、使用速度領域が異なる

数種類の翼型を用いて PARSEC 法の設計普遍性と柔軟性を調べ、条件 (1) の意味での PARSEC 法の問題点を検討する。検討の後、普遍性を高めるように PARSEC 法を改善した新しい形状表現方法を提案する。使用した翼型は亜音速翼型の NACA2212、遷音速翼型の RAE2822、そして JAXA の小型超音速実験機 NEXST-1[4, 5]の 30%セミスパン位置と 70%セミスパン位置での翼断面形状である。

2. PARSEC 法

PARSEC法はDLRのSobieczky教授によって考案された翼断面形状の関数表現法である。多項式やスプライン関数を用いた従来の手法では航空機の設計に関係する翼断面の形状的特徴を無視してしまう可能性があるが、PARSEC法は、翼断面形状の幾何学的特性を示すデザインパラメータを用いているため設計に利用しやすく、優れた表現法である。また、デザインパラメータの数も11と比較的少ないため、計算コストを低減することが可能である。航空機の空力設計に対応するデザインパラメータから関数が定義されるという発想は世界で唯一であろう。特に、遷音速翼型に対して大変有用な方法で世界的に広く使われている[6]。

PARSEC法においてはX-Z平面において翼断面図の上面と下面を表す曲線が次のXの多項式で表される。

$$Z = \sum_{n=1}^6 a_n \times X^{(2n-1)/2}$$

ここで、多項式の係数 a_n は図1に示した11のデザインパラ

* Dept. of Aeronautics and Space Engineering, Tohoku Univ.
東北大学工学系研究科航空宇宙工学専攻

メータを下の6つの連立方程式に代入することによって求めることができる。

$$Z(X_{up}) = Z_{up} \quad (1)$$

$$Z(1) = Z_{TE} + 0.5 \times \Delta Z_{TE} \quad (2)$$

$$dZ/dX \Big|_{X=X_{up}} = 0 \quad (3)$$

$$d^2Z/dX^2 \Big|_{X=X_{up}} = Z_{XX_{up}} \quad (4)$$

$$dZ/dX \Big|_{X=1} = \tan(\alpha_{TE} - 0.5 \times \beta_{TE}) \quad (5)$$

$$\left[1 + \left(dZ/dX \Big|_{X=0} \right)^2 \right]^{1.5} / \left| d^2Z/dX^2 \Big|_{X=0} \right| = -r_{le} \quad (6)$$

上の方程式は上面の曲線で使う係数 a_n を求めるものである。(1)はX座標が X_{up} の場所でZ座標が Z_{up} になることを表した式である。(2)は後縁でのZ座標をデザインパラメータを用いて表している。(3)と(4)はそれぞれ頂点での曲線の傾きと曲率を表している。(5)は曲線の後縁での接線の傾き、(6)では前縁での曲率半径がデザインパラメータで示されている。6個の未知数に対して6個の方程式があるので a_n ($n=1, 2, \dots, 6$) が全て求まる。

下面の曲線で使う係数 a_n も Fig. 1 に示すデザインパラメータを用い、上面と同様の方程式を解くことによって求めることができる。

$$Z(X_{low}) = Z_{low} \quad (7)$$

$$Z(1) = Z_{TE} - 0.5 \times \Delta Z_{TE} \quad (8)$$

$$dZ/dX \Big|_{X=X_{low}} = 0 \quad (9)$$

$$d^2Z/dX^2 \Big|_{X=X_{low}} = Z_{XX_{low}} \quad (10)$$

$$dZ/dX \Big|_{X=1} = \tan(\alpha_{TE} + 0.5 \times \beta_{TE}) \quad (11)$$

$$\left[1 + \left(dZ/dX \Big|_{X=0} \right)^2 \right]^{1.5} / \left| d^2Z/dX^2 \Big|_{X=0} \right| = r_{le} \quad (12)$$

ここで述べた、形状定義のための自由設計変数の数が11個の PARSEC 法が、現在世界的に広く使われている標準的な PARSEC 法である。Sobieczky 教授と著者らとの最近の私信によると、変数の数を多くする事で、形状表現に普遍性・柔軟性を持たせた PARSEC 法が DLR 内では使われて、成果を上げているということであった[7]。これらは PARSEC-14 (14 パラメータ) とか PARSEC-30 (30 パラメータ) とよばれている。今回、著者らが提案する方法は Sobieczky 教授らの改良とは異なった形での PARSEC 法の改良版である。本来なら、PARSEC-14 または PARSEC-30 を含めて形状再現性の比較を

云々すべきとは思いますが、これらに関する情報が少なく詳細な処理方法が不明であるので、ここでは、広く使われている11パラメータの標準 PARSEC 法を PARSEC 法と呼んで著者らの提案する PARSEC 変更版と比較する。

3. PARSEC 法での結果と考察

PARSEC 法で NACA0012, NACA2212, RAE2822, そして JAXA の小型超音速実験機 NEXST-1 の 30%セミスパン位置と 70%セミスパン位置での翼断面を関数表現した。原形状は CAD データを意識して点列(140~200 の座標点)で与えている。ちなみに NEXST-1 の翼断面は、積分方程式を数値的に解くという方法で設計され、上下面合計で 140 点の点列で表現されている[5]。Fig. 2 と Fig. 3 に PARSEC 法による形状再現の結果を示す。ここで Baseline とは原形状を表している。Fig. 2 から PARSEC 法で NACA0012 の形状を正確に再現できていることがわかる。また Fig. 3 を見ると、遷音速翼型である RAE2822 もほぼ正確に再現できている。一方、後に述べるように、NACA2212 と NEXST-1 の翼型は PARSEC 法による表現では完全には再現できなかった。PARSEC 法は遷音速翼型の設計を意図して開発された手法であるので、関数表現できる翼形状が限られていることは当然であるかも知れない。文献[3]にも報告されているが、遷音速機の翼以外の形状設計において、PARSEC 法のパラメータを用いた最適化手法では、得られる翼型に制限があり、設計空間が限られる場合があることがわかった。

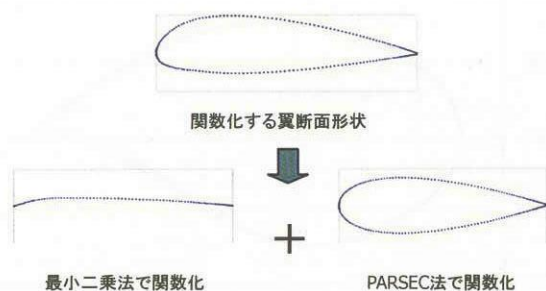
4. 提案する関数表現法(PARSEC 法の変更)

第2節でも述べたが、PARSEC 法におけるデザインパラメータの定義は設計者にとって有用な優れたものであるので、そのアイデアを生かし、表現可能な翼型の空間を広げることを試みる。その際に、関数表現のパラメータ数は増加させないこととする。

PARSEC 法でいくつかの翼型を正確に再現できない理由として、前縁半径の中心位置のずれが考えられる。前縁半径の中心位置はキャンパー上にあるべきであるが、PARSEC 法では前縁半径を決める際に、その中心位置を x 軸上にとっている。前縁半径は PARSEC 法の 11 デザインパラメータの中でも最も形状に影響するので、誤差がわずかであっても形状が大きくなりすぎてしまう可能性がある。PARSEC 法での正確な再現ができなかった翼型のキャンパーの曲率は比較的大きいことから裏付けられる。

前縁半径の中心位置の問題は、関数表現したい翼型をキャンパーと厚み分布に分けた後に関数表現することで解決できる。今回はキャンパー部分を6次の最小二乗法で、厚み分布部分を PARSEC 法で関数表現した。前縁の x 座標と z 座標は 0 となる様に座標軸を選ぶ。その場合、最小二乗法で表される方程式の定数項は必ず 0 となる。よって、キャンパー部分を表すために必要な関数係数の数は 6 となる。一方、厚み分布部分はかならず上下対象の形状となるので、上面か下面のどちらか一方の形状を関数表現できれば、もう一方は関数係数の符号の正負を逆にするによって得られる。したが

って、こちらも必要な関数係数の数は6である。キャンパー部分と合わせても係数の総数は12となり、この提案手法でも PARSEC 法と変わらないパラメータ数で翼形状を表すことができる。



5. 提案した手法での結果

上で紹介した手法で NACA2212, RAE2822, NEXST-1 の 30%セミスパン位置と 70%位置での翼断面を関数表現した結果を Figs. 4-7 に示す。先ほどと同様に Baseline は元の形状を現している。また、比較のため PARSEC 法で関数表現した結果も一緒に載せた。これらの結果から今回提案した手法は PARSEC 法よりも正確に Baseline を再現していることがわかる。このことは、Baseline からのずれの絶対値の平均値と最大値をグラフ化した Fig. 8 と Fig. 9 から数値的にも確認できる。グラフの $error_ave_PARSEC$ は PARSEC 法でのずれの平均値、 $error_max_PARSEC$ は PARSEC 法でのずれの最大値、 $error_ave_Present$ は新しい手法でのずれの平均値、 $error_max_Present$ は新しい手法でのずれの最大値をそれぞれ表している。さらに、再現性の精度を空力性能との関連を含めて追求するならば、翼断面形状の 2 階までの微係数を比較することも有意義と考えられる。しかし、ここでは、形状を再現する段階でのずれを解消することを目的としたため、微係数までの比較は行っていない。微係数までの比較は今後の課題としたい。現段階では、形状が異なっていれば、微係数も異なり、翼型の空力性能が再現されないと考えるからである。

6. キャンパーと厚み分布のずれの影響

Figs. 10-13 は 4 次、6 次、8 次のオーダーで最小二乗法を用いてキャンパーを関数表現した際の Baseline からのずれの平均と、厚み分布を PARSEC 法で関数表現した際のずれの平均を表している。キャンパーについては次数が大きくなるほどずれは小さくなることがわかった。Figs. 4-7 に示した提案手法の結果は 6 次の最小二乗法でキャンパーを再現しており、6 次の場合の誤差なら全体の形状に大きな影響を与えないと思われる。

7. 圧力分布

翼の圧力分布はわずかな形状の相違でも大きく変わる可能性がある。そのため、関数表現した NEXST-1 の翼型の圧力分布を計算し、元の形状の圧力分布と比較した。格子点数は

約 36 万点、胴体と尾翼付でオイラー方程式を用いて計算した。また、計算条件は巡航状態でマッハ数が 2、揚力係数が 0.1 とした。

Fig. 14 と Fig. 15 は NEXST-1 の 70%セミスパン位置での圧力分布を表している。これも元の圧力分布とほとんど同じ結果となった。Fig. 14 の拡大図でもわかるように NEXST-1 の翼設計のポイントである、前縁における急激な膨張も忠実に再現されている。

8. おわりに

まず、PARSEC 法の翼型設計への適応柔軟性について検証した。遷音速翼型 RAE2822, 対称翼型 NACA0012 については良好な結果を得たが、NACA2212, NEXST-1 の 30%セミスパン位置と 70%セミスパン位置での翼断面形状については、十分な設計柔軟性が確認できず、11 パラメーター PARSEC 法は改善の余地があることがわかった。PARSEC 法の優れたアイデアを生かし、その設計における柔軟性つまり設計空間の大きさの拡張のため、PARSEC 法の派生版を提案した。これは、PARSEC 法の前縁半径の中心位置のずれを修正した新しい関数表現方法である。提案した方法では広い範囲の翼型が精度良く再現できるようになり、新手法の普遍性、柔軟性が確認された。空力性能は形状の 2 階までの微係数で左右されるので、微係数に関する考察も今後行う予定である。さらに、今回は 2 次元翼型の関数化を行ったが、翼型関数係数をスパン方向の関数とすることで、今後は 3 次元翼の関数表現を試みたい。

9. 謝辞

本研究は、平成 15 年 NEDO 度産業技術研究助成事業 01A53001d による援助を受けて実施致しました。援助に関し大変感謝しております。

参考文献

- [1] Oyama, A., Obayashi, S., Nakahashi, K., and Hirose, N., "Aerodynamic Wing Optimization via Evolutionary Algorithms Based on Structured Coding," *CFD Journal*, 2000
- [2] Sobieczky H., "Parametric Airfoils and Wings, Notes on Numerical Fluid Mechanics," 1998.
- [3] Wu, H., Yang, S., Liu, F., and Tsai, H., "Comparison of Three Geometric Representations of Airfoils for Aerodynamic Optimization," AIAA-2003-4095.
- [4] Sakata, K., "Supersonic Experimental Airplane (NEXST) for next generation SST technology," AIAA Paper, 2002-0527, 2002.
- [5] Matsushima, K., Iwamiya, T., Nakahashi, K., "Wing design for supersonic transports using integral equation method," *Engineering Analysis with Boundary Elements*, Vol. 28, pp. 247-255, 2004.
- [6] <http://www.as.go.dlr.de/helmut/geometry.html>

[7] Trenker, M., Hannemann, M., Sobieczky, H.:
 Parameterized Geometries for Configuration Adaptation.
 Proc. Symposium Transsonicum IV, pp.311-316, Kluwer
 Academic Publishers 2003.

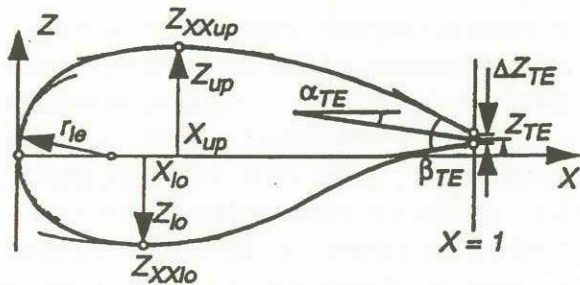


Fig.1 Design parameters for the PARSEC airfoils

- r_{le} : curvature at the leading edge
- X_{up} : x-coordinate at the crest of upper surface
- Z_{up} : z-coordinate at the crest of upper surface
- Z_{XXup} : curvature at the crest of upper surface
- X_{lo} : x-coordinate at the crest of lower surface
- Z_{lo} : z-coordinate at the crest of lower surface
- Z_{XXlo} : curvature at the crest of lower surface
- Z_{TE} : z-coordinate at the trailing edge
- ΔZ_{TE} : thickness of the trailing edge
- α_{TE} : trailing edge direction
- β_{TE} : wedge angle at the trailing edge

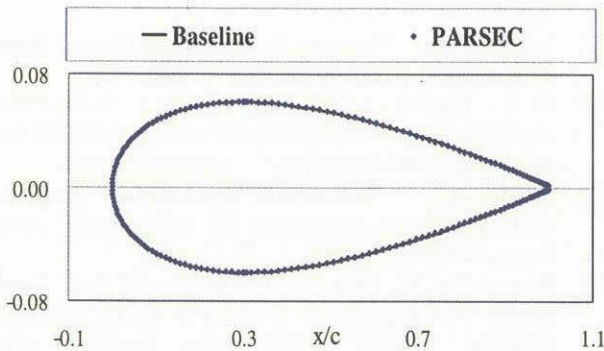


Fig.2 NACA0012 designed by the PARSEC method

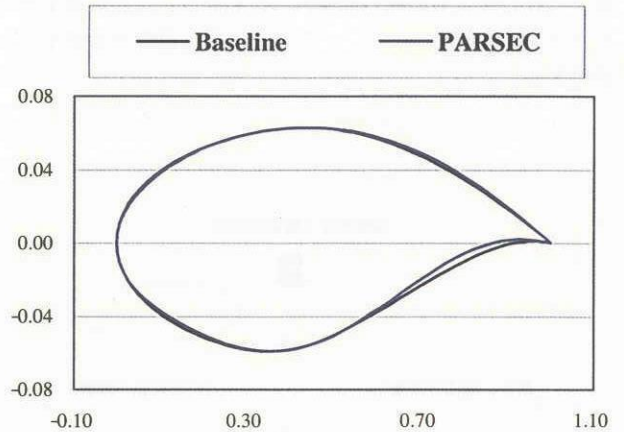


Fig.3 RAE2822 designed by the PARSEC method

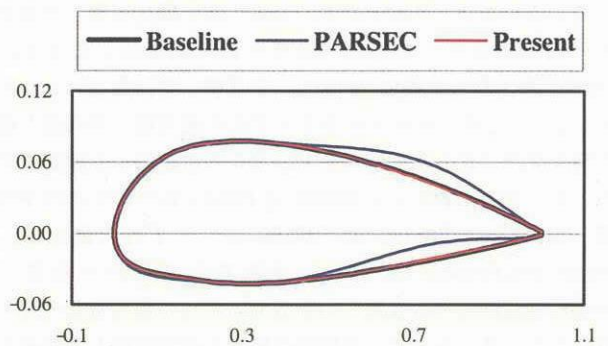


Fig.4 NACA2212 designed by the presented method

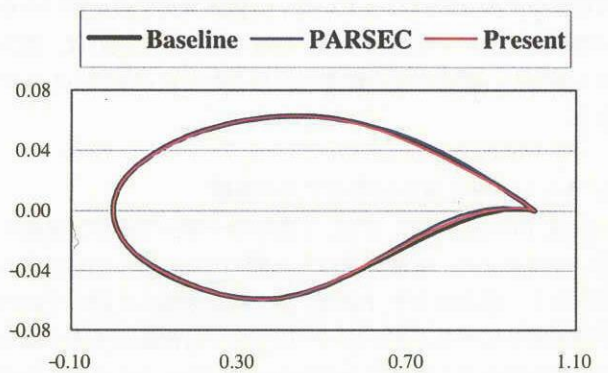


Fig.5 RAE2822 designed by the presented method

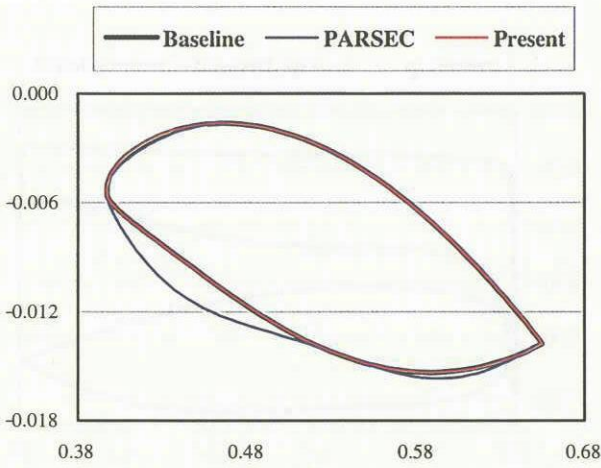


Fig.6 NEXST-1 airfoil at the 30% span station designed by the presented method

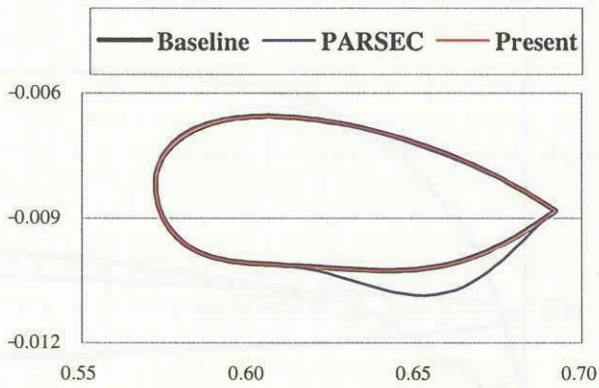


Fig.7 NEXST-1 airfoil at the 70% span station designed by the presented method

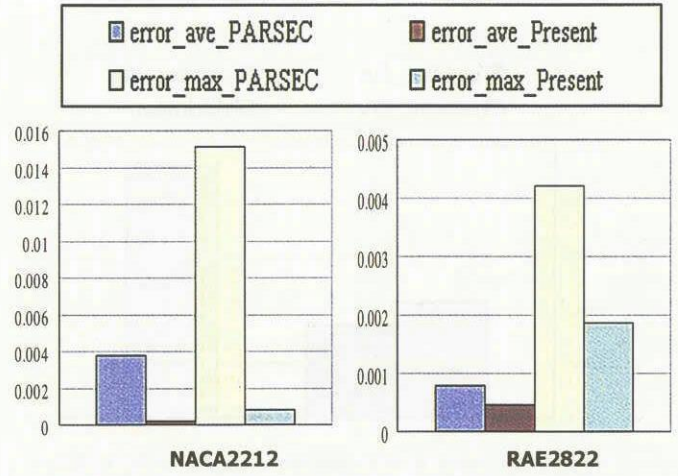


Fig.8 The average and maximum value of deviation from baseline for NACA2212 and RAE2822 designed by the PARSEC method and the presented method, respectively.

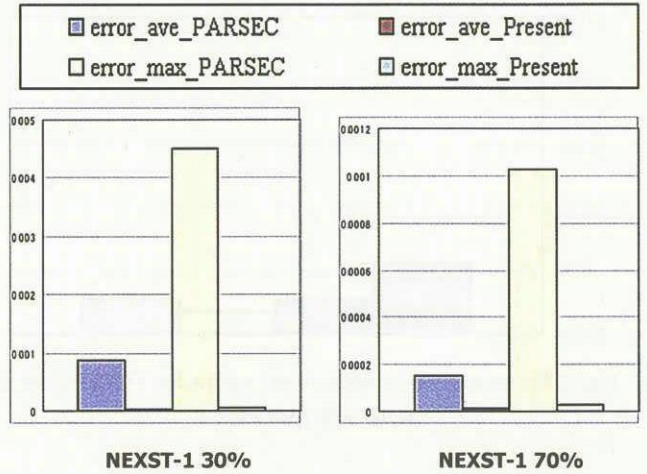


Fig.9 The average and maximum value of deviation from baseline for NEXST-1 airfoil at the 30% and 70% span stations designed by the PARSEC method and the presented method, respectively.

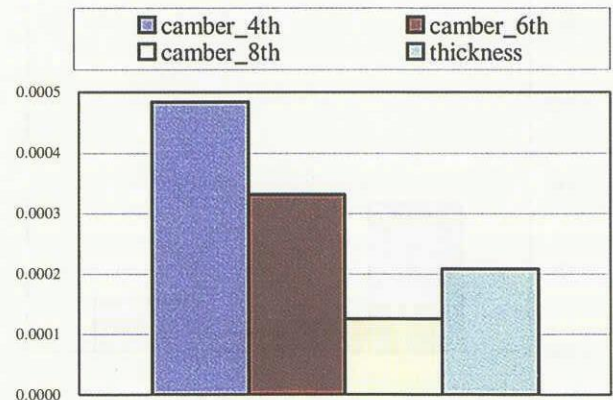


Fig.10 The average of deviation from baseline for NACA2212

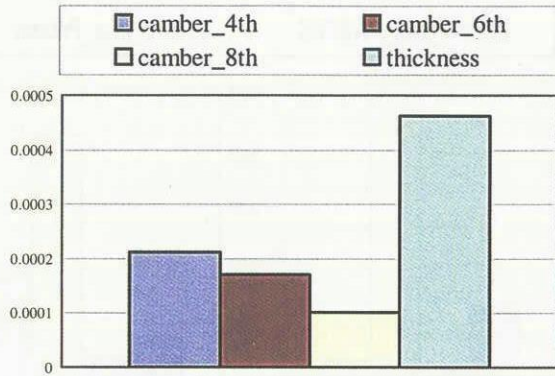


Fig.11 The average of deviation from baseline for RAE2822

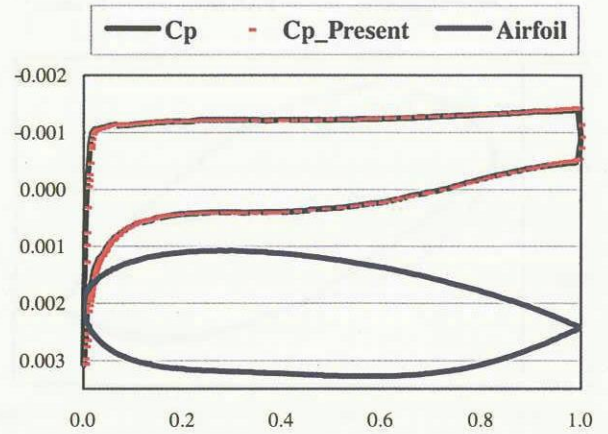


Fig.14 Cp distribution of NEXST-1 airfoil at the 70% span station

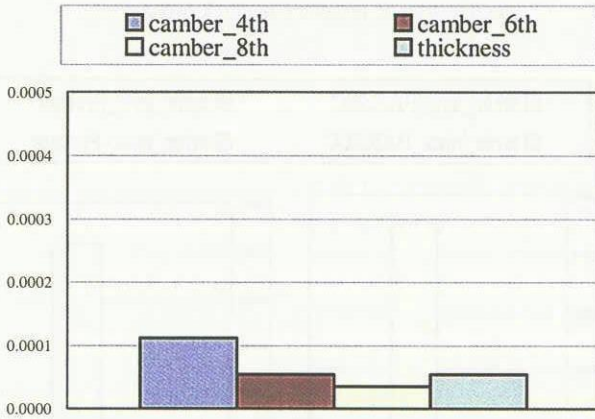


Fig.12 The average of deviation from baseline for NEXST-1 airfoil at the 30% span station

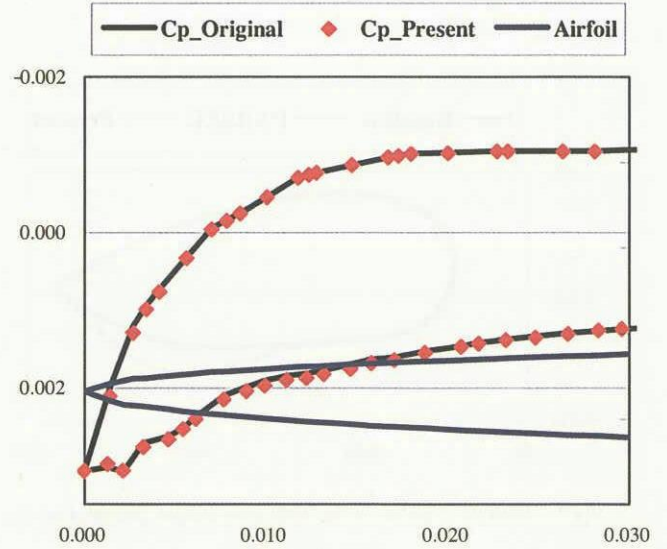


Fig.15 Cp distribution at the leading edge of NEXST-1 airfoil at the 70% span station

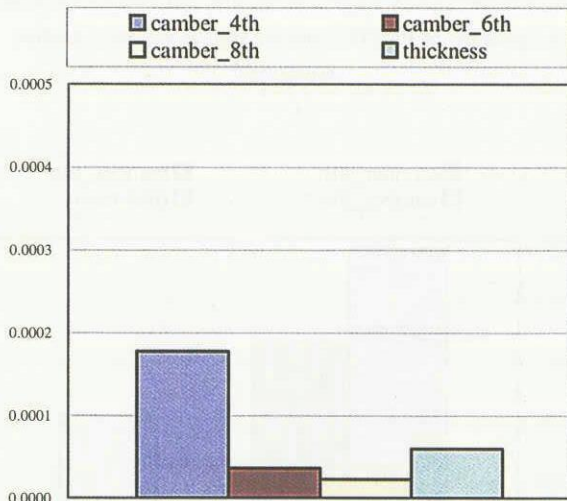


Fig.13 The average of deviation from baseline for NEXST-1 airfoil at the 70% span station

Kriging 法を用いた高揚力装置の最適設計

鄭 信圭¹、金崎 雅博²、村山 光宏²

¹ 東北大学流体科学研究所

² 宇宙航空研究開発機構総合技術研究本部

High Lift Device Optimization Design with Kriging Model

by

Shinkyu Jeong, Masahiro Kanazaki and Mitsuhiro Murayama

ABSTRACT

In this study, Kriging model is applied to an aerodynamic design of a high lift device. The position of a slat and a flap is optimized. The Kriging model is updated by selection of the maximum EI point. Sample points for the Kriging model are evaluated by using UPACS (Unified Platform for Aerospace Computational Simulation) multi-block solver developed in JAXA. The effect of each position parameter to the aerodynamic performance can be identified by 3D-plot of the Kriging model.

1. Introduction

Recently, optimization method using approximation models¹ attracts a large attention in the field of aircraft design. A designer can save a lot of computational time for objective function evaluation by using the approximation model, instead of the high-fidelity CFD solvers. However, it is apt to miss the true optimum in the design space if the exploration relies only on the estimated function values of the approximation model because these values include uncertainty at unknown points. For the robust exploration of the true optimum with the approximation model, both the estimated function value and its error should be considered at the same time.

The Kriging model²⁻³, developed in the field of spatial statistic and geostatistics, has gained the popularity today. The Kriging model predicts the distribution of function values at an unknown point instead of the function values it self. From the distribution of function values, the function value and its uncertainty at unknown points can be estimated. By using these values, the balanced local and global search is possible. This concept is expressed using the criterion 'expected improvement (EI)'⁴⁻⁵. EI indicates the probability of a point being the true optimum in the design space. By selecting maximum EI point as an additional sample point of the Kriging model, the improvement of accuracy and the robust exploration of the true optimum can be achieved at the same time.

In this study, the Kriging model is applied to the optimization of the slat and the flap position in the multi-element airfoil. MDA30P30N airfoil is used as the baseline airfoil. Sample positions for the construction of the Kriging model are evaluated by using UPACS (Unified Platform for Aerospace Computational Simulation)⁶ multi-block solver developed in JAXA. The effect of each position parameter to the aerodynamic performance can be identified by 3D-plot of the Kriging model.

2. Kriging Model

The present Kriging model expresses the unknown function $y(\mathbf{x})$ as

$$y(\mathbf{x}) = \mu + Z(\mathbf{x}) \quad (1)$$

where \mathbf{x} is an m -dimensional vector (m design variables), μ is a constant global model and $Z(\mathbf{x})$ represents a local deviation

from the global model. In the model, the local deviation at an unknown point (\mathbf{x}) is expressed using stochastic processes. The sample points are interpolated with the Gaussian random function as the correlation function to estimate the trend of the stochastic processes. The correlation between $Z(\mathbf{x}^i)$ and $Z(\mathbf{x}^j)$ is strongly related to the distance between the two corresponding points, \mathbf{x}^i and \mathbf{x}^j . However, the Euclidean distance is not used, because it weighs all design variables equally. In the Kriging model, a special weighted distance is used instead. The distance function between the point at \mathbf{x}^i and \mathbf{x}^j is expressed as

$$d(\mathbf{x}^i, \mathbf{x}^j) = \sum_{k=1}^m \theta_k |x_k^i - x_k^j|^2 \quad (2)$$

where θ_k ($0 \leq \theta_k \leq \infty$) is the k th element of the correlation vector parameter Θ . By using the specially weighted distance and the Gaussian random function, the correlation between the point \mathbf{x}^i and \mathbf{x}^j is defined as

$$\text{Corr} [Z(\mathbf{x}^i), Z(\mathbf{x}^j)] = \exp[-d(\mathbf{x}^i, \mathbf{x}^j)] \quad (3)$$

The Kriging predictor is

$$\hat{y}(\mathbf{x}) = \hat{\mu} + \mathbf{r}'\mathbf{R}^{-1}(\mathbf{y} - 1\hat{\mu}) \quad (4)$$

where $\hat{\mu}$ is the estimated value of μ , \mathbf{R} denotes the $n \times n$ matrix whose (i, j) entry is $\text{Corr}[Z(\mathbf{x}^i), Z(\mathbf{x}^j)]$. \mathbf{r} is vector whose i th element is

$$r_i(\mathbf{x}) \equiv \text{Corr}[Z(\mathbf{x}), Z(\mathbf{x}^i)] \quad (5)$$

and $\mathbf{y} = [y(x^1), \dots, y(x^n)]$.

The detailed derivation of Eq. (4) can be found in [7].

The unknown parameter to be estimated for constructing the Kriging model is Θ . This parameter can be estimated by maximizing the following likelihood function

$$\begin{aligned} Ln(\hat{\mu}, \hat{\sigma}^2, \theta) = & -\frac{n}{2} \ln(2\pi) - \frac{n}{2} \ln(\hat{\sigma}^2) - \frac{1}{2} \ln(|\mathbf{R}|) \\ & - \frac{1}{2\hat{\sigma}^2} (\mathbf{y} - \mathbf{1}\hat{\mu})' \mathbf{R}^{-1} (\mathbf{y} - \mathbf{1}\hat{\mu}) \end{aligned} \quad (6)$$

where $\mathbf{1}$ denotes an m -dimensional unit vector.

Maximizing the likelihood function is an m -dimensional unconstrained non-linear optimization problem. In this paper, the alternative method⁸ is adopted to solve this problem.

For a given θ , $\hat{\mu}$ and $\hat{\sigma}^2$ can be defined as

$$\hat{\mu} = \frac{\mathbf{1}' \mathbf{R}^{-1} \mathbf{y}}{\mathbf{1}' \mathbf{R}^{-1} \mathbf{1}} \quad (7)$$

$$\hat{\sigma}^2 = \frac{(\mathbf{y} - \mathbf{1}\hat{\mu})' \mathbf{R}^{-1} (\mathbf{y} - \mathbf{1}\hat{\mu})}{n} \quad (8)$$

Next, vector θ is updated by using

$$\theta^{new} = \theta^{old} + \mathbf{B}^{-1} \frac{\partial Ln}{\partial \theta} \quad (9)$$

where

$$\begin{aligned} \frac{\partial Ln}{\partial \theta_k} = & -\frac{1}{2} \text{tr} \left\{ \frac{1}{\mathbf{R}} \frac{\partial \mathbf{R}}{\partial \theta_k} \right\} \\ & - \frac{1}{2\hat{\sigma}^2} (\mathbf{y} - \mathbf{1}\hat{\mu})' \frac{1}{\mathbf{R}} \frac{\partial \mathbf{R}}{\partial \theta_k} \frac{1}{\mathbf{R}} (\mathbf{y} - \mathbf{1}\hat{\mu}) \end{aligned} \quad (10)$$

and the (i, j) th element of matrix \mathbf{B} is $\frac{1}{2} t_{ij}$ with

$$t_{ij} = \text{tr} \left(\mathbf{R}^{-1} \frac{\partial \mathbf{R}}{\partial \theta_i} \mathbf{R}^{-1} \frac{\partial \mathbf{R}}{\partial \theta_j} \right). \quad (11)$$

For this updated θ^{new} , new values of $\hat{\mu}$ and $\hat{\sigma}^2$ can be calculated using Eq. (7) and (8). This routine is iterated until function Ln converges to a maximum value

The accuracy of the prediction value largely depends on the distance from sample points. Intuitively speaking, the closer point \mathbf{x} to sample points, the more accurate is the prediction $\hat{y}(\mathbf{x})$. This intuition is expressed in following Equation.

$$s^2(\mathbf{x}) = \hat{\sigma}^2 \left[1 - \mathbf{r}' \mathbf{R}^{-1} \mathbf{r} + \frac{(\mathbf{1} - \mathbf{1} \mathbf{R}^{-1} \mathbf{r})^2}{\mathbf{1}' \mathbf{R}^{-1} \mathbf{1}} \right] \quad (12)$$

$s^2(\mathbf{x})$ is the mean squared error of the predictor. $s(\mathbf{x})$ indicates the uncertainty at the estimation point. The root mean squared error (RSME) is expressed as $s = \sqrt{s^2(\mathbf{x})}$.

3. Expected Improvement and Treatment of Constraint

In order to find the true optimum, the Kriging model uses both the estimated function value and the uncertainty at the points. Based on these values, the point having the largest probability of being global optimum is found. This concept is expressed by the criterion 'expected improvement (EI)'. The EI is expressed as follows:

$$E(I) = s \int_{-\infty}^{f_{\min}^n - z} (f_{\min}^n - z) \phi(z) dz \quad (13)$$

where $f_{\min}^n = \frac{y_{\min} - \hat{y}}{s}$, $z = \frac{y - \hat{y}}{s}$ and

$$I(x) = \begin{cases} [y_{\min} - y(x)] & \text{if } y(x) < y_{\min} \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (14)$$

To impose the constraint effects into the conventional EI criterion, the probability of satisfying the constraints is calculated on the Kriging model for constraints. If there is the constraint $c_i(x) > a_i$, the probability of satisfying this constraint⁹ is

$$\begin{aligned} P(c_i(x) \geq a_i) = & \frac{1}{s_i \sqrt{2\pi}} \int_{a_i}^{\infty} e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{c_i(x) - a_i}{s_i} \right)^2} dc_i(x) \\ = & 1 - \Phi \left(\frac{\hat{c}_i(x) - a_i}{s_i} \right) \end{aligned} \quad (15)$$

And the constraint imposed EI criterion is as follows:

$$E_c(I) = E(I) \cdot P(c_i(x) > a_i) \quad (16)$$

4. Optimization Problem

The optimization problem is to find the position of the slat and the flap where maximizing L/D subject to $Cl > Cl_{\text{baseline}} (= 4.1)$ at a specified condition (Mach=0.2 and AOA=16.21).

4.1. Definition of Design Variables

Total 6 design variables are used to define the position of the slat and the flap. Figure 1 show the baseline airfoil (MDA30P30A) and design variables. Search region of each design variable is defined as follows:

- 1) slat angle:
-10deg. $\leq \Delta\theta_{\text{slat}} \leq 10$ deg.
- 2) x displacement of slat:
-0.03 $\leq \Delta x_{\text{slat}}/c \leq 0.02$
- 3) y displacement of slat:
-0.05 $\leq \Delta y_{\text{slat}}/c \leq 0.05$
- 4) flap angle:
-10deg. $\leq \Delta\theta_{\text{flap}} \leq 10$ deg.
- 5) x displacement of flap:
-0.03 $\leq \Delta x_{\text{flap}}/c \leq 0.05$
- 6) y displacement of flap:
-0.1 $\leq \Delta y_{\text{flap}}/c \leq 0.01$

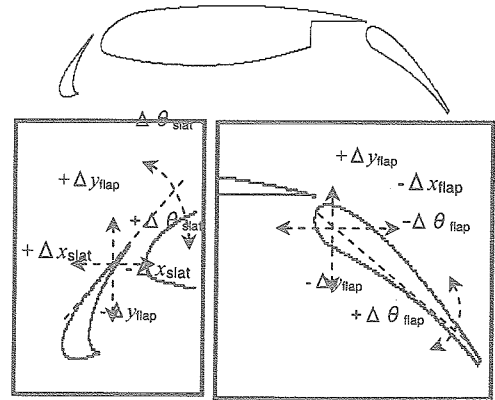


Figure 1. Baseline geometry and design variables

In this search region, total 20 sample points are selected by using the Latin hypercube sampling.

4.2 Evaluation

Evaluations of sample points for the Kriging model are performed by using UPACS (Unified Platform for the Aerospace Computation Simulation), a structured multi-block flow solver. UPACS was developed at Japan Aerospace Exploration Agency (JAXA; formerly National Aerospace Laboratory) as a common-base code for aerodynamic researcher.

In this study, Reynolds-averaged Navier-Stokes is used with the Spalart-Allmaras turbulent model. Flux is evaluated by Roe scheme with MUSCLE method for the third-order spatial accuracy.

The computation domain is typically decomposed into 33-36 sub-domains. Number of cells is about 10,000 in each domain. To reduce the mesh generation time, the dynamic mesh method is applied to deform the mesh around the baseline configuration, if mesh movement is not so large. If the mesh movement is large, the computational mesh is regenerated.

4.3 Optimization Procedure

The overall optimization procedure is shown in Fig. 2.

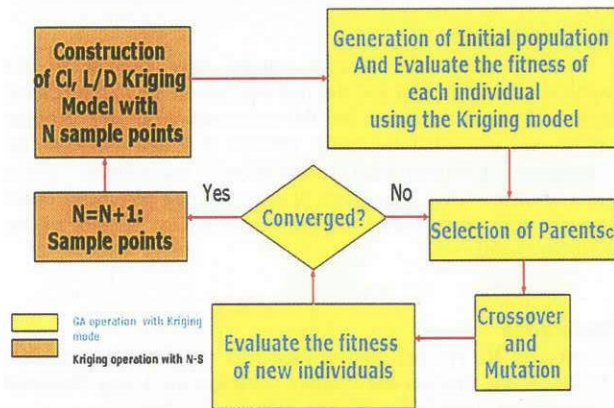


Figure 2. Overall procedure of the optimization

1. Kriging models are constructed for C_l and L/D with 24 sample points
2. GA operations¹⁰
 - Generation of initial population and evaluation of $E_c(I)$ and $Area\ ratio$
 - Selection of parents
 - Crossover and mutation
 - Evaluation of new individuals in Kriging models

When the generation exceeds 100, the point which gives maximum EI is selected as an additional sample point. This routine is iterated until the termination criterion is reached. In this study, termination criterion is the maximum number of additional sample points.

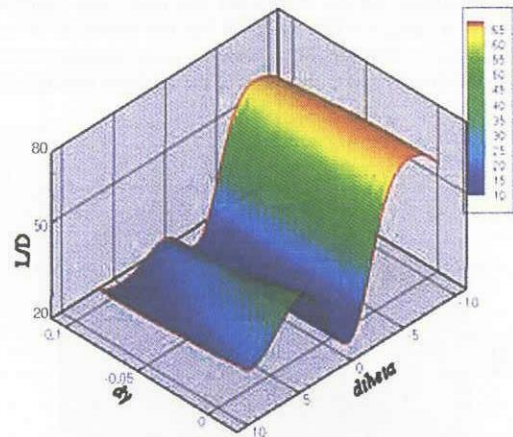
5. Results and Discussion

5.1 Initial Kriging model

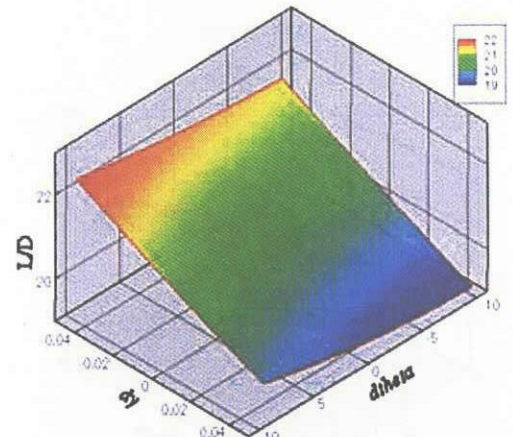
Figure 3 show L/D plots against $\Delta\theta_{flap}-\Delta y_{flap}/c$, $\Delta\theta_{slat}-\Delta y_{slat}/c$ and $\Delta\theta_{slat}-\Delta\theta_{flap}$ predicted by the initial Kriging model with 20 sample points.

The maximum L/D point in Fig 3(a) is found around $\Delta\theta_{flap}=-8$. The local maximum is found around $\Delta\theta_{flap}=3$ and $\Delta y_{flap}/c = 0$. According to the Fig 3(a), the angle of flap gives a large effect to the L/D performance of this airfoil. On the other hand, the y-displacement of flap gives little effect to the L/D performance of this airfoil. In case of Fig. 3(b), the maximum is found at $\Delta\theta_{slat}=10$. and $\Delta y_{slat}/c=-0.04$. However, the effect of the slat is

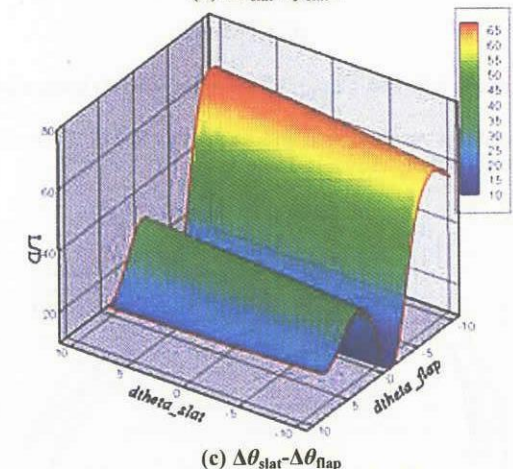
smaller than the effect of the flap. Fig.3(c) shows that the change of the flap angle gives a larger effect than that of the slat angle.



(a) $\Delta\theta_{flap}-\Delta y_{flap}/c$



(b) $\Delta\theta_{slat}-\Delta y_{slat}/c$



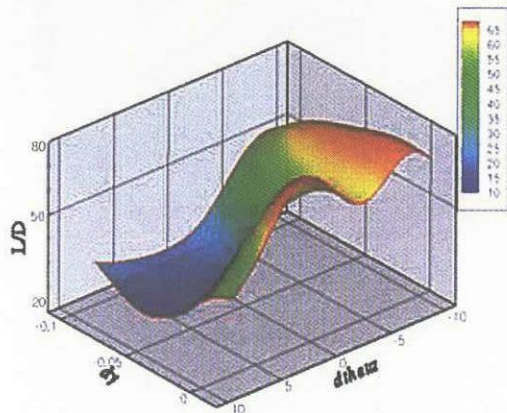
(c) $\Delta\theta_{slat}-\Delta\theta_{flap}$

Figure 3. L/D plots predicted by the initial Kriging model

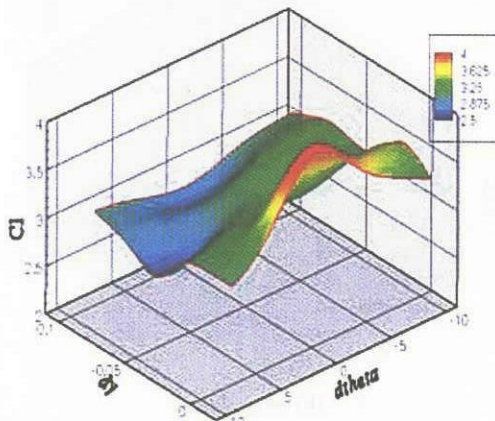
5.2 Improved Kriging Model

Figure. 4 shows the L/D and the C_l plot in the improved Kriging model with 5 additional sample points. In Fig. 4(a), another local maximum around $\Delta\theta_{flap}=0$, $\Delta y_{flap}=0$ which was not found in Fig. 3(a) is shown. It means that the balanced local and global search has been done by adding the additional sample

points. In the improved Kriging model, two positions which show high L/D performance are found. According to Fig. 4(b), CI at $\Delta\theta_{flap}=0, \Delta y_{flap}=0$ is higher than CI at $\Delta\theta_{flap}=-0.02, \Delta y_{flap}=-8$. This result suggests that the baseline configuration is useful for normal landing condition. On the other hand, this result also suggests that the design at $\Delta\theta_{flap}=-0.02, \Delta y_{flap}=-8$ has the potential to be used for go-around (retrial landing caused by some troubles) condition because the drag is lower than that of the baseline configuration.



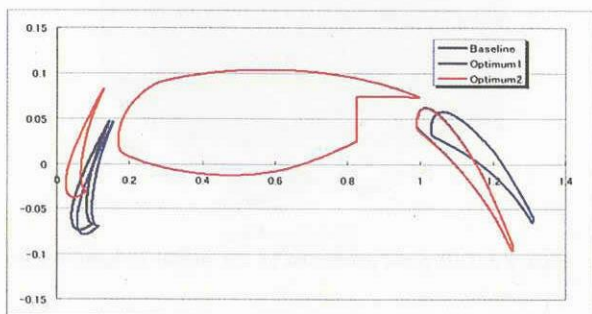
(a) L/D plot



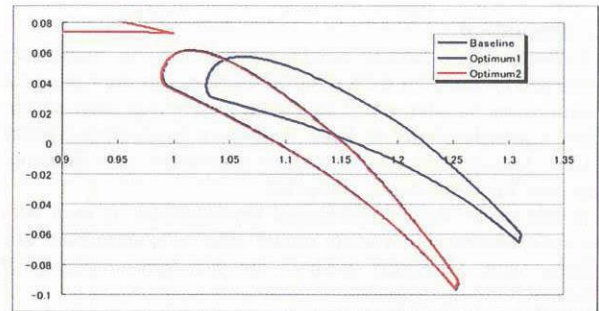
(b) CI plot

Figure 4. L/D and CI plot by the improved Kriging model

The positions are compared with each other in Fig. 5. The CI and L/D performances shown in Table 1.



(a) Overall view



(b) Close up view

Figure 5. Position comparison

Table 1. Comparison of aerodynamic performances

	Baseline	Optimum1	Optimum2
CI	4.103	3.559	4.113
L/D	78.088	78.427	78.091

6. Conclusion

In this study, the Kriging model was applied to the optimization of the slat and the flap position in the multi-element airfoil. Sample positions for the construction of the Kriging model are evaluated by using UPACS (Unified Platform for Aerospace Computational Simulation) multi-block solver developed in JAXA. The effect of each position parameter to the aerodynamic performance can be identified by 3D-plot of the Kriging model.

Reference

- 1) Myers, R. H. and Montgomery, D. C, *Response Surface Methodology: Process and Product Optimization Using Designed Experiments*, John Wiley & Sons, New York, 1995.
- 2) Timothy, W. S., Timothy M. M., John, J. K. and Farrokh, M, "Comparison of Response Surface And Kriging Models for Multidisciplinary Design Optimization," AIAA paper 98-4755.
- 3) Sack, J., Welch, W. J., Mitchell, T. J. and Wynn, H. P., "Design and analysis of computer experiments (with discussion)," *Statistical Science* 4, 1989, pp. 409-435.
- 4) Matthias, S., William, J. W. and Donald, R. J., "Global Versus Local Search in Constrained Optimization of Computer Models," *New Developments and Applications in Experimental Design*, edited by N. Flournoy, W.F. Rosenberger, and W.K. Wong, Institute of Mathematical Statistics, Hayward, California, Vol. 34, 1998, pp. 11-25.
- 5) Donald, R. J., Matthias S and William J. W, "Efficient Global Optimization of Expensive Black-Box Function," *Journal of global optimization*, Vol. 13, 1998, pp. 455-492.
- 6) Takaki, R., Yamamoto, K., Yamane, T., Enonoto, S. and Mukai, J., "Development of the UPACS CFD Environment," *Proceeding of ISHPC 2003*, Springer, 2003, pp. 307-319.
- 7) Koehler, J and Owen, A. Computer experiments, in S. Ghosh and C. R. Rao (eds.), *Handbook of Statistics, 13: Design and Analysis of Experiments*, Elsevier, Amsterdam, 1996, pp. 261-308.
- 8) Mardia, K. V. and R. J. Marshall, "Maximum likelihood estimation of models for residual covariance in Spatial regression," *Biometrika* Vol. 71, 1984, pp. 135-146.
- 9) Matthias, S., "Computer Experiments and Global Optimization," Ph.D Dissertation, Statistic and Actuarial Science Dept., University of Waterloo, Waterloo, Ontario, 1997.
- 10) Goldberg, D. E., "Genetic Algorithms in Search, Optimization & Machine Learning," Addison-Wesley Publishing, Inc., Reading, Jan., 1989.

Acceleration of GA in aerodynamics by Search Space Reduction and Artificial Neural

○ルソー・ヤニック, 中村佳朗(名大工)

Yannick ROUSSEAU and Yoshiaki NAKAMURA

Dept. of Aerospace Eng., Nagoya University, Nagoya, 464-8603, Japan

Genetic algorithms (GAs) have been successfully applied to numerical optimization problems, unfortunately GAs still remain computationally expensive, and the high computational cost make the use thereof impractical in most Aerodynamic optimization problems. Computational cost reduction is undoubtedly thought to be a common problem of most Aerodynamic shape optimization.

In our approach, Artificial Neural Network (ANN) is used for function approximation; a number of mathematical computations are performed on the approximated function to obtain a reduced model. This resulting mathematical model is used to locate the variables that affect most the cost function.

Our approach is first tested on analytical functions, then numerical experimentations are conducted to solve shape optimization problem for the design of a wing profile. For each evaluation required by the optimizer, the Navier-Stokes equations with the Baldwin-Lomax turbulence model are solved.

1. Introduction

In an optimization problem not all of the variables are of the same importance, or, having advanced in the optimization process, no more all of the design parameters are important.

Therefore, it would be more efficient to focus on the directions of the search space with the highest "pay-off", instead of consuming CPU time to explore directions with a minor impact on the fitness or cost function value.

In the present, Artificial Neural Networks (ANNs) with Radial Basis Function (RBF) are used with Gaussian activation function to approximate the fitness function.

Reduction of Search Space (RSS) is then applied on the ANN response to locate the variables that affect the most the cost function.

Firstly, the present method is applied to widely used GA test functions, then, to drag minimization of a two-dimensional airfoil.

2. Neural Network for function approximation.

Artificial Neural Networks are very sophisticated modeling techniques capable of approximating extremely complex functions. They are particularly well fitted for approximation when we don't have any knowledge about the function a priori. They are applicable in any situation in which a relationship between the inputs (shape parameters) and outputs (cost functions) exists.

The choice of the type of ANN has been guided by its low cost of training. The RBF network (Fig.1) is a three-layer feed forward network that uses a linear transfer function for the output units and a nonlinear transfer function (Gaussian) for the hidden units.

Gaussian activation function: $\varphi(u, s) = \exp(-u^2/2s^2)$ with $u = \|x - t\|$ distance of $x = (x_1, \dots, x_m)$ from center vector t , s spread associated.

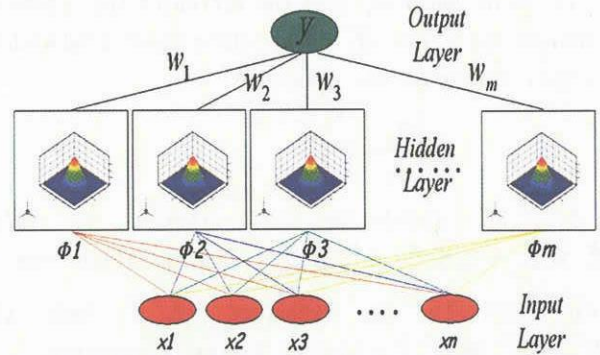


Fig. 1 RBF Neural Network

From the Fig.1 we can see that the network response to the input x is y :

$$y = w_1\varphi_1(\|x - t_1\|) + \dots + w_m\varphi_m(\|x - t_m\|) \tag{Eq. 1}$$

In our approach the ANN is trained by conventional back propagation algorithm using the entire database as centers. The spread is based on Euclidean metrics, weights w are obtained through Least mean Square algorithm using a Quasi-Newton algorithm with BFGS approximation of Hessian matrix [5]. LMS is an iterative procedure; this method of training is robust and provides good results.

3. Reduction of Search Space.

The reduction of the search space is the result of mathematical analysis performed on approximations of the fitness function supplied by Artificial Neural Networks from (Eq. 2).

Suppose a design point $x = (x_1, x_2, \dots, x_n)$ in the Euclidian space E^n , to be optimized with respect to

multiple criteria $f : E^n \rightarrow \mathfrak{R}$. An important information would be to locate the variables that affect the most f .

The cost function f can be approximated as follows:

$$f(x) = f(x_0) + \nabla f(x_0)' \delta x + \frac{1}{2} \delta x' H(x_0) \delta x + \dots \tag{Eq. 2}$$

Where $\delta x = x - x_0$ is the distance from a given point x_0 in the search space and $H(x_0)$ is Hessian matrix calculated at x_0 . After diagonalizing the Hessian matrix in the basis of the eigenvectors G' of $H(x_0)$, Eq. 2 is reduced to:

$$f(x) = f(x_0) + \sum_{i=1}^n \left(\alpha_i \delta \xi_i + \frac{1}{2} \lambda_i \delta \xi_i^2 \right) \tag{Eq. 3}$$

with $\delta \xi = G' \delta x$

It can be shown [3] that the variables that cause the greatest variation δf_i to f are those associated with the largest values of the quantity:

$$\left| \frac{\alpha_i^2}{\lambda_i} \right| = \xi_i$$

By reordering these values $\xi_1 \leq \xi_2 \leq \dots \leq \xi_p \leq \dots \leq \xi_n$, optimization can be restricted to the subspace E^{n-p} such that $E^n = E^p \oplus E^{n-p}$ achieving faster convergence.

Having ordered ξ_i an issue that directly arises is how many of the corresponding parameters to keep for the reduced space optimization. Our approach, which seems to perform well, is to specify a minimum dimension d of the reduced space and additionally keep the parameters, for which the corresponding value ξ_i is of the same order of magnitude as ξ_d

4. Algorithm.

The algorithm can be divided into 3 phases:

□ Phase 1: The starting population keeps evolving for a few generations. The genetic operators apply on all the design variables. The evaluated individuals are kept in a database, along with their fitness function values.

□ Phase 2: An RBF network is trained, a small percentage, 10%, of the population is moved to the region of the local optimum to enhance exploration (the test cases are updated). The population keeps evolving for a number of generations, with the genetic operators being applied only to the variables identified as the most important. Then, the best individual of the local GA is reinserted randomly into the GA population

□ Phase 3: The GA shifts to full optimization, the population keeps evolving for a number of generations, with the genetic operators being applied to all the design variables.

□ Phases 2 and 3 are alternated up to convergence.

The algorithm can be summarized by the following flowchart:

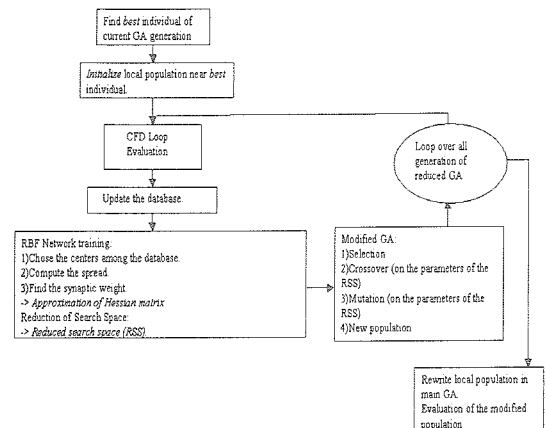


Fig. 2 Flowchart of GA with the Reduced Model

5. Test functions.

GA with Reduced Model algorithm has been tested on Rastrigin and Rosenbrock functions:

$$\text{Rastrigin} := 2.n + \sum_{i=1}^n \left(0.1x_i^2 - 2 \cos\left(\frac{\pi}{2} x_i\right) \right) \quad (-5.12 \leq x_i < 5.12)$$

$$\text{Rosenbrock} := \sum_{i=1}^{n-1} \left(2.(x_{i+1} - x_i^2)^2 + (1 - x_i)^2 \right) \quad (-5.12 \leq x_i < 5.12)$$

Using GA strategies from the table Fig. 3.

Due to the randomness intrinsic of the GA (initial random population, crossover and mutation operators) several runs need to be evaluated and results from Fig. 4-7 show the “best” run of the conventional GA against the “worst” run of the proposed approach.

From Fig. 4-5, unimodal function, we can clearly see the advantages of the algorithm. By doing local search near the best individual of the current GA and by privileging some search directions the convergence is accelerated. Indeed the proposed algorithm act like a “gradient-based” search method, with the particularity that instead of evolving in the descent direction we perform GA on the most “pay-off” variables. Which should not be the case, a priori, of a multimodal function, as we would be trapped into a local optimum.

However, applied to the Rastrigin test function, Fig. 6-7, the algorithm perform relatively well and allow to reach the global minimum in fewer function evaluations compared to the “best” conventional GA. In fact, the dimension of the local search, based on the variance of the individual, is wide enough to move out from the local minimum.

Acceleration of convergence has been verified on test functions, we can apply this methodology to shape optimization problem.

6. Shape parameterization.

In the present study we perform Bezier curve fitting of the set of data points to restrict the design variables to the n Bezier control points. The control points (x_i^B, y_i^B) $i=0, n+1$ of the Bezier curve of degree n that best fit the airfoil (x_j, y_j) , $j=1, Nt$ are determined by minimizing the norm:

$$L_2 = \frac{1}{2} \sum_1^{Nt-1} (y_B(t) - y_j)^2 \cdot \frac{x_{j+1} - x_{j-1}}{2}$$

with t such that $x_B(t) = \sum_0^n B_n^i(t) x_i^B$ and the

$$\text{Bezier parameterization: } \begin{cases} x_B(t) = \sum_0^n B_n^i(t) x_i^B \\ y_B(t) = \sum_0^n B_n^i(t) y_i^B \end{cases}$$

Since previous work [4] show that cosine distribution of abscises x_i^B often used in practice, indeed gives somewhat more accurate results than a uniform distribution and fully optimized distribution of point, we keep the abscises fixed using a cosine distribution. As a consequence, optimization is carried out only on the coordinates y_i^B , $i=0, n+1$.

7. Drag minimization problem.

The methodology has been applied to the drag minimization of the RAE2822 transonic airfoil ($Mach = 0.73; AoA=2.79; Re/m=6.5e5$), parameterized with 8 control points for the upper and lower surfaces (Fig. 8).

The RANS equations are solved using a finite volume-cell-centered for the space discretization and a 5th order Runge-Kutta scheme for the time integration. Implicit residual averaging, combination of second and fourth order artificial dissipation, local-time stepping and Baldwin-Lomax turbulence are used, the calculation domain is a C-type grid.

The fitness function is:

$$F(Y_1, \dots, Y_{nparam}) = \frac{C_D}{C_{D0}} \quad nparam=8$$

with C_{D0} drag of the initial geometry.

Concerning the GA strategy, we used the same strategy as the test function of dimension 8.

After conducting the optimizations, the proposed approach reaches the solution of the conventional GA in only 1550 CFD evaluations and converges more significantly (Fig. 9). The pressure-drag is reduced from 0.0135 to 0.012. The corresponding initial and

optimized iso-Mach number contours are given on Fig. 10 and 11. We can notice that the shock strength has visibly been reduced.

This experiment demonstrates the effectiveness of the proposed approach.

Conclusions

Acceleration of GA by Artificial Neural Network and Reduction of Search Space has been verified. However the results still depends upon many parameters that needed to be tuned by the user (dimension of the local search, when to use the Reduced Model, quality of approximated function, i.e. ANN). Indeed, as the GA evolves, the training of the ANN gets not only more and more time consuming (still reasonable compared to usual CFD calculation), but also it may leads to some discrepancies due to the clustering of the centers (niching). Future investigations need to be done to obtain a self-adaptative and efficient algorithm.

References

- [1] D. E. GOLDBERG. *Genetic Algorithms in search, optimization & machine learning*. Addison-Wesley, 1989.
- [2] S. HAYKIN. *Neural Networks*. Prentice Hall International, Inc., 2nd edition, 1998.
- [3] M. Karakasis and J.-A. Désidéri. *Model reduction and adaption of optimum-shape design in aerodynamics by neural networks*. Rapport de Recherche 4503, INRIA, July 2002.
- [4] Zhi Li Tang and Jean-Antoine Désidéri. *Towards Self-Adaptive Parameterization of Bézier Curves for Airfoil Aerodynamic Design*. Rapport de Recherche 4572, INRIA, Septembre 2002.
- [5] LIU, D. C. and NOCEDAL, J. *On the limited memory BFGS method for large scale optimization*. Mathematical Programming 45:503-528. 1989.

Function	Rastrigin		Rosenbrock	
	2	8	2	8
Dimension	2	8	2	8
Population size	10	50	10	50
One point crossover prob.	70%			
Mutation probability	10%	2%	10%	2%
Coding	26 bits			
Generation using Full Model	5	5	5	5
Generation using Reduced Model (RM)	3	5	3	5
High Mutation probability of RM.	90%			
High Crossover probability of RM	33%	20%	33%	20%
Coding	16 bits			
Population of RM	3	5	3	5

Fig. 3 GA strategies for test functions

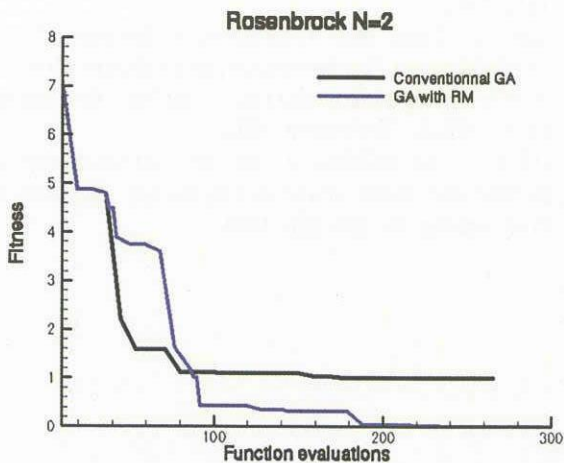


Fig. 4 Convergence history for Rosenbrock N=2

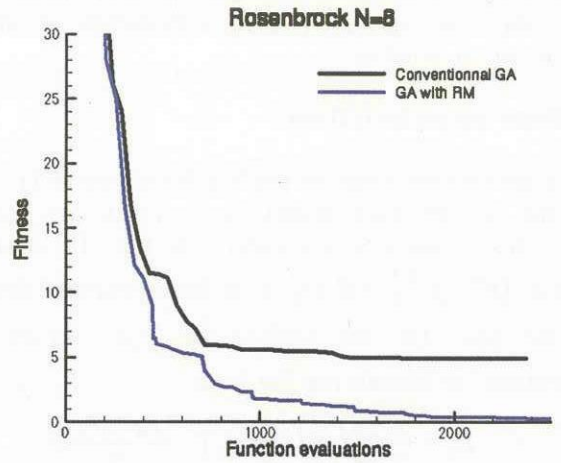


Fig. 5 Convergence history for Rosenbrock N=8

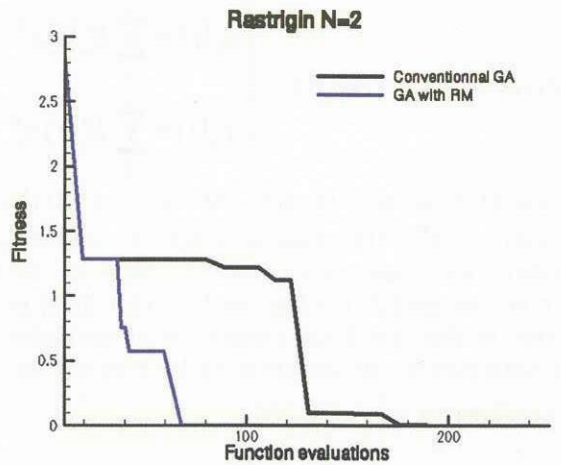


Fig. 6 Convergence history for Rastrigin N=2

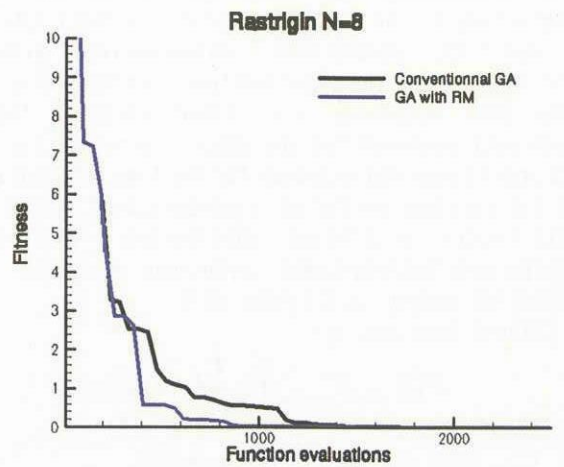


Fig. 7 Convergence history for Rastrigin N=8

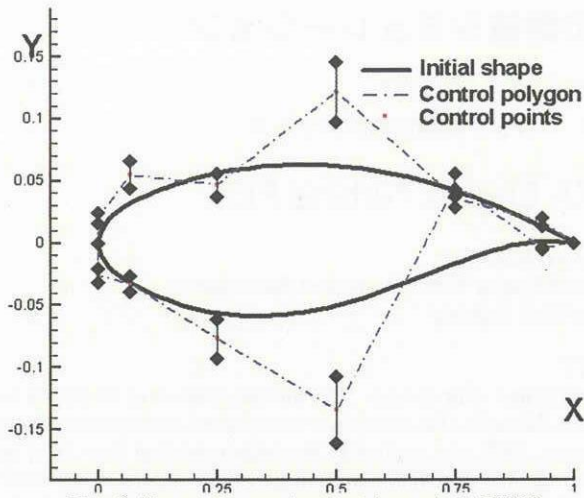


Fig. 8 Shape parameterization of RAE2822

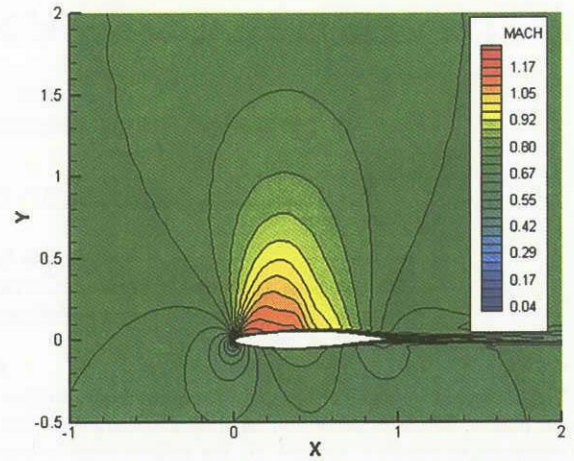


Fig. 11 Iso-Mach contour of the solution

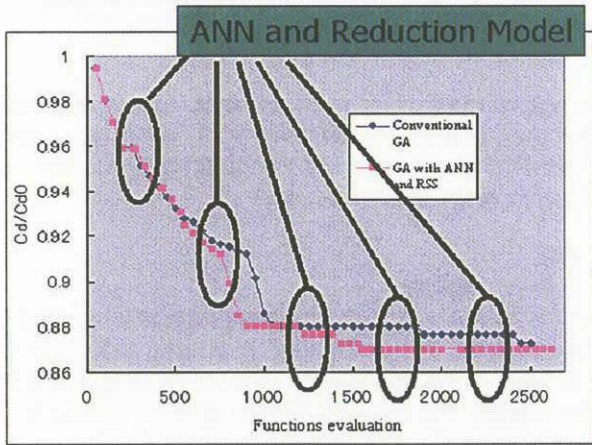


Fig. 9 Convergence History

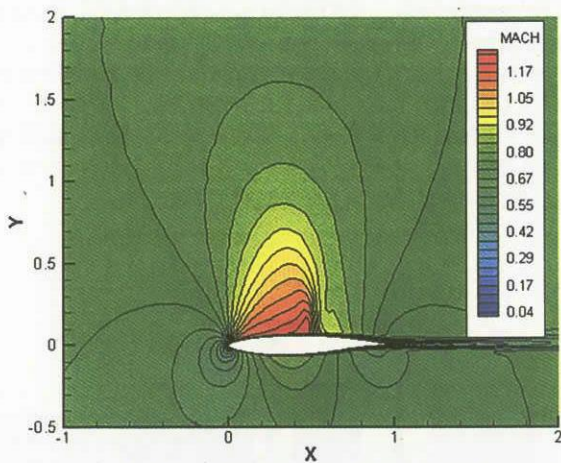


Fig. 10 Initial iso-Mach contour

LE-7A エンジンタービン流れの数値シミュレーション

才木 一寿, 野崎 理

宇宙航空研究開発機構 総合技術研究本部 エンジン試験技術開発センター

Numerical Simulation of LE-7A Engine Turbine Flow

by

Kazuhisa SAIKI, Osamu NOZAKI

Aeroengine Testing Technology Center, Institute of Space Technology and Aeronautics
Japan Aerospace Exploration Agency

ABSTRACT

The fuel turbo pump(FTP) of LE-7A engine had vibration problem of turbine rotor system. The turbine consists of 33 nozzle vanes, 58 rotor blades, 36 stator vanes and an upstream manifold. The manifold has 30 radial slits between a volute and a downstream passage. It was important to clarify the cause of the turbine rotor vibration. Therefore, CFD was applied to investigate internal flow field and to obtain aerodynamic characteristics of the turbine. The turbine cascade part and the upstream manifold part were simulated separately, in this study. In the turbine cascade simulation, the effect of rotor tip leakage flow was investigated. As a result of the numerical calculation, it was assumed that the change of tip clearance in accordance with the eccentricity of turbine rotor reduce the system dump of the rotor system. On the other hand, the manifold simulation shows unsteady flow phenomena downstream of the slits. Analysis and visualization of numerical simulation results revealed the unsteady flow caused by periodical vortex shedding from the wake of the manifold struts.

1. はじめに

LE-7A エンジン液水ターボポンプのタービン側において発生した軸振動の原因究明のため、タービンの数値シミュレーションにより内部流動の調査ならびに空力データを取得した。このタービンはノズル、動翼、静翼と上流マニフォールドから成るが、タービン翼列部と上流マニフォールド部について実施した CFD シミュレーションについて本報では報告する。

2. 計算対象

計算対象である液水ターボポンプ(FTP)タービンの鳥瞰図を Fig.1 に示す。この FTP タービンはタービン翼列部(図中青色の部分)とその上流のマニフォールド部(図中赤色の部分)から成り、プリバーナーで燃焼した未燃焼水素を多く含む水蒸気がマニフォールドへ流入する。マニフォールドに流入した流れは、マニフォールド内で周方向から半径内向き方向へと流れの方向を変え、さらにタービンノズルの上流で半径内向き方向から軸方向へ流れの向きを変えられタービンを駆動する。なお、実機のタ

ービン翼列は33枚のノズル、58枚の動翼、36枚の静翼で構成されている。計算リソースと解析スケジュールの都合により本研究では FTP タービンについてタービン翼列部とマニフォールド部に分けて数値シミュレーションを行った。

3. 解法

3-1. タービン翼列部

タービンノズル上流については直線円筒流路且つ一様流入境界条件とした。また、ノズル30枚、動翼60枚、静翼30枚の1:2:1の翼列として周期境界条件により1ピッチの非定常計算を行った。各翼間にそれぞれ流れ方向131点、ピッチ方向41点、スパン方向51点から成る H 型格子を生成した。

LE-7A 軸系にかかる不安定化力を算出するため、偏心状態下にあるタービン動翼を模擬した数値計算を実施した。このため、タービン動翼を半径方向に変位させ動翼翼端すき間を 0.3mm、0.6mm(偏心なし)、0.9mm とした格子を準備して計算を行った。すなわち、動翼がケーシング側に 0.3mm 近づき偏心している状態を動翼翼端すき間 0.3mm のケース、逆に動翼がケーシング側から 0.3mm 離れて偏心している状態を動翼翼端すき間 0.9mm のケースで模擬している。Fig.2 に 0.6mm(偏心なしのケース)のタービン翼列部形状を示すが、実機におけるノズル・動翼・静翼の内外径が異なるため、ケーシング面およびハブ面のノズル・動翼間と動翼・静翼間に段差部を設けている。

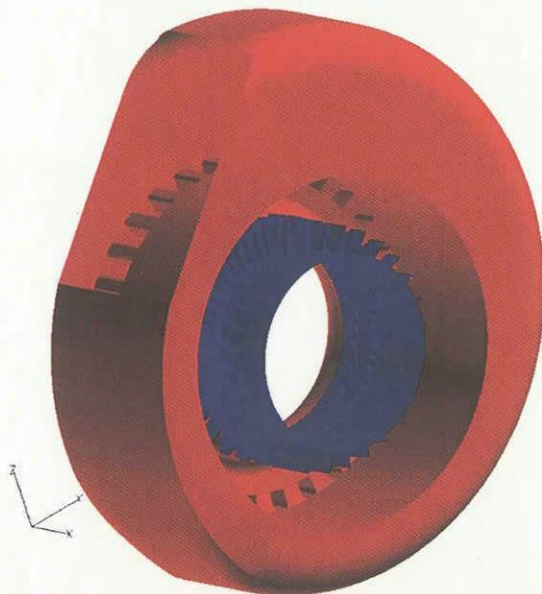


Fig.1 FTP タービン鳥瞰図

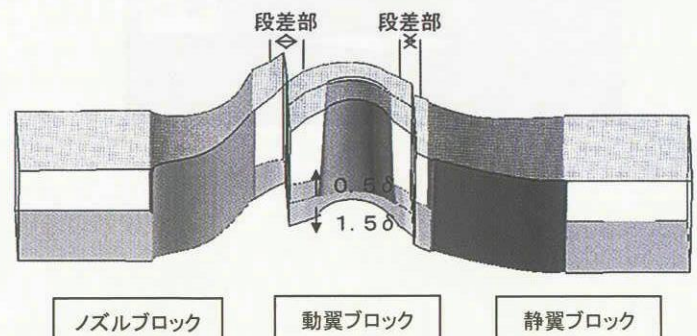


Fig.2 タービン翼列部 (1.0δ)

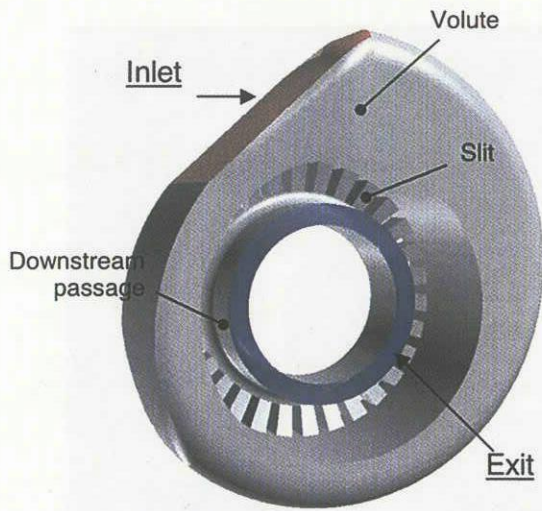


Fig.3 マニフォールド部

数値計算には多段翼列用の非定常CFD並列計算コード[1][2]を用いた。Navier-Stokes 方程式の離散化は差分法であり、対流項は Chakravarthy-Osher のTVDスキームにより評価される。連立一次方程式は LU-ADI 法により解かれ、Newton 反復を行うことによって時間積分される。

3-2. マニフォールド部

Fig.3 に示すとおりマニフォールド部はボリュートと半径内向き方向から軸方向へ流れの向き変えるための出口流路から成り、ボリュートと出口流路の間に30個のスリット構造を有している。そのため、ボリュートには $71 \times 871 \times 101$ 、スリットには $16 \times 16 \times 31$ ($\times 30$ スリット)、出口流路には $76 \times 871 \times 31$ の構造格子をそれぞれ配しており、合計 8,536,097 点から成る計算格子を生成した。数値計算には UPACS[3]を用いた。対流項は3次精度の MUSCL スキームにより評価し、Gauss-Seidel 形陰解法により時間積分を行った。

4. 結果と考察

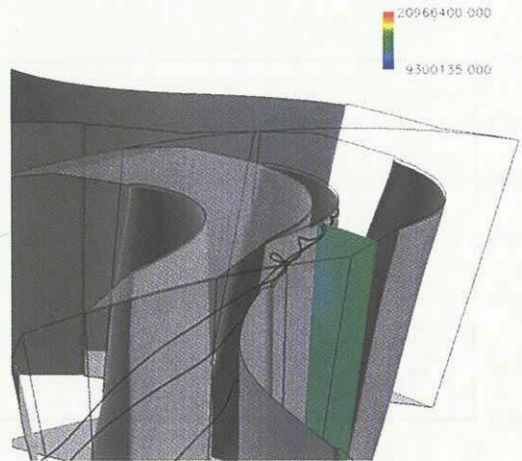
4-1. タービン翼列部

偏心状態下にあるタービン動翼を模擬するため、タービン動翼を半径方向に変位させ動翼翼端すき間を 0.3mm, 0.6mm (偏心なし), 0.9mm とした格子についてそれぞれ非定常数値計算を行った。非定常計算結果には翼列のウェークと相対的に回転している下流の翼列との非定常干渉が顕著にみられた。

Fig.4 に翼端漏れ流れ流線(黒線)と横断面上圧力分布の可視化結果を示す。翼端すき間を動翼の圧力面側から負圧面側へと通り抜けた漏れ流れが、翼の負圧面側で巻き上がることで翼端漏れ渦を形成している。翼端すき間の増大に伴って巻き上がる翼端漏れ渦が強くなる結果、漏れ渦中心に生じる低圧域がより明瞭になる様子が Fig.4 には現われている。すなわち、翼端漏れ流れの理論どおり、翼端すき間の増大に伴って漏れ流れ量が増加して翼端漏れ渦の巻き上がりが強くなり、翼端漏れ渦中心部の低圧域が明瞭になる傾向を示している。なお、LE-7ノズル形状についても同様の計算を実施している。

翼端すき間の増大(減少)によって動翼翼端負荷が減少(増加)することになるが、各数値計算結果から動翼トルク値を取得したところ、翼端すき間の増大に伴い動翼トルク値が減少する傾向も現われた(Fig.5)。

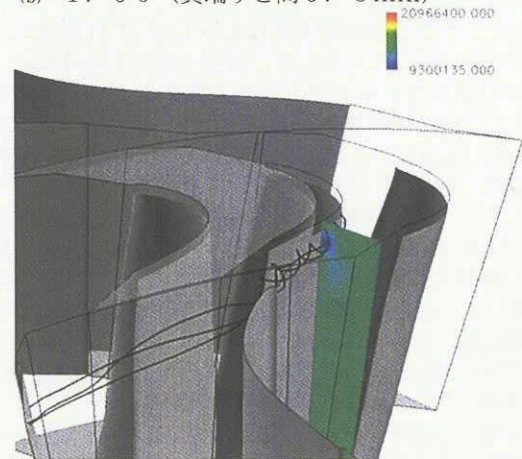
本 CFD 解析により得られた動翼トルク値を用いて別途実施された軸系安定性解析の結果、軸系の減衰比を下げる原因がタービン動翼翼端すき間の影響に起因する Thomas Force による不安定化力と推定された[4]。動翼の偏心に伴う翼端すき間の



(a) 0.5δ (翼端すき間 0.3 mm)



(b) 1.0δ (翼端すき間 0.6 mm)



(c) 1.5δ (翼端すき間 0.9 mm)

Fig.4 翼端漏れ流れ流線と横断面上圧力分布

変化に応じて翼負荷が変動するが、偏心により翼端すき間が増大する翼と逆に翼端すき間が減少する翼があるため周方向に動翼翼端負荷分布が生じることになる。すなわち、この周方向の動翼翼端負荷分布が軸系に不安定化力として作用する。

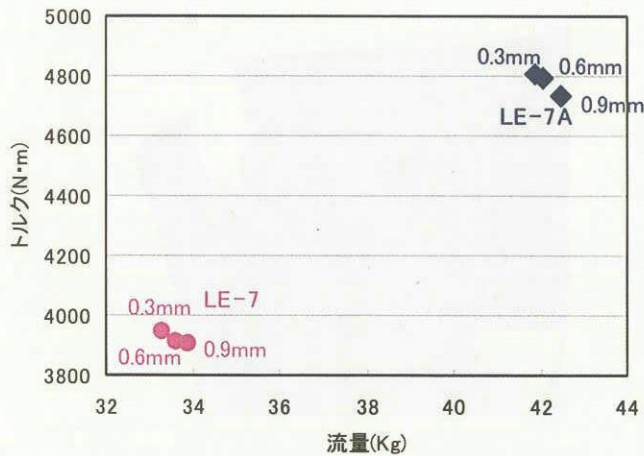


Fig.5 動翼トルク値の変化

4-2. マニフォールド部

Fig.6 に非定常数値計算結果から得られたマッハ数分布の時間変化を示す。ポリュートからスリットを通り出口流路へ流出する高速領域がスリット下流に伸びているが、特にスリット下流において流れに非定常性が現われている。Fig.7 にスリット部の速度ベクトル図の瞬間値(ベクトルの色はマッハ数)を示すが、流れはスリットエッジ部で加速しながら周りこみポリュートからスリットへ流入するがスリット壁面(流入側エッジ部)ではく離し、スリットの柱(ストラット)の下流に大きなウェークが生じている。

一方、時間平均値より算出した各スリットの流量分布を Fig.8 に示す。スリット流量の非一様性が認められる。これはポリュート流れ方向にポリュートの断面積が減少しているため、断面積減少に対して各スリット流量が増加するためと考えられる。なお、図は省略するが各スリット流量について顕著な非定常変化はみられず、スリット下流における非定常流動に伴ってスリット流量の非定常変化は生じていない。

Fig.9 に静圧分布の時間変化を示す。圧力分布が時間とともに周方向へ変動していることが分かる。また、Fig.10 に示す全圧分布の時間変化によるとストラット下流ウェークに相当する低エネルギー領域から周期的に低エネルギー流体が下流に放出されている。Fig.11 に半径方向速度成分および周方向速度成分の瞬間値を図示する。図中において半径方向速度成分は半径内向きを正、周方向速度成分は時計回りを正と定義した。特に Fig.11(b)周方向速度分布によるとスリット下流において周方向速度が螺旋状に変化していることがわかる。例えば周方向速度の大きなスポットが螺旋上に並んでいる。Fig.12 に速度ベクトルの時間変動(ベクトルの色はマッハ数)を示す。速度ベクトルによるとストラットウェーク内に周期的に渦が発生しており、発生した渦が下流へ放出される様子が現われている。

この渦の放出が Fig.10 に現われているストラットウェークからの周期的な低エネルギー流体の放出と対応している。Fig.11(b)に現われている周方向速度分布もストラットウェークからの渦放出と対応する。放出される渦の上部では周方向速度が減少、渦の下部で周方向速度が増加する。このため、ストラットから周期的に放出される渦がスリット下流に並ぶ結果、Fig.11(b)のように周方向速度の螺旋状の変化が現われることになる。

したがって、スリット下流において生じる流れの非定常は、ストラットウェーク内に形成された渦が下流へ周期的に放出されることに起因するものと考えられる。



(a) 1/4 T



(b) 2/4 T



(c) 3/4 T

Fig.6 マッハ数分布の時間変化

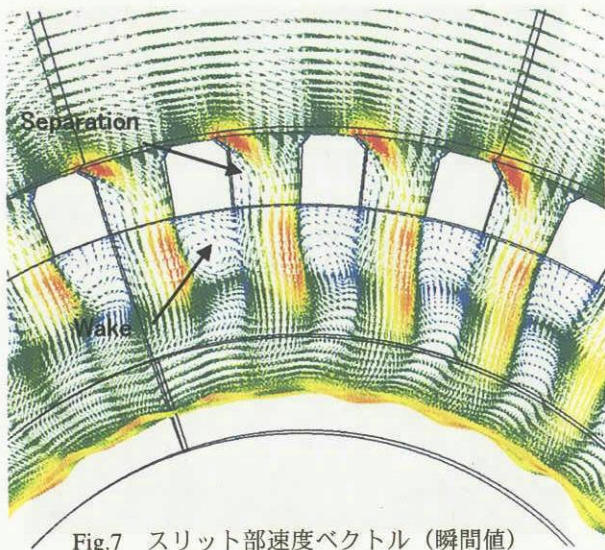


Fig.7 スリット部速度ベクトル (瞬間値)

6. 謝辞

本研究は 2003 年度迄実施された旧3機関連携エンジン中核プロジェクトの一環として行ったものである。ご協力いただいた関西大学の岩壺教授、JAXA の内海氏、岡安氏、小林氏、内田氏、勾坂氏、野坂氏、志村氏、IHI の本井氏、葦科氏に深く感謝の意を表す。

参考文献

- [1] Nozaki, O., Kikuchi, K., Nishizawa, T., Matsuo, Y., Ooba, Y. and Kodama, H., "Unsteady Three-Dimensional Viscous Flow Computations of Multiple-Blade-Row Interactions," Proc. of 14th International Symposium on Airbreathing Engines, ISABE Paper 99-7032, 1999.
- [2] 野崎理・児玉秀和, 「ターボファンエンジンの大規模流れ解析」, ターボ機械, 第28巻, 第12号, pp.35-40, 2000.
- [3] <http://www.ista.jaxa.jp/act/cfd/upacs/index.html>
- [4] Motoi, H., Kitamura, A., Sakazume, N., Uchiumi, M., Uchida, M., Saiki, K., Nozaki, O. and Iwatsubo, T., "Sub-Synchronous Whirl in The LE-7A Rocket Engine Fuel Turbo-Pump", Second International Symposium on Stability Control of Rotating Machinery (ISCORMA-2), 2003.

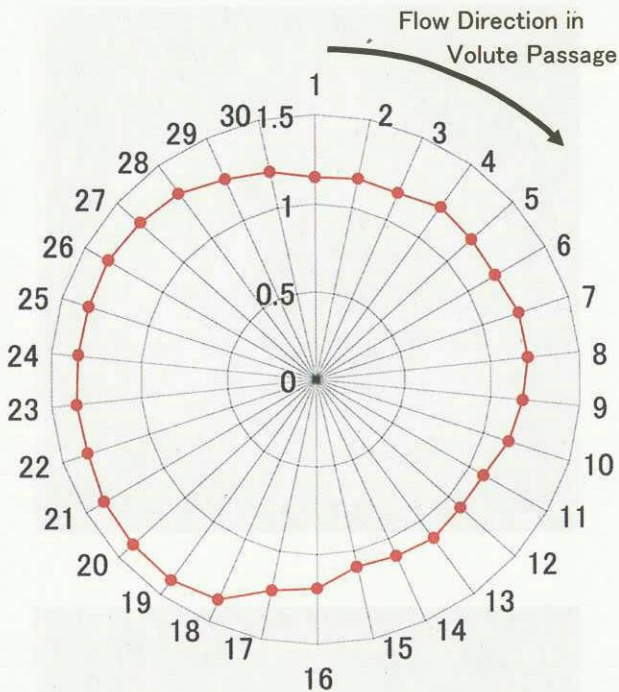


Fig.8 各スリットの流量分布

5. 結論

翼列部(ノズル, 動翼, 静翼)と上流マニフォールド部から成る FTP タービンについて CFD 数値シミュレーションを実施しタービン内部流れ場を調べた。

翼列部についてはタービン側振動の原因究明のため、軸の偏心に伴う翼端すき間の効果を主に調べ、軸系安定性解析に必要な動翼トルク値を得た。その結果、軸系の減衰比を下げる原因がタービン動翼翼端すき間の影響に起因する Thomas Force による不安定化力と推定された。

一方、マニフォールド部についてはボリュートと出口流路の間に設置されているスリット下流において非定常流れが生じていることが数値シミュレーションよりわかった。詳しい数値解析の結果、このマニフォールド部スリット下流における非定常流れはスリットの柱(ストラット)のウェークから周期的に放出される渦に起因することが明らかになった。



(a) 1/4 T



(b) 2/4 T



(c) 3/4 T

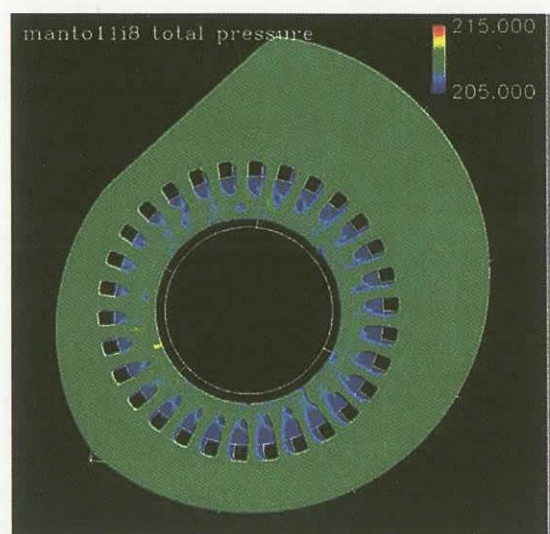
Fig.9 静圧分布の時間変化



(a) 1/4 T

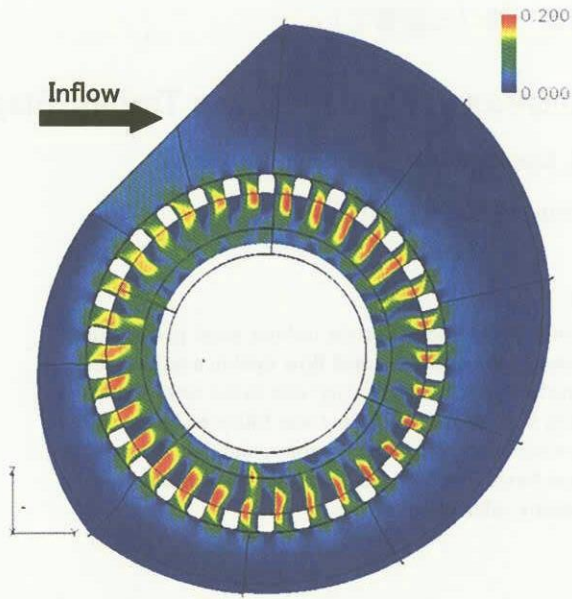


(b) 2/4 T

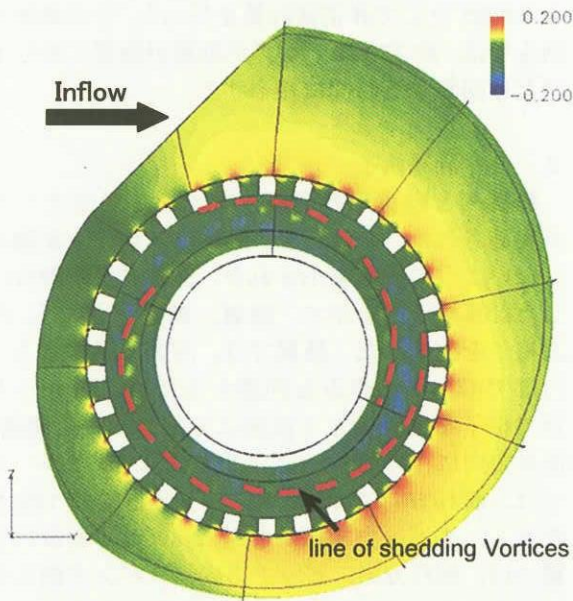


(c) 3/4 T

Fig.10 全圧分布の時間変化

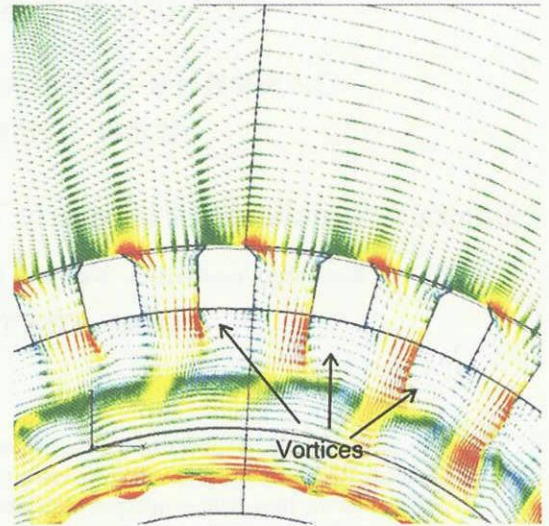


(a) 半径方向速度成分値

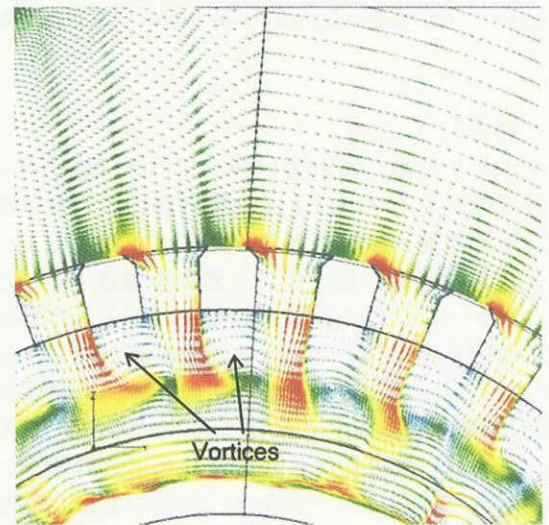


(b) 周方向速度成分値

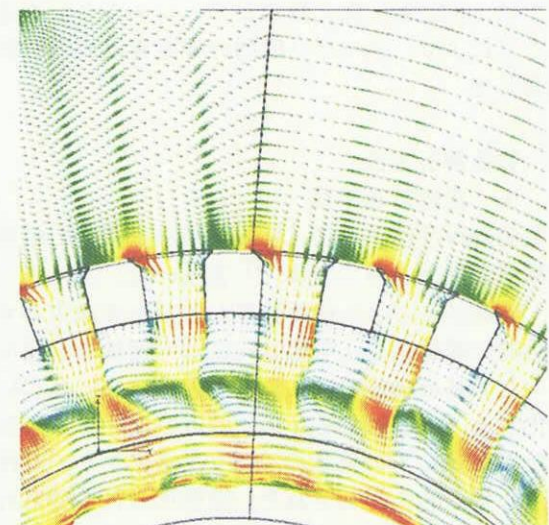
Fig.11 速度成分値分布 (瞬間値)



(a) 1/4 T



(b) 2/4 T



(c) 3/4 T

Fig.12 速度ベクトルの時間変化

タービン段における非定常三次元流れ場の数値解析

○山田和豊 (岩手大工), 船崎健一 (岩手大工), 廣間和人 (岩手大院)
堤雅徳 (三菱重工), 平野雄一郎 (三菱重工)

Numerical Simulation of Unsteady Three-Dimensional Flow Field in a Turbine Stage

Kazutoyo YAMADA, Ken-ichi FUNAZAKI, Kazuto HIROMA (Iwate University)

Masanori TSUTSUMI, Yuichiro HIRANO (MHI)

Abstract

In present study, we investigated the unsteady effect of rotor-stator interaction on turbine stage performance. Unsteady RANS simulations were performed to clarify the unsteady three-dimensional flow field in a turbine stage. Concerning the flow field at midspan in the rotor, we confirmed so-called 'negative jet' due to the wake, which is similar to 2D calculation results. Simulation results also showed that inward radial flow was followed by the wake. The strong secondary flow was periodically generated by the wake passing through the rotor, and then the passage vortex near the endwall fluctuated in the radial direction. It was found that the total pressure loss coefficient in the unsteady calculation was almost 12% higher than that in the steady calculation.

1. 緒言

タービン段内の流れ場は極めて三次元性が強く、また非定常性を有する。上流側翼列からの後流や流路渦は、下流側翼列の境界層と干渉するだけでなく、強い二次流れの影響を受けながら翼列を通過する。これまでに、タービン段内部の流れ場を調査した実験的、数値的研究が多く報告され、その流れ場が明らかにされつつあるが、現在、設計段階において、非定常的な効果を定量的に評価するには至っていない。この要因は、タービン段における非定常流れ場の詳細がまだ解明されていないことにある。計測の困難さや流れ場の複雑さから、タービン段の非定常流れ場の理解が遅れており、また二次元的な理解に止まっている。本研究では、非定常三次元数値シミュレーションを適用することにより、タービン段内の非定常流れ場を詳細に調査した。

2. 数値解析方法

2.1 数値計算手法

数値計算手法として、有限体積法を用いた緩和形陰的高解像度風上スキーム^[1]を用いた。本スキームでは、時間方向には非粘性流束および粘性流束のすべてを陰的に離散化し、空間方向には六面体の計算セルを用いた cell-centered 法による有限体積法に基づいて離散化する。非粘性流束は Roe の近似リーマン解法を用いた MUSCL 形の高精度 TVD 法により、粘性流束は中心差分的に評価された。線形化されて得られた連立一次方程式は、近似因子化法によらず、Gauss-Seidel 形の点緩和法により解かれた。その際、各時間ステップでニュートン反復 (15 回) を実行し、線形化および点緩和に伴う誤差を除去して時間精度を二次に保つ

た。なお、乱流モデルとして、二方程式モデルである $k-\omega$ 乱流モデル^[2]を採用した。また、無次元時間刻みを 0.0025 として非定常計算を行った。この無次元時間刻みでは、約 170 ステップが動翼が静翼に対し 1 ピッチだけ回転する時間に相当する。

2.2 計算格子

静翼列と動翼列の羽根枚数比を 1 対 2 として計算が実施された。このとき、静翼はスロート面積が変化しないように相似縮小された。図 1 に、本解析に使用した計算格子図を示す。静翼、動翼ともに H 形の構造格子を生成した。静翼では、同図に示すように、出口部での格子の歪みを回避するためにスロート部付近で格子を上流側と下流側に分割した。上流側では、流れ方向に 107 セル、ピッチ方向に 69 セル、下流側では、流れ方向に 48 セル、ピッチ方向に 138 セルを設定し、スパン方向にはともに 89 セルを設けた。動翼では、流れ方向、ピッチ方向、スパン方向にそれぞれ 160 セル、69 セル、89 セルを設定した。セル総数は、静翼で 1,246,623 セル、動翼 (1 ピッチ) で 982,560 セル、静翼動翼を 1 : 2 で計算する場合、3,211,743 セルとなる。なお、滑りなしの断熱条件を適用して壁での粘性流束を評価するために、壁面上の最小格子幅は翼先端コード長の 5×10^{-5} ($y^+ < 1$) とした。

2.3 解析方法

本研究では、タービン段の性能評価において以下のような方法で数値解析が実施された。

2.3.1 定常解析

非定常解析との比較のために定常解析が実施された。静翼列および動翼列の内部流れ場がそれぞれ別々

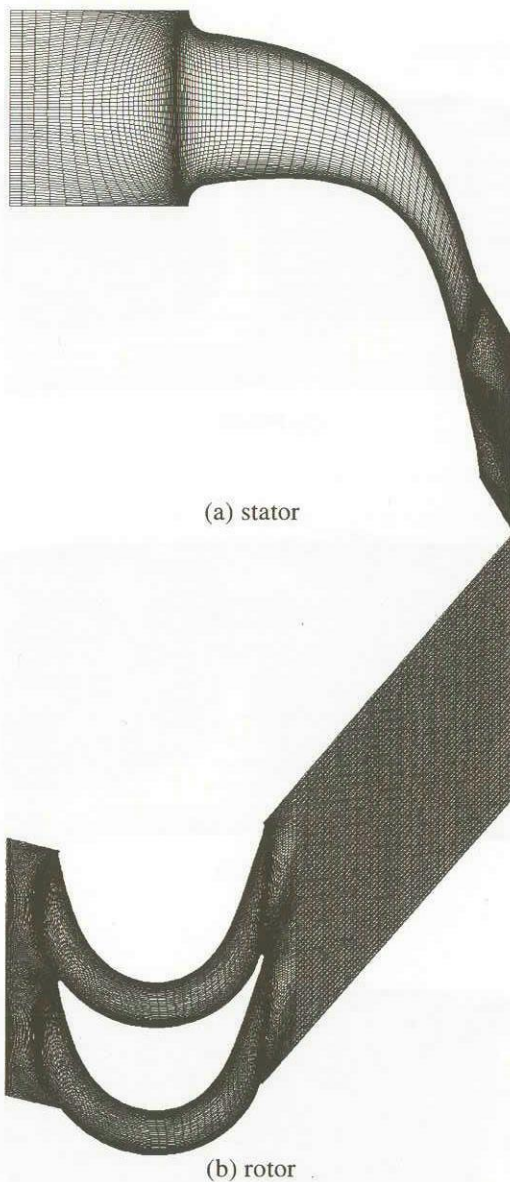


Fig. 1 Computational grid

に定常計算された。動翼列の定常計算では、入口境界として、静翼列の定常計算で得られた下流の物理量が与えられた。このとき、入口境界では、各物理量は周方向に平均化され、半径方向にのみ物理量の分布が与えられた。

2. 3. 2 簡易解析

簡易的にタービン段の非定常解析を行うために、動翼列のみで非定常計算を実施し、静翼列の影響を入口境界で与える物理量を周期的に変化させることで模擬した。定常解析と同様に、定常計算の結果得られた静翼列下流の物理量が動翼列入口の境界条件として与えられた。ただし、静翼後流の流入を考慮するため、各物理量について周方向の平均化は行われぬ。また、動翼列は相対系で解かれるため、入口境界で各物理量が相対的に周方向に移動させられた。このような方法による非定常解析を以後簡易解析と呼ぶことに

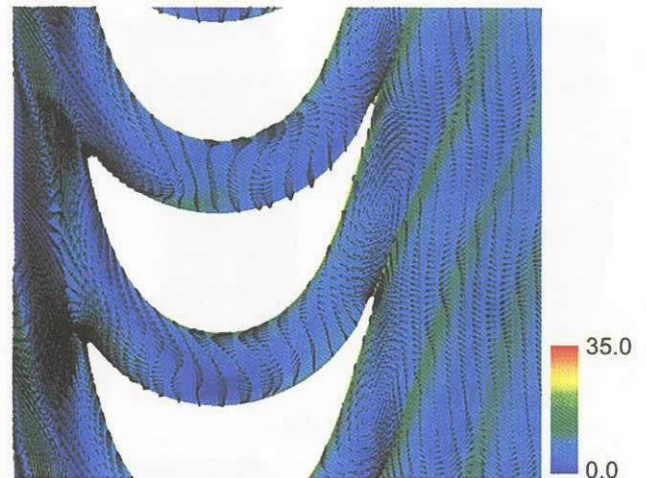


Fig. 2 Entropy distribution and velocity fluctuation vector at rotor midspan

する。この解析では、ポテンシャル干渉の効果が考慮に入れられていないことに注意を要する。

2. 3. 3 同時解析

静翼列1流路、動翼列2流路の比で非定常計算が実施された。このとき、静翼はスロート面積が変化しないように相似縮小された。静翼列は絶対系、動翼列は相対系で計算された。また、静翼列と動翼列の計算領域をつなぐインターフェイスでは、計算で設けられた仮想セルで補間により物理量が交換された。前述の解析と区別するために、この方法による解析をここでは同時解析と呼ぶことにする。

3. 解析結果

はじめに簡易解析結果について述べる。図2にミッドスパンにおけるある瞬時のエントロピー分布を示す。同図では、静翼列からの後流は高エントロピー領域として示されている。動翼前縁で分断された静翼後流は、動翼内で大きな変形を受けながら動翼列を通過していることがわかる。また、図中に示されているベクトルは、時間平均流れと瞬時流れの速度ベクトルの差を表している。動翼列上流をみると、後流中では主流に比べ速度が欠損しているため、ベクトルは逆流方向を示していることがわかる。後流が動翼によって分断され動翼列内に流入すると、後流内のベクトルは圧力面側から負圧面側に向かっている。この結果、負圧面側では噴流が衝突しているような速度ベクトルがみられる。また、後流を挟んで上流および下流側には、渦が形成されていることが確認できる。このような翼列干渉における後流の非定常性の効果は、しばしば negative jet として説明される。

図3および図4は、それぞれ動翼下流側からみた25%コードおよび120%コードにおける横断面上の流れ場を示している。同図には、動翼二流路分が表示されており、エントロピー分布および二次流れ速度ベクトルが示されている。二次流れ速度ベクトル

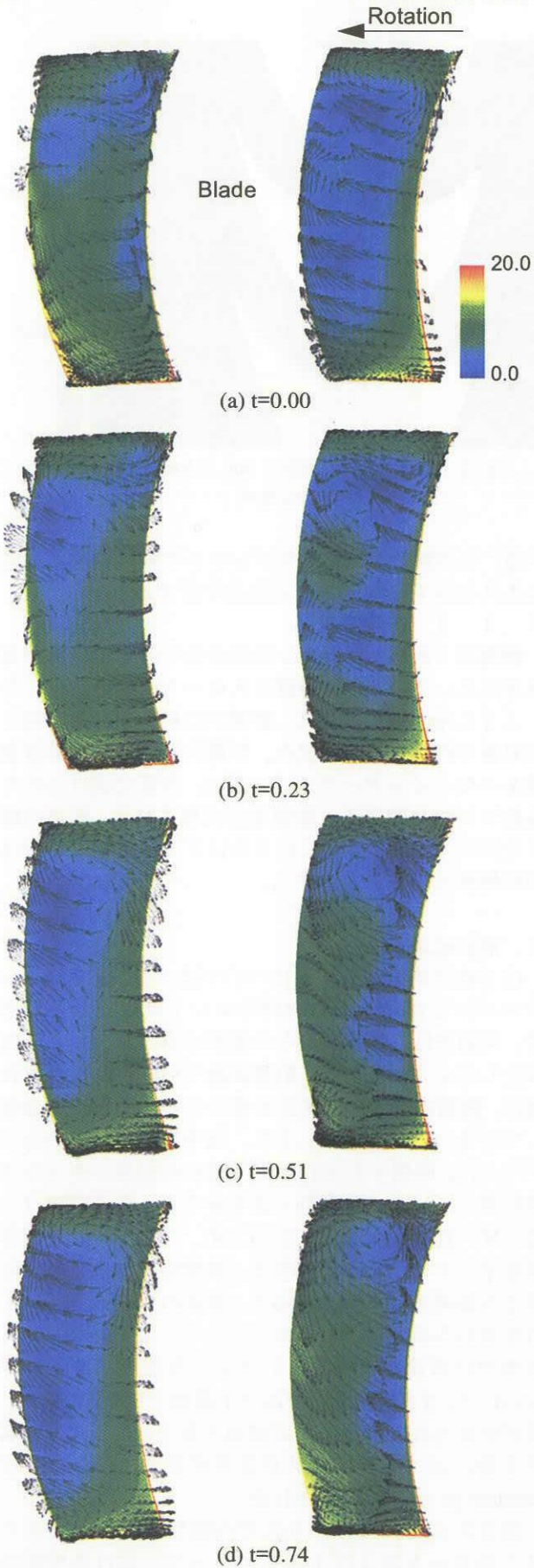


Fig. 3 Entropy distributions and secondary flow vectors on crossflow plane at 25% chord

は、時間平均流れと瞬時流れの速度ベクトルの差であ

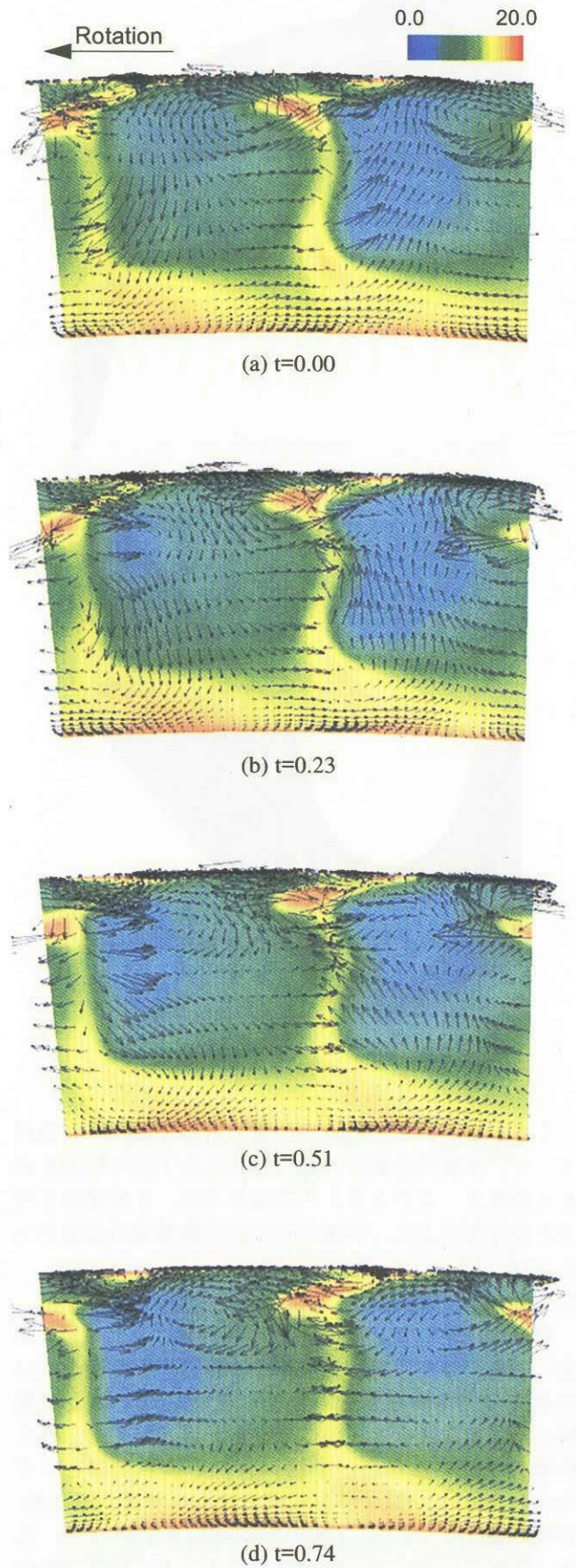


Fig. 4 Entropy distributions and secondary flow vectors on crossflow plane at 120% chord

り、横断面に投影されて示されている。図3からわか

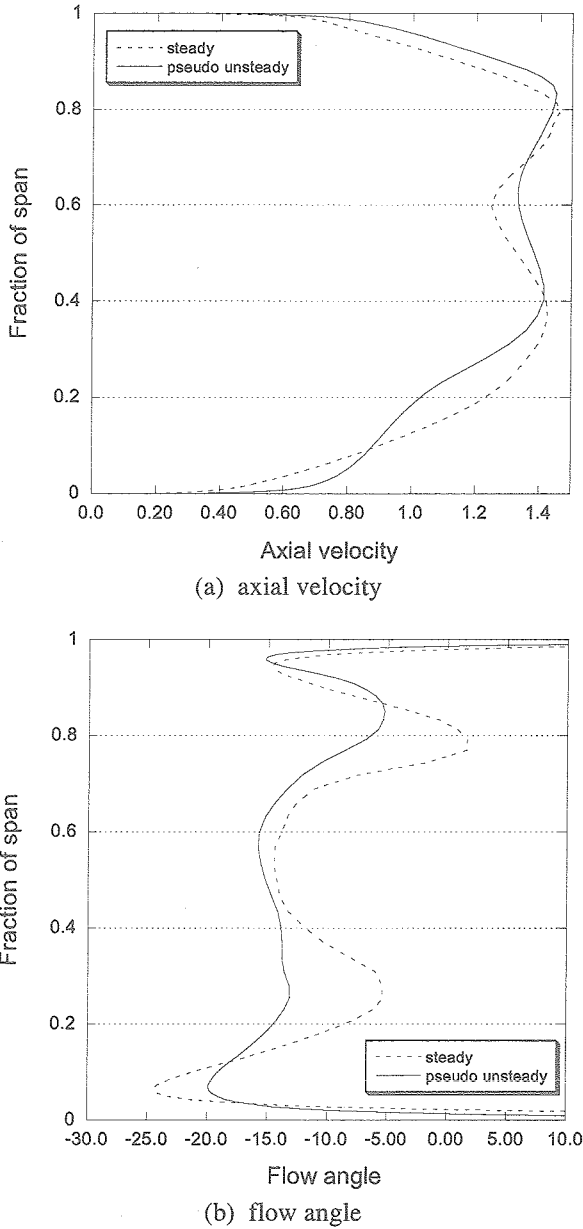


Fig. 5 Spanwise distributions of circumferentially averaged flow downstream of rotor

るように、25%コードの横断面では、静翼後流は先に圧力面側を通過し、その後負圧面側を通過している。また、後流内において、前述のような圧力面から負圧面へ向かう速度ベクトルと同時に、ハブ側に向かう速度ベクトルを確認できる。これは、旋回流に伴う半径方向の圧力勾配により、低エネルギー流体である後流に半径内向きの流れが誘起されたためだと考えられる。このように後流によって引き起こされる二次流れに伴って、端壁近傍で渦が形成されており、特にそれはケーシング側で顕著である。図4に示されるように、動翼列下流では、ハブ側およびケーシング側の流路渦がこの渦の変動に合わせて半径方向に変動している。

図5に、軸方向速度および流出角の半径方向分布を示す。同図において、定常解析の結果と簡易解析の結果が比較されている。

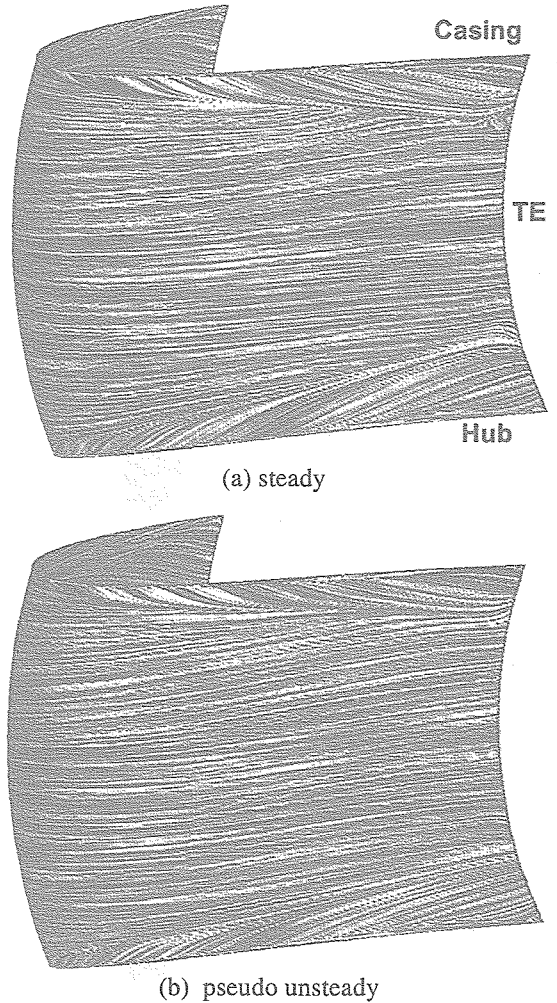


Fig. 6 Limiting streamlines on blade suction surface

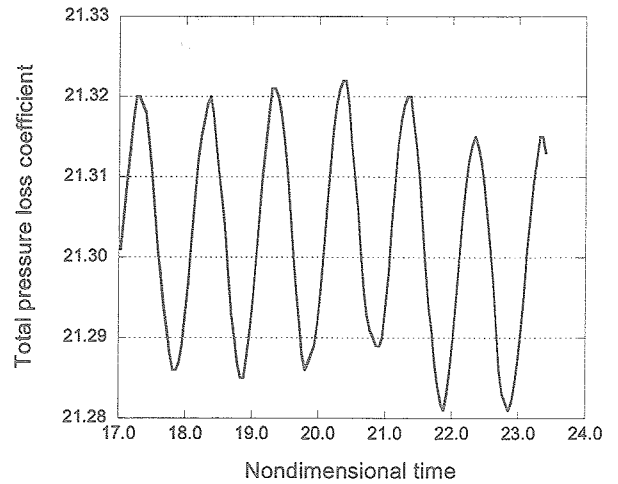


Fig. 7 Time history of total pressure loss coefficient

果が比較されている。簡易解析の結果は、時間平均の結果である。流出角の分布を見ると、簡易解析の結果は、定常解析の結果に比べならぬ分布をしており、流出角の最大と最小の差が小さい。また、ケーシング側の流路渦がよりケーシング壁面に近づいていることがわかる。同様の傾向は、軸方向速度分布においても確認できる。前述したように、後流の周期的な

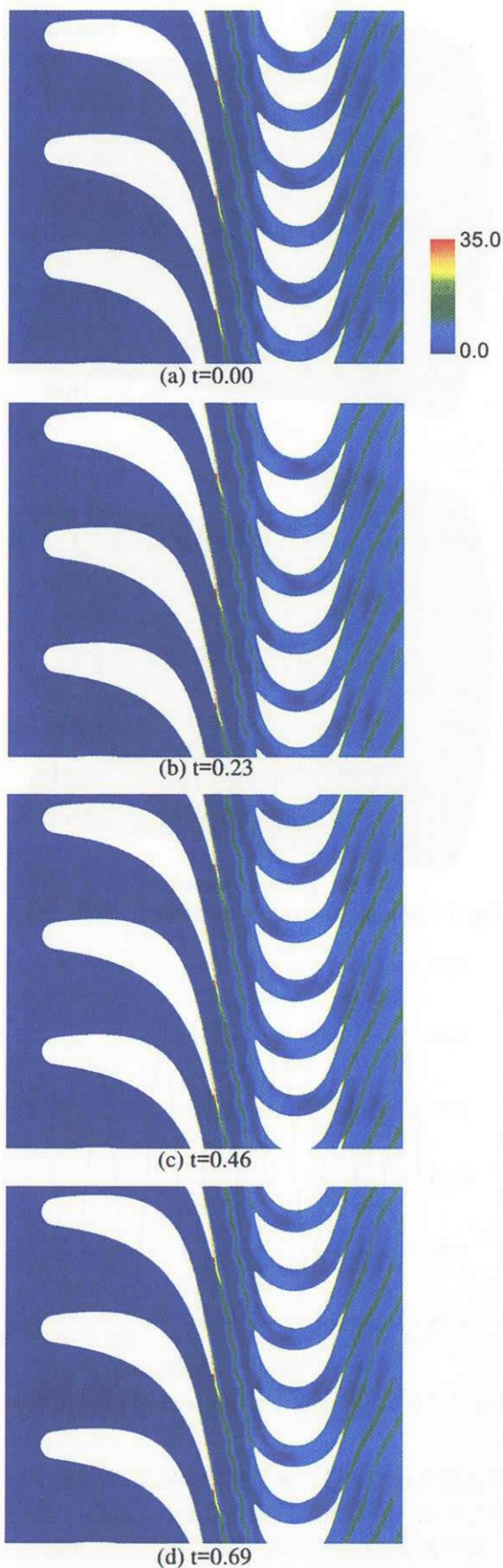


Fig. 8 Variation of entropy distribution at midspan

通過に伴って流路渦の位置が半径方向に変動しているため、定常解析に比べ流路渦の影響が小さく評価さ

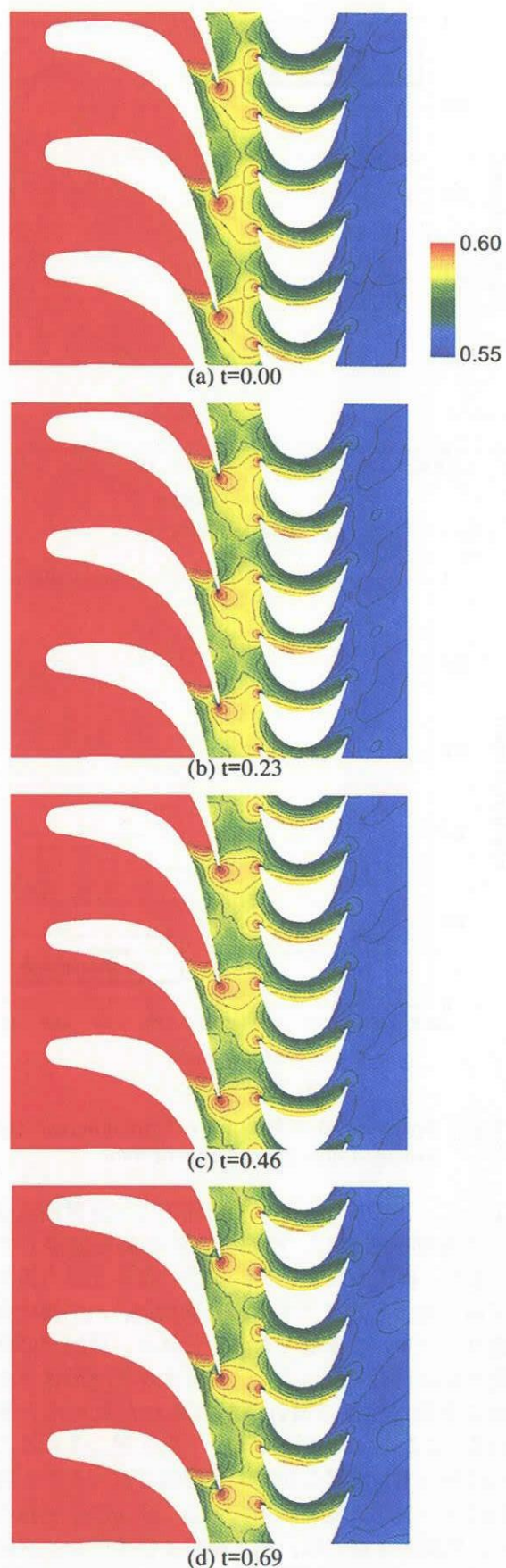


Fig. 9 Variation of pressure distribution at midspan

れたと考えられる。

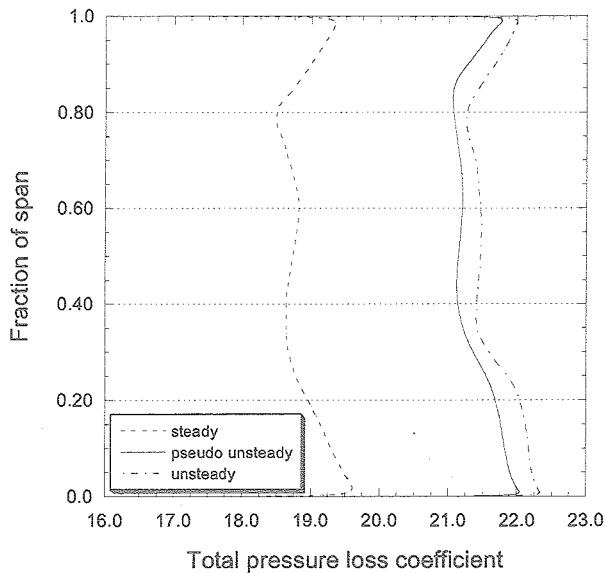


Fig.10 Spanwise distribution of circumferentially averaged total pressure loss coefficient downstream of rotor

図6に動翼負圧面上の限界流線を示す。同図はLIC (Line Integral Convolution) 法^[3]を用いて可視化されている。前述した流路渦の差異は、同図からも確認できる。同図において、ハブ側およびケーシング側にみられる二次流れおよび剥離線から流路渦を確認できる。定常解析結果に比べ、簡易解析結果における流路渦が端壁側に近寄り、また小さくなっていることがわかる。

図7に、簡易解析の結果得られた動翼下流における全圧損失係数の時間変動を示す。全圧損失係数は、次のように定義される。

$$\zeta = \left(1 - \frac{P_{t2}}{P_{t1}} \right) \cdot 100\% \quad (1)$$

ここで、 P_{t1} は静翼列での上流全圧、 P_{t2} は動翼列下流での全圧を表す。同図において、横軸の時間は、動翼が1ピッチだけ回転するのに要する時間で無次元化されている。無次元時間1の間に全圧損失係数の変動1周期分が含まれている。時間平均すると全圧損失係数は約21.3%であるが、変動幅はこの時間平均値の0.1ポイント以下と非常に小さい。一方、定常解析で得られた全圧損失係数は18.9%であった。簡易解析の結果、全圧損失係数が12%程度(2.4ポイント)増加している。これは、簡易解析の結果、静翼列後流の混合損失が含まれたためである。

次に、同時解析結果について述べる。図8および図9は、それぞれミッドスパンにおけるエントロピー分布および圧力分布の時間変化を示している。図8から、簡易解析結果(図2)と異なり、静翼後流が変動しながら、動翼列に流入していることがわかる。図9をみると、動翼列通過に伴い、静翼後縁の負圧面近傍の圧力が変動していることがわかる。このように同時

解析では、静翼列も合わせて非定常計算されており、ポテンシャル干渉の効果も考慮されている。その結果、静翼後流が変動しながら動翼列へ流入する現象を捕らえることができています。したがって、同時解析では、静翼後流は簡易解析に比べ拡散的であるといえる。

図10は、全圧損失係数の半径方向分布をそれぞれの解析結果で比較したものである。定常解析に比べ、簡易解析および同時解析は、全体的に損失が大きく見積もられている。簡易解析と比較して同時解析で全圧損失が平均して0.5ポイント程度高いが、これは前述したように後流が拡散的であることが考えられる。

5. 結言

単段のタービン段に対して三次元Navier-Stokes解析を実施し、タービン段内の非定常流れ場を詳細に調べるとともに3つのアプローチによりタービン段の空力性能を評価した。その結果、以下の知見が得られた。

- (1) ミッドスパン断面において、後流に伴う negative jet がみられることを確認した。
- (2) 動翼列内では、後流に半径内向きの流れが誘起され、後流通過に伴って強い二次流れが周期的に形成される。
- (3) (2)の影響によって、動翼列下流では流路渦が半径方向に周期的に変動する。
- (4) 非定常解析では、定常解析に比べ全圧損失係数が1割程度増加する。
- (5) 同時解析では、ポテンシャル干渉の効果まで考慮に入れることができたが、全圧損失係数の比較においては簡易解析の結果と大差はなかった。

文献

- [1] Furukawa, M., Nakano, T., and Inoue, M., 1992, "Unsteady Navier-Stokes Simulation of Transonic Cascade Flow Using an Unfactored Implicit Upwind Relaxation Scheme With Inner Iteration," *Trans. ASME, Journal of Turbomachinery*, Vol. 114, No.3, pp. 599-606.
- [2] Wilcox, D. C., 1988, "Reassessment of the Scale-Determining Equation of Advanced Turbulence Models," *AIAA Journal*, Vol. 26, No. 11, pp. 1299-1310.
- [3] Cabral, B., and Leedom, C., 1993, "Imaging Vector Fields Using Line Integral Convolution," *Computer Graphics Proc. '93, ASM SIGGRAPH*, pp. 263-270.
- [4] Hodson, H. P., and Daws, W. N., 1998, "On the Interpretation of Measured Profile Losses in Unsteady Wake-Turbine Blade Interaction Studies," *Trans. ASME, Journal of Turbomachinery*, Vol. 120, pp. 276-284.
- [5] Mocoza, M., Lavante, E., and Parvizinia, M., 2003, "Numerical Investigation of Losses Due to Unsteady Effects in Axial Turbines," *ASME Paper GT2003-38838*.
- [6] 船崎, 手塚, 田沼, 1999, "タービン翼列の空力特性に関する後流干渉効果," *日本ガスタービン学会誌*, Vol.27.

ITBL 上での空力／構造解析を組み合わせた翼振動応答予測

浜辺正昭^{*1}、大庭芳則^{*1}、児玉秀和^{*1}、吉田正廣^{*2}、山本一臣^{*2}

Prediction of Blade Forced Response

by Use of a Combination of Aerodynamic and Structural Analysis on ITBL Network

by

Msaaki Hamabe^{*1}, Yoshinori Ooba^{*1}, Hidekazu Kodama^{*1},
Masahiro Yoshida^{*2}, Kazuomi Yamamoto^{*2}

ABSTRACT

A numerical analysis system has been developed for predicting forced vibration levels of compressor blades of a given blade row subjected to either wakes from an upstream blade row or potential flow disturbances from an upstream/downstream blade row. The system consists of an unsteady aerodynamic analysis and a structural analysis. The unsteady aerodynamic analysis based on an unsteady three-dimensional multi-blade row Reynolds-averaged Navier-Stokes analysis is performed to predict the unsteady aerodynamic load in a multi-blade row environment. The structural analysis using a finite element model is performed to get the mode shape and frequency of the blade. In this paper, the system is established on ITBL (IT-Based Laboratory) network, and applied to a rotor blade of High-Pressure Compressor. As a result, it is found that the pressure perturbation on a rotor blade is to be three-dimensional distribution and vary from blade to blade.

1. はじめに

1.1. 圧縮機翼列内の励振源

ガスタービンの構成要素である圧縮機やタービンなどの翼列内部では翼の励振源となりうる圧力変動が多数存在する。その主なものとしては、上流・下流翼列間の周方向相対位置が変化することによる下流翼列のポテンシャル場の干渉や上流翼列後縁から発生する wake (後流) による wake 干渉がある。図1に示すように、一般に高圧圧縮機翼列は翼厚が小さく、また、翼列どうしの軸間距離も小さい。そのような流れ場では、相対的にポテンシャル干渉よりも wake の影響の方が大きくなる。

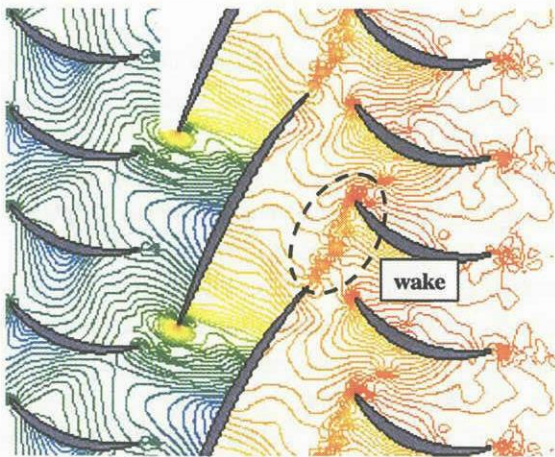


図1. 圧縮機翼列内の流れ場 (静圧)

1.2. 近年の圧縮機翼の特徴

一方、近年の圧縮機翼では、性能向上を目指して低アスペクト比 (ワイドコード) 化や薄肉化あるいは3次元設計が積極的に行なわれている。ところが、これらの翼形状の変化によって、図2に示すような従来の翼では見られなかった高次のパネルモードなど複雑な振動モードがエンジンの作動範囲内に現れるようになってきた。ここで、パネルモードとは低アスペクト比によく見られる振動モードであり、翼高さ (スパン) 方向に縦縞状に節が入ることから、ストライプモードとも言われる。図2において、1-3S モードでは3本、1-4S モードでは4本の節が入っているのが分かる。このモードでは翼部のみが振動するため構造減衰が効かず壊れやすいと言われており、特に注意を要する。図3は高圧圧縮機動翼の振動データの一例である。横軸は動翼 (エンジン) の回転数を設計点 (100%回転) に対する比を示しており、縦軸は周波数 (振動数) の静止状態における 1F (1次曲げ) モードの振動数に対する比で示したものである。エンジンの回転数が増えるにつれ、回転数に起因する励振源の周波数は線形的に増加する (図3において右肩上がりの直線)。一方、翼の固有振動数は回転数に依存するものの線形的には変化しないため、励振源の直線と交差する (共振) 点が存在する。したがって、構造設計においては翼の破損につながるような危険な共振点がエンジンの作動範囲内に入らないようにする。図3では、1-3S や 1-4S といったパネルモードがエンジンの作動範囲である 60%~100% 回転数の中で上流翼の励振次数と共振して振動が大きくなっている様子を示している。

^{*1} 石川島播磨重工業 (株)^{*2} 宇宙航空研究開発機構

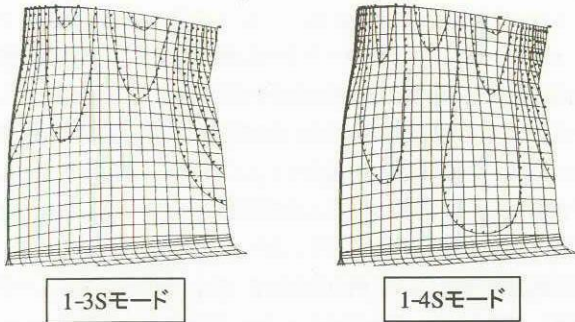


図2. 圧縮機動翼のパネルモード

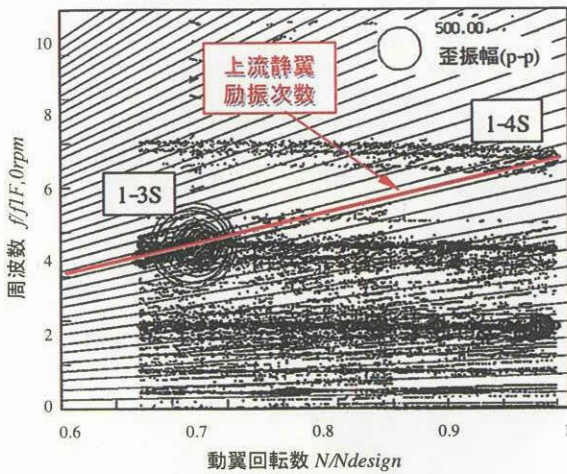


図3. 動翼振動データ (試験キャンベル線図)

1.3. 従来の翼振動予測システム

上述のように励振源(圧力変動)と翼の固有振動数が一致すると共振を引き起こすが、共振による翼振動レベルが構造的な限界を超えると、翼が破損する危険性がある。こういった共振を回避するため、従来の設計法では、翼形状変更などによる翼の固有振動数を制御する方法や、翼枚数を変更することにより励振源を制御する方法などが取られてきた。しかしながら、これらの変更は空力的な性能を低下させてしまうことになり、最近の圧縮機では空力性能を落とさずにエンジンの作動範囲内で発生する全ての共振点を避けることが困難となっている。このことから、最近では、共振時の振動応答量を低減させるための耐振設計が行なわれており、翼振動レベルを高精度に予測する技術が必要となる。

翼振動応答を予測する方法としては、従来では実験的な方法が主に提案されてきた。翼振動応答を予測する際には、まず、目的とする翼に働く空力励振力を見積もる必要がある。従来は上流翼からの wake を励振源と仮定し、試験結果ある

いは単翼列解析結果¹⁾から得られた wake 分布を用いて、空力励振力を評価していた。しかしながら、多翼列環境下にある実際の圧縮機翼列では、複雑なポテンシャル場が形成されており、これが上流翼列からの wake の挙動にも無視できない程度の影響を与えていることが十分考えられる。そこで、加藤ら²⁾は図4に示すような多翼列環境下での空力励振力の予測に2次元の非定常多翼列解析を活用した翼振動予測法を開発した。この方法を高圧圧縮機の静翼列に挟まれた動翼列に適用した結果(したがって、合計では3翼列)、従来の単翼列レベルの予測法に比べ予測精度の改善が見られることを確認した。また、クロッキング(上下流に位置する静翼列どうしの周方向位置を相対的にシフト)や上流静翼列の不等間隔ピッチ化によって、上流静翼 wake が動翼に及ぼす空力励振力が変化するという結果となっており、このことから多翼列環境下でのポテンシャル場の影響が大きいことが分かる。

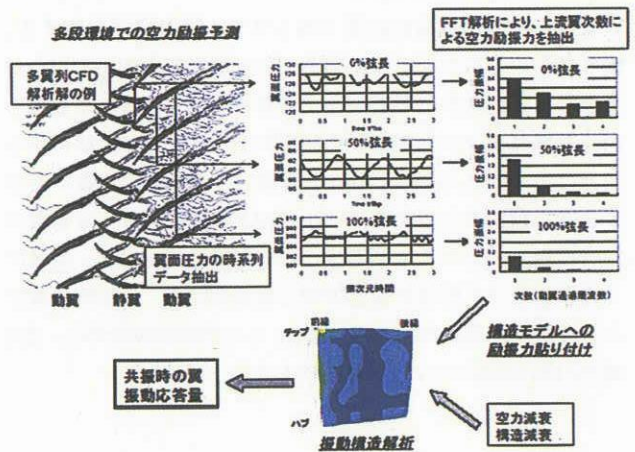


図4. 2次元多翼列CFDを用いた翼振動予測法

14. 本研究の目的

先に述べたように近年の圧縮機翼は低アスペクト比の3次元形状であるため、翼端渦や2次流れといった流れの3次元性が強くなり、wake やポテンシャルによる圧力変動も3次元的な分布になっている。したがって、スパン方向に節を持つ高次の複雑な振動モードと共振する場合には、この3次元的な圧力変動の分布を精度良く捉えることが欠かせない。そこで、本研究では、上記の翼振動予測システムに対して、空力励振力の予測に3次元の非定常多翼列解析を用いる方法を新たに開発し、翼振動応答の予測精度を向上することを目的とする。以下では、今回新たに開発した予測システムについて、解析方法を中心に述べる。また、本システムをITBL (IT Based Laboratory) ネットワーク上に構築し、高圧圧縮機2段動翼の翼振動応答予測に適応した例を紹介する。

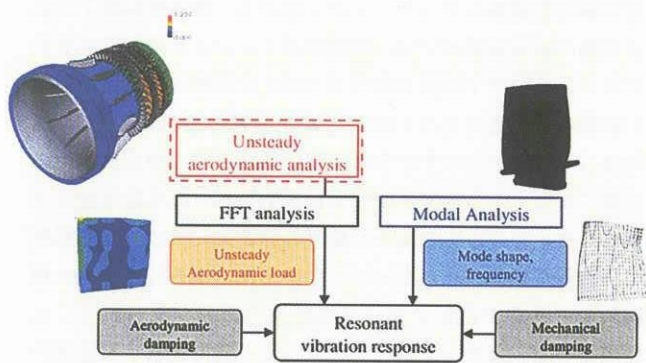


図5. 3次元多翼列CFDを用いた翼振動応答予測システム

2. 解析方法

2.1. 翼振動応答予測システム

まず、今回の翼振動応答予測システムについて説明する。図5はそのフローを示している。非定常空気力解析では、対象となる翼列を含む多翼列非定常解析を行う。解析から得られる対象翼面での非定常圧力時系列データをFFT解析することによって、上流あるいは下流翼列の翼通過周波数に対応する空力励振力が求まる。一方、FEM解析によって対象翼の固有振動モードのモード形状と固有振動数を求める。最後に、この振動モード形状と前述の空力励振力から、共振時の翼にかかる振動応答量が求まる。なお、ここでは簡単のために、空力減衰と構造減衰については経験値を与えた。

2.2. ITBL ネットワークの利用

次に、上記の予測システムを構築するにあたり、今回はITBLネットワークを利用したが、ITBLについて簡単に述べる。ITBLプロジェクト³⁾は、「ネットワーク上の広域に分散している研究資源の共有化を図り、優れた仮想研究環境を実現する。」ことを理念とし、平成12年度から文部科学省主催で研究が始まった。航空宇宙分野においては、将来的に多分野統合シミュレーションを実用化することを目指しており、現在システムの最適化に向けたシミュレーション環境の整備・試用が行なわれている⁴⁾。今回はその一環として、上記の翼振動予測システム内の各解析をITBL上の各コンピュータに分散して実施した。図6はそのイメージであるが、詳細については後述する。

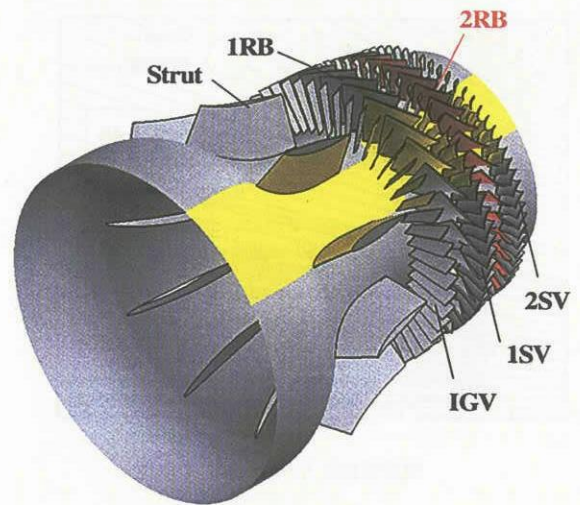


図7. 解析対象(高圧圧縮機前段部分)

2.3. 解析対象

つづいて、解析対象について説明する。図7は今回解析対象とした高圧圧縮機の前段部分の概観である。今回は2段動翼(2RB)の共振を対象とするため、図8上段に示すように解析領域は上流の構造部材であるストラットから2段静翼(2SV)までの6翼列とした。解析領域をこのような範囲にとることで、隣接翼列以外の、例えば入口案内翼(IGV)やストラットの後流が2段動翼に及ぼす影響も考慮することができる。

一方、一般に非定常多翼列解析においては、各翼列の翼枚数の最大公約数分を計算領域とする必要がある。しかしながら、実形状では共振を避けるために隣り合う翼列どうしの翼枚数が互いに倍数になっていることはほとんどない。したがって、これを模擬するためには半周あるいは全周を計算領域とする必要が出てくるため、非常に負荷の高い計算になってしまう。そこで、実用的な計算を行なうために、翼枚数を修正してより少ない周方向領域で計算を行なう方法を採用した。その際、翼弦(コード)長を翼枚数の修正前後で翼列の

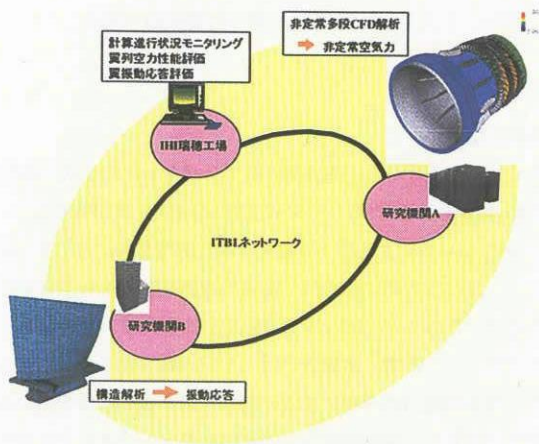


図6. ITBLを利用した翼振動応答解析イメージ

ソリディティ（コード長/ピッチ）が同じなるように修正し、翼列性能への影響がなるべく出ないようにした。今回の解析では、周方向には1/10（36°）の領域とし、その境界面で周期境界条件を与えている。ただし、主に2段静翼の後流が2段動翼の振動に与える影響を調べることを目的としているので、2段静翼の翼枚数については変更していない。

なお、非定常多翼列解析の実施に当たっては、ITBLに接続されたJAXAのコンピュータ上で並列計算を行い、空力励振力の算出までを実施した。また、振動モード解析については、ITBLに接続された別のコンピュータ上で、図8下段に示す構造FEMモデルに対して構造解析ソフトANSYSを用いて実施した。それら2つの解析の計算状況等はITBLに接続された社内（IHI）の端末からリモートでモニタリングした。また、最終的な翼振動応答量の評価などについても社内のコンピュータを用いて実施した。（図6参照）

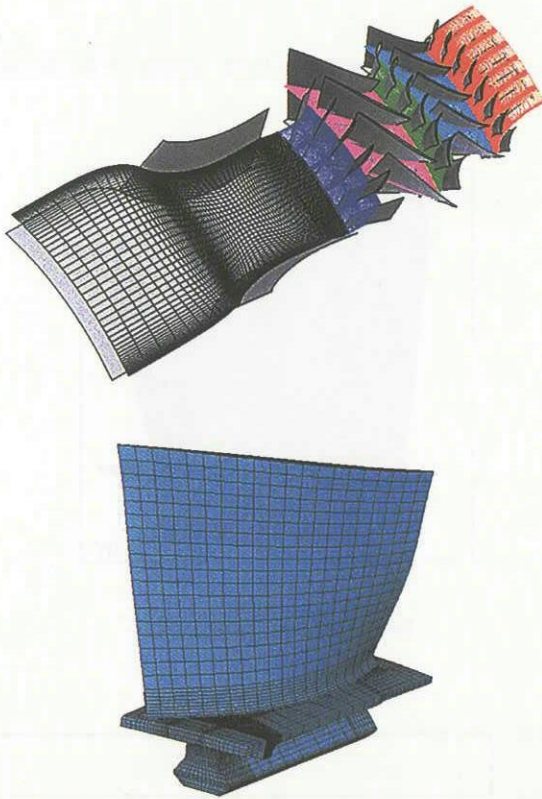


図8. 解析モデル（上段：CFD，下段：FEM）

24. 非定常多翼列解析

最後に、翼面の非定常空気力の算出に用いている非定常多翼列解析について簡単に説明する。基礎方程式はレイノルズ平均3次元Navier-Stokes方程式を用い、有限差分法で計算した。その際、乱流粘性の評価にはBaldwin-Lomaxの代数モデルを採用した。対流項についてはChakravacy-OsherのTVDスキームにより離散化し、粘性項については2次精度中心差分によって離散化している。時間積分についてはEuler陰解法を用いているが、ニュートン反復法によって時間精度を保っている。時間刻み幅については、35,000ステップで動翼が1回転進むように設定した。これは、該当する圧力変動を十分解像できるような時間刻みとなっている。

解析格子にはマルチブロック構造格子法を採用している。図8上段に示すように、翼間毎に領域を分割して1ブロックとし、それぞれについてH型格子を生成している。解析領域全体は26ブロックから構成され、総格子点数は約2,300万点である。比較的大規模な計算であることから、計算の実行には並列処理を行なうことで高速化を図っている。今回は1CPUに1ブロックの計算領域を与え、合計26CPUを用いたプロセス並列処理を行なった。ブロック間の通信については、MPI（Message Passing Interface）を採用した。

境界条件としては、流入面では全圧、全温および流れ角を与え、流出面では静圧を与えた。翼面やハブ、ケーシングといった壁面はすべて断熱で滑りなしの条件を与えた。翼列間の接続境界では、隣り合う格子間で半径方向の格子線を一致させ、格子線上で情報のやりとりを行い、線形補間によって境界での値を決めている。なお、解析精度を保つために軸方向には1格子分重ね合わせている。動翼の翼端隙間については、クリアランス内部に格子を生成することはせず、周期境界としてモデル化することで簡易的に翼端流れを模擬している。



図9. 50%半径位置での瞬時エントロピー分布

3. 解析結果

3.1. 空力励振力

本予測システムを高圧圧縮機の2段動翼の振動予測に適用した結果を紹介する。はじめに、空力励振力を求めるにあたり実施した非定常多翼列解析の結果を示す。図9は、50%半径位置における瞬時のエントロピー分布を示したものであり、図中の破線で囲まれた部分が翼振動応答を評価する2段動翼列である。図から上流翼列からのwakeが下流の翼列に衝突しながら下流に流されている様子が捉えられている。このように、非定常多翼列解析では、より上流にある流れの影響や多翼列環境のポテンシャル場など、励振源となるいろいろな圧力変動場を実形状に近い形で考慮することが可能である。

次に、上記の非定常流れ場から2段動翼面にかかる非定常空力励振力を抽出した結果を示す。まず、上記の非定常多翼列解析によって2段動翼面上に発生する圧力の時間変動データを蓄積する。これをFFT解析し、1段静翼通過周波数に対応する非定常圧力変動成分のみを抽出し、その絶対値を示したものが図10である。ここで、上段が翼の正圧面、下段が負圧面の分布を示している。また、4枚の翼が並んでいるが、これは今回の1/10解析モデルでは2段動翼は4枚からなっており（したがって、全周では40枚）、それを並べたものである。図から圧力がコード方向にもスパン方向にもまるで節を持つように変化しており、3次元的な分布となっていることが分かる。このような3次元的な圧力分布は、先述した高次のパネルモードなど複雑な振動モードに対しては大きな影響があると考えられ、今回の3次元非定常多翼列解析を用いた方法は、2次元の方法に対し予測精度の向上が期待できる。

また、図10において注目すべきは、圧力変動の分布に翼の周方向位置による違いが見られている点である。直上流の2段静翼までを計算領域とした場合、周方向のどの翼でも基本的には同じ圧力変動になるはずである。しかしながら、今回の解析では、計算領域に入口ストラットまでの上流の翼列を考慮したことで、1段静翼より上流の影響が出ている可能性が大きい。原因の1つとして、2段静翼を挟んだ1段動翼との相対位置の影響が考えられる。1段動翼は2段動翼とは翼枚数が異なるため、動翼列どうしの相対位置が周方向に変化する。このような翼列どうしの周方向相対位置の変化が翼列性能に影響を与えることは知られており、翼の励振力に影響を与えていると考えても不思議ではない。詳しい現象の調査は今後の課題であるが、多数の翼列環境で解析することで初めて得られた知見である。

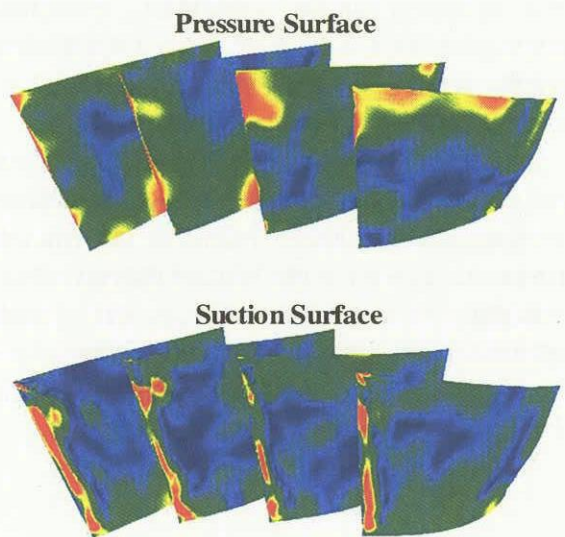


図10. 2段動翼面圧力変動分布（上段：正圧面，下段：負圧面）

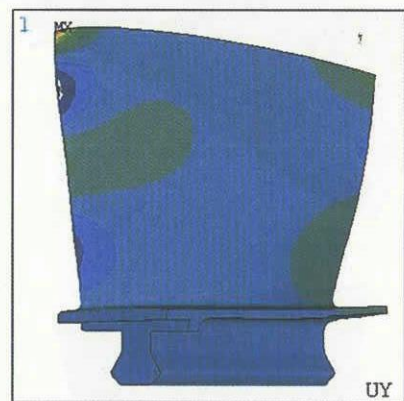


図11. 2段動翼振動モード

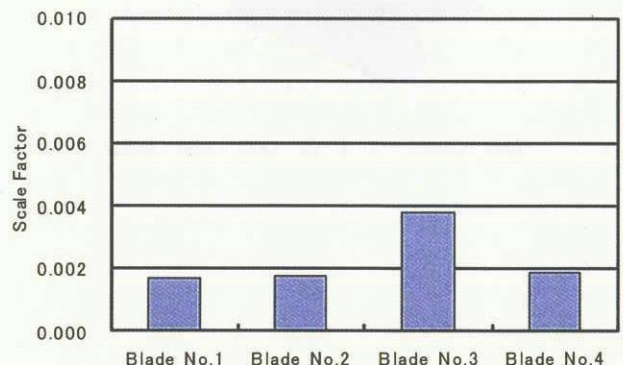


図12. 2段動翼にかかる無次元モーダル力

3.2. 翼振動応答

最後に、上述の空力励振力と翼振動モードから得られるモーダル力を示す。翼振動モードについては、図8下段の解析モデルに対して構造FEM解析を実施し、1段静翼通過周波数に近い固有振動数に対応する振動モードとして、図11に示すようなモード形状が得られる。この振動モード形状と3.1で求めた空力励振力(圧力変動分布)を掛け合わせることで、そのモードにおける翼にかかる力(モーダル力)が求まる。これを無次元化したものを図12に示す。ここで、翼番号No.1は図10における一番右の翼に対応し、No.4は一番左の翼に対応している。前述した翼の周方向位置による圧力変動の違いがモーダル力に換算すると約2倍もの差となって表れていることが分かる。

4. まとめ

多翼列環境下における空力励振力の予測に非定常3次元多翼列解析を用いた翼振動応答予測システムをITBLネットワーク上に構築し、高圧圧縮機の2段動翼に適用した。その結果、2段動翼面上の圧力変動として3次元的な分布が得られ、複雑な振動モードに対する本手法の有効性が示された。また、翼の周方向位置による圧力変動の違いも見られることが分かり、新たな知見が得られた。

以上から本システムの従来手法に対する有意性は十分予想できるが、試験結果との比較を行い、定量的な予測精度の検証を行なうことが今後の課題である。

参考文献

- 1) Chiang, H.D. and Kielb, R.E., "An Analysis System for Blade Forced Response", ASME 92-GT-172, 1992
- 2) 加藤大, 今成邦之, "多翼列CFDを活用した高圧圧縮機の翼振動低減方法の検討", 第31回ガスタービン定期講演会講演論文集, 2003
- 3) 福田正大, "ITBLで目指す実現すべきもの", 航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム2002論文集, 2003
- 4) 岩宮敏幸, 山本一臣, "航空宇宙統合シミュレーションシステムの構築に向けて", 航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム2002論文集, 2003

PIV(粒子画像流速測定法)を用いた CFD コード検証について

渡辺重哉、加藤裕之、雷 忠、今村太郎、榎本俊治
宇宙航空研究開発機構

CFD Code Validation via Particle Image Velocimetry (PIV)

by

Shigeya Watanabe, Hiroyuki Kato, Zhong Lei, Taro Imamura, and Shunji Enomoto
Japan Aerospace Exploration Agency

ABSTRACT

Possibilities of Particle Image Velocimetry (PIV) as a tool to acquire detailed experimental data for unsteady CFD code validation are discussed. Two examples of PIV data compared with corresponding CFD data, that is, leading edge separation vortices of a cranked arrow wing and a tip vortex of a rectangular wing, are presented in order to evaluate the capability of PIV as a CFD validation tool. As a result, the detailed velocity field data via PIV are proved to be useful in the evaluations of different turbulence models and algorithms in CFD analyses. Also, important issues to be carefully considered for getting successful results in the CFD validation using PIV are mentioned, such as differences in spatial/temporal resolutions and data point locations.

1. はじめに

近年の CFD 技術におけるハードウェア/ソフトウェア両面の急速な進展に伴い、従来 CFD 解析の主対象となっていた定常流計算だけでなく、非定常流計算や騒音解析¹⁾等のより高度な流体解析にまで実用化の範囲が広がろうとしている。そのような目的で開発された CFD コード検証のためには、定常流れを前提とした空気力(6分力)計測、表面圧力計測、流れの可視化等の従来の風洞計測技術による実験データだけでは不十分なものは明らかであり、流れの非定常性を正確に把握可能な流体計測手法により取得した実験データが必須となる。非定常流計測手法の中でも、特に 2 次元(面)/3 次元(空間)の空間解像度の高いデータの取得が可能な手法(非定常空間速度場計測手法等)は、複雑な流れ場におけるどのような流体现象(境界層遷移、剥離、渦、渦干渉/崩壊、衝撃波干渉等)が CFD により模擬できているか、いないかを明確に把握するためのデータを提供するため、CFD 解析における問題点の原因説明に有効と考えられる。また、6分力等の積分量計測値では、実験と CFD で流れの空間的分布が異なっている、全体的にその効果が相殺されて結果が一致してしまう危険性があり、要求される CFD 検証の精度が高まるほどにこのような空間解像度を有する計測法の重要性が高まる。

一方、風洞計測技術について見ると、航空機/宇宙機の性能向上及び空力設計技術の高度化に伴い、従来の計測技術では得ることのできない更に多種、広範囲かつ詳細な流体情報を提供できる先進的な計測技術が必要とされている。そのようなニーズに応える計測技術の一つとして、画像計測/レーザ計測技術をベースとした空間速度場計測手法がある。中でも粒子画像流速測定法(PIV: Particle Image Velocimetry)^{2, 3)}は実験室環境の低速流れでは既にほぼ確立した技術であり、その適用範囲は大型風洞での複雑な 3 次元速度場⁴⁻⁶⁾、遷・超音速流のような高速流などへと広がりをみせつつある。航空宇宙の分野においても、BVI(Blade Vortex Interaction)騒音と密接に関係するヘリコプタロータの翼端渦計測⁷⁾、フラップ周りの詳細流れ場計測⁸⁾等の様々な流れ場に適用され、空力設計ツールの一つとして実用的に使用され始めている。また、PIV では瞬時の空間速度場が取得できるため、乱流強度やレイノルズ応力等の流れの非定常性に関連する情報の空間分布計測が比較的短時

間で可能となる利点があり、非定常流を対象とした CFD コードの検証、乱流モデルの評価にも活用できる可能性を持っている。

本研究では、このような状況の中で、2 種類の 3 次元低速流れ場(クランクト・アロー翼背面流れ、矩形翼翼端渦の生成過程)に関する PIV 計測結果と対応 CFD 解析結果の比較を通じて、PIV 技術の CFD コード(特に非定常 CFD コード)検証ツールとしての有効性を評価するとともに、PIV を CFD 検証のために用いる際の問題点/留意点に関する考察を行った。それにより、今後更に重要性が高まると考えられる CFD/EFD (Experimental Fluid Dynamics)連携の進展の一助とすることを目的としている。

2. 粒子画像流速測定法(PIV)

PIV は、流体に追従する微小なシード粒子の動きを解析し、その移動量から流れの空間速度分布を測定する手法である^{2, 3)}。具体的には、図 1 に示すように、照明装置(通常はダブルパルスレーザ)とシート光学系により生成された平面シート光により、非常に短い時間間隔で 2 回光らせられたシート面上に存在するシード粒子の画像を撮影装置(通常はクロスコリレーションタイプの CCD カメラ)で取得し、その 2 枚の画像を相互相関法等を用いて画像処理することによりシート面上の空間速度分布を計測する。PIV では個々のシード粒子を追跡し流速を求めるのではなく、シート面上のある切り取られた小空間(interrogation spot)内に存在するシード粒子の平均速度を求める(よって、通常碁盤目状の点での速度が計測される)ことに注意を要する。PIV の利点としては、非接触計測であること、面計測であること(点計測に比べ一般的にデータ生産性が高い)、シート面内の瞬時の速度分布が計測可能なこと等が挙げられる。一方、欠点としてはシード粒子を気流に混入しなければならない点、画像取得ハードウェアの制約により一般的に時間分解能(画像サンプリング周波数)が低くスペクトル解析等の時系列処理に向かない点、粒子群の平均的な移動量を用いるため空間分解能が相対的に低い点、光学系の設置/調整が煩雑な点等がある。

非定常 CFD コード検証における利用という観点では、上記の瞬時空間速度場計測のメリットが非常に大きい。時間

分解能が相対的に低く周波数特性の評価ができないという点では不利であるが、多数の瞬時データについてアンサンブル処理を行い、統計量という形で比較をすることにより、この問題点はある程度補うことができる。

カメラ1台で粒子画像取得を行う2D-PIV(図1参照)では、シート光平面における2成分速度が計測可能である(面に垂直な速度成分は計測できない)。一方、2台のカメラにより粒子の移動量をステレオ計測するステレオ(3D)PIVの場合、レーザシート面上での3成分速度が取得可能となる。非定常流のほとんどが3次元性を持つことを考えると、2D-PIVに比べステレオPIVの方が格段に非定常CFDコード検証ツールとして適しているといえる。ステレオPIV計測装置のセットアップの例を図2に示す。以下に示す第2の比較例での機器配置の平面図である。

3. PIVデータとCFD解析データの比較例

以下に、PIVのCFD検証ツールとしての有効性を評価するためにPIVデータと対応CFDデータの比較検討を行った二つの例を紹介する。ともに3次元性と非定常性を併せ持った低速流を計測/解析対象とした例である。

3.1 クラント・アロー翼背面流れ

第一の例は、クラント・アロー翼背面の2つの前縁剥離渦(内翼+外翼)を含む流れ場を対象とし、複数の乱流モデルの比較評価のためにステレオPIVデータを取得したものである⁹⁾。図3にogive-cylinder形状の胴体にクラント・アロー翼を取り付けた模型の平面図およびPIV計測断面を示す。ここで示す結果は、模型胴体軸(x軸)に垂直な $x/Cr = 0.83$ 断面でのPIV計測結果とCFD解析結果である。速度は機体軸の x, y, z 軸方向の速度を u, v, w と定義している。PIV計測に対応したCFD解析は、RANS(Reynolds-Averaged Navier-Stokes)コードにより行われた¹⁰⁾。乱流モデルとしては、Spalart-Allmaras(SA)モデル、rotational correctionを含めたSAモデル、Menterの剪断応力輸送(SST)モデル、Launder-Sharmaモデルの4種類である。

図4に迎角 20° での平均速度絶対値($= (u^2+v^2+w^2)^{0.5}$ [m/s])の分布の比較を示す。PIV計測結果からは、外翼側の前縁剥離渦は拡散していない状態で翼上面近くに位置していることが分かる。一方、内翼側の剥離渦は中心付近で速度の絶対値がほぼ0となっており完全に渦崩壊の状態にある。この実験により計測された流れ場は、定性的にはrotational correction付きのSAモデル、MenterのSSTモデル、Launder-Sharmaモデルでは再現されているものの、Spalart-Allmaras(SA)モデルでは、縦渦の渦中心付近で乱流粘性が過大評価されるために、内翼側の前縁剥離渦の渦崩壊が正しく捉えられていない(渦中心の流速が速い)。この結果は、このような模型表面からある程度離れたところに位置する縦渦が重要な役割を果たす流れ場においては、補正なしのSAモデルでは流れ場を適切に模擬できないことを意味している。

同じ気流条件、迎角での乱流強度(T.I.)分布の比較を図5に示す。ここでは乱流強度を無次元化して下式のように定義している。

$$T.I. = \sqrt{\frac{u'^2 + v'^2 + w'^2}{3U_\infty^2}} \quad (1)$$

ここで、 u', v', w' は各速度成分の変動のRMS値を、 U_∞ は一様流流速を表す。PIVでは瞬時速度の計測値から速度変動

のRMS値を求められ、(1)式に従い直接的にT.I.が計算されるが、RANSによるCFD解析では瞬時速度は得られないため、乱流エネルギー K (有次元)を用いて(2)式によりT.I.を求めている。

$$T.I. = \sqrt{\frac{2K}{3U_\infty^2}} \quad (2)$$

ここでのCFD解析結果は、 $k-\epsilon$ または $k-\omega$ モデルの一種であるMenterのSSTモデルとLaunder-Sharmaモデルの2種類の乱流モデルを用いたものである。図から明らかなようにCFD解析結果は2種類の乱流モデルともに2つの前縁剥離渦中心付近での乱流強度が実験結果よりも小さい値となっている。特にMenterのSSTモデルでは乱れのレベルが実験結果に比べ非常に低い。この例で見られる結果の大きな差異は、渦位置の非定常な移動を考慮することの出来ないRANSコードの適用限界を示唆しているものと考えられる。

上記の平均流速および乱流強度分布の比較結果から分かるように、流れの詳細空間計測データを用いてCFD検証を行うことにより、従来の計測技術を用いた空気力等の積分値の比較では見失われがちなCFDの問題点を明らかにするとともに、その原因究明の手がかりとなる情報を取得することが可能となる。また、このように渦が流れ場を支配するような場合には、面計測である表面圧力分布計測よりも、PIVのような空間分布計測の方が不一致の原因究明という観点で有利となる。

3.2 矩形翼翼端渦の生成過程

第二の例は、高揚力装置騒音等の航空機機体騒音解析の基礎となるCFDコード検証を目的として実施された半裁矩形翼翼端渦の生成過程を対象としたPIV/CFD比較である。図2にPIV計測機器配置の平面図を、図6にJAXA 2m×2m低速風洞に設置した半裁矩形翼模型写真を示す。図6にはPIV計測断面位置および座標系の定義が合わせて示されている。翼型はNACA0012であり、翼端は平面的に切り落とされておりフェアリングはついていない。レーザシートは一樣流に垂直に配置し、 $x/c = 50 \sim 110\%$ の4断面の計測を行った。座標系は一樣流方向を x 軸、スパン方向を y 軸とし、 x および y 軸に垂直方向に z 軸をとっている。以下に示す全ての物理量は、一樣流流速 U_∞ で無次元化されている。PIV計測に対応したCFD解析¹¹⁾ではRANSおよびLES(Large-Eddy Simulation)の2種類のコードを用い、両者の優劣比較を行った。RANS計算での乱流モデルとしてはSpalart-Allmarasモデルを用いている。

図7および8に迎角 12° 、 $x/c = 70\%$ および 110% 位置での平均速度分布のPIV計測結果(a)と2種類のCFD解析結果(b, c)の比較をそれぞれ示す。矢印は平均速度のシート面内成分をカラーの等高線はシート垂直方向成分を示している。 $x/c = 70\%$ 位置(図7)では、翼端上部角から生成される翼端渦2については、実験、2種類のCFD計算ともに、位置も渦の強さもほぼ一致しているが、翼端下部角から生成される翼端渦1については、実験と計算結果で差異が見られる。LESの結果では渦位置が実験に比べ上方(z の正方向)に位置するとともに渦中心付近の u の値が実験結果よりも大きい。一方、RANS結果では渦位置は実験結果とほぼ一致するが、 u の値はLES結果と同様に実験結果よりも大きい。渦崩壊に近づく渦の軸方向速度が急激に低下するという一般的な傾向を考慮すると、RANS結果はPIVによる実験結果よりも渦崩壊から遠い状態にあると推定され、相対的な両者の差異はクラント・アロー翼の場合の両者の差異と定性的に一致している。

$x/c = 110\%$ 位置(図 8)では、実験結果においても計算結果においても 70%位置で観測された 2つの翼端渦が統合されて 1つの大きな翼端渦が形成されていることがわかる。翼端渦の中心位置や翼後縁および翼端からの後流の形状および位置は、LES、RANS 結果ともに定性的には実験結果とほぼ一致している(若干 RANS 結果の方が実験結果との一致がよい)。ただし、翼後縁からの後流における速度欠損は、実験結果に比べ両計算結果ともに過大評価されている。これは、PIV では非定常な後流位置変化が捉えられることにより、平均化処理後データにおける速度欠損の谷間が緩やかになる傾向があることが一因と考えられる(LES 計算でも同様な非定常性は原理的には捉えられるが、定常流を仮定した RANS 計算では捉えられない)。

図 9 に図 7 と同一条件での $x/c = 70\%$ 位置における無次元化された乱流エネルギー k の空間分布を示す。 k の定義は、

$$k = \frac{K}{U_{\infty}^2} = \frac{u'^2 + v'^2 + w'^2}{2U_{\infty}^2} \quad (3)$$

である。PIV 結果では、平均的な渦中心位置(図中の+印)付近に強い乱れのピークが存在し、翼端渦 1 の周辺部に乱れの強い領域が広がっている(この結果は、PIV の原画像において観察される翼端渦 1 の強い非定常性と一致する傾向である)。ただし、PIV 計測では、渦中心部のシード密度が小さすぎて正しい速度ベクトルが得られないケースが多くあり、その影響が非常に強い乱れに影響している可能性もあるため、注意を要する。一方、LES 計算結果では、平均的な渦中心位置と乱れの強い位置の相関は低く、翼端部周辺に強い乱れが見られる。特に翼端渦 2 の周辺での乱流エネルギーは実験結果に比べ大幅に小さい。

上記のように、翼端渦の生成過程に関する PIV 計測結果と 2種類の CFD コードによる計算結果との比較においても、PIV データの CFD コード検証データ取得ツールとしての有効性が認められる。特に空間分布からどの部分(例えば、渦の中心付近、模型近傍、後流等)での一致がよいか、平均流、乱れ量のどちらの一致がよいか、悪いかが直接的に評価できる PIV の能力は、CFD コード検証(特に非定常コード検証)において強力な武器となることが確認できた。

ここで示した 2例については示さなかったが、PIV の瞬時ベクトルデータからは速度の空間相関が直接的に計算でき、非定常性を考慮した CFD データの評価の際の比較量の一つとして有効ではないかと推測される。

4. CFD 検証のための PIV 利用における留意点

PIV には、2項で示したとおり、空間分解能、画像サンプリングレート(時間分解能)等のいくつかの計測上の制約があり、これらを考慮した上で CFD 検証用ツールとして使用する必要がある。以下に、PIV による CFD 検証を有効に機能させるために注意すべき、これらの制約等に関連する留意点を示す。

4.1. 空間分解能

図 10 に示すように PIV による速度ベクトル計測結果は通常碁盤目状に並んだ点で得られる(すなわち空間分解能が計測面内で一定)。Interrogation spot (図中の青四角)サイズが計測の空間分解能に相当する(50%ずつオーバーラップさせてベクトルを計算しているため、データ点(格子点)間隔の 2倍が空間分解能になっている)。一方、CFD では

物体表面では格子が細かいため空間分解能が高く、物体から離れるほど格子が粗くなり空間分解能が下がる(すなわち計算空間内で空間分解能が異なる)のが一般的である。この空間分解能の差を無視して、両者の比較を行うと、速度勾配が大きいところや流れの特性長さが実験および計算の空間分解能と同等またはそれ以下の領域では空間分解能の差異による影響が強くなって、公平な比較が出来ず、誤った評価を下してしまう危険性がある。この対策としては、PIV の interrogation spot 内の全 CFD 解析格子点のデータを平均化した上で PIV 結果と比較するなどの空間分解能の統一の工夫が必要となる。

4.2. 時間分解能

一般に PIV における画像(速度場データ)取得間隔(0.1秒のオーダー)は非定常 CFD 計算の時間ステップに比べはるかに長い。よって、時間ステップを流れの代表的な特性時間に比べ十分短く取った非定常 CFD 計算では速度変動の周波数特性を求めることが出来るが、PIV データからは対応するデータを算出することは出来ない。その対策として、PIV による多数の瞬時速度場計測結果をアンサンブルとして扱うことにより、平均値、乱れに関する諸量等の統計量を求め、対応する CFD 解析結果と比較することにより、CFD による非定常流れの模擬精度を評価することが必要となる。上記の 2つの例においても乱流強度および乱流エネルギーに関する比較を行っているのは、この理由による。

4.3. 空間上の計測/解析点位置、グラフ化

上記の空間分解能に関する留意点と関連するが、PIV と CFD 解析では空間内のデータ点の分布が異なるため、両者の差異を無視して、速度ベクトルや各種の等高線を描かせ比較すると、人間が目で見ると判断する段階で誤解を生む可能性がある。本稿の第 2 の例では、この問題を避けるため、PIV の計測データ点に合わせて CFD 解析結果を内挿した上で、比較を行っている。また、同一のグラフィックソフトウェア、同一設定のベクトルカラーバーを使って比較を行い、これらのグラフ化における細かい設定を完全に一致させることにより両者の公正な比較が出来るように配慮した。通常、実験と CFD 解析は別々の担当者が実施し、かつデータの表示も個別に行う例が多いため、このような表示の統一化にも注意を払う必要がある。

4.4. 計測/解析両者の不確かさ

CFD 検証全般にいえることだが、実験データ、CFD データ双方の不確かさを解析を行い、両者の誤差幅を把握した上で、比較・評価を行うことが重要となる。不確かさレベルを評価せずに、それよりも小さい差異を議論しても意味がないのは言うまでもない。上記の 2つの比較例においても、計測/解析結果両者の不確かさの評価が今後の課題である。

5. まとめ

本稿では、CFD コード検証のための実験データ計測ツールとしての粒子画像流速測定法(PIV)の可能性について、2つの非定常性を含む流れ場に関する PIV/CFD 比較例を通じて検討を行った。特に非定常流 CFD 検証における有効性について調べた。

これらの比較検討の結果、PIV データが定常流 CFD コード同様、非定常流コードの検証においても非常に有用であ

ることが示された。両者の不一致が発見された場合、積分量ではなく詳細な空間分布が比較できるため、不一致の原因に関する有益な情報が得られる点が特に有効であると考えられる。一方、PIV データをこのような用途で使用する場合には、PIV/CFD 両者の空間分解能の違い、時間分解能の違い、データの不確かさ等を十分考慮して公正な比較を行うことが重要である。このような配慮をした上で、CFD コード検証目的での PIV の利用をさらに推進し、CFD との連携を進展させることにより、両者の相補的な発展が期待できるものと考えている。

最後に、PIV 計測においてご協力いただいた IHI エアロスペースエンジニアリング 橋本拓郎氏、JAXA 新型航空機技術開発センター 郭東潤氏、東京大学大学院 城武雅氏、JAXA 風洞技術開発センター低速風洞チーム各位、CFD 結果との比較に関して有益なコメントとサポートを頂いた JAXA 情報技術開発共同センター 山本一臣氏に深く感謝の意を表す。

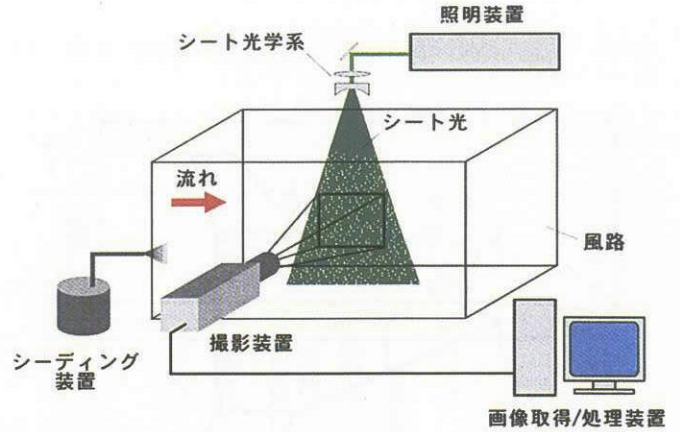


図1 風洞における PIV の実験配置

文献

- 1) Street, C. L., et al., "In Search of the Physics: The Interplay of Experiment and Computation in Airframe Noise Research; Flap-Edge Noise," AIAA Paper 2003-0977, 2003.
- 2) Adrian, R. J., "Particle-Imaging Techniques for Experimental Fluid Mechanics," *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 1991, pp. 261-304.
- 3) Raffel, M., et al, "PIV の基礎と応用 (Particle Image Velocimetry - A Practical Guide)", シュプリンガー・フェアラーク東京, 2000.
- 4) Kompenhans, J., et al., "Particle Image Velocimetry in Aerodynamics: Technology and Applications in Wind Tunnels," *J. Visualization*, Vol. 2, Nos. 3/4, 2000, pp. 229-244.
- 5) 渡辺重哉, 加藤裕之, 橋本拓郎, "大型風洞用粒子画像流速測定(PIV)システムの開発," 第 41 回飛行機シンポジウム講演集, 2003.
- 6) Watanabe, S. and Kato, H., "Stereo PIV Applications to Large-Scale Low-Speed Wind Tunnels," AIAA Paper 2003-0919, 2003.
- 7) Kato, H., et al, "Application of Stereoscopic PIV to Helicopter Rotor Blade Tip Vortices," Proc. 20th International Congress on Instrumentation in Aerospace Simulation Facilities (ICIASF), 7.1, 2003.
- 8) Arnott, A., et al., "Multi-Window PIV for High-Lift Measurements," Proc. 20th International Congress on Instrumentation in Aerospace Simulation Facilities (ICIASF), 2.3, 2003.
- 9) Watanabe, S., et al., "Stereoscopic PIV Measurements of Leading Edge Separation Vortices on a Cranked Arrow Wing," *Meas. Sci., Technol.*, Vol. 15, 2004, pp. 1079-1089.
- 10) Lei, Z., "Effect of RANS Turbulence Models on Computation of Separated Flows over a Wing-Body Configuration," Proc. Sixth World Congress on Computational Mechanics, Sep. 2004.
- 11) 榎本俊治他, "高揚力装置周りの騒音解析に向けて", 第 42 回飛行機シンポジウム講演集, 1A6, 2004.

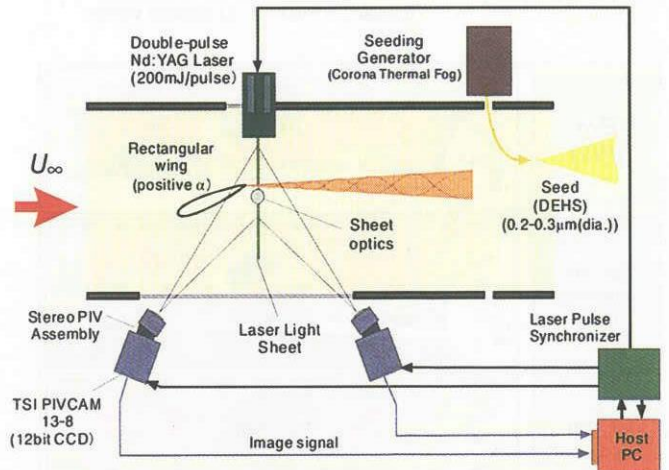


図2 ステレオ PIV 機器セットアップ図(平面図)
(矩形翼翼端渦生成過程の計測の場合)

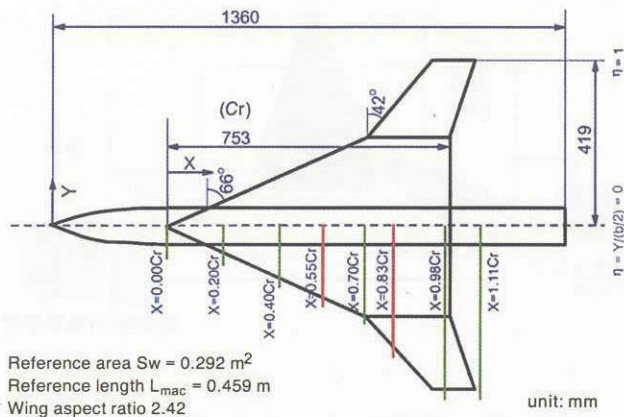


図3 クラント・アロー翼模型 (平面図)
(緑および赤のラインが PIV 計測断面)

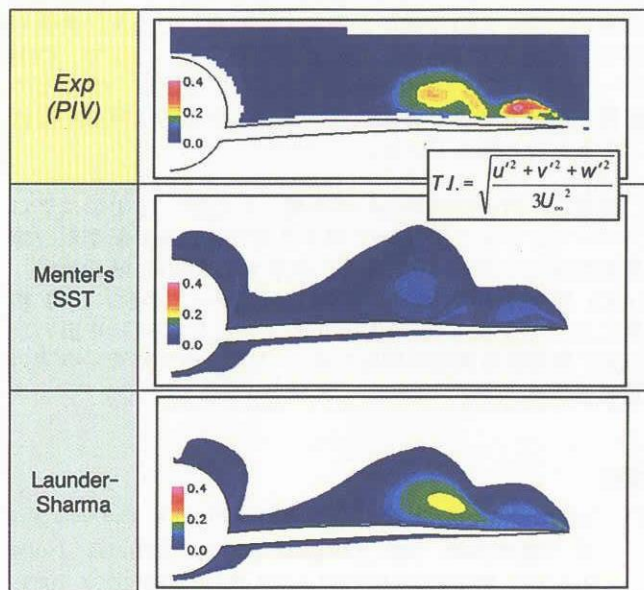


図5 クラント・アロー翼の前縁剥離渦流れ：
乱流強度分布の PIV/CFD 比較
($\alpha=20^\circ$, $Re_{mac} = 9.2 \times 10^5$, $x/Cr=0.83$)

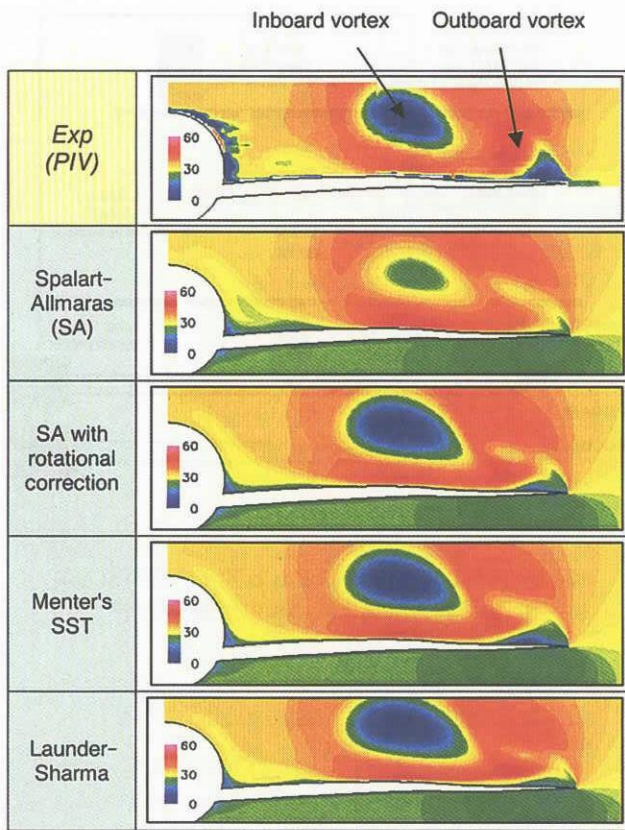


図4 クラント・アロー翼の前縁剥離渦流れ：
平均速度絶対値分布の PIV/CFD 比較
($\alpha=20^\circ$, $Re_{mac} = 9.2 \times 10^5$, $x/Cr=0.83$)

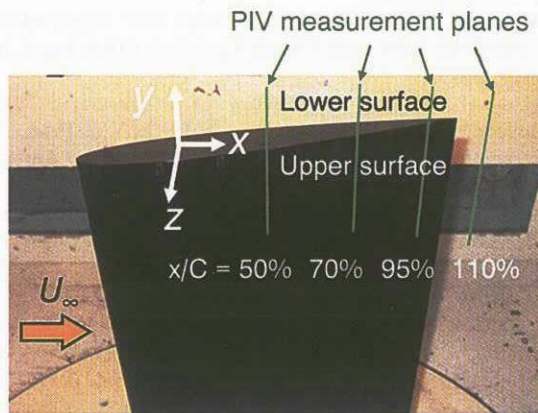


図6 NACA0012 半裁矩形翼模型の JAXA 2m×2m
低速風洞設置状況

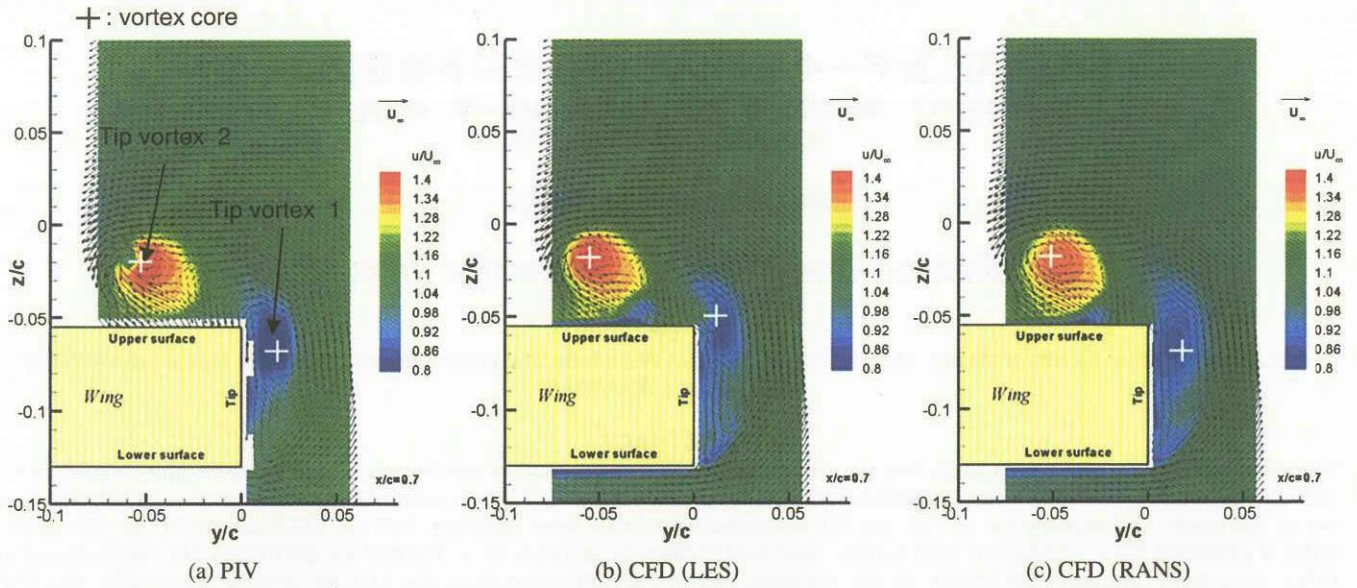


図7 矩形翼翼端渦の生成過程：平均速度分布のPIV/CFD比較 ($\alpha=12^\circ$, $Re_c = 1.7 \times 10^6$, $x/c = 70\%$)

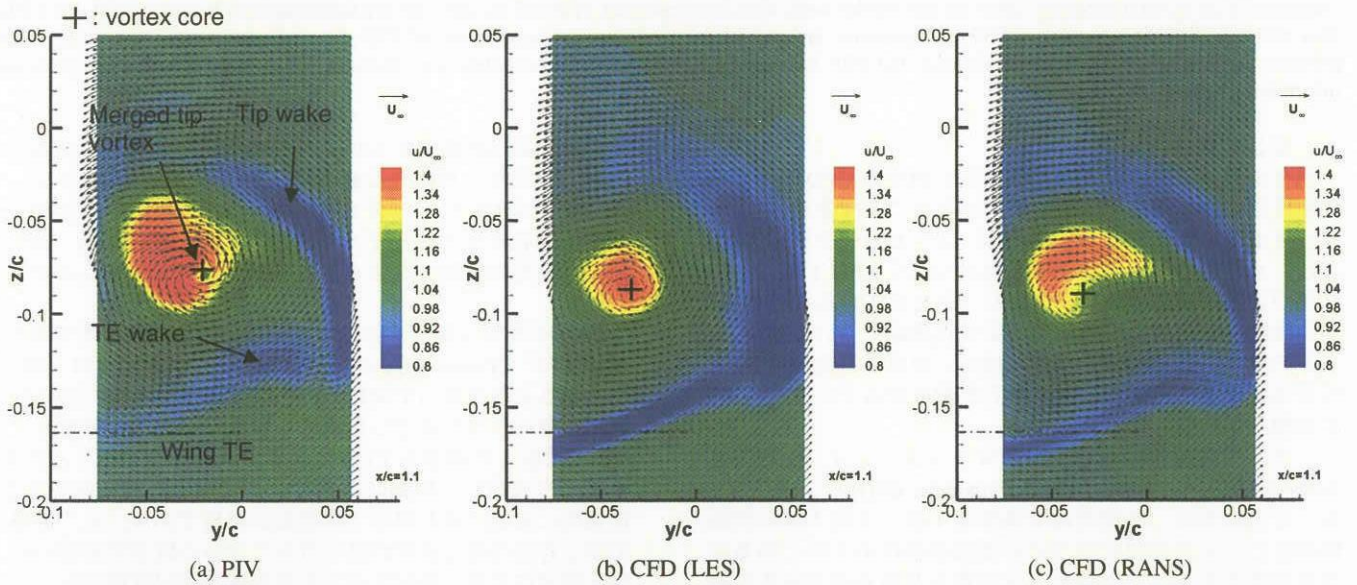


図8 矩形翼翼端渦の生成過程：平均速度分布のPIV/CFD比較 ($\alpha=12^\circ$, $Re_c = 1.7 \times 10^6$, $x/c = 110\%$)

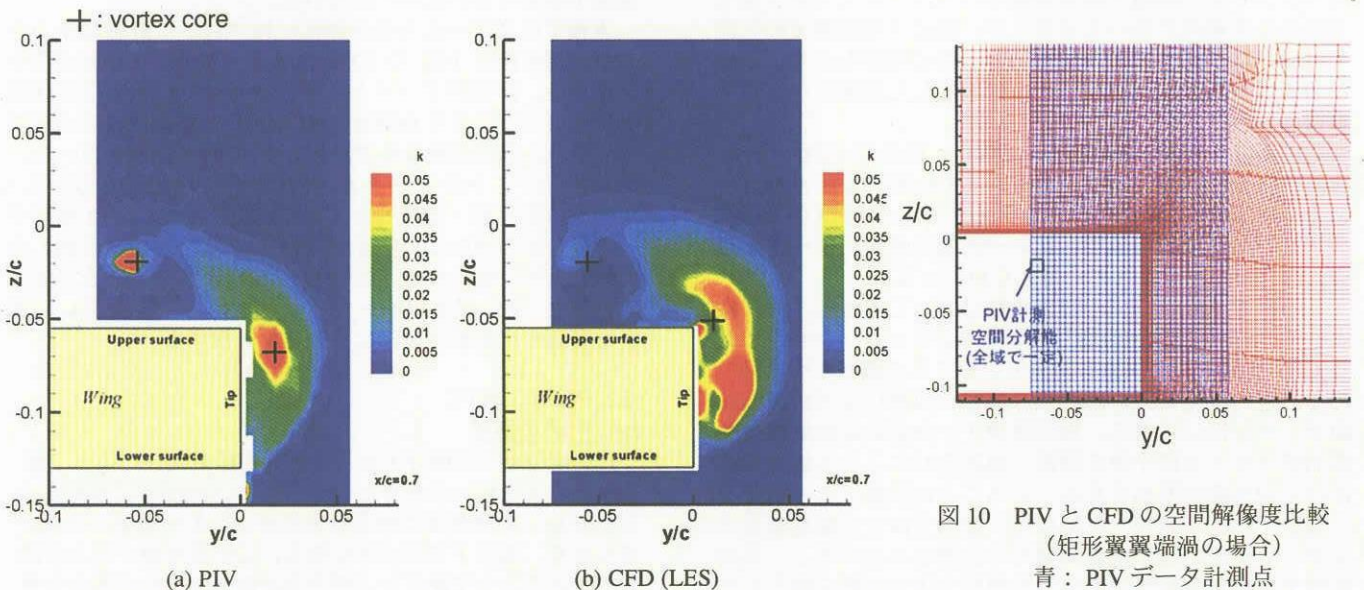


図9 矩形翼翼端渦の生成過程：乱流エネルギー分布のPIV/CFD比較 ($\alpha=12^\circ$, $Re_c = 1.7 \times 10^6$, $x/c = 70\%$)

図10 PIVとCFDの空間解像度比較 (矩形翼翼端渦の場合)
青：PIVデータ計測点
赤：LES/RANS計算格子

感圧塗料計測データを用いたCFDコード検証について

中北和之、満尾和徳、栗田充、渡辺重哉、山本一臣、向井純一

JAXA/総合技術研究本部 (ISTA)

高木亮治

JAXA/宇宙科学研究本部 (ISAS)

CFD Code Validation Using Pressure-Sensitive Paint Measurement

by

Kazuyuki Nakakita, Kazunori Mitsuo, Mitsuru Kurita, Shigeya Watanabe, Kazuomi Yamamoto, Junichi Mukai (JAXA/ISTA)
Roji Takaki (JAXA/ISAS)

ABSTRACT

Pressure-Sensitive Paint (PSP) is an image base pressure measurement technique and its data has much larger pressure information than the conventional pressure tap measurement. It produces quantitative pressure data. The PSP was estimated its performance as a CFD validation tool in this paper. At first, overview of PSP and PSP development at JAXA were described. PSP and CFD data of ONERA M5 model, which is a standard model of transonic wind tunnels, were used to compare with each other. The PSP test of ONERA M5 was conducted at JAXA 2m x 2m Transonic Wind Tunnel. Its test condition used in PSP/CFD comparison was $M=0.84$, $\alpha=0\text{deg}$, $P_0=100\text{kPa}$. The PSP results were quantitatively in good agreement with pressure tap data and also good agreement with CFD data globally. There were 3 different regions between PSP and CFD data. Those regions were graphed and their possible reasons were considered. PSP and CFD data comparison on several arbitrary lines on test model were also demonstrated. It could be clear up the discrepancies between PSP and CFD data and the difference between PSP and pressure tap measurement. Then the superiority of PSP data was estimated comparing with pressure tap measurement. It is considered that PSP has large potential as CFD validation tool because it has large quantitative pressure information similar to CFD data.

1. はじめに

現在の流体研究や航空宇宙機開発における CFD の重要性、効率性については広く認識されているところである。しかし流体現象を数学的にモデル化し、コンピュータ言語で記述し、さらにそのモデルを離散点上で解く CFD では、その結果が実際の流体現象をシミュレートできていることの妥当性確認が不可欠となる。この妥当性確認についても、コードの検証、格子配置や密度の検証、使用する乱流モデルの妥当性確認など様々の観点から信頼できるデータを用いたの検証が必要となる。

一方、流体現象のもう1つのシミュレーション手法である風洞実験(Experimental Fluid Dynamics; EFD)について考える。その結果は、計測精度や風洞壁干渉・支持干渉の問題、風洞乱れによる遷移促進などの誤差要因はあるが、ある程度の信頼性を持った計測データが得られるものと考えられている。しかし、流体シミュレーションツールとしては気流パラメータの制限や模型形状のパラメータスタディまで含めると生産性が高いとは言えず、特に大型風洞での試験ではランニングコストや使用可能日程の問題もあり、重要性の高い形状や気流パラメータに限定した試験にならざるを得ない。

このような両者の特徴から、CFD と EFD は EFD データを使った CFD 検証、逆に CFD データを使った EFD 検証、あるいは CFD によるパラメータスタディと EFD による重要ポイントデータの取得、といった相互補完によってより有効なツールとなるものと考えられている。

この中で EFD による CFD 検証について考える。EFD による CFD 検証は前述の通り数学的なシミュレーションである CFD が流体的な現象を捉えていることを確認する手段である。圧力、空気力、熱流束、流れの可視化などの風洞試験データが用いられる。風洞試験データ側には計測精度や風洞壁干渉・支持干渉の問題、風洞乱れによる乱流遷移促進などの不確定性も含まれていることに注意しなければならない。これら諸データの中で、熱流束は主に極超音速で重要となりその他の速度領域では計測されないこと、風洞試験での空気力は天秤を用いた模型全体での積分値としての評価であり、局所的な比較が行えないこと、流れの可視

化では分布は評価できるが ON/OFF 的な比較しか行えないこと、などから詳細な検証には圧力データが適している。これまでは圧力孔データで検証が行われてきたが、計測 ch 数や圧力孔や圧力伝送チューブなどの制限から最大 200~300 点程度の離散的な限られた領域だけでの評価しか行えない。

1990 年代から画像計測による新しい圧力計測技術である感圧塗料¹ (Pressure-Sensitive Paint; PSP) が開発され、用いられるようになって来た。PSP は従来模型表面に設けられた離散的な圧力孔でしか求められなかった圧力分布を、PSP を塗装した模型を CCD カメラで画像計測することによって、連続的かつ詳細に得ることができ計測技術である。視覚的に細部の流れ場までの把握が容易であり、また定量的かつ詳細な圧力情報が得られることから航空宇宙機の研究・開発に大きく寄与することが可能な風洞試験技術としてアメリカを始め、ロシア、ドイツ、フランス、日本など各国で研究開発が進められている。

本稿では従来の圧力孔計測法に比べ遥かに詳細な圧力分布を計測可能な PSP の CFD 検証データとしての有用性を評価する。評価用データとしては遷音速での航空機形状標準模型の1つである ONERA M5 を用い、風洞試験での PSP データと、同じ試験条件で計算した CFD データを用いる。これを用いて PSP データと CFD データの相互比較を行い、データの定性的・定量的な差異の確認を行う。CFD 検証データとしての PSP の有用性評価では従来型圧力孔計測との比較としての観点から PSP データのポテンシャルを評価する。他に CFD 検証用データとして PSP データを用いる場合に留意すべき誤差要因についても考察する。

2. PSP について

2-1. PSP の原理

PSP は特定の有機分子からの発光が酸素消光によって減少することを用いた分子センサである。Fig.2-1 に示すように PSP からの発光量は酸素分子の少ない低圧環境下では大きくなり、高圧下では小さくなる。この発光量と圧力の関係を校正によって決定し、発光量計測データから圧力分布を算出するのが PSP 計測である。



Fig.2-1 PSP 発光量と圧力の関係

Fig.2-2 に PSP 計測の概要を示す。PSP は反応層と白色下地層の 2 層から構成され、計測対象模型の表面に塗装して用いられる。分子センサである感圧色素をバインダと呼ばれる酸素透過性ポリマーと混合したものが反応層である。白色下地層は拡散反射によって反応層中の感圧色素の発光量を増大させるために用いられる。反応層と白色下地層を合わせた膜厚は 40~70μm 程度である。

感圧色素は吸収スペクトルに相当する光を吸収し、発光スペクトルの波長で発光する分子である。周囲に酸素分子が存在すれば酸素消光による感圧色素から酸素分子へのエネルギー移動が生じるため、発光に費やされるエネルギーが減少し、PSP の発光強度は小さくなる。

この圧力と発光量の関係は理論的には以下の Stern-Volmer の式；

$$\frac{I_{ref}}{I} = A + B \frac{P}{P_{ref}} \quad \text{-----(1)}$$

を用いて記述される。ここで、 I 及び P は試験時の発光量及び圧力、 I_{ref} 及び P_{ref} は無風時の既知圧力下での発光量及び圧力である。実際の PSP 特性は必ずしも Stern-Volmer の式では記述できず、様々の記述方法が用いられる。

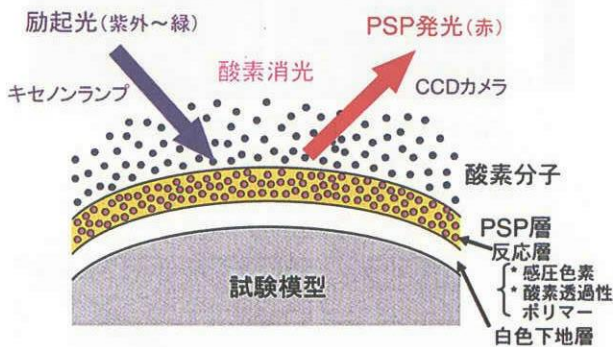


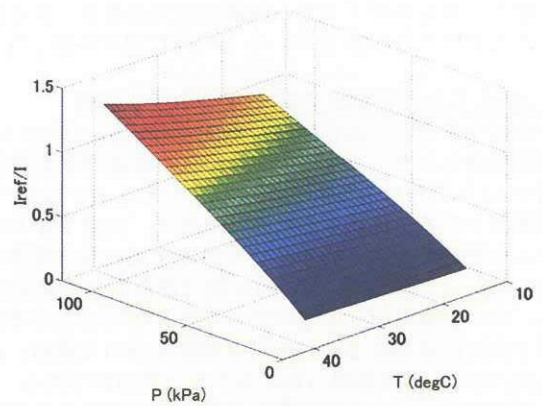
Fig.2-2 PSP の原理と構成

PSP は圧力感度だけではなく、温度依存性も併せ持っている。このため定量的 PSP 計測にはこの温度補正が重要となる。JAXA では模型温度分布の左右対称性を仮定し、模型の一半面に PSP、他半面に PSP より温度感度が大きく圧力感度が小さい特性を持つ感温塗料 (Temperature-Sensitive Paint) を塗装し、PSP・TSP 2 種類の計測データから相互補完的に温度と圧力を算出する方法^{2,3}を用いている。

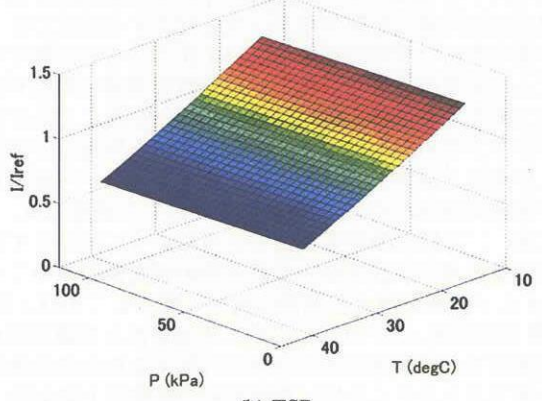
使用する PSP としては感圧色素 PtTFPP とフッ素系バインダ Poly(IBM-co-FEM)、TSP は感温色素 Ru(phen) と酸素透過性の小さいポリウレタン系バインダの組み合わせである。Fig.2-3 にその PSP と TSP の温度・圧力特性を示す。

2-2. PSP と従来型圧力計測法の比較

Fig.2-4 に PSP と従来センサの計測領域イメージを示す。PSP の最大の特徴は連続的な詳細分布としての「面」デー



(a) PSP



(b) TSP

Fig.2-3 PSP/TSP 発光強度の圧力・温度特性



Fig.2-4 PSP と従来センサの計測領域イメージ

タが得られることであり、従来型の圧力孔計測では 100~300 点程度の離散的圧力孔データに限定されていた圧力データが、数 10 万画素からなる画像圧力データになる。また、従来型圧力孔計測では空力模型に圧力孔も併設するか、専用の圧力模型の製作が必要であり、長い製作期間が必要であったり製作コストが高くなったりする。一方 PSP では現状技術では少なくとも数点の圧力孔が必要であるが、基本的に空力模型を用いた圧力計測が可能となる。信頼性、計測精度に関しては圧力孔計測には長い実績があるため現在のところ最も信頼性の高い圧力計測技術である。PSP は精度的には圧力センサにやや劣るが、実用的な PSP では圧力孔データを導入することにより PSP の計測精度を向上させる技術も用いられている。

PSP 計測データは計測された機体周りの圧力分布の解析や流れ場の理解・把握、より優れた機体やコンポーネントの形状・配置などの設計を最適化する、などの目的に対し強力なツールとなりうる。また構造的な用途として機体表面の圧力分布からモーメントやせん断力分布を求めたり、構造解析の荷重データとしても用いることができる。これまでは離散的な圧力孔データを用い、内挿によって推定さ

れてきたこれらのデータも、詳細な圧力分布データを提供することができる PSP を用いると内挿作業が不要となる。

2-3. JAXA における実用 PSP 計測システム整備

宇宙航空研究開発機構(JAXA)総合技術研究本部(ISTA)風洞技術開発センター(WINTEC)では、旧航空宇宙技術研究所で10年にわたり研究開発を進めてきたPSP技術^{4,5}を大型風洞での実用開発試験に供するため、実用PSP計測システムの整備を進めている。まず開発用途に最も需要の高い2m×2m遷音速風洞、1m×1m超音速風洞から整備に着手し、次いで絶対圧センサであるPSPが不得手とする低速領域での技術開発を2m×2m低速風洞を用いて進め、これを6.5m×5.5m低速風洞へも拡張するとの方針である。

大型実用風洞での計測技術の機能高度化のためにPSP技術を導入することにより、圧力計測の情報量増大によって実用用途に詳細な圧力分布データを提供するだけでなく、圧力模型を用いず空力模型を用いて圧力分布を計測することにより試験の低コスト化と、模型製作期間の短縮や煩雑な圧力配管取り付け・確認作業が不要になることなど模型ハンドリングの向上による試験の効率化も目指している。

この実用PSP計測システムは、新エネルギー・産業技術総合開発機構(NEDO)からの助成を受けて三菱重工業、富士重工業、日本航空機開発協会の3者によって行われている国産の環境適応型高性能小型航空機の研究開発の中でも、JAXAと三菱重工業との共同研究の一環としてJAXA 2m×2m遷音速風洞(TWT1)において実施された初期機体形状の高速域での機体表面圧力分布を計測するための基礎試験の一部で本システムを用いた国内初の開発用PSP試験⁶が行われるなど、航空機開発用途にも用いられている。

3. CFD 計算及び境界条件

風洞試験でのPSPデータに対応するCFD計算としては、格子点数648万点、98ブロックのマルチブロック構造格子を用い、JAXA/ISTAの基盤CFDコードであるUPACS^{7,8,9}を用いて計算を行った。ソルバーはセルセンター型の有限体積法により定式化されている。対流項はRoeのFlux Difference Splittingを用い、MUSCL法により2次精度の計算を行っている。また粘性項は2次精度中心差分型の定式化になっている。乱流モデルにはSpalart-Allmarasの1方程式モデルを用い、CFD側では全面乱流を仮定している。

一方、風洞試験側での境界層条件は模型前縁へのトリッピング・ラフネス等の装着は行っておらず、自然遷移である。

4. 結果および考察

4-1. TWT1でのONERA M5模型試験結果

TWT1の標準模型であるONERA M5模型を用いて遷音速領域でのPSP試験を行った^{10,11}。Fig.4-1はPSP/TSP塗装されたONERA M5模型である。

この試験結果の一例として、 $M=0.84$ 、 $\alpha=0.6^\circ$ 、 $P_0=100\text{kPa}$ のケースでの模型上面の圧力と温度の計測結果をFig.4-2に示す。左半面のCp分布画像では主翼上面コード方向の衝撃波構造が内翼側(2段)と外翼側(1段)で異なっていること、翼面上の圧力分布が胴体上にも影響を及ぼしていること、など模型上の複雑な圧力分布が捕らえられている。またこの結果に対応するスキャニバルブによる圧力孔データとPSP計測結果との比較がFig.4-4(b)(c)である。両者の比較よりPSPによる計測結果は圧力孔データと定量的にも非常に良く一致している。

Fig.4-2に示された結果を含む一連の試験結果を用いてPSPの計測精度評価を行った。評価方法としては、圧力孔データを正とし、対応するPSP計測データと圧力孔データ



Fig.4-1 PSP/TSP 塗装された ONERA M5 模型と圧力孔列の設置位置
右舷側 (ピンク) : PSP、左舷側 (黄色) : TSP

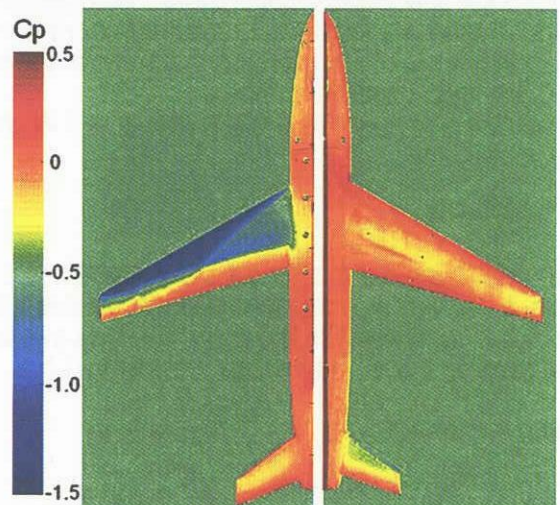


Fig.4-2 ONERA M5 模型 PSP 計測結果
左側 : 上面、右側 : 下面
($M=0.84$, $\alpha=0.6^\circ$, $q=31.1\text{kPa}$, $P_s=62.9\text{kPa}$)

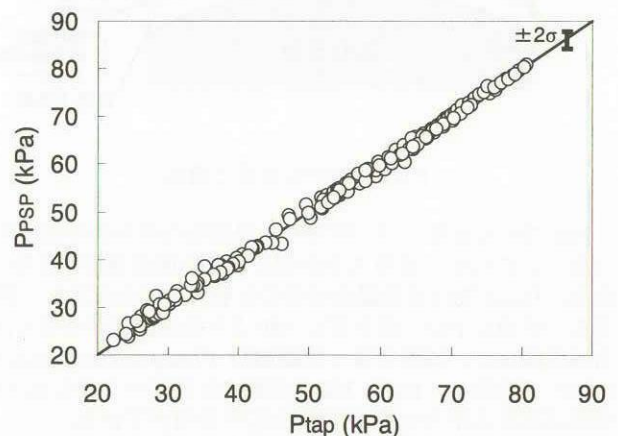


Fig.4-3 PSP の計測精度評価
($2\sigma=1.9\text{kPa}$; $2\sigma[C_p]=0.06$ at $M=0.84$, $P_0=100\text{kPa}$, $q=31.1\text{kPa}$)

との差を評価した。Fig.4-3に圧力孔データとPSP計測結果との比較を示す。PSP結果と圧力孔データは良好な一致を示しており、両者の差の標準偏差 σ は0.95kPaであった。計測誤差として 2σ をとった場合、 $2\sigma=1.9\text{kPa}$ に相当するCp

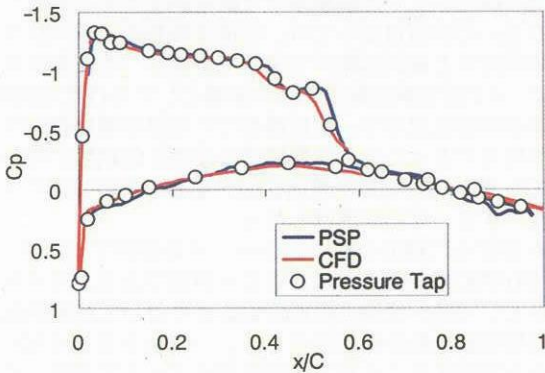
は $M=0.84$, $P_0=100\text{kPa}$ を基準とすると($q=31.1\text{kPa}$)、およそ 0.06 となる。

4-2. ONERA M5 試験結果の PSP/CFD 比較

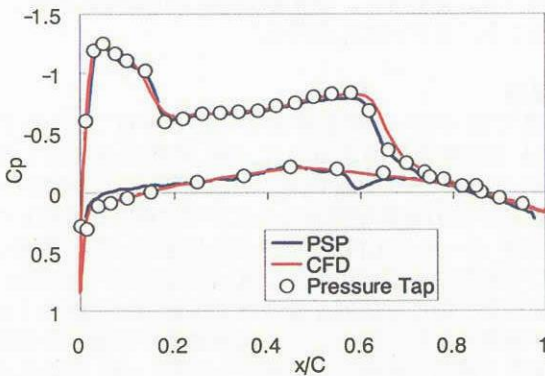
Fig. 4-4 に 4.1 節で紹介した PSP による ONERA M5 模型圧力分布と対応する CFD 結果¹²との比較を示す。Fig. 4-4(a)は模型上面での圧力分布の比較、(b) (c)は(a)上に記入された 2 本の白破線 Line-1 と Line-2 に存在する圧力孔列上での PSP, CFD, スキャニバルブによる圧力孔データの 3 者の



(a) 模型上面圧力分布；左側：PSP、右側：CFD



(b) PSP、CFD と圧力孔の比較；Line-1



(c) PSP、CFD と圧力孔の比較；Line-2

Fig.4-4 ONERA M5 模型上圧力分布 ($M=0.84$, $\alpha=0.6^\circ$, $q=31.1\text{kPa}$, $P_s=62.9\text{kPa}$)

比較である。また Fig.4-5(a)は Fig.4-4(a)と同じ図であるが (b)-(i)に結果を示すそれぞれの $y/(b/2)$ 線の位置及び PSP・CFD 比較で両者の結果に差の大きな 3 つの領域を図示したものの、(b)-(i)が主翼上の等 $y/(b/2)$ 断面上で $0.2\sim 0.9$ まで 0.1 刻みで PSP と CFD による圧力分布を比較したものである。

全体的な傾向としては Fig.4-4(a)から分かるように PSP と CFD の結果は全体として良く一致している。また Fig.4-4 (b) (c)の圧力孔データとの比較から PSP、CFD ともに定量的にも圧力孔データと差のない値が算出されていることが分かる。

しかし、Fig.4-4(a)を詳細に比較すると、Fig.4-5(a)上にピンク色破線で囲った 3ヶ所で PSP/CFD 両者の結果に差のあることが分かる。まず①の主翼-胴体接合部であるが、胴体上への主翼上圧力分布影響領域の大きさが両者で異なる。この原因として考えられるのは、全面乱流で計算された CFD と胴体・主翼ともに自然遷移である PSP との流れの差や、光学計測である PSP の翼面上の発光と胴体上の発光が干渉し誤差となる自己反射の問題などが可能性として考えられる。次に②の主翼端では衝撃波の存在位置が異なり、PSP より CFD で衝撃波位置が前縁寄りに位置している。ここには示さないが他の一連の PSP と CFD の結果より、衝撃波が前方に位置することは迎角がより大きい場合に相当する。CFD での計算格子と異なり、風洞模型では空気力によって模型が弾性変形する。後退翼の場合、一般に弾性変形により翼端は捻り下げ方向に弾性変形し、②の相違と方向としては一致するが、弾性変形の量が定量的に一致するかどうかの評価までは行っていない。他にも乱流と自然遷移の境界層条件の差がこの流れ場の差を引き起こした可能性もある。③としては後胴での圧力レベルが CFD データと比較して PSP データで大きくなっていることである。この部分に圧力孔が設置されていれば定量的な評価が行えるところであるが、残念ながら ONERA M5 胴体の圧力孔は前胴部に設けられており、後胴部や主翼/胴体結合部には設けられていない。この差の原因としてはやはり胴体上での境界層条件の差や、境界層や弾性変形による主翼上の圧力分布の差が胴体上にも影響を及ぼしていることなどが考えられる。

Fig.4-5(b)-(i)は Fig.4-5(a)上に示された白破線上での PSP/CFD 圧力分布の比較である。PSP データは CCD カメラ画素上の全ての点で定量値が算出されるためこのように任意の部位で CFD との定量的な比較が可能である。またデータ点の密度としても、翼端など CFD 側の格子密度の高い部分を除き CFD の表面格子密度を上回る空間解像度でのデータを提供可能である。

これらの図を通して Fig.4-5(a)では視覚的にしか判断できなかった PSP データと CFD データとの差異がより詳細に判別できる。Fig.4-5(b)-(d)に示される内翼側では PSP データと CFD データにほとんど差がない。(e) $y/(b/2)=0.5$ で両者の衝撃波位置で多少の差が生じ、衝撃波の位置や構成に違いが現れていることが分かる。この差は $y/(b/2)$ の値が大きくなるにつれ顕著になり、CFD データ側の衝撃波位置が前方にずれる結果となっている。(i)の $y/(b/2)=0.9$ では PSP データでの衝撃波位置は 30%コード付近に存在するのに対し、CFD データでは翼前縁で衝撃波が立っている。

このように CFD と同程度の情報量を持つ PSP データでは、任意部位でデータを切り取り、評価しやすい形でデータを検討することも可能であり、CFD データの検証や相互比較なども非常に容易となる。

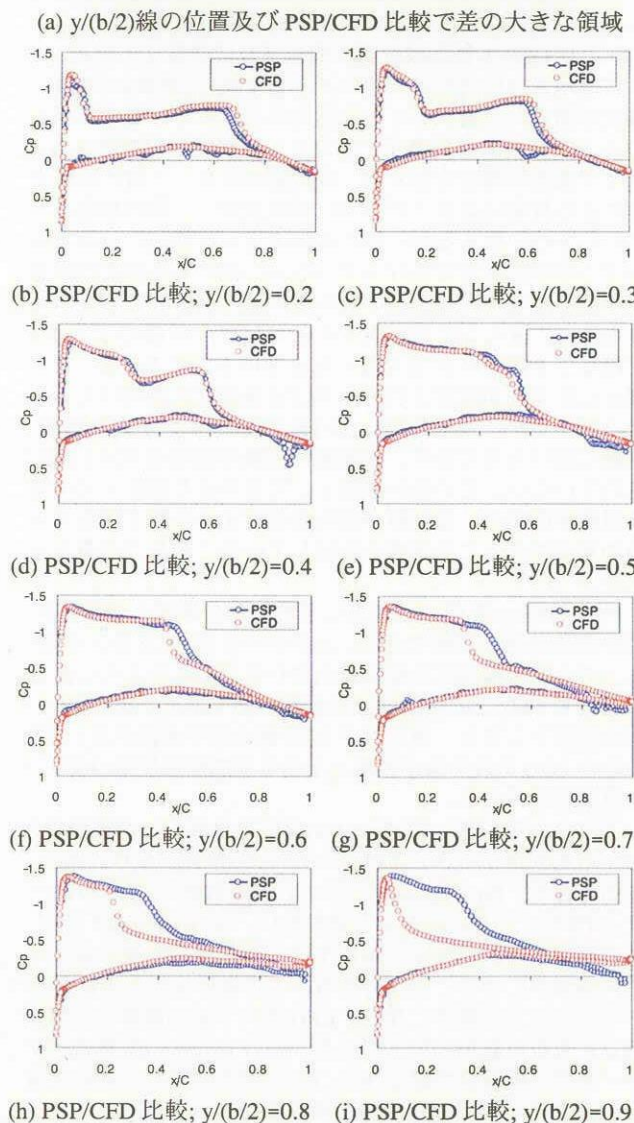
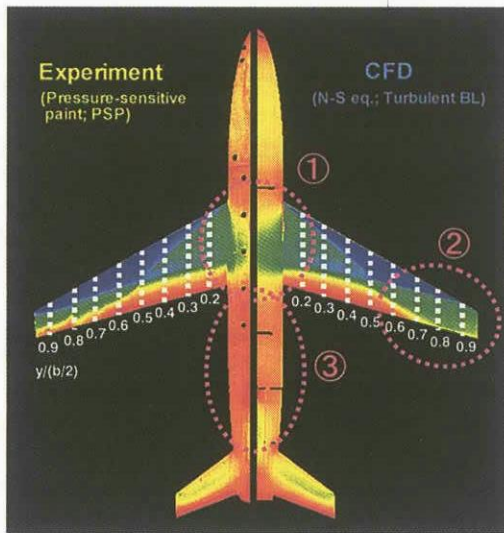


Fig.4-5 ONERA M5 模型上圧力分布の PSP・CFD 比較
($M=0.84$, $\alpha=0.6^\circ$, $q=31.1\text{kPa}$, $P_s=62.9\text{kPa}$)

4-3. PSP データを用いた CFD 検証

4.2 節では PSP データと CFD データとの比較としての観点でデータを考察したが、ここでは PSP データを用いた CFD データの検証との観点で PSP データを眺めてみたい。

従来から詳細な流れ場の比較として CFD データを検証する手段としては圧力孔データが用いられてきた。PSP データはこの圧力孔データによる検証を大きく進歩させるポテンシャルを持っている。そのポテンシャルとは情報量の大きさである。

4.2 節での結果がその一例となるであろう。圧力孔データを用いた CFD データの検証として ONERA M5 試験を見た場合、Fig.4.4 (b)(c)上の圧力孔データと CFD データとの比較が検証結果となる。この結果だけでは CFD と風洞実験は良く一致しており、コードの妥当性が確認されたということになるであろう。しかし、PSP を使い、さらに詳細かつ模型全体での検証を行った結果が 4.2 節の通りである。また PSP データは定量的データであるため、Fig.4-5 (b)-(i)のように PSP/CFD を模型上の任意の位置取り出し定量的に比較することも可能である。将来的な解析の結果、PSP データと CFD データとの差は模型弾性や境界層条件の差、あるいは風洞試験側の誤差との結果もありうるかもしれないが、CFD のデータ量に比肩する情報量で CFD データを検証可能な PSP は強力な CFD 検証ツールとなりうるポテンシャルを持っていると言える。

4-4. PSP データ側の誤差要因

4.3 節で述べたように PSP は CFD 検証ツールとして大きなポテンシャルを秘めている。しかし、PSP データも風洞試験データ全てが持ちうるものと、PSP 特有のもの双方の誤差要因を持っている。CFD 検証用データとして使用する際にはこのような誤差要因を持ちうるデータであることを念頭において使用する必要がある。

まず PSP のばらつき誤差であるが、4.1 節で紹介したように現在のおおまかな PSP の計測精度は 2σ で約 2kPa である。また系統誤差の要因としては、PSP 試験と CFD 計算間で数値上は同一とした試験条件で設定誤差がある場合が考えられる。その項目としては、気流状態量の誤差や圧力センサの誤差など風洞試験データ全てが持ちうる諸誤差要因の他に、4.2 節で誤差源の 1 つの候補としてあげた風洞試験時の模型の弾性変形や、使用模型での境界層遷移位置データが未取得であったり、境界層遷移位置計測試験が行われていても PSP 塗装状態と表面状態が異なり遷移位置に差があったりする、などが挙げられる。

CFD 検証用に精度の高い PSP データを提供するためには PSP/CFD 間の条件差をなくすことが重要である。その対策の一例としては、前述の模型弾性変形に対しては風洞試験時には模型変形量計測を併せて行い、CFD 計算格子側にこの情報を反映することや、境界層遷移データで実際に境界層遷移位置計測試験を行う、あるいは模型にトリッピング・ラフネスを装着し、境界層条件を全面乱流に固定してしまうこと、などが考えられる。

4. 結論

本稿では PSP の概要を紹介し、TWT1 で行われた ONERA M5 標準模型を用いた PSP 試験結果を示した。 $M=0.84$, $\alpha=0.6^\circ$, $P_0=100\text{kPa}$ のケースを例とし、PSP データと対応する CFD 計算結果を用いてまずは相互比較のレベルから PSP データと CFD データの比較を行った。両者は全体として分布や定量値に大きな違いはないが、局所的に差が存在した。特に主翼胴体結合部、主翼端、後胴の 3ヶ所で差が顕著であり、原因として境界層条件の違いや模型の弾性変形が原因の候補として挙げられた。PSP に限定されず風洞試験一般にわたって言えることでもあるが、PSP データを CFD 検証用データとして用いるためには、PSP 試験時の模型変形量や境界層遷移位置などの補足計測データも

取得し、PSPとCFDの試験条件の差をなくすことが重要と考えられる。

PSPデータのCFD検証データとしての利点についての考察も行った。CFD検証データとしてのPSP計測の利点としては何よりもまず数10万点の画素でデータを計測可能であるとの情報量の大きさである。圧力孔計測と異なり、模型表面全体でのデータ比較が可能であり検証領域を制限されないことや、CFD側で翼端などの格子密度の高い部分を除きCFDの表面格子密度を上回る空間解像度での解像度で圧力分布を把握できる、などの利点もある。ただし、PSPは光学計測であるのでフラップ隙間やエンジンナセルの内弦側など光学的にアクセスできない部位ではデータが取得できないとの課題も存在する。またPSPは定量的画像計測であるため1画素ごとに定量圧力値を持つデータを算出する。これはオイルフローや感温液晶、チャイナクレータなど定性的画像計測法とは異なる利点である。検証用データとしては計測精度がどの程度かも重要となる。現在のPSPの計測精度は本文中にも示した通り 2σ で約2kPaであり、依然、従来型の圧力孔計測に用いられる機械式圧力センサの方が優れている。このため当面はPSP計測と圧力孔計測は併用され、重要点には圧力孔を設置し、より精度の高いポイントデータを取得し、PSP計測側ではこれらの圧力孔データを計測精度改善に取り込みつつ模型全面データを算出する、との方向で検証用としての利用が進んでいくものとする。

CFDに比肩する情報量を持ち、かつ定量的なデータでCFDデータを検証可能なPSPは強力なCFD検証ツールとなるポテンシャルを持っていると言える。

PSPをさらにCFD検証用ツールとして有用な技術として、言い換えると、それは同時に空力研究開発全般にわたって有用な技術と同義であるが、さらに発展させえるためにはまだいくつもの課題が残っている。その中には、現在は約2kPaであるPSP計測精度の向上や、光学的計測技術であるPSPでは問題となるナセルや翼胴結合部での幾何学的光学反射である自己反射に対応する補正ルーチンの導入、本文中でも述べた模型変形量計測の導入などである。これらの発展を行い、今後PSP技術がCFD検証や航空宇宙分野の研究・開発により有用なツールとなるようさらに開発を進めていく所存である。

参考文献

- 1) J. H. Bell, E. T. Schairer, L. A. Hand and R. D. Mehta, "Surface Pressure Measurements Using Luminescent Coatings," Annual Review of Fluid Mechanics, Vol. 33, 2001.
- 2) Y. Shimbo, K. Asai, H. Kanda, Y. Iijima, M. Komatsu, S. Kita and M. Ishiguro, "Evaluation of Several calibration techniques for Pressure-Sensitive Paint in Transonic Testing," AIAA Paper 98-2502, 1998.
- 3) 栗田充, 中北和之, 満尾和徳, 神田宏, 浅井圭介, 渡辺重哉, "NAL 1m×1m 超音速風洞における SST 模型感圧塗料試験", 日本航空宇宙学会第 34 期年会講演会, 2003.
- 4) 浅井圭介, 神田宏, 飯島由美, 杉浦裕樹, 真保雄一, 石黒満津夫, 小松信義, "開発風洞試験のための感圧塗料技術の開発", 日本航空宇宙学会第 34 期年会講演会, 2003.
- 5) 知的基盤整備推進事業 "機能性分子による熱流体センシング技術の研究開発(MOSAIC)" プロジェクト HP : <http://www.nal.go.jp/fluid/jpn/mosaic/index.html>
- 6) 中北和之, 栗田充, 満尾和徳, 渡辺重哉, 真保雄一, "国産小型航空機開発への感圧塗料技術の適用," 第 42 回飛行機シンポジウム講演集 1A1, 2004.
- 7) 山本, 他, "CFD 共通基盤プログラム UPACS の開発", 第 14 回数値流体力学シンポジウム, 2000. 12
- 8) T. Yamane, K. Yamamoto, S. Enomoto, H. Yamazaki, R. Takaki, and T. Iwamiya, "Development of a Common CFD Platform - UPACS -," in Parallel Computational Fluid Dynamics - Proceedings of the Parallel CFD 2000 Conference, Trondheim, Norway, Elsevier Science B. V., 2001, 257-264.
- 9) R. Takaki, K. Yamamoto, T. Yamane, S. Enomoto, and J. Mukai, "The Development of the UPACS CFD Environment," in High Performance Computing - Proceedings of 5th International Symposium, ISHPC 2003, Ed. Veidenbaum et. al., Springer, 2003, pp307-319.
- 10) 中北和之, 栗田充, 満尾和徳, 渡辺重哉, "大型実用風洞における感圧塗料技術の研究開発," 宇宙航空研究開発機構 第 1 回総合技術研究本部公開研究発表会, 2004.
- 11) K. Nakakita, M. Kurita, and K. Mitsuo, "Development of the Pressure-Sensitive Paint Measurement for Large Wind Tunnels at Japan Aerospace Exploration Agency," ICAS 2004-3.2.2, 2004.
- 12) 山本一臣, 向井純一, 高木亮治, "UPACS による ONERA M5 周りの流れ解析," 航空宇宙数値シミュレーションシンポジウム 2002 概要集, 2002.

CFD 検証データベースの開発

高木 亮治*、山本一臣*、山根敬*

Validation Database for CFD

Ryoji TAKAKI* , Kazuomi YAMAMOTO* and Takasi YAMANE*

ABSTRACT

This paper presents the development of a validation database for Computational Fluid Dynamics(CFD), which is important to enhance reliability of CFD codes. This database is a kind of a new knowledge sharing system using a data description language called eXtensible Markup Language (XML). One of the key technology of the database is the data structure: defined data and their relations. Defined data in the database are *geometry, grid, analysis, parametric, comparison, solver, derived* and *experiment*, which come from the analysis of flow calculation processes in CFD. The development of the database has been finished and the internal operational test has started. It is necessary for the official operation to discuss the quality, reliability and disclosure policy of registered data and programs.

1. はじめに

宇宙航空研究開発機構総合技術研究本部情報技術開発共同センターでは、前身である航空宇宙技術研究所 CFD 技術開発センターの時代から引き続き CFD 信頼性向上に向けた様々な取組を行なっている^{1, 2, 3, 4, 5)}。これら一連の取組の中で、最近注目を集めているデータ記述言語 XML を用いた CFD 検証データベース⁶⁾の開発を行なっている。本データベースは単に CFD の計算結果のみならず、検証結果の有効な蓄積および一般への公開を目的としている。更には、単に検証データの提供だけに留まらず、ユーザーが自由に利用可能な計算格子及び格子情報、更には UPACS⁷⁾を基幹とした共有プログラムあるいは比較検証用ソフトウェアの利用を可能とすることで全日本的な CFD 検証プロジェクトが行える環境の構築を目指している。ここで重要なことは、単に計算結果、実験結果を公開するだけではなく、それらを有効に活用できる環境の基でそれらの

情報を共有することである。つまり計算結果を単純に提供するのではなく、計算に用いた全てのデータ、計算コードを初めとして、結果を得るまでの過程を、データの利用者が追体験できるレベルで共有する必要がある。そのため中核となるデータベースには従来以上にユーザーが積極的にデータベースを活用し、データをより共有できる仕組みが必要となる。CFD コードとそのコードの検証データ一式をセットにすることで結果的に CFD の信頼性を確保することができると考えている。

以上の目的を実現するために新しいタイプの情報共有システム基盤である「知見情報プラットフォーム」⁸⁾の考え方を導入した。「知見情報プラットフォーム」は「知見プラットフォーム推進協議会」で提唱されている科学技術計算における様々な技術情報を共有するための技術的フレームワークである。「知見情報プラットフォーム」では情報共有システム基盤を構築するために XML(EXTensible Markup Language) が用いられ

*宇宙航空研究開発機構 総合技術研究本部 情報技術開発共同センター

ている。XMLは人とアプリケーションプログラムの両方がその目的に沿って理解し処理できる形式でデータを記述する事を目的とした汎用的なデータ記述言語であり、Web関連の新技术として急速に普及している。XMLの特徴はデータに対してそのデータの内容を示すタグを付けて保存する点、そのタグをユーザーが定義できる点である。つまりオブジェクト指向的にデータを中心に考え、そのデータが持つ特性、扱われ方(メソッド)をデータ自身に記述することでデータの再利用性を高めることができる(ここではデータの中にアプリケーションプログラムも含めている)。XMLはその汎用性、柔軟性により近年 e-business, e-commerce では標準的なデータ記述言語の地位を確立し、広く一般に使われるようになり、IT革命の原動力となっている。このように汎用的なデータ記述言語であるXMLを用いた「知見情報プラットフォーム」を利用する事で従来にない機能を持ったCFD検証データベースの開発を行なった。

2. CFD検証データベース

本システムでは一般のデータベース(データの管理、検索)とは異なり以下の特長を有する。まず、データ構造に関しては、CFDにおける解析作業を分析および整理し、それに適合するデータ構造を策定し、データベースシステムに反映した。その際にCFDに限らず科学技術計算で用いられるデータへの汎用性もある程度考慮した。また、入力支援機能および自動化機能を実現した。これらの特長についてそれぞれ紹介していく。

2.1 システム構成

本データベースのシステム構成を図1に示す。全体的にフリーソフトを活用したシステム構成となっている。本システムはLinuxマシン上で構築されWebサーバーはtomcat、XMLデータベースにはXindiceを用いている。XMLでデータ構造を表現する場合、XMLスキーマやDTDを用いるのが一般的であるが、本データベースシステムでは、その役割をシステム自体および、後述するマッピングファイルで実現している。

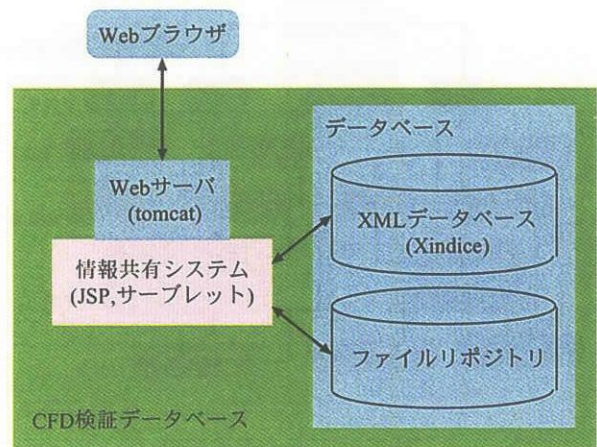


図1: システム構成

2.2 データ構造

本データベースの開発ではまずCFDを用いた解析作業をデータとその流れもしくは関係という観点で整理し、データベースのデータ構造の検討を行なった。その結果、定義されたデータおよびその関係を表1および図2に示す。

表1: CFD検証データベースにおけるデータ

構造名	内容	参照先
geometry	形状データ	(ルート)
grid	格子データ	geometry
analysis	計算結果	geometry, solver
parametric	計算結果群	複数の analysis
solver	CFD コード	(ルート)
experiment	実験データ	geometry
derived	比較データ	analysis, experiment, parametric
comparison	比較	derived

今回開発を行なったCFD検証データベースは知見プラットフォーム⁸⁾をベースにしている。知見プラットフォームではある情報の集まりをXMLを用いて記述したときにそれらを文書と呼んでいる。ここでは様々な情報をひとまとめにしてXMLで記述したときに、物理的に一つのXMLファイルで記述されたデータの集まりを文書と呼ぶことにする。

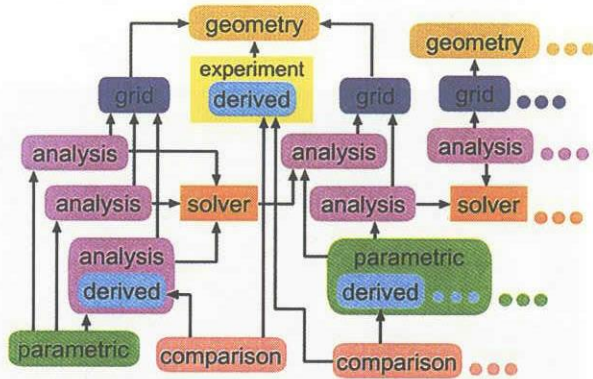


図 2: データと参照関係

geometry 計算対象となる物体形状に関するデータで、独立した XML 文書で定義される。具体的には CATIA データ等形状を定義する情報が格納される。また geometry 文書はデータ構造の Root(幹)と位置付けられている。

solver 計算に用いた CFD プログラムのソースプログラム等で、独立した XML 文書で定義される。solver 文書もデータ構造の Root である。

grid 計算対象の形状に対して作成された計算格子に関するデータで、独立した XML 文書で定義される。計算格子データである座標データ、複合格子法であれば各種接合情報(マルチブロック格子のブロック間接合情報、重合格子の補間インデックスなど)、更にはそれら計算格子を作成した格子生成プログラム関連の情報が格納される。一般には計算条件、例えば流れ場の速度域(超音速か遷音速以下かなど)に応じて適切な計算格子を生成するため、一つの形状に対して複数の計算格子が作成されるが、それらはそれぞれ別の文書として管理され、それぞれ基になった geometry 文書に関連付けられる。図 3 に grid 文書のイメージを示す。ここでは対象となる形状(nexst-1を想定)に対して超音速流用の計算格子のデータが格納されている。

analysis ある計算条件下での計算結果に関するデータで、独立した XML 文書で定義される。計算を行なう際に必要となる境界条件、入力条件、実際の計算結果である計算空間の各種物理量分布、収束履歴等、計算の結果得られるデータで構成される。

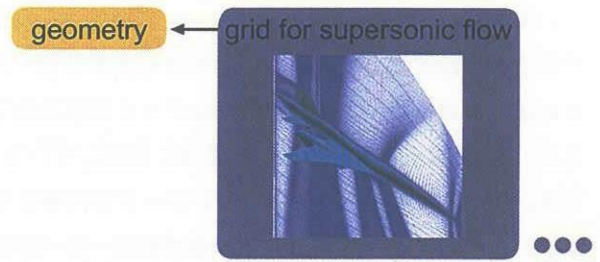


図 3: grid 文書

計算を行なう際に用いた計算格子及び CFD プログラムに関しては独立した XML 文書として analysis 文書外で定義されているので、analysis 文書はそれらへ関連付けられる。図 4 に analysis 文書のイメージを示す。ここでは grid 文書と solver A 文書で定義された計算格子および CFD プログラムを用いてマッハ数(M)=2、迎角(aoa)=0度の計算が行なわれたことを示している。また計算結果の他に、30%、50% スパン位置での C_p 分布が derived データ(後述する)として定義されていることを示している。マッハ数(M)=2、迎角(aoa)=2度の計算の様に solver A を改良した solver A' を利用した場合は analysis 文書内に solver A' のソースプログラムを格納するようになっている。

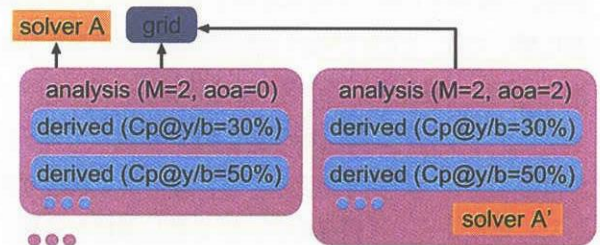


図 4: analysis 文書

experiment ある形状に対して実験で計測されたデータで、独立した XML 文書で定義される。CFD と同様に geometry 文書に関連付けられる。また文書中に記述される情報は、例えば空力特性(α - C_L 、ポラーカーブ)や一定断面位置での圧力分布という様に CFD と比較する単位で derived データ(後述する)にまとめられる。図 5 に experiment 文書のイメージを示す。この例では geometry 文書で定義された形状に対するマッハ数(M)=2の計測結果

を示しており、データとしては迎角 (aoa)=0 度の時の 30% スパン位置での C_p 分布とポーラーカーブ ($C_L - C_D$) が derived データとして定義されていることを示す。

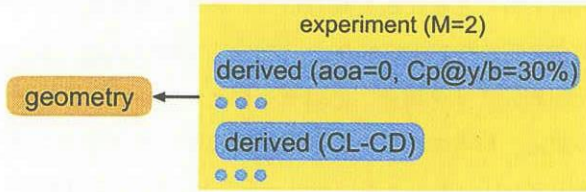


図 5: experiment 文書

derived 比較対象となる抽出された分布データ。derived データは独立した XML 文書ではなく、analysis 文書、parametric 文書 (後述する)、experiment 文書内で定義される。図 6 に derived データのイメージを示す。この例ではグラフで示されたある断面 (この場合は 30%、50% スパン位置) での C_p 分布を比較対象のデータとして抽出し、それらを derived データとして analysis 文書内に格納していることを示す。

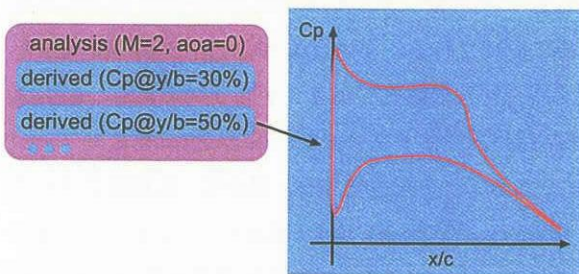


図 6: derived データ

parametric 複数の計算結果をまとめたデータで、独立した XML 文書で定義される。例えば、ポーラーカーブの作成の様に、複数の計算結果をまとめて一つのグラフを作成した場合、使用された C_L と C_D の値及び作成されたグラフが格納される。parametric 文書は基となる複数の analysis 文書 (正確には analysis 文書内にあるそれぞれの derived データ) と関連付けられる。図 7 に parametric 文書のイメージを示す。ここではマッハ数 (M)=2 で行なった迎角スイープの計算を一つの parametric 文書に

まとめ、その中でポーラーカーブ特性を derived データとして定義している。

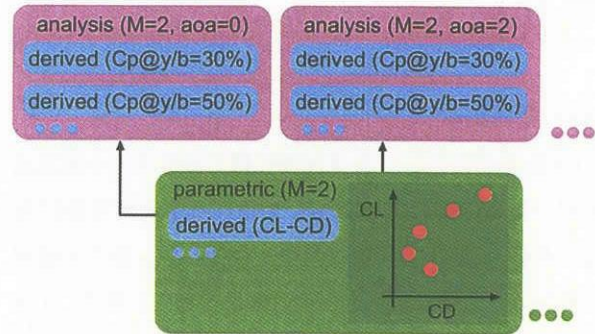


図 7: parametric 文書

comparison 各種データ (計算結果、実験データ) を比較したもので、独立した XML 文書で定義される。例えば、ポーラーカーブに関して、計算結果 (analysis 文書内の derived データ) と実験結果 (experiment 文書内の derived データ) を比較したグラフとデータが格納される。comparison 文書は基となる analysis 文書、parametric 文書、experiment 文書 (正確にはそれらの文書内にある derived データ) に関連付けられる。図 8 に comparison 文書のイメージを示しており、ポーラーカーブに関して、マッハ数 (M)=2 での迎角スイープの計算 (parametric 文書) と実験結果 (experiment 文書) を比較したものと及び、30% スパン位置での C_p 分布を計算と実験と比較したものがそれぞれ comparison 文書で定義されている様子を示す。

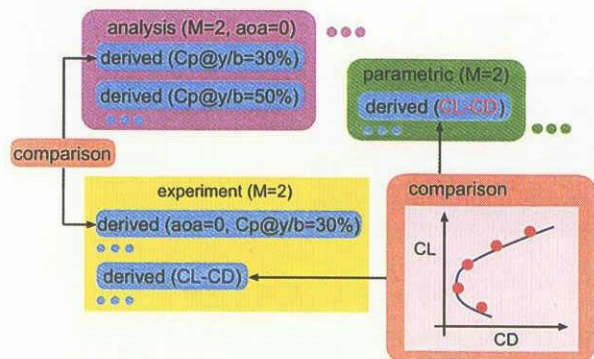


図 8: comparison 文書

これらの文書に関して、個々に格納されるデータ以外

に全文書に共通的に文書の登録者、登録日時、コメント、更には修正履歴(修正者と修正日時、コメント)が記述される。

2.3 配列記述

CFDを始めとして科学技術計算で多用される多次元配列の記述に関してもXMLを用いることで柔軟に対応できる。CFDで一般に問題となるのが、多次元配列の持ち方である。3次元の構造格子で考えた場合、3次元の各インデックスI、J、Kを用いて3次元座標(x、y、z)を示すために一般に4次元配列を用いるが、3次元座標(x、y、z)を格納する場所は、ベクトル計算機の場合はインデックスの一番最後に、スカラー計算機の場合は一番最初に設定する。なぜなら、計算機のアーキテクチャ上そうした方が計算性能が高くなるからである。このように様々な理由でフォーマットを統一することは非現実的であり、多次元配列の記述に関しては柔軟に対応する事が必要となる。そのため、図9で示すような多次元配列の汎用的な記述法を設定した。ここでは、構造的を示すインデックスと物理量を示すインデックスをそれぞれ別に記述することで、任意の多次元配列(どのインデックスで、何が定義されているかを記述する)に対応できるようにした。図ではベクトル計算機用データ、スカラー計算機用データの記述例を示しており、両者に対応できることがわかる。

```

<array content="..." type="...">
  <dimension type="index" length="..." name="..." />
  ...
  <dimension type="variable">
    <element name="..." class="..." />
  </dimension>
</file></file>
</array>

<array content="grid" type="double">
  <dimension type="index" length="81" name="I" />
  <dimension type="index" length="41" name="J" />
  <dimension type="index" length="41" name="K" />
  <file>grid001.fub</file>
  </array>

<array content="grid" type="single">
  <dimension type="variable">
    <element name="x" class="nondimensional" />
    <element name="y" class="nondimensional" />
    <element name="z" class="nondimensional" />
  </dimension>
  <dimension type="index" length="81" name="I" />
  <dimension type="index" length="41" name="J" />
  <dimension type="index" length="41" name="K" />
  <file>grid001.fub</file>
  </array>
  X(I,J,K)

```

図9: 多次元配列の記述

2.4 入力支援機能

データベース内のデータ構造は汎用的な構造となっており、様々なデータを入力する必要があり、入力の手

間が非常に大きいと考えられる。そのため、入力の手間を省くため入力支援機能を作成した。これは、特定のCFDプログラム向けのマッピングファイルを用意することで、入力すべき情報の大部分を自動的にシステム側に入力できる仕組みを用意した。入力支援機能として現在実装されているものは、ファイルの命名規則、多次元配列のデータ構造、必須データとオプションデータの設定、検索キーワードの自動抽出等である。入力支援のマッピングファイルを用いることで、同じCFDプログラムでもバージョンアップに伴う入出力ファイルの変更、入力パラメータの追加等にも柔軟に対応できる。ここではJAXA/ISTAの標準CFDコードUPACS⁷⁾の場合を例にしてこの記述法を説明する。

ファイルの命名規則ではファイル名が固定のもの、もしくは命名規則に従う場合は正規表現を用いて記述することができる。UPACSではマルチブロックの接合情報ファイル名はconnect.txt、境界条件ファイルはbc.txt、入力パラメータファイルはinput.txtで固定されているためそれらの名前をそのまま記述する。また計算格子はdata/grid???fub(???は3桁の数字でブロック番号を示す)、物理量ファイルはdata/cellPhys???fubと言う風に記述される。多次元配列のデータ構造に関しては4次元配列の前3つがインデックスであり、最後が空間座標(計算格子ファイル)、保存量(計算結果ファイル)であることを記述できる。例えば、計算格子ファイル(data/grid???fub)では4次元のうち、1から3番目までがインデックスで、4番目が空間座標(x,y,z)である、計算結果ファイル(data/cellPhys???fub)では同様に4番目が保存量($\rho, \rho u_i, E$)が格納されている、と記述できる。こうすることで、バージョンアップにともなう入出力項目の追加、削除などファイルのフォーマット変更にも柔軟に対応できる。

入力データを必須のものとオプションのものに別けて設定できるため、入力の簡素化や入力洩れを防ぐことができる。また、検索のためのキーワードを手動で入力するのではなく、入力ファイル名とその中にあるキーワードをマッピングファイルに記述することで、予め想定されるキーワードに関して自動抽出する事が可能となっている。

2.5 自動化機能

自動化機能として自動リンク機能とロボット機能が実装されている。自動リンク機能とは、自動的に逆リンクを生成する機能であり、データベースの自動組織化の一機能である。例えば、grid 文書を登録する時には計算格子を作成する基になった geometry 文書へのリンクを登録時に手動でユーザーが設定する。この時点では grid 文書から geometry 文書へのリンクしか存在しないが、登録後にシステムが geometry 文書から grid 文書へのリンクを自動的に生成する。こうすることで geometry 文書と grid 文書とで双方向のリンクが形成される。これにより高度な検索機能を実装するのではなくインターネット方式つまり芽づる式に次々にデータを引き出してくる方式によるデータ検索を実現している。

一方ロボット機能は自動処理機能(自動リンク機能も自動処理と言えるが)の事で、ある作業に対して、実行コマンドおよびコマンド実行に必要な入出力を設定ファイルに記述することでシステムが自動的にコマンドを実行し、出力データをデータベースに登録していく機能である。例えば、UPACS では analysis 文書の登録後に、物体に働く力を積分するプログラムである calcAeroCharact を実行し、結果(C_L 、 C_D 等)を analysis 文書に追加することを行なっている。計算機資源の問題があるが、原理的にはパラメトリック計算を自動的に実行する事も可能である。

3. おわりに

開発した CFD 検証データベースについて紹介した。一通りの開発が終了し、当センター内で現在試験運用を行なっている。実際の運用を行なうことで問題点、改善点を把握し、改修および機能拡張を行ないたい。また本データベースでは効率的な知識共有ということで一般に公開することを目標としている。そのためには登録データの信頼性、品質保証、計算コードの公開に関する方針等運用に関する検討が今後必要と考えている。

参考文献

1) 高橋匡康、中村絹代. 数値データの TV-安定性検証方

式概念検討. In *Proceedings of Aerospace Numerical Simulation Symposium '98*, pp. 313-318. NAL SP-41, February 1999.

- 2) 相曾秀昭. 数値計算における数値的不都合の解析とその解決法について. In *Proceedings of Aerospace Numerical Simulation Symposium 2000*, pp. 319-324. NAL SP-46, December 2000.
- 3) 口石茂, 渡辺重哉, 高木亮治, 山本一臣. CFD/EFD 統合に向けて航技研における取り組み. In *Proceedings of Aerospace Numerical Simulation Symposium 2001*, pp. 103-108. NAL SP-53, January 2002.
- 4) 高木亮治, 山本一臣, 吉田憲司. NEXST-1 周りの流れの CFD 解析結果の比較-第3回 SST-WS でのコンペティションの結果の詳細検討-. 航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム 2002 論文集, pp. 81-88. NAL SP-57, 2003.
- 5) 高木亮治, 鈴木教雄. NEXST-1 周りの超音速流解析結果の比較-第3回 SST-WS でのコンペティションの結果の詳細検討(その2)-. 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, pp. 244-249. JAXA-SP-03-002, 2004.
- 6) 高木亮治, 大西楷平. XML を用いたデータベースの構築. In *Proceedings of Aerospace Numerical Simulation Symposium 2001*, pp. 99-102. NAL SP-53, January 2002.
- 7) R. Takaki, K. Yamamoto, T. Yamane, S. Enomoto, and J. Mukai. The Development of the UPACS CFD Environment. In A. Veidenbaum, K. Joe, H. Amano, and H. Aiso, editors, *High Performance Computing, 5th International Symposium, ISHPC 2003, Tokyo-Odaiba, Japan, October 2003. Proceedings*, Vol. 2858 of *Lecture Notes in Computer Science*, pp. 307-319. Springer, 2003.
- 8) 大谷泰昭, 他. XML を活用した知見情報共有システム - 科学技術計算支援の新しいパラダイム. 富士総研技報, Vol. 7, No. 1, pp. 142-151, 2000.

G方程式を用いたガスタービン燃焼器内の乱流燃焼場の LES

冨永卓司¹、谷口伸行²

¹ 東京大学大学院工学系研究科機械工学専攻、² 東京大学情報基盤センター

Large Eddy Simulation of a Turbulent Combustion Flow in a Gas Turbine Combustor using G-equation

by

Takuji TOMINAGA and Nobuyuki TANIGUCHI

ABSTRACT

In this study, the Large Eddy Simulation with the G-equation model is performed in the geometry of an axially staged annular combustor of a gas turbine engine. The propagation of flames in turbulent flow field depending on the equivalence ratios are represented by the extended G-equation model. The difference of the flame behaviors in the combustor is predicted for various equivalence ratios as observed in the experiment. While, the limit for the flame propagation toward the lean combustion region in the combustor is predicted to be leaner than the experimental data. The turbulent velocity field predicted by LES is also compared with the experimental data. Although the length of recirculation region generated by a swirling inlet flow is overestimated, the LES provided reasonable results in the averaged velocity field. The predicted results in the geometries of an experimental test piece and the modeled whole combustor are compared with each other. To investigate the affect of cut-out model of the annular combustor, the results for the turbulent flow field, the mixture fluctuation distribution and flame propagation did not greatly differ in the region where the experimental measurements conducted.

1. はじめに

近年の工業用燃焼器設計においては、環境問題からの厳しい要求を達成するため時々刻々の温度、濃度、火炎形状に対するより深い知見が必要となっている。また窒素酸化物 (NO_x) 排出量を低減可能な希薄予蒸発予混合燃焼のように、排気に関する特性が良い反面、制御と安定化がより困難な燃焼形態の採用も進められており、燃焼器設計における高精度な燃焼流動現象予測の必要性がより高まっている。

通常、工業用の燃焼器内においては燃料、酸化剤及び排気の流動は乱流となる。燃焼反応を伴う乱流場の高精度な予測には、燃焼及び乱流の両現象の精度良い予測に加えて現象間の相互作用についても精度良く予測しなければならぬ。現象間相互作用のモデリングへの影響を考慮すると、各現象単独の予測については直接的な手法、もしくはできるだけ簡潔なモデリングによる手法を用いる事が望ましい。

このような観点から、乱流燃焼場の解析手法として注目される手法が、乱流場解析に Large Eddy Simulation (LES) を用い、燃焼反応場の解析に flamelet アプローチを用いる手法である。LES では、従来の RANS のように時間平均的な乱流モデリングは行わず空間平均操作のみを用いる。この特徴はより簡潔なモデリングであるというだけでなく、時間方向のモデリングを行わないことから強い非定常性を持つ場合が多い乱流燃焼現象の予測において非常に適した手法であるといえる。また、多くの工業用燃焼器内では乱流の微小渦スケールに比べ詳細な化学反応が起こる燃焼反応帯はさらに微小なスケールとなる。このため燃焼反応については、乱流場解析に適した空間解像度で詳細な解析をすることは困難であり、逆に詳細な化学反応解析に適した解像度では計算コストが莫大なものになってしまう。このため、実用問題への適用を考慮し、燃焼反応自体は代表的な火炎構造であると仮定して火炎位置に関する解析を行う flamelet アプローチを採用する。ミクروسケールをモデル化し、マクروسケールの現象を直接解析する考え方は、空間平均操作を行う LES の考え方とも非常に親和性が高い。

本研究では、実用予混合乱流燃焼場の解析手法として LES 及び flamelet アプローチに基づく G 方程式を用い、低 NO_x 型航空機ガスタービンエンジンを想定した予混合ステージ燃焼器内の非定常乱流燃焼場の数値解析を行った。

2. 解析対象

2. 1. 対象燃焼器 本研究における解析対象は環状 2 段のステージ燃焼器形状⁽¹⁾ (全周 16 セクタ) とした。概念図及び断面図を、それぞれ図 1、2 に示す。図 1 中に示すように、本燃焼器形状では内側に常時燃焼を行う Pilot 領域を配し、外側に高出力時のみ希薄燃焼を行う Main 領域を配している。出力上昇時には Pilot 領域で保炎されていた火炎が Main 領域へと伝播することにより、Main 領域に着火される設計となっている。また、各セクタは Pilot 領域と Main 領域に一对の予混合気流入ノズルを持つ。Pilot 領域に設置されたノズル (Pilot ノズル) は 2 段の旋回羽根を持つ従来型の旋回ノズルであり、Main 領域に設置されたノズル (Main ノズル) は 6 本の小ノズルによるジェットが旋回流を生成する複合ノズルである。両ノズルによって各領域内には旋回成分を持った予混合気が入る。燃焼器の実スケールと、本論文で用いる代表スケール及び燃焼器内座標系については、断面図 (図 2) 中に示す通りである。

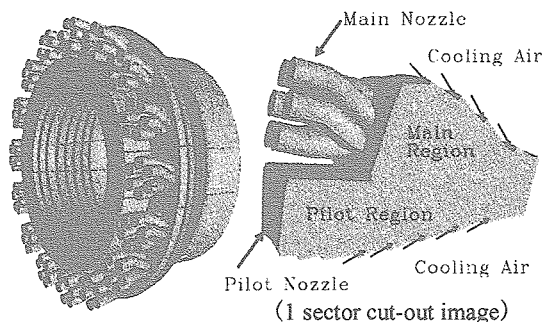


Figure 1 Schematic design of the model combustor

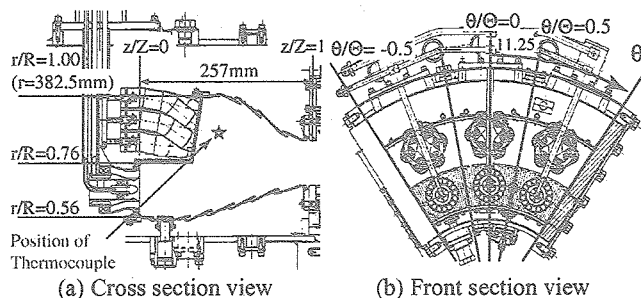


Figure 2 Section views of the model combustor (Test piece⁽¹⁾)

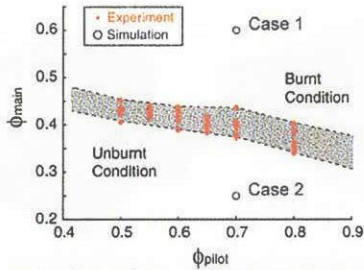


Figure 3 The equivalence ratio when the flame propagation was observed in experiments⁽¹⁾

2. 2. 参照実験 本燃焼器形状から3セクタを抽出した供試体を用いた実験⁽¹⁾が都留らにより行われており、本論文ではこれを参照実験とした。実験ではX型熱線流速計による速度場の計測と、熱電対による温度計測に基づいたMain領域への着火計測が行われている。両計測においては投入予混合気の余熱温度が異なり、燃焼計測時には予混合気が623[K]に余熱されているが、流入流量の調節によりReynolds数は $Re=59600$ で等しく設定されている。

Main領域への着火計測では、Pilotノズルからの投入予混合気当量比 ϕ_{pilot} を一定としてMainノズルからの予混合気当量比 ϕ_{main} を徐々に増加させてゆき、着火が計測された時点での ϕ_{pilot} 及び ϕ_{main} が記録されている(図3)。なお、1ケースの ϕ_{pilot} に対して数回の計測を行っているため、計測結果に幅があることを注記しておく。また、Main領域への着火はMainノズル下流の熱電対(設置位置は図2(a)中に図示)が温度の急変を計測した瞬間と定義されている。

3. 解析の基礎方程式

本研究の対象現象は音速に対して十分低速であり、流体の密度変化は燃焼反応に起因するものみの考慮で良いと考えられる。さらに本研究では簡単のため、燃焼反応による温度変化が流れ場へ与える影響は考慮しないものとした。これにより、温度上昇に伴う膨張が引き起こす流れの加速と膨張及び粘性の変化によるReynolds数の変化による影響は無視されることを注記しておく。このような仮定の元、乱流場と燃焼場の基礎方程式についてそれぞれ独立に示す。

3. 1. 乱流場の基礎方程式 乱流モデリングにLESを用いるため、乱流場の解析に用いる基礎方程式は非圧縮性空間Navier-Stokes方程式に空間フィルタを施した以下の2式となる。なお、空間フィルタを施した量を表す記号として、諸量を表す記号に上線()を付加する。

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_j \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \tau_{ij}^{SGS} \right) \quad (2)$$

ここで、 u_i は*i*方向流速、 $P=p/\rho$ 、 ν は動粘性係数をそれぞれ表す。SGS乱流応力項 τ_{ij}^{SGS} の評価には、次式(3)のSmagorinskyの渦粘性モデル⁽²⁾を用いた。

$$\tau_{ij}^{SGS} = -2\nu^{SGS} \bar{S}_{ij}, \quad \nu^{SGS} = (C_s \Delta)^2 |\bar{S}| \quad (3)$$

ここで、Smagorinsky定数 C_s には、チャンネル内乱流において最適値とされる $C_s=0.1$ を採用した。

3. 2. 燃焼場の基礎方程式 次に火炎伝播解析ではLESに適合するよう空間フィルタを施したG方程式を基礎方程式とした。

$$\frac{\partial \bar{G}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_j \bar{G}}{\partial x_j} = \overline{s_L |\nabla G|} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{u}_j \bar{G} - \bar{u}_j \bar{G}) \quad (4)$$

ここで、スカラ G は $G=G_0$ の等値面が火炎面を表するIndexスカラであり、 s_L は層流中の予混合火炎伝播速度を表す層流火炎伝播速度である。上式(4)中の右辺項は物理量の積などにフィルタを施した値であり、速度やスカラ G にフィルタを施した値では直接評価できないため、方程式系を閉じるためにモデリングが必要となる。式(4)の右辺第一項は乱流燃焼速度 s_T を用いて、以下のように評価する。

$$\overline{s_L |\nabla G|} = \overline{s_T |\nabla G|} \quad (5)$$

乱流火炎伝播速度 s_T は、Yakhotによる近似式⁽⁴⁾

$$\overline{s_T} = \overline{s_L} \exp \left(\frac{u'_{SGS}}{s_T} \right) \quad (6)$$

を用いて、層流燃焼速度 s_L とSGS乱流変動強度 u'_{SGS} の値から求めた。SGS乱流変動強度は次元解析による関係式

$$u'_{SGS} = C_i \Delta |\bar{S}| \quad (7)$$

で評価した。ここで次元解析による無次元定数 C_i の値は $C_i=0.15$ とした。

式(4)右辺第二項については、スカラ G の勾配拡散を仮定し次式のようにモデリングした。

$$\frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{u}_j \bar{G} - \bar{u}_j \bar{G}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\nu^{SGS}}{\sigma_G} \frac{\partial \bar{G}}{\partial x_j} \right) \quad (8)$$

この項は物理的な意味を持たないが、スカラ G の時間発展を解析する際に尖点の発生を抑制する効果がある。モデル係数 σ_G については、経験値⁽⁵⁾として $\sigma_G=0.25$ を用いた。

前節で述べたとおり、本研究で解析対象とした燃焼器は2種のノズルを持ち、異なる当量比の予混合気が入流する。このため、それら予混合気間の混合を表す混合分率 ξ の支配方程式に空間フィルタを施した方程式

$$\frac{\partial \bar{\xi}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_j \bar{\xi}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \left(\frac{\nu}{Sc} + \frac{\nu^{SGS}}{Sc^{SGS}} \right) \frac{\partial \bar{\xi}}{\partial x_j} \right\} \quad (9)$$

についても同時に解析を行った。これにより、局所の混合分率 $\bar{\xi}$ から局所の燃料当量比 $\bar{\phi}$ を決定し、局所の層流燃焼速度 s_L を得た。すなわち

$$\overline{s_L}(\mathbf{x}) = \overline{s_L}(\bar{\phi}(\bar{\xi}(\mathbf{x})), T_u, p) \quad (10)$$

という関数関係を仮定している。ここで、 T_u は未燃予混合気温、 p は予混合気圧力であり、これらの値は一定値として流入予混合気における値を用いた。具体的な関数としては、Göttingen *et al.*による理論解析と詳細化学反応計算に基づいた近似関数⁽⁶⁾

$$s_L = F Y_{F,u}^m \exp(-G/T^0) \frac{T_u}{T^0} \left(\frac{T_b - T^0}{T_b - T_u} \right)^n \quad (11)$$

を採用した。ここで F, G, m, n は、詳細化学反応計算によるデータベースを元に決定された係数である。また T^0 は火炎の内部層温度、 T_b は断熱火炎温度である。ここで T^0 は近似関係式⁽⁶⁾により評価し、また T_b は、 T_u 及び $\bar{\phi}$ についての近似多項式⁽⁶⁾により評価した。

流れ場が燃焼反応場に与える影響のひとつに、流れ場のせん断が火炎を伸張し消炎に至る現象がある。本解析では稲毛らによる乱流燃焼速度モデル⁽⁷⁾に基づき、完全消炎が起こる条件

$$g \left(\frac{\delta}{s_L} \right) \geq Ka_e \quad (12)$$

が満たされる領域において層流火炎伝播速度を0とするモデルを用いて、火炎伸張による消炎効果を表現した。

Table 2 Boundary conditions

Inlet boundary	Map the averaged velocity distribution
Outlet boundary	Convective boundary condition
Inner and outer wall boundaries	Free-slip condition (Modeling for film cooling air)
Cumferential boundaries	Whole combustor model: Periodic boundary condition Test piece model: Free-slip boundary condition

Table 3 Conditions of computational grid systems

Number of grids	Whole combustor model: 587,369 grid points (61(z) x 40(r) x 61(θ)+91(z) x 79(r) x 61(θ)) Test piece model: 1,742,849 grid points (61(z) x 40(r) x 181(θ)+91(z) x 79(r) x 181(θ))
Grid resolution	$\Delta z = 0.5\sim 5.0$ [mm], $\Delta r = 2.2$ [mm] $\Delta\theta = 1.6\sim 2.5$ [mm]

Table 4 Numerical algorithms and schemes

Methods for Filtered N-S equation (Kogaki(1999)) ⁽⁸⁾	
Coupling algorithm	Fractional step method ($\Delta t = 2.0 \times 10^{-6}$ [sec])
Sub Grid Scale model	Smagorinsky model (Cs=0.1)
Time integral scheme	2nd-order Adams-Bashforth scheme
Spatial differential scheme	2nd-order central difference scheme
Stabilizing method	6th-order explicit spatial filter on velocity field
Method for Scalar transport equations (G and ξ)	
Time integral scheme	2nd-order Adams-Bashforth scheme
Spatial differential scheme for an advection term	QUICK scheme
Spatial differential scheme for a diffusion term	2nd-order central difference scheme

4. 解析手法

次に本研究で用いた数値解析手法について述べる。

4. 1. 解析モデル 解析領域には図4に示す1、3セクタの2種類を設定した。図4(a)の解析領域が1セクタの解析モデルでは円周方向に周期境界条件を適用して環状燃焼器全体を模擬した。本論文では、このモデルを”全周モデル”と呼ぶこととする。これに対して図4(b)の3セクタモデルでは側壁が存在した実験計測を再現するため円周方向の両側面をすべり境界とした。なお、このモデルについては”供試体モデル”と呼ぶこととする。

上記以外の境界条件、及び解析格子の空間解像度は、両モデルとも同じである。解の解像度依存性について、非燃焼平均速度場において3次元すべての解像度を1.5倍とした解析を行い検証した。その結果、流入ジェット周りにおける強せん断域での解像度不足が原因と考えられる差異が見られ、平均流速で最大50%程度の誤差が確認されている。流入境界条件は、流入ノズル形状の再現が困難であるため、平均速度分布を境界面に分布させる形で与えた。そのうち、Pilotノズルについてはノズル実物を用いたステレオ PIV 計測による実測平均速度分布を与えることとし、Mainノズルについてはノズル軸方向の速度をノズル開口部に一様分布で与えた。なお、両ノズルからの流入流れは共に乱流変動を含むと考えられるが、今回の解析では変動成分の再現は行っていない。その他の境界条件と用いた解析格子の条件については、それぞれ表2及び3にまとめて示す。

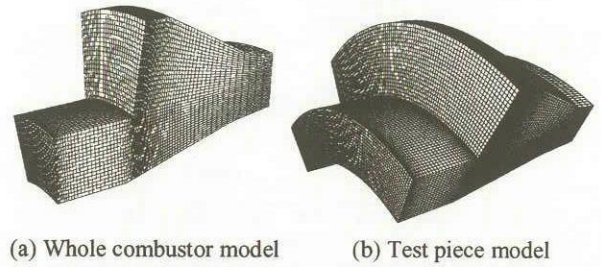


Figure 4 Computational grid systems (The halves of the grids are thinned out in each direction.)

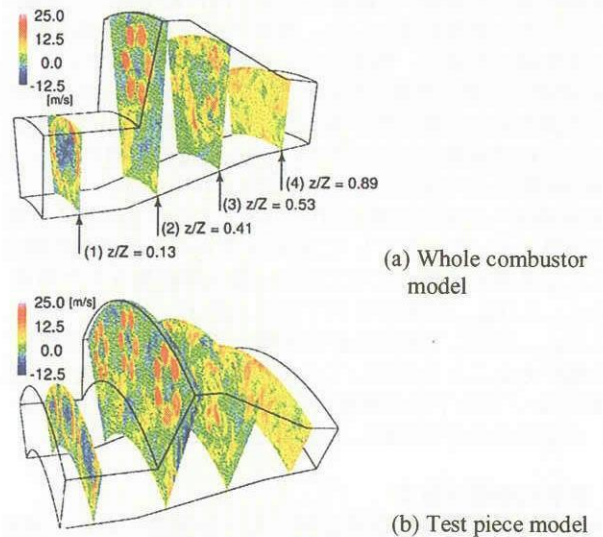


Figure 5 Contour plot of instantaneous axial velocity

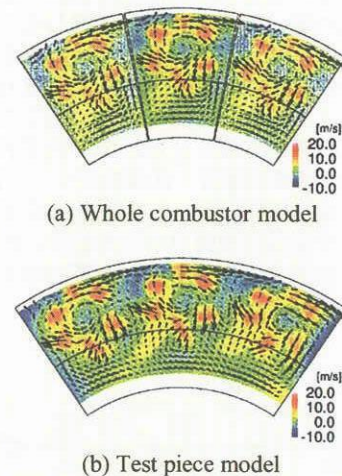


Figure 6 Averaged velocity distribution on the center of the plane at z/Z=0.65

4. 2. 数値解析アルゴリズム 前章で述べた基礎方程式を境界適合格子系において離散化し、数値的に時間発展解析を行った。この際、小垣らの提案した諸物理量の保存性に留意した離散化⁽⁸⁾を行っている。空間及び時間の離散化におけるスキームと時間進行に関するアルゴリズムをまとめたものを、表4に示す。

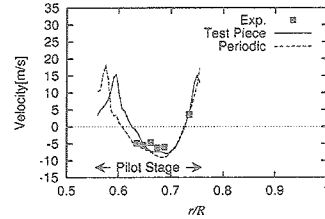
5. 結果と考察

5. 1. 乱流場解析 はじめに、非圧縮 LES 解析を行って得られた瞬時速度分布を図5に示す。Pilot領域、Main領域ともにノズルからの旋回流によって逆流域が形成されてお

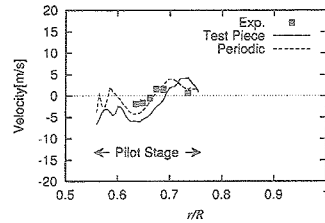
り、また出口付近では流入ノズルの形状などに起因する流れの構造はほぼ失われ、均一な乱流場となっている。全周モデルと供試体モデルによる解析間では2次流れにおいて差異が見られる。全周モデルにおける解析では環状燃焼器全周にわたる周方向の流れが発生しているが、これに対して供試体モデルでは側壁がその流れを妨げることにより供試体の内周、外周及び側壁に沿って周回する流れとなっている。このことが良く示された例として、位置 $z/Z=0.65$ における断面内速度と軸方向速度をそれぞれベクトル、コンタ表示したものを図6に示す。両モデルの結果間で内周壁面（図では下側境界）近傍の周方向速度が逆転しており、供試体モデルの結果では右側壁近傍では内周から外周への流れが、左側壁近傍では逆に外周から内周への流れが生じている。これらより、供試体モデルでは供試体内を周回する流れが発生している事がわかる。

次に、図5中の断面(1)及び(2)の中心線 ($\theta/\theta=0.0$) 上における軸方向及び周方向の平均速度プロファイルを図7,8に示す。グラフでは両モデルでの解析結果に加え、都留らによる供試体を用いた参照実験結果⁽¹⁾についても示した。まず Pilot 領域内の流れ場に注目すると、図7-(a)に示した断面(1) ($z/Z=0.13$ 、図5-(a)中に図示)における軸方向速度プロファイルではその中心部に速度が負の領域、すなわち逆流域がみられる。これは、図7-(b)に示した同位置での周方向速度プロファイルにプロファイルの傾きとして現れている Pilot ノズルからの旋回流に起因するものと考えられる。両モデルによる軸方向速度プロファイルは実験値と良い一致を示している。また、全周モデルによる結果と供試体モデルによる結果も内周側のピーク位置 ($r/R=0.57-0.6$) のずれを除いてよい一致を示している。周方向速度においても両モデルによる解析結果は共に同じ傾向を持ったプロファイルとなっているが、その絶対値においては全周モデルでの結果が供試体モデルの結果に対して全体的に高い値を持っている。これは供試体モデルでは側壁に妨げられて生じることのない環状燃焼器全体にわたる周方向流れの影響と考えられるが、供試体を用いた実験値との比較ではむしろ全周モデルによる解析結果のプロファイルが良い一致を示しており、本解析における供試体側壁の影響は過大評価されているといえる。側壁が全周にわたる周方向流れを妨げる際に周方向の圧力勾配が生じ、それによって内周及び外周壁からの冷却空気の流入量が周方向に分布することによって、供試体壁面近傍を周回する流れではなく環状燃焼器全周にわたる周方向流れと同様な流れが供試体内にも生ずる事が考えられる。しかし、本解析では冷却空気の流量については考慮していないためその効果は評価されておらず、供試体側壁の影響を過大評価したと考えられる。

図8に示した断面(2) ($z/Z=0.41$) における軸方向速度プロファイルにおいても、両解析モデルでの解析において Pilot 領域内で値が負になる逆流域が予測されている。しかし、実験計測では既に値が正となり逆流域は閉じており、本解析では旋回流の流入による逆流域の長さが過大評価されていることがわかる。これは、流入条件として与えた速度分布に変動成分を加えなかったために流入流によるせん断層における不安定の発達が遅れ、その結果乱流運動量輸送が活発になる領域の位置が下流側へとずれたためと考えられる。両モデル間の比較では、内周壁近傍 ($r/R=0.58-0.67$) において周方向速度に大きな差異が見られる。これは供試体モデルでの解析結果において、先の断面(1)の中心線上での比較においても見られた供試体内を周回する流れが発生しているためであり、同様に外周壁近傍また、同断面上において、Main 領域内に注目すると、基本

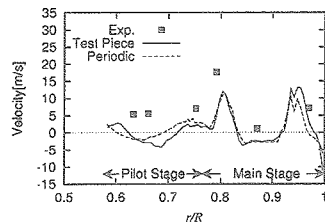


(a) Axial velocity

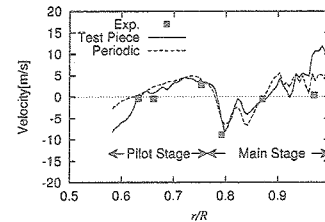


(b) Circumferential velocity

Figure 7 Comparison of the velocities at the center of plane (1)



(a) Axial velocity



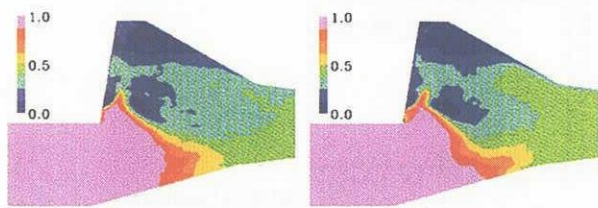
(b) Circumferential velocity

Figure 8 Comparison of the velocities at the center of plane (2)

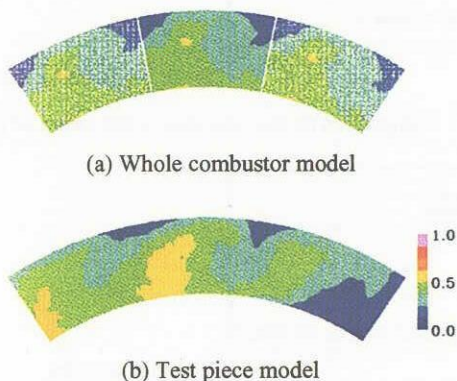
($r/R=0.96-1.0$)においても両モデル間の周方向速度の差異が見られている。

的な流れの構造に伴うプロファイルは両モデルによる解析間で一致しており、側壁の影響は外周壁近傍でしか見られない。 $r/R=0.79$ 及び 0.97 における実験値は Main ノズルを構成する6本の小ノズルの内、上下の2本から流入するジェットに相当し、 $r/R=0.87$ における実験値は6本のジェットに相当すると考えられるが、計測点が少ないため速度プロファイルの評価は困難である。また本解析結果についてはプロファイルを取得した線上を6本のジェットが横切っておらず、プロファイルにはジェットの縁が捉えられているのみであるため、両モデルとも実験計測値に比べ軸方向速度を過小評価した形になっている。これは流入条件として与えた Main ノズルからのジェットの流入方向に大きく依存する問題であり、その方向の誤差によるものと考えられる。Main ノズルからのジェット群が旋回流となつてその中心に形成される逆流域は Pilot 領域内の逆流域と同様、本解析において過大評価されている。 $r/R=0.84-0.92$ において軸方向速度が負となると予測した両解析モデルの結果に対し、実験値はほぼ軸方向速度が0となっており明確な逆流域は観測されていない。この原因としても、Pilot 領域と同様に流入速度分布に時間的な変動を付加していないことによる影響が考えられる。

5. 2. 火炎伝播解析 本研究では、火炎伝播解析の対象としてステージ燃焼器のステージ間火炎伝播を選択した。具体的には、解析燃焼器中の Pilot 領域に保炎されて



(a) Whole combustor model (b) Test piece model

Figure 9 Time-averaged distribution of mixture fraction $\bar{\xi}$ on plane $\theta/\Theta = 0$ 

(a) Whole combustor model

(b) Test piece model

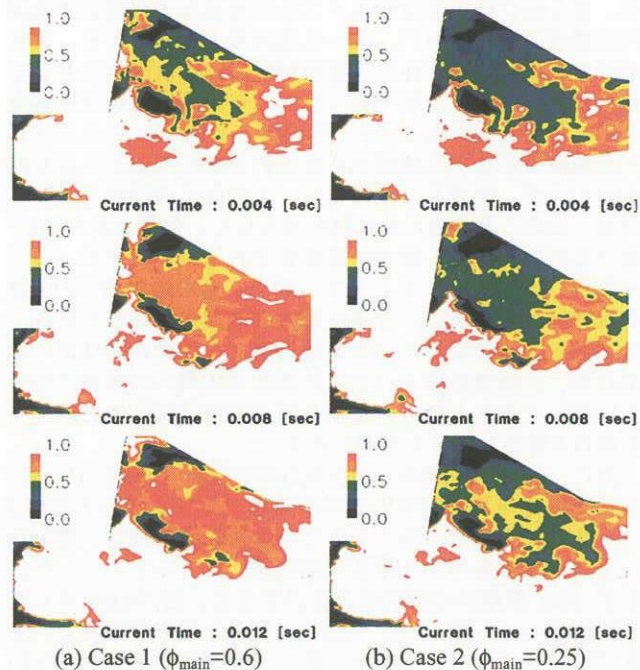
Figure 10 Time-averaged distribution of mixture fraction $\bar{\xi}$ on plane $z/Z = 0.89$

いる火炎から Main 領域へ着火を行う際の火炎伝播を解析対象とした。

5. 2. 1. 混合分率分布 基礎方程式でも述べたとおり、本解析では Pilot ノズルから流入する混合気（以降“Pilot ガス”と記すこととする。また、Main ノズルから流入する混合気は“Main ガス”と記す。）の混合分率について解析を行い、燃焼器中の燃料当量比分布を得ている。混合分率の解析は先述の乱流場解析で得られた発達した乱流場を初期条件とした乱流場解析と同時に解析を行った。

本解析で得られたセクタ中心断面 ($\theta/\Theta = 0$) における混合分率分布を図 9 に示す。両モデルの結果において、Pilot 領域内はほぼ $\bar{\xi} = 1$ となっており Pilot ノズルから流入する予混合気によって満たされている。両モデルによる結果を比較すると、出口近くの内外壁近傍において供試体モデルの結果における $\bar{\xi}$ の値が高くなっている領域が見られる。これは、燃焼器出口近くの流れ場において見られた両モデル間の二次流れの差異が原因であると考えられる。このことは、図 10 に示した出口近傍断面（図 5-(a)中断面(4), $z/Z = 0.89$) における $\bar{\xi}$ の時間平均分布でより明確に伺える。本断面分布では供試体モデルの結果において供試体壁面に沿った流れが内壁側から流入する Pilot ガスを左側へ、外周壁側から流入する Main ガスを右側へと移流し、 $\bar{\xi}$ の分布に影響を与えている。しかし、側壁に接した両側のセクタ内における $\bar{\xi}$ の分布の全周モデルとの大きな差異に対して、供試体モデルの中心セクタにおける分布は全周モデルのものと同傾向は一致しており、中心セクタにおける火炎伝播の経路に関しては大きな影響はないと考えられる。

5. 2. 2. 火炎伝播解析 Pilot 領域から Main 領域への火炎伝播解析に際して、あらかじめ初期条件設定のための解析を行った。この事前解析では Pilot ガスの当量比 ϕ_{pilot} を 0.7、Main ガスの当量比 ϕ_{main} を 0.0 として、Pilot 領域のみに燃料を投入している条件とした。解析時間短縮のため、前項までに述べた解析で得られた瞬時の速度場及び混合

Figure 11 Time evolution of flame (contour of scalar G) in whole combustor model

分率場を用いてスカラー G に関する解析を行うことにより定常的な解を得た後、0.012 秒 (6000time step) 間、流れ場および混合分率場と同時に非定常解析を行うことによって初期条件となる瞬時のスカラー G の分布を得ている。

このようにして得られたスカラー G の初期条件を元に、Pilot ガスの当量比を $\phi_{pilot} = 0.7$ に固定し、Main ガスの当量比を $\phi_{main} = 0.6$ 及び $\phi_{main} = 0.25$ とした火炎伝播解析を行った。これらの条件は、図 3 中の“Simulation”のプロットに相当し、Case1 は供試体実験において Main 領域への火炎伝播が観測された条件、Case2 は火炎伝播が観測されなかった条件に相当する。

はじめに、全周モデルを用いた解析で得られたセクタ中心 ($\theta/\Theta = 0$) におけるスカラー G の分布を図 11 に示す。示した分布は解析開始 0.04 秒後、0.08 秒後及び 0.012 秒後の Case 1, 2 の両結果である。両ケースにおいて火炎は 2 種類の経路で Pilot 領域から Main 領域へと伝播している。一方は Pilot 領域内の火炎が一度燃焼器出口近傍へ伝播し、その後 Main 領域内を予混合気の流れに逆行して伝播する経路であり、もう一方は Main ノズルから流入する 6 本のジェットの間を通過して Main 領域内の逆流域内へ伝播する経路である。これらの経路を経た火炎は Case1 の結果においては両者が Main 領域内で結合している。その後火炎はさらに Main 領域内全体へと伝播して Main 領域内が既燃ガスに満たされており、Main 領域への着火が確認できる。これに対して Case2 の結果では、2 つの経路から伝播した火炎は Main 領域内で結合するものの安定ではなく、供試体試験において火炎伝播検出を行った熱伝対設置位置（図 2-(a)に図示）においても、火炎の伝播と移流が繰り返されて既燃ガスと未燃ガスが交互に存在するような状態となっている。これは、図 3 の実験結果において、着火当量比にある程度の幅があり火炎伝播が一部の計測でのみ検出された状態に相当すると予想される。すなわち本解析では、Main 領域への着火限界が希薄側にずれた、より火炎伝播の起こりやすい評価となっている。この原因として、Case2 において Main ノズルから流入する 6 本のジェット群の中心部で

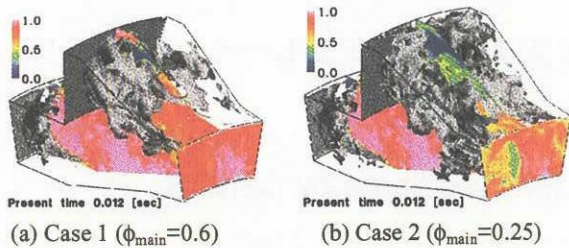


Figure 12 Predicted flame surface (gray surface) and contour of scalar G using test piece model

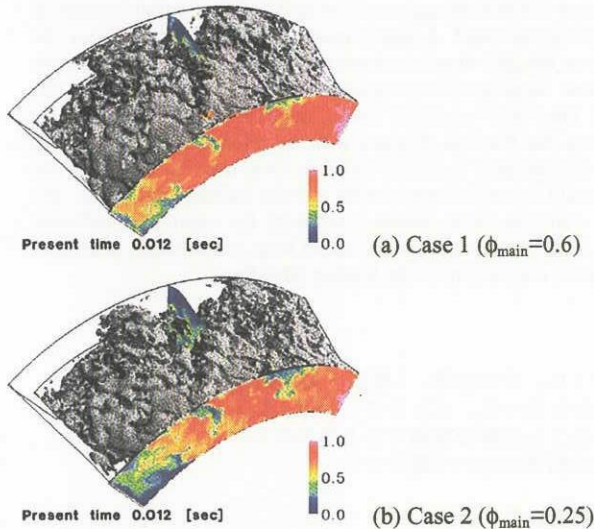


Figure 13 Predicted flame surface (gray surface) and contour of scalar G using test piece model

スカラ G がなだらかな分布を持ってしまっていることが挙げられる。この領域では燃料が非常に希薄で、かつ乱流強度が強く、 G 方程式における火炎伝播速度による生成項に対し乱流拡散項の効果が大きくなっており、スカラ G の分布が火炎面の伝播よりもむしろ既燃ガスと未燃ガスの混合を表していると考えられる。より高精度な着火限界予測の実現のためには、このような超希薄領域での火炎の伝播もしくは燃焼反応の進行を表現可能にする G 方程式モデルの拡張が必要である。

次に全周モデルと供試体モデルとの解析結果の比較として、解析開始後 0.012 秒後の火炎面 (スカラ G の等値面) 及びセクタ中心断面、出口断面でのスカラ G の分布を図 12,13 に示す。先に述べた基本的な火炎伝播経路は両モデル間で大きな差異は見られなかったが、前項までに述べてきた流れ場及び混合分率場の違いによって火炎伝播の様子が異なる領域がある。特に Main 領域の外周壁近傍では、供試体モデルにおいて火炎伝播がみられていない。これは供試体壁面に沿った 2 次流れによる混合分率場の違いで、該当領域周辺で燃料当量比が全周モデルよりも低くなり、消炎モデルの効果によって外周部への火炎伝播経路上で消炎が発生したためである。また、上記の混合分率場の違いの影響は供試体モデルの出口断面における既燃ガス分布にも現れており、Pilot ガス濃度が高くなっている図中向かって右側の既燃ガスの割合が高くなっている様子が見られる。しかし、特に Main 領域への着火に関する火炎伝播経路上において、供試体モデルの中心セクタと全周モデル間では火炎の振る舞いに関しても同様な傾向を示している。実験計測において熱電対を設置した点近傍における火炎伝播の様子についても、乱流場解析を伴う解析のため同一の瞬時場を用いた解析でないことを考慮すれば同様な結果が得ら

れた。これより、本環状燃焼器形状においては切り出しモデルを用いる影響は小さいことが示された。

6. 結論

LES 及び G 方程式を用いた予混合ステージング燃焼器内における乱流場及び火炎伝播の解析を行った。これにより、次のような燃焼器内の重要な現象が予測できた：

1. 流入ノズルからの旋回流の流入によって、保炎に機能する逆流域の形成が示された。ただし逆流域の長さについては、流入条件を平均流のみで与えたため過大評価がみられた。
2. Pilot ノズルからの流入予混合気が Pilot 領域を満たし、希薄燃焼が行われる Main 領域の予混合気濃度は Pilot 領域内の燃焼状態には影響を与えない。
3. 定量的には過小評価であったが、Main 領域への投入燃料当量比の違いによる火炎の振る舞いの変化が表現され、Main 領域への着火限界予測において実験計測と同様な傾向が示された。

今後、より精度の良い火炎伝播解析を行うためには、特に Main ノズル下流のように火炎の伝播に比べて乱流拡散の効果が非常に強くなる燃料希薄領域での flamelet モデルの改良が必要である。また乱流場の解析においては、流入条件への変動成分の導入など、より適切な境界条件の適用が必要となる。

さらに、2 種の解析モデルにおける解析結果の比較を行い、以下のような知見を得て、環状燃焼器の切り出しモデルを用いる影響について調査した：

1. 乱流場の解析において、供試体モデルでの解析により内外周及び側壁の近傍では供試体における側壁の存在の影響が示されたが、実験値との比較からその影響が過大評価されていることも示された。これは、内外周壁面の膜冷却を行っている冷却空気の流入をモデル化した境界条件が原因であると考えられる。
2. 供試体モデルの中心セクタと周期境界条件を用いた全周モデルの比較では、Main 領域出口近傍を除いて、混合分率分布及び火炎伝播解析結果について大きな差異は見られなかった。

7. 謝辞

本研究は文部科学省 IT プログラム「戦略的基盤ソフトウェアの開発」の一環として行われた。数値解析には東京大学情報基盤センターのスーパーコンピュータ SR8000/128 及び SR8000/MPP を使用した。ここに謝意を表す。

参考文献

- 1) Tsuru, T. *et al.*, Proceedings of ASME Turbo Expo 2002, June 3-6, 2002, Amsterdam, The Netherlands
- 2) Smagorinsky, J., Monthly Weather Rex. 91-3, pp.99-164, 1963.
- 3) Williams, F. A., Combustion Theory (2nd ed.), Addison-Wesley, 1985.
- 4) Yakhot, V., Combustion Science and Technology, Vol. 60, 1988.
- 5) Smith, T.M. and Menon, S, 25th AIAA Fluid Dynamics Conference, 1994.
- 6) Göttgens, J. *et al.*, 24th Symposium (International) on Combustion/The Combustion Institute, pp.129-135, 1992.
- 7) 稲毛ら, 機論 63-609, B(1997), pp. 1806-1813
- 8) Kogaki, T. *et al.*, Proceedings of Turbulence and Shear Flow Phenomena 1, 1999.
- 9) Tominaga, T. *et al.*, 4th International Symposium on Computational Technologies for Fluid/Thermal/ Chemical Systems with Industrial Applications (ASME PVP-Vol.448-1), No.1, pp. 205-213, 2002.

CeNSS を用いた水素噴流浮き上がり火炎詳細シミュレーション

溝淵泰寛、新城淳史、小川哲
JAXA IT センター

Detailed simulation of a hydrogen jet lifted flame by CeNSS

by
Yasuhiro Mizobuchi, Junji Shinjo, Satoru Ogawa

ABSTRACT

A hydrogen jet lifted flame is numerically simulated by DNS (Direct Numerical Simulation) approach using CeNSS (Central Numerical Simulation System) at JAXA. A detailed chemistry and rigorous transport properties are used. A hugely massive simulation with about 200 million grid points is conducted to see the dependency of the flame structure on the grid density comparing with the previous simulation with 23 million grid points. The present simulation reproduces almost the same flame global structure as obtained by the previous one, telling that the lifted flame consists of three elements, leading edge flame, inner rich premixed flame, outer diffusion flame islands, although improvement of resolution is observed in some locations, and indicates that the data obtained with the resolution of the previous simulation is worth analysis. A long-term simulation is conducted with 23 million grid points in order to look into the details of the phenomena of rather long time scales. The term is long enough to observe several fluctuations penetrating into the leading edge flame. The observation reveals two production (or amplification) processes of the outer diffusion flame islands. One is by the vigorously turbulent behavior of the inner rich premixed flame formed inside the lifted flame. The other takes place when a rather large perturbation penetrates into the leading edge flame. The later process is strongly related to the stabilization mechanism of the leading edge flame.

1. はじめに

噴流浮き上がり火炎は燃焼にかかわる様々な現象を含んでおり、その詳細構造および安定化機構の解明は燃焼研究のなかでも大きな興味の対象となっている。著者らは航技研 NWT(Numerical Wind Tunnel)を用いて、詳細化学反応機構と厳密な輸送特性による数値シミュレーションを行うことにより、水素噴流浮き上がり火炎の全体的な構造を把握してきた[1]。Flame Index [2]を用いた解析により水素噴流浮き上がり火炎は単なる一つの火炎ではなく、先端火炎、内側にある乱流過濃予混合火炎、外側にある島状拡散火炎という三つの火炎要素から構成されていることが明らかとなった。それら火炎要素にはそれぞれ重要な研究課題が存在している。先端火炎においては空間的には極めて三次元的で時間的にはゆっくりと非定常な火炎の安定化機構の問題、内側乱流予混合火炎においては従来の層流火炎理論が適応できないような火炎構造についての問題、外側島状拡散火炎においては離散的な反応体積の生成過程および燃焼過程の問題が存在する。これらの問題を詳細に検討するためには、十分長い時間燃焼場を観察すること、また特に乱流火炎についてはより細かい計算格子を用いて現象を解像することが望ましい。しかしながら、従来のシステムでは、例えば、先端火炎に擾乱が加わった場合の火炎の挙動を理解するのに十分な時間を観察しデータを保存することは極めて困難であった。また計算機メモリの制限により、計算格子は火炎先端周辺で密であり下流に行くに従って、また中心軸から離れるに従って粗となっていた。これは先端火炎が火炎全体の安定性を支配しており、当量比1付近の予混合火炎が存在するため密な格子が必要であったこと、また外側の拡散火炎は歪み速度が極めて小さく火炎が比較的厚いと予想されたためである。しかしながら火炎内側では乱れが極めて強く火炎の位置は激しく移動し、予混合火炎が格子が粗な領域にまで達する場合も観察された。

一昨年度 NWT の 30 倍の性能を持つ CeNSS (Central Numerical Simulation System) が導入されたことにより、解像度を上げた計算の実行、および火炎をより長時間にわたって観察することが可能となった。従来の計算は約 2300 万点の格子点を用いていたが、乱流火炎を更に詳細に調べるため、また結果の格子依存性を調べるため、新しく 2 億点の格子点を用いた計算を行った。また長い時間火炎を観察することが可能になったことにより、比較的大きな時間スケールで起こっている火炎の挙動を理解することも可能

となった。その結果、2 種類の島状拡散火炎の生成過程が明らかとなった。またその一つは火炎安定化機構という点から見ても重要な現象である事が分かった。本報告ではこれらの結果について報告する。

2. 計算対象

対象とする火炎は、亜音速水素噴流を静止空气中に噴き出すことにより形成される浮き上がり火炎である。噴射ノズル径は 2mm、噴射速度は 680m/sec であり、空気および噴き出す水素の温度および圧力は、280K、1atm である。実験では浮き上がり高さ 14mm の浮き上がり火炎が観察されている [3]。

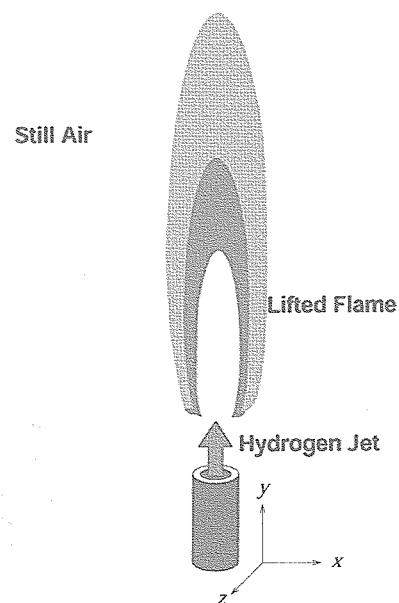


図 1: 計算対象

3. 計算手法

3. 1. 計算モデル

気体は熱的に平衡とする。各化学種の輸送係数は Lennard-Jones の分子間ポテンシャル[4]を用いて評価し、Wilke の法則[5]によって混合気体の輸送係数を求める。分子拡散は二成分系の拡散係数と Fick の法則で評価する。化学反応モデルとしては 9 化学種 (H_2 , O_2 , OH , H_2O , H , O , H_2O_2 , HO_2 , N_2) 17 反応モデル[6]を用いた。各化学種のエンタルピーは JANAF テーブル[7]から引用した。空気の組成は体積分率で O_2 22%、 N_2 78%とした。

3. 2. 支配方程式と離散化

支配方程式は三次元ナビエーストックス方程式と 9 化学種の保存式および状態方程式である。全密度の保存式も補助的に解いている。

支配方程式の離散化には有限体積法を用いる。対流項の離散化には風上三次精度の TVD (Total Variation Diminishing) 数値流束[8,9]を用いている。数値流束の高精度化は特性量を外挿することによって行い、特性量の勾配の符号が変化する場所でも二次精度を維持するように流束制限関数を設定している[10]。粘性および拡散流束は二次精度中心差分で評価している。なお、3 化学種以上の系で二成分系の拡散係数と Fick 則から拡散流束を評価する場合は、拡散による質量流束の総和が有限値となり質量保存則が壊れてしまう。そのため本計算では計算セル境界で拡散流束を補正することにより全質量の保存を確保している[11]。

3. 3. 境界条件

計算領域外部境界には無反射条件[12]を与える。ただし流出境界においては完全には無反射とせず、圧力が 1atm の周りで変動するような特性量の変化を加えている[13]。ノズル出口においては完全乱流管内流れを仮定した全温全圧分布を与え、ノズル壁は滑り壁とする。なおノズル内部は計算しない。

3. 4. 計算格子

従来の計算では計算格子は火炎基部に集中している。計算格子は矩形格子でジェットを中心近傍での格子幅は 0.05mm である。これは実験で測定された着火点まわりでの Kolmogorov スケール[3]の 2~3 倍となっている。また PREMIX[14]を用いて計算した当量比 1 の水素/空気層流混合火炎の水素消費層厚さの約 1/10 である。計算領域はノズル出口中心を原点、ジェット軸方向を y 軸、それに垂直な方向を x, z 軸として、 $-3D < y < 21D$, $-12D < x, z < 12D$ である。格子間隔は不等間隔で中心軸から離れたところ、また下流域においては粗くなっている。ノズルは形状は直方体とし、ノズル上面において円形の吹き出し分布を与えている。総計算格子点数は約 2300 万点である。

これに対し、新しい計算では火炎のほぼ全領域が同じ格子密度 ($\Delta = 0.05\text{mm}$) で覆われている。また吹き出しノズル周りに円筒座標格子を配置し、ノズル形状を再現している。主計算格子である直交格子とノズル周りの円筒格子は y 方向には完全に一致しており、 x - z 平面においてのみ相互に補間しながら計算を進める。総格子点数は約 2 億点である。

3. 5. 並列計算

MPI と OpenMP を組み合わせることによって効率的な並列計算を実現している。以下に 2 億点を用いた計算について説明する。図 2 は領域分割および並列化を示している。

主計算格子である直交格子 (図 2a) 中黒線) は 72 個のサブブロックに、ノズル周りの円筒格子 (図 2b) 中赤線) は 3 個のサブブロックに分割され、それぞれのサブブロックに 1 プロセスが割り当てられる。これらプロセス間の通信は MPI を用いて行われる。各プロセス内での計算は OpenMP を用いたスレッド並列化が行われている。約 290 万点の計算格子点が含まれる主計算格子サブブロックに割り当てられたプロセスには 4 台の CPU が割り当てられている。なお約 13 万点の格子が含まれている円筒格子サブブロックに割り当てられたプロセスではスレッド並列化は行っていない。

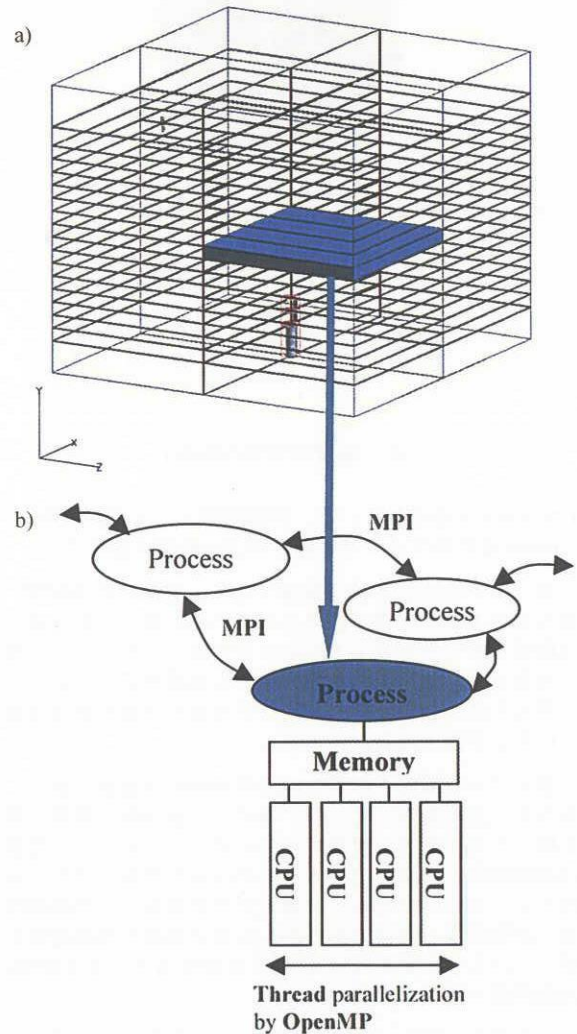


図 2: 領域分割と並列計算

4. 結果および考察

ここでは、まず火炎全体をほぼ同じ格子密度で解像した 2 億点を用いた計算結果を解析し、その全体的な火炎構造を従来得られた火炎構造と比較する。その後、従来の格子密度を用いた長時間にわたった計算を行うことにより明らかになった外側拡散火炎の生成過程について説明する。

4. 1. 2 億点の計算による火炎の構造解析

2 億点を用いた計算は、従来の 2300 万点の計算結果を内挿して得られたデータを初期条件として行われた。使用 CPU 数は 291、計算メモリは約 230GB、計算速度では約

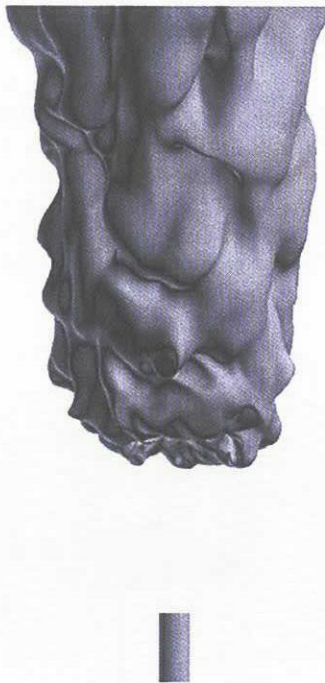


図 3: 温度等値面(1500K)

120Gflopsを達成している。計算時間としては実時間0.1msecを計算するために約150CPU時間を要する。

図3は1500Kの温度等値面である。従来の計算同様、安定な浮き上がり火炎が捉えられている。浮き上がり高さは実験値よりもやや低く5.5-6.0Dである。しかしながら現象の複雑さや計測結果のあいまいさを考慮すると十分な一致と考えられ、シミュレーションが現象の主要な部分は捉えていると予想される。

図4はある瞬間の水素モル分率60%の等値面であり、表面の色は温度を表している。極めて三次元的で複雑な構造を持った乱流噴流が再現されていることが分かる。燃焼後は拡散係数が急激に上昇するため小さな乱れのスケールは消えてしまい比較的大きな構造だけが残る。この傾向は従来の計算結果と同様であるが、火炎下流域では解像度が上がっているため従来の計算[1]と比較すると、より鮮明に火炎構造が捉えられている。

火炎構造の解析にはFlame Index (以下F.I.) [2]を用いた。F.I. は以下のように定義される。

$$F.I. = \nabla Y_{H_2} \cdot \nabla Y_{O_2} \quad (1)$$

F.I. が正值であれば局所的な火炎モードは予混合火炎、負値であれば拡散火炎である。図5はある瞬間での水素消費速度 $10^4 \text{ mol/m}^3/\text{sec}$ の等値面を示している。表面の色は局所的なF.I.およびmixture fraction [15]によって定義される燃焼モードを表している。赤は過濃予混合火炎、青は希薄予混合火炎、緑は拡散火炎である。従来の計算結果[1]と比較すると火炎下流では格子解像度が上がっているため内側過濃予混合火炎の形状が鮮明に捉えられている。外側拡散火炎では従来の計算に比べ解像度が3倍以上となっているが、その構造は従来の計算と比べてほぼ変化なく島状の火炎が浮き上がり火炎外側に形成されている。また先端火炎は従

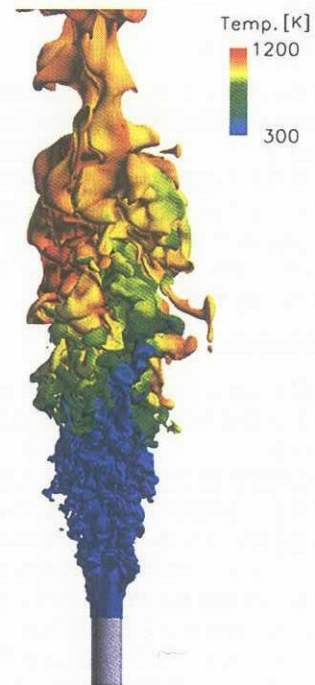


図 4: 水素モル分率等値面(60%) 表面の色は温度分布



図 5: 浮き上がり火炎の全体構造 等値面は水素消費速度 $10^4 \text{ mol/m}^3/\text{sec}$ の等値面であり、表面の色は燃焼モード、赤: 過濃予混合火炎、青: 希薄予混合火炎、緑: 拡散火炎を表している

来の計算と同様、過濃／希薄予混合火炎と拡散火炎から形成されている。

これらのことから、全体的な火炎の構造については従来の計算で十分に表現できていると考えられる。また特に先端火炎および外側予混合火炎については、得られた時系列データを解析することにより詳細な現象を理解できると期待される。以下に時系列データを観察することにより明らかとなった島状拡散火炎の生成／活性化過程について説明する。

4. 2. 内側予混合火炎による島状拡散火炎の活性化および生成

図6は二次元断面内の酸素質量分率分布を示している。図中黒線は当量比1の等値線であり、水素消費速度 $5000 \text{ mol/m}^3/\text{sec}$ 以上の部分が島状拡散火炎として灰色に塗られている。酸素は火炎上流で水素噴流に取り込まれるが、当量比1から過濃条件にある混合気中の酸素の大部分は先端火炎付近で消費されてしまい、先端火炎後流には酸素が存在しない層が形成されている。この層と外側の静止空気間に酸素分子拡散層が形成され、その酸素分子拡散層に沿って島状拡散火炎が分布していることが分かる。



図6: 酸素分子拡散層と島状拡散火炎 色付き等値線は酸素質量分率、黒線は当量比1の等値線、灰色に塗られた部分は水素消費速度 $5000 \text{ mol/m}^3/\text{sec}$ 以上の部分を表す

内側予混合火炎は噴流の不安定性が大きく反映された、極めて乱れの強い火炎である。そのため時折、半径方向に大きく突き出ることがあり、外側にある酸素分子拡散層に達したときに島状の拡散火炎を生成し、またそこに島状拡散火炎が存在すればその燃焼を活性化する。

図7は内側予混合火炎が島状拡散火炎の燃焼を活性化する過程の一例を示している。図a)において青矢印で示された内側予混合火炎の一部が黒矢印で示された島状拡散火炎を活性化する過程であり、図a)、b)、c)の間の時間間隔は $47.6 \mu\text{sec}$ である。図8はその過程における二次元断面内の

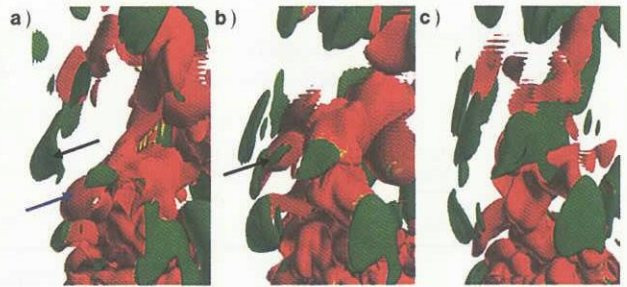
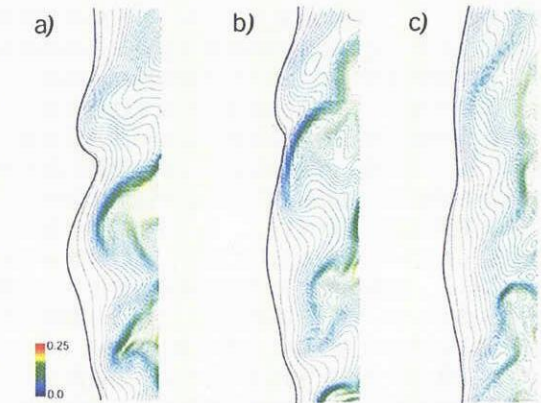
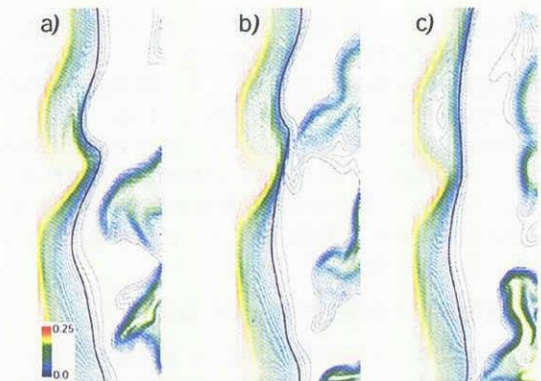


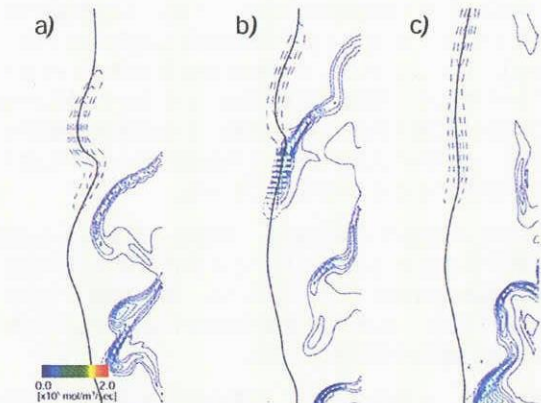
図7: 島状拡散火炎活性化過程 ($\Delta t = 47.6 \mu\text{sec}$)



水素質量分率分布



酸素質量分率分布



水素消費速度分布

図8: 島状拡散火炎活性化時の水素質量分率(上)、酸素質量分率(中)、水素消費速度(下)の時間変化

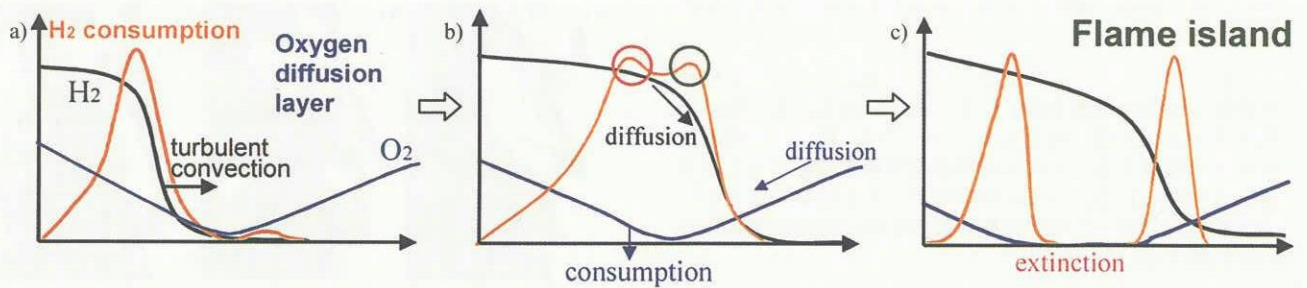


図9: 島状拡散火炎の生成/活性化過程の模式図

水素質量分率（上）、酸素質量分率（中）、水素消費速度（下）の変化を示している。図中黒線は当量比1の等値線であり、水素消費速度分布において予混合燃焼は実線で拡散燃焼は破線で描かれている。時刻 a) で島状拡散火炎に近づきつつある内側予混合火炎は時刻 b) において島状拡散火炎と接触する。この時、内側予混合火炎中の未燃水素が外側の酸素分子拡散層に運ばれることにより拡散火炎付近で大きな水素濃度勾配が現れている。これはそこで水素の分子拡散が増加していることを示している。この水素分子拡散の増加に伴い、拡散火炎における燃焼が活性化され水素消費速度が増加している。その後時刻 c) になると拡散火炎は内側予混合火炎から切り離され再び島状拡散火炎となる。これは酸素質量分率分布を見れば分かるように拡散火炎と予混合火炎の接合部において酸素が消費し尽くされ予混合火炎が局所的に消滅してしまうためである。

この過程をまとめた模式図が図9である。内側の予混合火炎が、その不安定性によって外側に運ばれる (a)。予混合火炎は酸素分子拡散層にまで達し、その時予混合火炎に接した形で拡散燃焼が生成または活性化される (a→b)。その後拡散火炎には外側の空気から分子拡散で酸素が供給されるが、内側にある予混合火炎には酸素が供給されない (b)。このため、予混合火炎中の酸素が燃え尽きてしまい予混合火炎に局所的な消滅が起こり、拡散燃焼部分が切り離されて島状の拡散火炎となる (b→c)。

4. 3. 先端火炎での島状拡散火炎の生成

先端火炎は過濃/希薄予混合火炎、拡散火炎から成っている。先端火炎中には先端火炎全体を安定化させる非常に安定な部分が存在しており、その様な部分では三重火炎 [16] と呼ばれる火炎構造が形成され、外側にある希薄予混合火炎において火炎速度と混合気体の流入速度が釣り合っている [1]。しかしながら、その様な安定な状態はいつまでも続くわけではなく噴流の不安定性により大きな擾乱が加わった場合は三重火炎的な構造は壊れて火炎形状が遷移する。今回、その際に先端火炎付近で島状拡散火炎が生成する過程が存在することが明らかとなった。

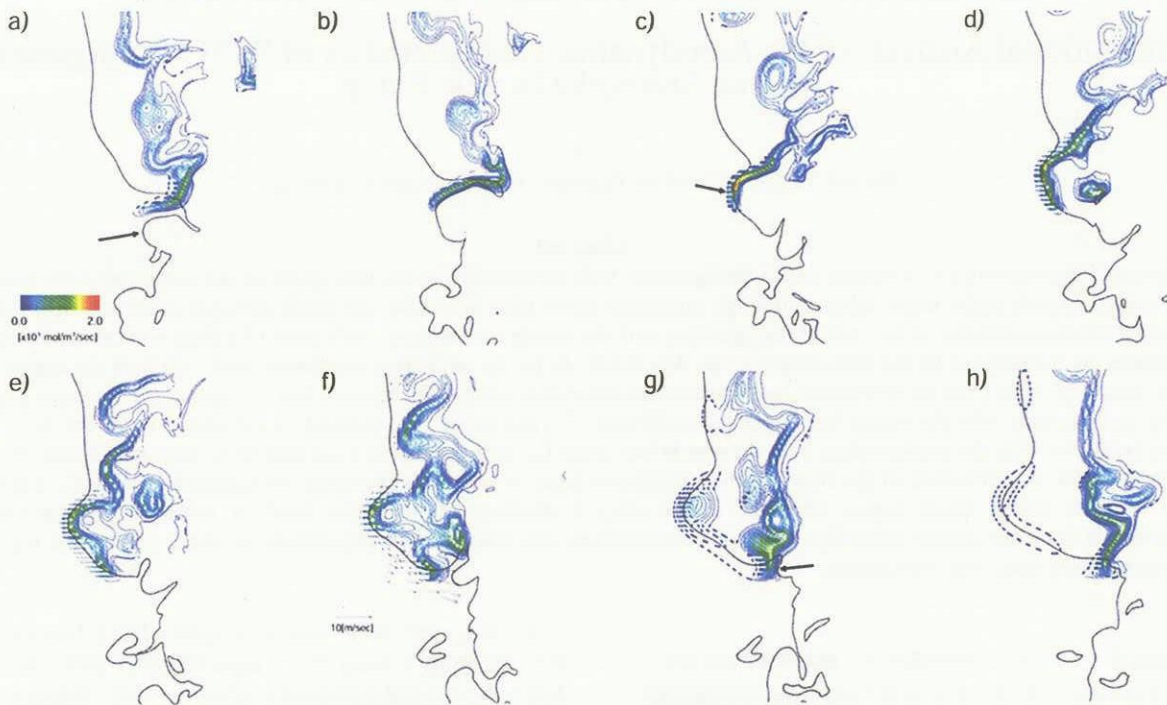
図10はその過程の一例である。安定な先端火炎から島状拡散火炎が生成される過程における水素消費速度の時間変化が時間間隔 $23.8\mu\text{sec}$ で示されている。図中黒線は当量比1の等値線であり、水素消費速度分布は予混合燃焼が実線で拡散燃焼が破線で描かれている。

時刻 a) では、火炎内側から、過濃予混合火炎/弱い拡散火炎/希薄予混合火炎という構造を持つ安定な先端火炎構造が形成されている。その上流には矢印で示すように当量比1の等値線に大きな突起が見られる。これは大きな擾乱、すなわち過濃な未燃混合気塊が先端火炎に迫っているこ

とを示している。時刻 b) において未燃混合気塊は先端火炎に侵入し先端火炎の形状を変化させ、希薄予混合火炎を当量比1もしくは過濃な火炎へと遷移させている。その後時刻 c) になると矢印で示した当量比1の線の外側に拡散燃焼部分が内側の予混合火炎に接した形で現れる (破線による等値線)。この拡散燃焼の出現はその時の酸素質量分率分布を見ると容易に理解できる。図11は図10における時刻 b)、d)、f)、g) における酸素質量分率分布を示している。時刻 b) においては火炎を挟んで酸素質量分率の勾配は内側から外側である。すなわち酸素の分子拡散の方向は図中矢印で示すとおり内側から外側である。水素質量分率の勾配は内側から外側であるので、この時は酸素と水素が同じ方向に拡散して燃焼モードは予混合火炎である。一方拡散火炎が現れた後の時刻 d) になると酸素質量分率の勾配は火炎を挟んで外側から内側に変化している。これは、火炎内側では酸素は予混合燃焼により消費されるだけで供給されないのに対し、火炎外側では外部空気からの分子拡散により常に供給されているため、時間が経つとともに濃度分布が逆転したためである。従って酸素分子拡散は外側から内側へ向いており燃焼モードは拡散火炎となる。酸素消費による酸素分子拡散の方向の変化が燃焼モードの変化を引き起こし拡散燃焼を出現させている。

その後、時間の経過とともに火炎内側では酸素消費が進み (図11 f))、拡散燃焼部の内側にある予混合火炎は徐々に消えていく (図10 f))。一方拡散燃焼部では外部空気から分子拡散により酸素が供給されるため燃焼が継続する。ついには拡散火炎に接していた予混合火炎はほぼ全て消えて無くなり拡散火炎部分だけが島状拡散火炎として先端火炎から放出される (図10 g))。

以上が先端火炎における島状拡散火炎生成の過程であるが、この過程は先端火炎の安定性という点から見ても重要である。拡散火炎が形成され、その内側に接した予混合火炎が消滅していく過程において、火炎の先端は、未燃混合気塊が通り抜けることによって誘起された流れ (図10 f) 中の矢印) に乗って、内側にまたやや上流に移動して行く。当量比1の等値線の突起根元まで達した時、酸素質量分率勾配が再び火炎内側から外側へと変化する (図11 g))。この時当量比1の等値線の外側に希薄予混合火炎が現れ、擾乱が与えられる前の火炎構造と同様の、過濃予混合火炎/弱い拡散火炎/希薄予混合火炎という構造が再び形成されている。すなわち未燃混合気塊の侵入により一度変形した先端火炎は島状拡散火炎を放出したあと、その未燃混合気塊の侵入によって誘起された流れによって、元の構造に戻っており、この過程は火炎安定機構の一つであると考えられる。

図 10 : 先端火炎の変形と島状拡散火炎の生成 ($\Delta t = 23.8 \mu\text{sec}$)

4. 結論

CeNSS を用いて水素噴流浮き上がり火炎のシミュレーションを行った。格子密度を上げた 2 億点を用いた計算は MPI と OpenMP を組み合わせた並列化手法により効率的に行われた。従来の計算と比較すると細部においては解像度の向上が見られたが全体的な構造としては従来の計算と同様の構造であった。

従来の格子密度で、より長時間のシミュレーションを行うことにより、火炎外側にある島状拡散火炎の生成/活性化過程が明らかになった。一つは内側の予混合火炎の非定常な挙動による過程であり、一つは先端火炎に擾乱が加わった際の火炎形状変化に伴う過程である。いずれの場合も噴流の不安定性がその発端となっており、その時間スケールが現象を支配していると考えられる。後者の過程は火炎安定化機構という点から見ても重要な過程であり、今後詳細に調べていく必要がある。

参考文献

- 1) Y. Mizobuchi et al., *Proc. Combust. Inst.* 29:2009-2015, 2002.
- 2) H. Yamashita et al., *Proc. Combust. Inst.* 26(2):7-34, 1996.
- 3) T. S. Cheng et al., *Combust. Flame*, 91:323-345, 1992.
- 4) S. Chapman, T.G. Cowling, *The Mathematical Theory of Non-Uniform Gases*, Cambridge University Press, 1970.
- 5) C. R. Wilke, *J. Chem. Phys.*, 18(4):517-519, 1950.
- 6) C. K. Westbrook, *Combust. Sci. Tech.*, 29:67-81, 1982.
- 7) *JANAF Thermo-chemical Tables*, Clearinghouse for Federal Scientific and Technical Information, Washington, DC, 1965.
- 8) P. L. Roe, *J. Comp. Phys.*, 43:357-372, 1981.
- 9) Y. Wada, S. Ogawa, T. Ishiguro, *AIAA paper 89-0202*, 1985.
- 10) Y. Wada, *Numerical Simulation of High-Temperature Gas Flows by Diagonalization of Gasdynamic Matrices*, Ph.D. thesis, the University of Tokyo, 1955.
- 11) Y. Mizobuchi, S. Ogawa, *AIAA paper 2000-0184*, 2000.

- 12) K. W. Thompson, *J. Comp. Phys.*, 68:1-24, 1987.
- 13) T. J. Poinsot, S. K. Lele, *J. Comp. Phys.* 101:104-129, 1992.
- 14) R. J. Kee, J. F. Grcar, M. D. Smooke, and J. A. Miller, *Sandia Report SAND85-8240*, 1985.
- 15) R. W. Bilger, *Proc. Combust. Inst.* 22:475-488, 1988.
- 16) V. Favier, L. Vervisch, *Proc. Combust. Inst.* 27:1239-1245, 1999.

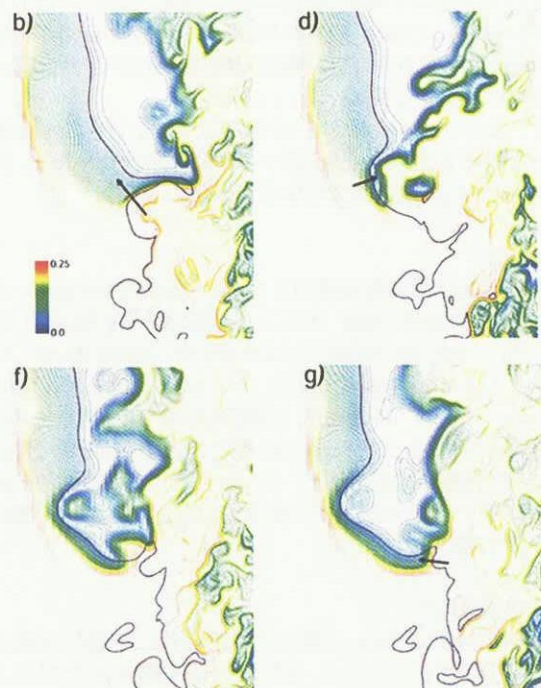


図 11: 酸素質量分率分布の変化

エアロスパイクノズルを取付けた SSTO 形状のジェット無噴射時における空力特性解析

塚田はるみ(横浜国大院)、藤本圭一郎(東大院)、藤井孝蔵(JAXA)、宮路幸二(横浜国大)

Computational Analysis of the Aerodynamic Characteristics of SSTO Configurations with an Aerospike Nozzle Ramp

by

Harumi Tsukada, Keiichiro Fujimoto, Kozo Fujii and Koji Miyaji

Abstract

Aerodynamic characteristics of a conical SSTO configuration with an aerospike nozzle configuration are computationally investigated at a wide range of attack angles under subsonic through supersonic flows using the RANS (Reynolds-averaged Navier-Stokes) simulations. The aerodynamic characteristics of the conical configuration with the nozzle are compared with those of a clean conical configuration and the differences are investigated by the comparison of the flow fields. As for the nose entry conditions ($\alpha=0\sim 90^\circ$), at the angles at which the nozzle ramp isn't seen from the freestream, aerodynamic characteristics don't differ between two configurations. At larger angles near $\alpha=90^\circ$, the configuration with the nozzle has larger lift coefficient (C_L) due to the lift produced by the nozzle ramp. As for base entry conditions ($\alpha=90\sim 180^\circ$), the configuration with the nozzle has larger C_L , drag coefficient (C_D) and lift to drag ratio (L/D). However at the angles at which the difference in the flow-direction projection areas is larger, C_D increases. At supersonic flows C_L - α distribution smoothly shifts to higher attack angles when the nozzle ramp is attached. On the other hand, at subsonic and transonic flows C_L - α distribution dose not change smoothly. Moment characteristics also change, the combinations of attack angles and c.g.(moment center) which realize static stability increase.

1. はじめに

将来宇宙輸送システムの1つの形態として、単段再使用型(SSTO)ロケットシステムがある。SSTO ロケットシステムは従来の宇宙輸送機とは形状が大幅に異なる上に、広い速度域・迎角範囲の中を飛行するため、様々な気流条件における空力特性の把握が重要である。CFD解析は風洞実験と比較して、より多くの流れ場のデータが得られるという利点を持っていることから、機体形状の概念設計段階から活用していくことが有益と考えられる。FujimotoらはApolloカプセルに代表されるconical機体形状に対してCFD解析結果と実験を比較し、conical機体形状の空力評価に対するCFD解析の信頼性を示した[1]。さらにconical機体形状の範囲内で形状パラメータに対する空力特性の変化を調べた。

SSTOロケットの実現には推進システムの性能向上が不可欠であるが、外気圧の変化に応じてノズル流れが調整されるエアロスパイクノズルは地上から高空まで高推力特性が期待できる。しかし、エアロスパイクノズルを採用した場合、機体本体に加えてランプ(Ramp)が付加され、その影響が機体自身の空力特性に影響を与える可能性が高いが、その影響については明らかにされていない。

本研究では、エアロスパイクノズルを想定したRamp付きConical形状に対して、様々な速度域・迎角範囲での数値解析を行い、Ramp無し形状との空力特性の変化とその原因を考察した。

2. 数値計算法

基礎方程式は3次元圧縮性薄層近似 Navier-Stokes 方程式を用いた。対流項の離散化には3次精度 MUSCL 法[2]により高次精度化したSHUS[3]を用い、粘性項の離散化には2次精度中心差分を用いた。時間積分にはLU-ADI陰解法[4]を用いた。また、乱流モデルにはBaldwin-Lomaxモデル[5]を用いた。初期設計段階で多数のケースを実行する必要があり、また、Fujimotoらの研究により初期設計段階で必要なレベルの信頼性が確認されていることから、ここでは意図的に標準的で効率の良い上記手法を用い、後述するようにPCクラスで実行できる格子数を選択している。

3. 計算対象・計算条件

Conical形状とそれにRampを取り付けた形状の2つを扱う。形状パラメータは図1に示すとおりである。図2はRampを取り付けたことによる主流方向投影面積の変化を示したものである。迎角 α の定義は図3に示すとおり、機軸と一様流のなす角とし、ノーズ側からの気流を $\alpha=0^\circ$

とした。今後、 $\alpha=0\sim 90^\circ$ を nose-entry、 $\alpha=90\sim 180^\circ$ を base-entry と称する。今回想定した Ramp では、Conical 形状をした機体本体に対して主流の影になる迎角範囲は $\alpha=0\sim 35^\circ$ となっている。計算格子は機体形状の半裁を対象とし、O-Oトポロジーで、Ramp 付き形状の場合、主流方向に119点、周方向に53点、壁面から外側の境界までを61点とり、合計約30万点とした。(Conical形状では $101\times 53\times 61$ 。)また、格子解像度の影響を調べる目的で表1に示すようにさらに3種類の格子を作成した。外部境界の広さは機体最大直径の10倍をとった。代表面積は機体最大直径をとる位置での機軸方向の投影面積と共通にしている。Cmaはモーメント基準点をConical形状円錐部の頂点(apex)とした時のピッチングモーメント特性である。

計算条件は、機体最大直径を基準長さとしたレイノルズ数 $Re=1.0\times 10^6$ 、マッハ数 $M=0.7, 0.9, 1.2, 2.0$ 、迎角 $\alpha=0\sim 180^\circ$ とした。なお、機体に働く空気力は、特に亜/遷音速条件では機体風下側の非定常な流れに強く影響を受けるため、計算結果を時間平均して算出した。

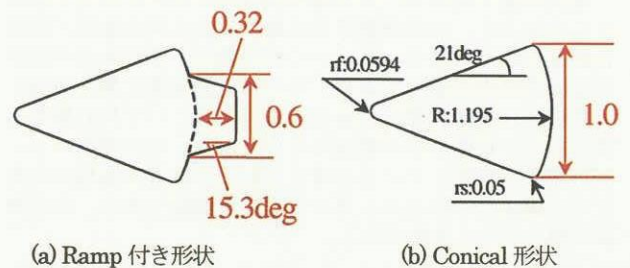


図1 機体形状

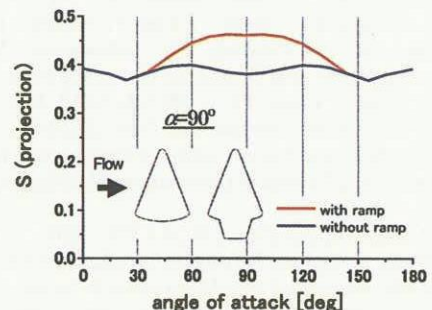


図2 主流方向投影面積の比較

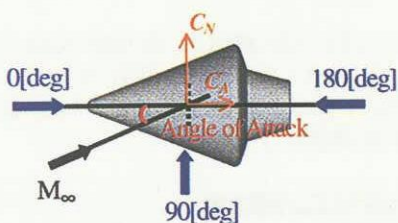


図3 迎角および空気力の方向の定義

表1 Ramp 付き形状計算格子

Grid-Name	Minimum grid spacing	(ξ, η, ζ -dir)
Coarse	3.0×10^5	(119 \times 53 \times 61)
Fine	3.0×10^5	(241 \times 103 \times 121)
Twice-k	3.0×10^5	(119 \times 103 \times 61)
Twice-l	3.0×10^5	(119 \times 53 \times 121)

Conical 形状は ξ -dir 101 or 181 (only fine)

4. 計算結果及び考察

格子解像度の影響の確認

過去の研究[1]において, Apollo 形状まわりに $91 \times 53 \times 61$ の格子を用いて今回と同じ手法で数値解析し, NASA で行われた実験と空力特性の比較を行った結果, 全体的によく一致するという結果を得たが本研究で議論を行う形状は機軸方向に長く, かつ Ramp がついているため解像度を上げた格子で計算した結果と比較を行い, 今回用いる格子でも十分な格子解像度があるかを確認することにした。この際, 計算は $M=0.7, 0.9$ に対して行った。これは亜/遷音速流れでは物体背後の圧力レベルや剥離位置が格子解像度によって変化しやすいことから注意が必要と考えたためである。

図4, 5は表1に示す4種類の格子を用いて計算した $M=0.9$ での機軸方向力 (C_x) とそれに垂直な方向力 (C_y) を示している。まずはそれぞれのグラフにおいて, Coarse grid による結果(図4, 5中●)と Fine grid による結果(■)を比較する。図4(a), 図5(a)を見ると, C_x 特性には格子解像度による影響はあまり見られないのに対して, 図4(b), 図5(b)の C_y 特性には格子解像度の影響が見られる迎角範囲が存在する。特に図5(b)の $\alpha=45^\circ$ では Coarse grid の結果が Fine grid の結果よりも15%ほど低い値をとっており, その差は最も目立っている。

違いが生じた理由を知るために図6, 7に $M=0.9, \alpha=45^\circ$ の表面圧力分布および流線を示す。Conical 形状を真横から見た図6では格子によって風上側の様子に違いは見られないのに対して, 側面の低圧部の圧力レベルおよび剥離線位置に違いが見られる。また両形状をほぼ風下側から見た図7では, Ramp 付き形状を示した(a)図では, 格子解像度による違いはあまり見られないのに対して, Conical 形状を示した(b)図では Coarse grid の結果には見られなかった風下側機体上面の剥離渦による低圧領域と二次剥離線が Fine grid の結果にははっきりと見られる。これらの結果から, Conical 形状の Coarse grid の計算では剥離がより風上側で起こるためそれほど強い剥離渦が出来ず風下側機体上面の圧力レベルが高いために C_y が減少したと言える。

そこで, 剥離の位置を特に支配する周方向の格子解像度のみを向上させた格子を表1の Twice-k grid として, 計算結果を図4, 5中の△で示す。Conical 形状の C_y を示す図5(b)を見ると, $\alpha=45^\circ$ の Twice-k grid の値が Fine grid の結果とほぼ等しくなっているのがわかる。その際の流れ場の様子を示したものが図8である。機軸方向 nose 側からみたこの図において, Twice-k grid で計算した結果は Coarse grid で計算した結果に比べて剥離位置が風下側に移動し渦が強くでており, 渦による風下側機体上面の低圧領域が二つ base 方向に向かって伸びていることがわかる。また, 図8の空間総圧分布を見ると, 渦中心の大きさが Twice-k grid の結果と Fine grid の結果でほぼ同じになっている。

Coarse grid の結果が $\alpha=90^\circ$ 付近で不十分だったこととあわせ, 遷音速域で側面に剥離を伴う条件下では格子解像度によって1~2割程度の力評価に違いが出るのが明らかとなった。このような流れ場はそもそも乱流モデルにも課題があるので遷音速での側面剥離についてはその都度注意深い検討が必要であると考えられる。

Ramp 付加による空力特性への影響

Ramp 付加が空力特性に与える影響を調べた。 $M=0.9, \alpha=45^\circ$ で格子解像度の影響が大きく, Ramp 付加による影響以外の理由で差が生じたことを受けて, 図9には表1の Fine grid の結果と Coarse grid の結果の両方を載せた。しかし, $M=0.9$ においても $\alpha=45^\circ$ 以外の迎角範囲では Ramp 付加による影響は格子解像度によらないことから, 図10~16, 18には表1の Coarse grid の結果だけを示す。また, 図17には先程述べた理由と同様に, $M=0.7, 0.9$ については Fine grid の結果と Coarse grid の結果の両方を載せた。以降の議論はこれらを用いたものである。

Nose-entry ($\alpha=0 \sim 90^\circ$) 特性比較

図9, 10はそれぞれ $M=0.9, 2.0$ での迎角に対する揚力係数 C_L , 抵抗係数 C_D , 円錐部の頂点周りのピッチングモーメント係数 $C_{m\theta}$ である。ここでは紙面の都合上全ての条件を載せてはいないが, 図9, 10からも分かる様に, 全てのマッハ数において, Ramp が主流から見えない迎角範囲 ($\alpha=0 \sim 35^\circ$) では Ramp 付加による $C_L, C_D, C_{m\theta}$ 特性変化は現れなかった。全てのマッハ数範囲において投影面積の差が大きくなる迎角範囲で Ramp 付き形状の方が C_D が大きくなるが, これはどちらも機体断面積を共通の基準として無次元化しているためである。Ramp が主流から見える迎角範囲においては, 図11に示すようにモーメント基準点から遠い位置にある Ramp 風上側の高圧領域によって Ramp 付き形状の $C_{m\theta}$ は増加した。この傾向は全てのマッハ数において見られた。 C_{Lmax} と C_{Dmax} をとる迎角は Ramp を付加しても, 全てのマッハ数でほとんど変化しなかったが(図9の C_L - α 図は Fine grid の結果), C_{Lmax} をとる迎角よりも大きい迎角において, C_L は一様流マッハ数によって異なる傾向を示した。超音速流れでは Newton 流近似的の考え方で予想できる通り, Ramp に高圧領域が生じ(図11)揚力が増加したが, 亜/遷音速流れでは $\alpha=60^\circ$ 付近で Ramp 付き形状の C_L が Conical 形状に比べて減少し, さらに大きい迎角になると Ramp 付き形状の C_L が増加した。これは Fine grid でも見られた結果であるため形状変化による違いと考え, 次にその原因を調べる。

亜/遷音速流れでの局所的な C_L の減少 ($\alpha=60^\circ$ 付近)

表2は機体最大直径をとる位置を境に Ramp を含む機体後方側を Base, もう一方を Nose と定義し, それぞれの領域に働く空気を分けて算出したものである。Base はさらに図に色分けして示すような3つに分けた。 $M=0.9$ でも 2.0 でも C_A, C_N ともに Nose 領域に働く力の大きさは Ramp の有無によらないことがわかる。また, $M=0.9$ で Ramp 付加の影響が大きく現れているのが base1 領域に働く C_A であることがわかり, それを考慮に入れて図12を見ると, Ramp 付き形状の風上側機体底面の圧力レベルが Conical 形状に比べても低く(図中:F1<F2), これによって Ramp 付き形状の揚力が減少したと考えられる。この低圧領域は Ramp 前方に再循環領域が形成されることにより生じている。一方, 超音速流れでは, Base 領域に働く C_A, C_N はともに揚力を増加させる方向に働いており, 図13に見られるように Ramp に生じる高圧領域の影響であることは明らかである。

Base-entry ($\alpha=90 \sim 180^\circ$) 特性比較

図9, 10には一例を示すが, Base-entry 条件では全てのマッハ数において, $\alpha=90+15^\circ$ 付近より小さい迎角範囲では, Ramp に働く空力により C_L は増加し, それ以降の広い迎角範囲に渡って Ramp 付加により C_L は減少した。また, Ramp 付加によって投影面積が増加する迎角範囲 ($35^\circ < \alpha < 145^\circ$) で C_D は増加し, 投影面積が再び等しくなる

迎角 145° 付近より大きな迎角範囲で Ramp 付加により C_D は減少した。 C_m は全てのマッハ数において Ramp 付加により増加した。図14には $M=2.0$, $\alpha=165^\circ$ での圧力分布を示す。空力加熱の低減に使われるスパイクデバイスのように、機体本体よりも前方に Ramp が突き出る形になるために、流れがよどみ高圧になる部分の面積が小さくなっており、これによって抵抗が減少したと考えられる。また、Ramp 側面の圧力分布からダウンフォース(図中:Fd)が働いていることがわかり、これによって C_L が減少し、このダウンフォースがモーメント基準点から遠い位置にあるため、 C_m も増加したと考えられる。

亜/遷音速流れでの $C_{L_{min}}$ の増加

図9と図10の C_L - α 図を見比べると、超音速流れでは、Ramp 付加により C_L 最小値をとる迎角が少し高迎角側にずれたが、 C_L 最小値はほぼ同じレベルとなった。一方、亜/遷音速流れでは、Ramp 付加により迎角のずれは同様に見られたが、 C_L 最小値が増加した。ここでは、この違いの発生メカニズムを調べる。

図15は $M=0.9$, $\alpha=90^\circ$ の空間マッハ数分布および表面圧力分布を、比較のため図16は $M=2.0$, $\alpha=90^\circ$ の同様の図を示した。また、それぞれの図の下には機軸方向、機体底面または Ramp 底面側から見た圧力分布を示した。 $M=0.9$, 2.0 ともに Ramp 風上側に高圧領域が生じているが、高圧領域の圧力レベルから考えても、 $M=0.9$ の揚力増加量のほうが大きくなる理由は他にありと考える。

図15を見ると、亜/遷音速流れでは機体側面の流れの様子に違いは見られぬが、機体底面の流れの様子に Ramp の有無が影響を与えている。まず、Conical 形状では機体側面での剥離後の圧力上昇につられて、機体底面で剥離が起こっている。空間のマッハ数分布からも、衝撃波剥離が機体底面の曲線上後半に見られる。一方、Ramp 付き形状の剥離位置は Ramp 底面では風上側角部に固定され、機体底面では Ramp 側面および底面にひきずられて Conical 形状に比べて風上側になっている。このため剥離線直前の低圧領域の大きさが Ramp の有無によって大きく異なる揚力増加量に違いが現れた。それに対して、図16を見ると、超音速流れでは機体側面の流れの様子に違いが無いことは同様だが、機体底面においても Ramp の有無に関わらず、風上側から風下側へ向かって、流れは加速し、圧力は低下する一方であることがわかる。このことが超音速流れでは Ramp を加えても C_L 最小値が変わらない原因であると考えられる。ただし今回は、Ramp 底面がフラットであったためこのような結果になったが、Ramp 底面に曲率を持たせれば異なる結果になる可能性はある。

揚抗比(L/D)特性比較

図17(a)に Ramp 付き形状の L/D , (b)に Conical 形状の L/D を示す。遷/超音速流れでは L/D 特性に関しても Ramp が主流から見えない迎角範囲では Ramp 付加による変化はほとんど見られなかった。しかし、亜音速流れでは Ramp が主流から見えない迎角範囲においても、 L/D 特性に影響を与え、最大値の大きさもわずかに減少する可能性があることがわかった。図17中 $M=0.7$ fine の結果を見ると、亜音速流れでは Conical 形状の L/D は $\alpha=36^\circ$ と 45° で最大値をとるが、Ramp を付加すると $\alpha=36^\circ$ での L/D が大きく減少した。 $M=0.7$ の C_D , C_D 特性は紙面の都合上載せていないが、これまで述べてきたように C_D , C_D 特性を個々に見ると、 $\alpha=36^\circ$ では Ramp 付加の影響はほとんどないのだが、亜音速流れでは C_D , C_D それぞれに生じるわずかな差が L/D にすると大きく現れた。一方、遷/超音速流れでは Ramp が主流から見えているにも関わらず、 $\alpha=45^\circ$ まで Ramp 付き形状と Conical 形状の L/D に差は見られなかった。さらに、Nose-entry 条件での最大値の大きさも変化しなかった。これは $\alpha=45^\circ$ は主流から Ramp が見える迎角範囲ではあるが、Ramp が完全にせん断層に包まれており、 C_D , C_D 特性ともに Ramp 付加の影響がほとんど現れていないことが原因である。

$\alpha=70^\circ \sim 100^\circ$ では、全てのマッハ数で Ramp 付加による C_L の増加の影響を受けて L/D は増加した。

これより大きな迎角の Base-entry 条件では、全てのマッハ数で

Ramp 付き形状の L/D は大きく減少した。最大値の大きさは全てのマッハ数で低下し、特に $M=0.7$, 2.0 では $1/3$ 程度に低下した。 C_D が Ramp 付加により減少しているにも関わらず最大 L/D が大幅に低下したのには、 C_L の低下が強く影響している。

ピッチングモーメント(C_m)特性比較

空力安定性の観点から、モーメント中心を変化させていった際のモーメント特性について調べた。図18は横軸に迎角、縦軸にピッチングモーメントをとり、それぞれ色の違うラインは異なるモーメントセンター位置を示している。L を Conical 形状の長さとし、ある位置 x を L で無次元化した値で示しており、機体底面が $x/L=0.0$ 、先端部が $x/L=1.0$ である。迎角が少し増加した際に、それを元に戻そうとするモーメントが働くことが静安定の条件なので、右肩下がりに $C_m=0$ と交わっている点でトリムがとれることになる。

図18(b)より Conical 形状では、重心位置を変化させても迎角 0° と 180° でしか静安定がとれず、これらの迎角では L/D が 0 となるため滑空という形で飛行することはできず飛行には推力が必要となることがわかる。それに対して、図18(a)より Ramp 付き形状では、重心位置をうまく取れば、 L/D が 0 でない迎角 156° 付近と 67° 付近で静安定をとることができることがわかり、その際の重心位置はそれぞれ $x/L=0.2$ および 0.3 という現実的などころに当たることもわかった。

5. 結論

Conical 形状と Ramp 付き Conical 形状の空力特性を比較し、形状の違いによる空力特性の変化とその原因を考察した。主流から Ramp が見えない迎角範囲($\alpha=0 \sim 35^\circ$)を除いて、Ramp の影響が空力特性に大きく現れた。

Nose-entry 特性

- 主流から Ramp が見えない迎角範囲では、空力特性はほとんど変化しなかった。
- 主流から Ramp が見える迎角範囲では、超音速流れの C_D , C_D , C_m 特性はいずれも増加した。 L/D の最大値は変化しなかった。
- 主流から Ramp が見える迎角範囲では、亜/遷音速流れの C_L に一部予想と異なる結果が存在した。 C_D 特性および C_m の大きさは超音速流れの場合と同様に増加した。 L/D の最大値は遷音速流れでは変化しなかったが、亜音速流れでは Ramp 付加により減少した。

Base-entry 特性

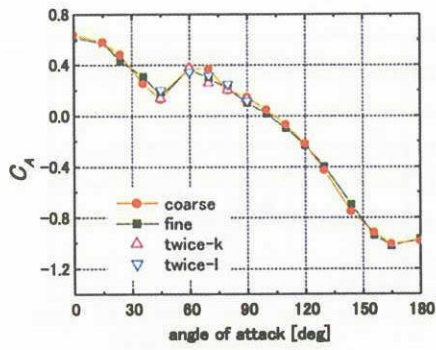
- 全ての速度域で、 C_D , C_D , L/D 特性いずれも大きく減少し、 C_m 特性は増加した。一方、 $\alpha=90+15^\circ$ 付近よりも小さい迎角範囲で C_D , L/D は増加し、投影面積の差が現れる迎角で C_D は増加した。

モーメント特性

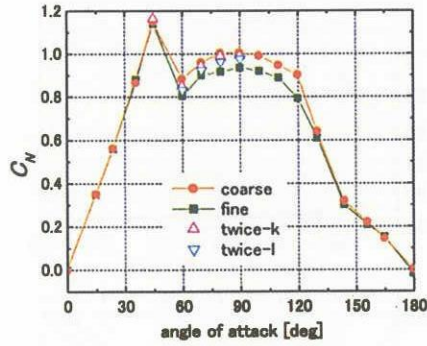
- Conical 形状では確認できなかった、滑空しながらトリム可能な迎角および重心位置が存在することを確認した。

参考文献

- 1) Fujimoto, K., Fujii, K. and Tsuboi, N., "Compressible Flow Simulations over Basic Reusable Rocket Configurations," Symposium on Applications in Computational Fluid Dynamics ASME/JSM E Joint Fluids Engineering Division, 2003.
- 2) van Leer, B., "Toward the Ultimate Conservative Difference Scheme.4," Journal of Computational Physics, 23, pp.276-299, 1977.
- 3) Shima, E. and Jounouchi, T., "Role of CFD in Aeronautical Engineering (No14) -AUSM Type Upwind Schemes-," Proceedings of the 14th NAL Symposium on Aircraft Computational Aerodynamics, 1997, pp. 7-12.
- 4) Fujii, K. and Obayashi, S., "Practical Applications of New LU-ADI Scheme for Three-Dimensional Navier-Stokes Computation of Transonic Viscous Flows," AIAA Paper 86-0513, 1986.
- 5) Baldwin, B. and Lomax, H., "Thin Layer Approximation and Algebraic Model for Separated Turbulent Flows," AIAA Paper 78-257, Jan., 1978.

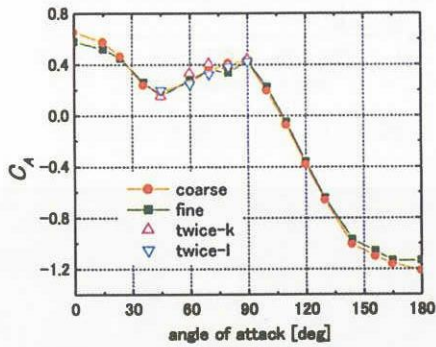


(a) C_A 特性(M=0.9)

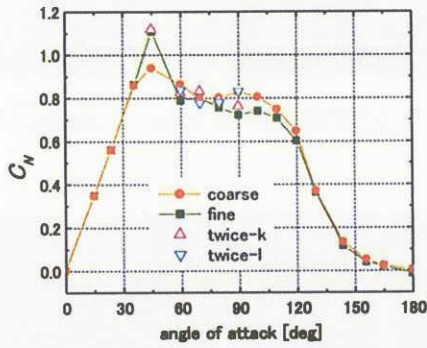


(b) C_N 特性(M=0.9)

図4 Ramp 付き形状の格子収束性比較

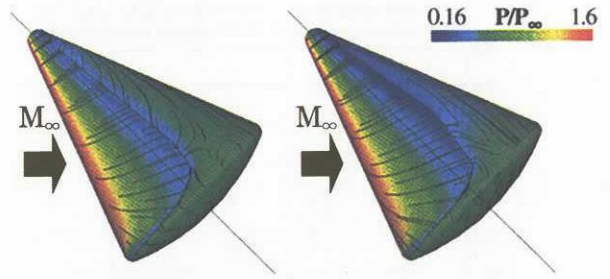


(a) C_A 特性(M=0.9)



(b) C_N 特性(M=0.9)

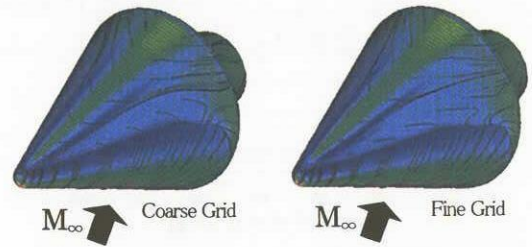
図5 Conical 形状の格子収束性比較



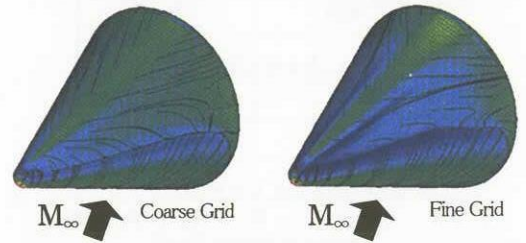
(a) Coarse Grid

(b) Fine Grid

図6 Conical 形状の表面圧力分布および流線の様子 (M=0.9, $\alpha=45^\circ$)

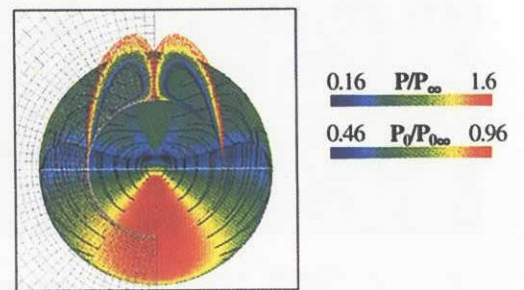


(a) Ramp 付き形状

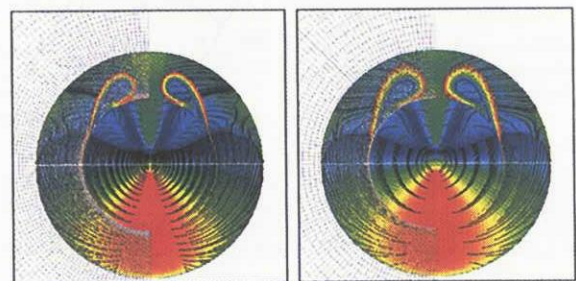


(b) Conical 形状

図7 表面圧力分布および流線の様子 (M=0.9, $\alpha=45^\circ$)



(a) Coarse grid



(b) Fine grid

(c) Twice-k grid

図8 Conical 形状の表面圧力分布と流線および Nose より機体長さ 52%位置における空間総圧分布(M=0.9, $\alpha=45^\circ$)

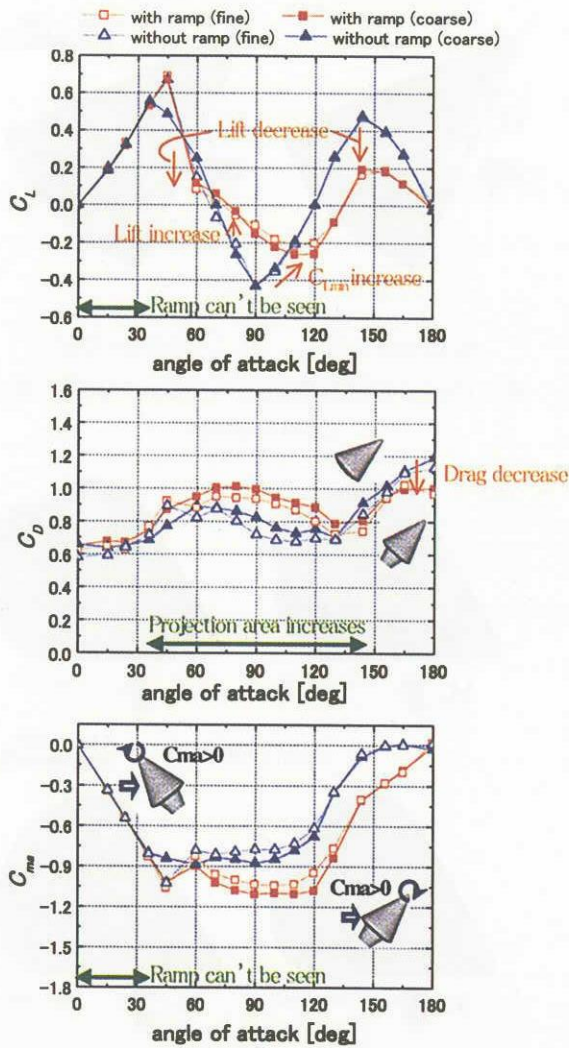


図9 C_L, C_D, C_{ma} 特性 ($M=0.9$)

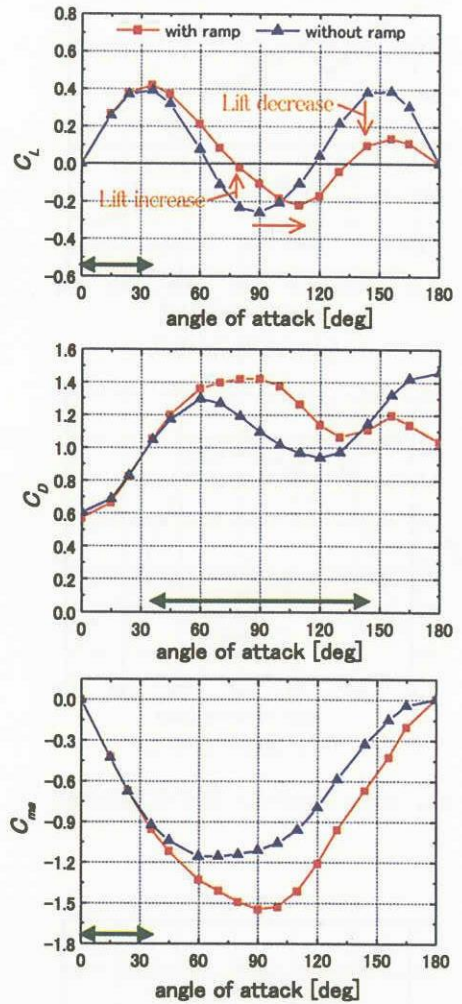


図10 C_L, C_D, C_{ma} 特性 ($M=2.0$)

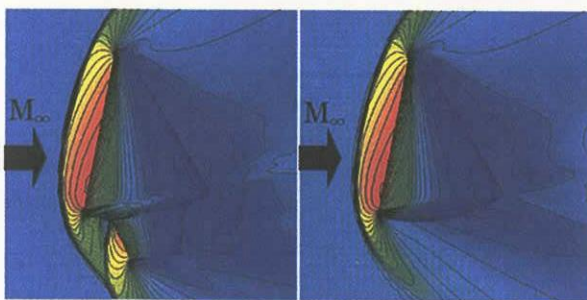


図11 圧力等高線 ($M=2.0, \alpha=80^\circ$) $0.07 \le P/P_\infty \le 5.6$

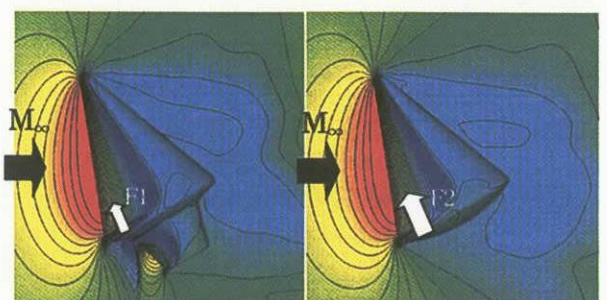
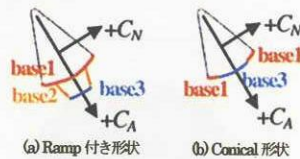


図12 圧力等高線 ($M=0.9, \alpha=60^\circ$) $0.4 \le P/P_\infty \le 1.6$

表2 C_A, C_N の部分算出 ($\alpha=60^\circ$)

1行目形状を示し、a形状については2列あるが、右側のa列は左側のa列のbase2とbase3の和で、これとb形状のbase3の差を“差”の列に示す。



M=0.9	C_A			差
	a	a	b	
nose	1.56		1.57	-0.01
base1	-0.71		-0.85	0.14
base2	-0.25	b2+b3		
base3	-0.24	-0.48	-0.47	-0.02

M=0.9	C_N			差
	a	a	b	
nose	0.88		0.88	0.00
base1	-0.04		-0.01	-0.03
base2	0.03	b2+b3		
base3	0.00	0.03	0.00	0.03

M=2.0	C_A			差
	a	a	b	
nose	0.66		0.66	0.00
base1	-0.09		-0.05	-0.04
base2	-0.06	b2+b3		
base3	-0.02	-0.08	-0.02	-0.06

M=2.0	C_N			差
	a	a	b	
nose	1.14		1.14	0.00
base1	0.02		0.01	0.01
base2	0.11	b2+b3		
base3	0.00	0.11	0.00	0.11

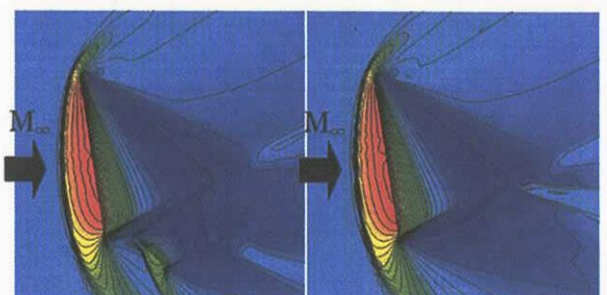


図13 圧力等高線 ($M=2.0, \alpha=60^\circ$) $0.08 \le P/P_\infty \le 5.5$

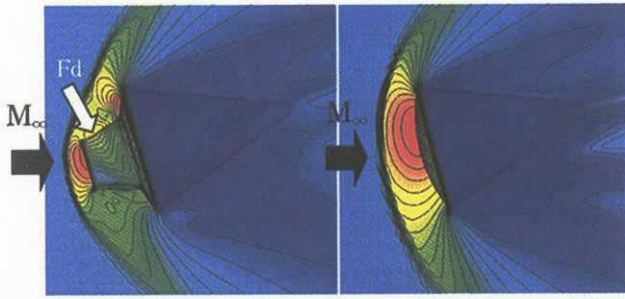
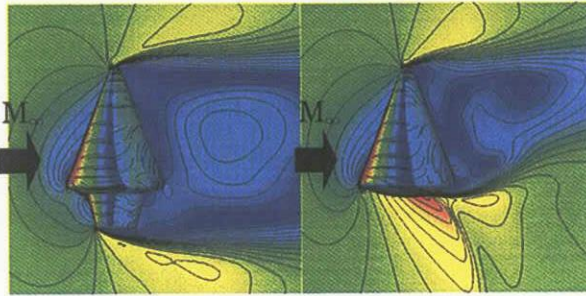


図14 圧力等高線(M=2.0, $\alpha=165^\circ$) 0.11 P/P_∞ 5.6



0.0 Mach 1.6
0.4 P/P_∞ 1.6

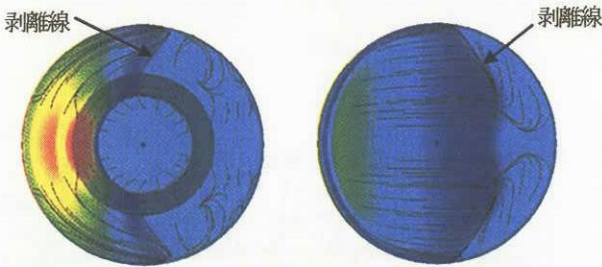
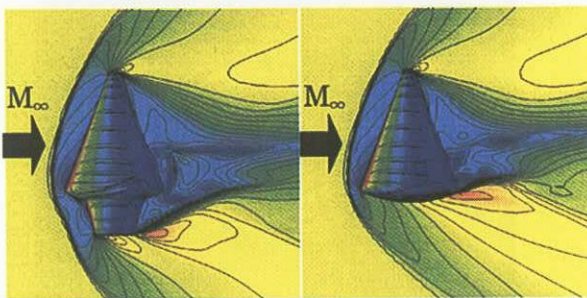


図15 空間マッハ数分布および表面圧力分布 (M=0.9, $\alpha=90^\circ$)



0.0 Mach 2.9
0.1 P/P_∞ 5.5

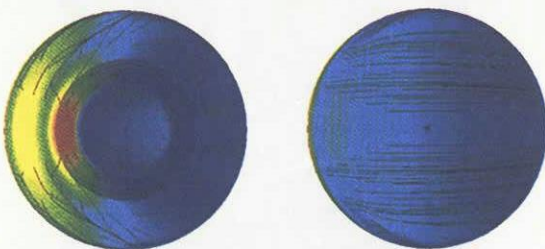
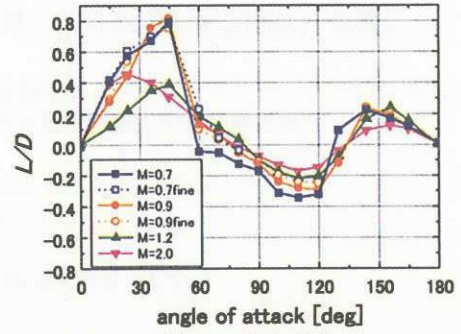
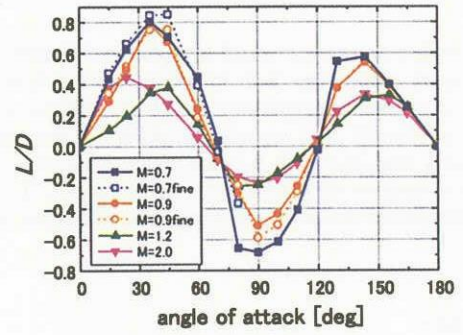


図16 空間マッハ数分布および表面圧力分布 (M=2.0, $\alpha=90^\circ$)

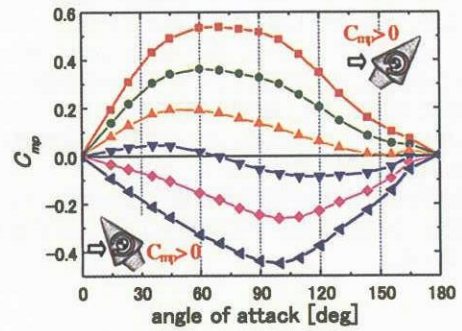


(a) Ramp 付き形状

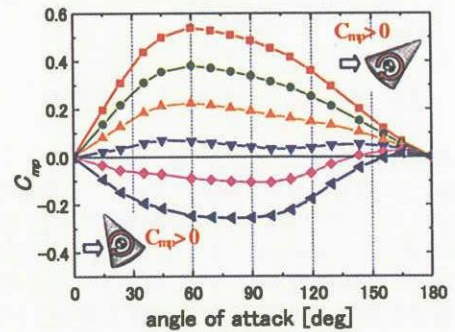
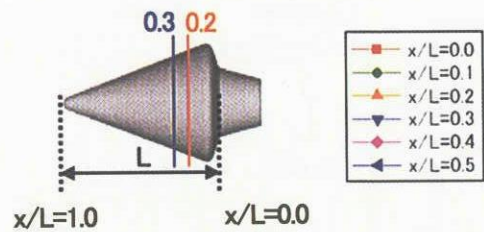


(b) Conical 形状

図17 L/D 特性



(a) Ramp 付き形状



(b) Conical 形状

図18 モーメント中心変化時の C_{mp} 特性 (M=2.0)

LNG（液化天然ガス）ターボポンプの CFD シミュレーション

木村俊哉、長谷川恵一、吉田義樹、
宇宙航空研究開発機構 総合技術研究本部 ロケットエンジン研究開発センター

安富義展
石川島播磨重工業（株）

CFD Simulation of LNG Turbopump

by
Toshiya Kimura, Keiichi Hasegawa, Yoshiki Yoshida, and Yoshinobu Yasutomi

ABSTRACT

3D CFD simulation was performed to examine the internal flow in a LNG turbopump. Rocket Engine Research Center of JAXA has been constructing an engine test bed, in which LNG (Liquid Natural Gas) is used as a propellant. The engine test bed has a LOX/LNG turbopump to pressurize propellants. The LNG turbopump section was built so far and the preliminary tests of this section have been started. The LNG turbopump uses an open impeller to meet the requirement of a low specific speed of 87 (m, m³/min, rpm) and to avoid manufacturing complexity. A balance piston is adopted to keep thrust balance. The internal flow network is very complex and hard to estimate flow rates inside the pump in experiments. CFD analysis was performed for the LNG turbopump section to estimate internal flows and to predict performances of the pump. The calculated results were compared with experimental data and showed reasonable agreements.

1. はじめに

ロケットエンジン研究開発センターでは、将来のロケット推進剤の候補である LNG（液化天然ガス）を用いたエンジンテストベッドを構築している^{1,2)}（図1）。これは推力1トン級のエンジンシステムであり、LOX/LNG ターボポンプ、燃焼器、電動バルブ等から構成されるが、現在まで LNG ターボポンプが完成し、ポンプ単体試験の一部が完了している。本システムの LNG ターボポンプは高回転、小流量、高揚程型で、インデューサの無いオープンインペラ形式である。また、軸推力調整のためにバランスピストン方式を採用している。そのため、インペラ周りの循環量が多く、フローネットが複雑なポンプである。

そこで、複雑な内部流れの様子を把握するために CFD 解析を行った。また、このようなポンプの特性を CFD でどの程度模擬出来るかを調べた。

比速度のポンプである。また、オープンインペラ形式を採用しており、軸方向のスラストバランスにはバランスピストン方式を用いている。

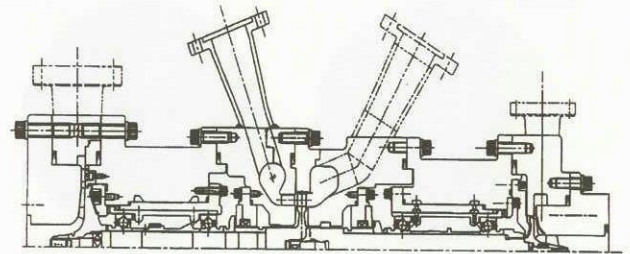


図2a LOX/LNG ポンプ全体図

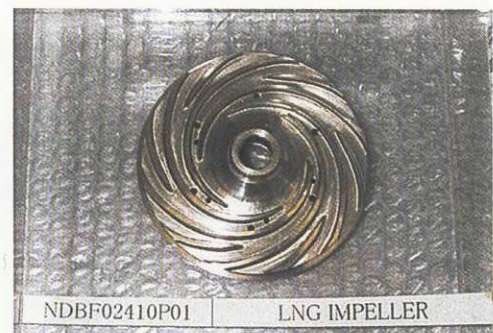


図2b インペラ

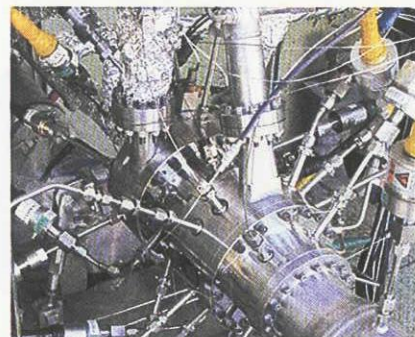


図2c ポンプ単体試験セットアップ

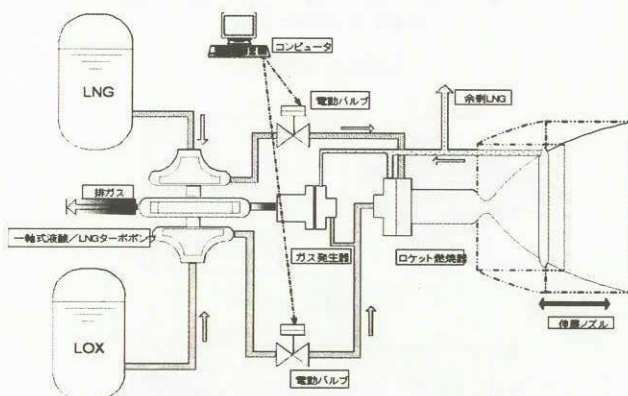


図1 LNG エンジンテストベッド概念図

2. LNG ターボポンプ

LOX/LNG ターボポンプは1軸式でタービンを挟んで回転軸の両端に LNG ポンプと LOX ポンプが配置している。図2a はターボポンプの概念図である。図において、左側に LNG ポンプ、右側に LOX ポンプが設置されている。現在 LNG ポンプが完成して、その単体試験が IHI（石川島播磨重工業（株））の相生工場で行われた。図2bと2cはポンプインペラの写真と単体試験時のポンプ全体の写真である。

本ポンプの特徴は、50,000rpm を超える高回転・高揚程、かつ低流量であり、比速度は 87[m, m³/min, rpm]となる極低

インペラは、6枚の長翼と6枚の短翼からなり、主板上には12個のバランスホールが開いている(図3参照)。インペラの外周には7枚のデュフューザベーンが配置されていて、さらにその外側にポリュートケーシングがある。インペラ背面には外周と内周の2ヶ所にオリフィスがあり、それぞれのオリフィスを通じた流体はバランスホールを通してインペラ前面に戻り、一部は軸受冷却流れと合流してケーシングに設けたドレン部より排出する(図4参照)。

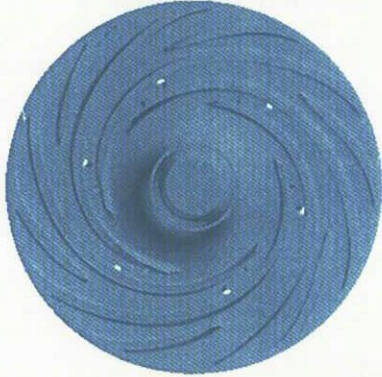


図3 インペラ正面図

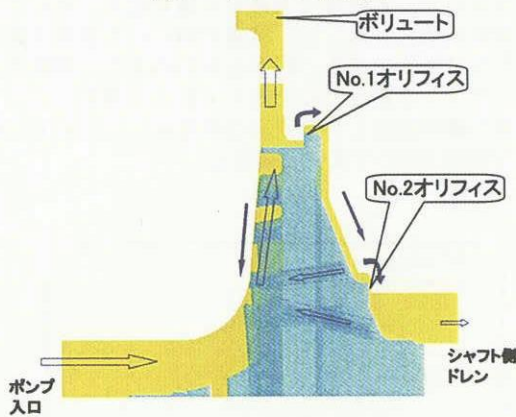


図4 ポンプ内部フローネットワーク

3. 数値計算

計算は市販の汎用熱流体コード (STAR-CD, ver.3.15)を用いて、定常・非熱解析を行った。解析領域はポンプの上流管から下流管まで、インペラ、ケーシング、ポリュートケース等の図面及びCADデータを基にして計算格子の生成を行った。図5aは解析モデルにおける各パーツの形状を示しており、図5bはインペラ表面格子の様子を示している。物体表面はプリズムセル、内部はテトラセルで構成し、全部で約340万セルである。

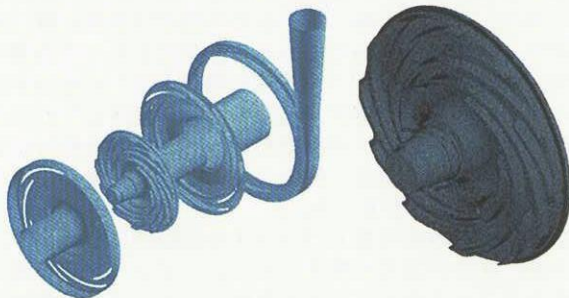


図5a LNGポンプ構成 図5b インペラ表面格子

解析条件は、単体試験時の設計流量、低流量比、高流量比の3通りを設定した。それぞれの場合における、ポンプ回転数、入口圧、流量については表1に示す。

表1 解析条件

試験番号	回転数 [rpm]	入口圧力 [Mpa]	流量 [l/sec]	Q/Qd
TPC808	50400	0.79	3.31	0.99
TPC809	50100	0.66	2.96	0.89
TPC810	53675	0.52	3.79	1.06

4. 計算結果

4.1 圧力・速度分布

本節では主に設計流量時(試験番号 TPC808)の結果を示す。図6aはポンプ内部において回転軸に垂直な断面及びインペラ表面の圧力分布を示している。図6bは回転軸を含む面内の圧力分布を示しており、()内は試験時の測定値を示す。

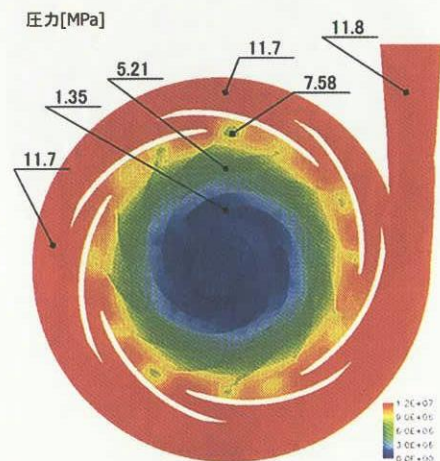


図6a 回転軸に垂直な断面における圧力分布

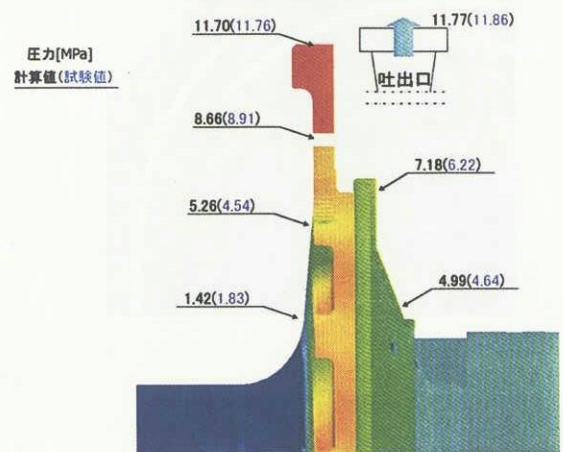


図6b 回転軸を含む断面における圧力分布

メタンは、インペラ内で加圧されるが、デュフューザベーンからポリュート内ではほぼ様な圧力となっている。またインペラ出口からデュフューザベーン入口間では周方向に圧力が不均一になっており、部分的に島状に低圧部が生じている。ベーン入口での不均一性はベーン形状を改良することで改善されると期待される。計算結果ではインペラ出口からデュフューザベーン入口までの圧力回復は大きい、デュフューザベーン内での圧力回復は小さく、デュフュー

ザ内で圧力はほぼ均一になっている。しかし計算結果は、試験での測定値とほぼ試験値に近い値が再現されている。

図7aは図6aの圧力分布と同一面での速度分布、図7bはその一部の拡大図を表している。図に示されるようにディフューザベーンからの流出が、ベーンごとに異なっており、またディフューザ入口で部分的に閉塞が起こっている。図7bは閉塞している領域を拡大しているが、ディフューザベーンの入口で渦が生じて、ポリユートからは逆流が生じている様子が見られる。この渦によって図6に示した圧力の低下が生じている。しかしながら、試験では異常な振動等は観察されてなく、これらのディフューザの部分的な閉塞や圧力の不均一性はポンプの性能に特に大きな影響を与えているものではない。

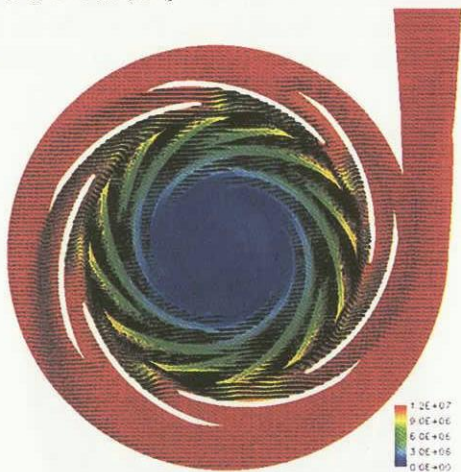


図7a 速度分布

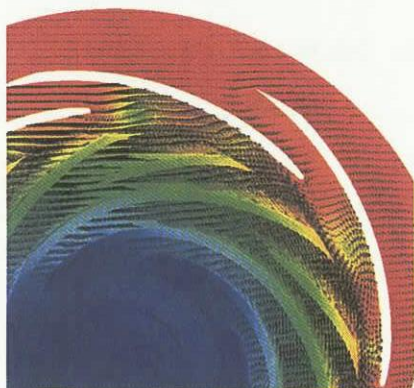


図7b 速度分布 (拡大図)

4. 2 流量分布

図8は、ポンプ内の流量分布を調べたものであり、試験での測定値と推定値を () 内に示している。試験で実際に測定されているのは入口と出口の流量のみで、他は付近の圧力分布からの推定値である。解析値において、全面の翼とケーシングの隙間を流れる流れ流量については、一定半径の断面での半径方向の流れを積分したものであり、翼端隙間の部分の漏れ流れだけを見積もったものではないので、ある程度の誤差があると思われる。入口、出口に関してはほぼ測定値を再現しており、前面漏れ流れ以外の流量も、推定値とほぼ同等な値となっている。

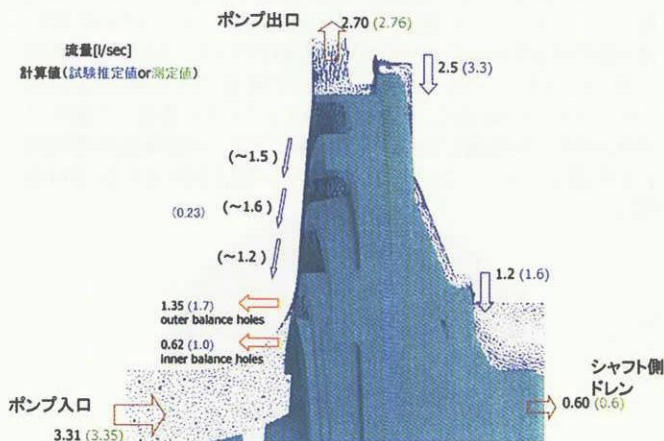


図8 流量分布

4. 3 揚程特性

極低比速度のポンプでは圧力上昇の大部分は遠心力に依るので、流量に対する揚程の変化が小さくほぼフラットな揚程特性を示す。本解析で流量を3通り変えてそれぞれについて揚程係数を計算した。試験で得られた揚程係数と比較したものが図9である。図から分かるように試験データはほぼフラットな揚程特性を示しており、解析においてもほぼ同等の揚程係数とフラットな特性を示しており、揚程特性の再現性は極めて良いと言える。

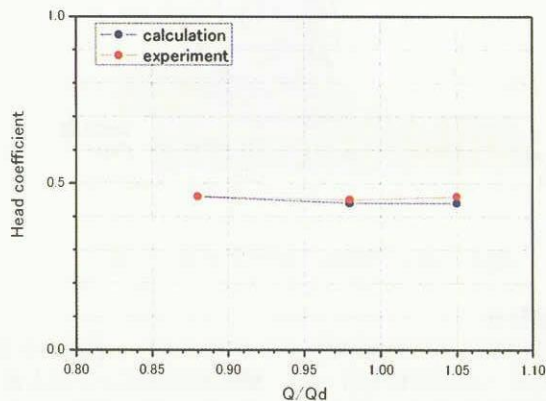


図9 揚程特性

4. 4 推力バランス

ポンプは流体を昇圧すると同時に羽根車まわりの圧力分布により流体力を受ける。回転軸方向の過大な力は軸受けの破損を引き起こし、回転軸に垂直な方向への力は振動の原因となる。従って、軸に加わる力の推定は重要な設計要素となる。試験で直接軸に加わる力を測定するのは困難であるが、CFD解析ではポンプ表面の格子点全ての圧力が分かるので、計算結果の精度の範囲でポンプ全体に加わる力を正確に見積もることが可能である。そこで、本解析においてインペラ表面の圧力を積分して軸方向及び軸に垂直な方向に加わる推力を計算した。

本ポンプは軸方向の推力バランスを自動的に取るようにバランスピストン方式を採用している。インペラの背面に2ヶ所オリフィスがあり(図4参照)、インペラが前後に移動すると片方の隙間が狭く、他方が広くなるようになっている。すなわち、インペラが力を受けて入口方向に移動すると、No.1オリフィスが狭くなり、No.2オリフィスが広

くなる。No.1 オリフィスが狭くなることで背面に流れ込む流体の圧損が大きくなり、背面の圧力が低下する。その結果、インペラ前面の圧力が相対的に大きくなり、インペラは入口と反対方向に力を受け、戻されることになる。逆に、インペラが入口と反対方向に移動すると、No.1 オリフィスの間隔が広くなり、そこでの圧損が小さくなることで背面の圧力が高くなり、結果としてインペラは入口方向に押されるようになる。

試験では、定常回転時は推力バランスが成り立っていると仮定して、No.1、No.2 オリフィスの隙間を推定している。そこで、CFD 解析ではバランスしていると推定されるオリフィス隙間を解析モデルに採用した。また、No.1 オリフィスと No.2 オリフィスの隙間を半分にした状態を設定した解析も行い、それぞれの場合について軸推力の見積もりを行った。その結果を、図で表したものが図 1 0 a である。

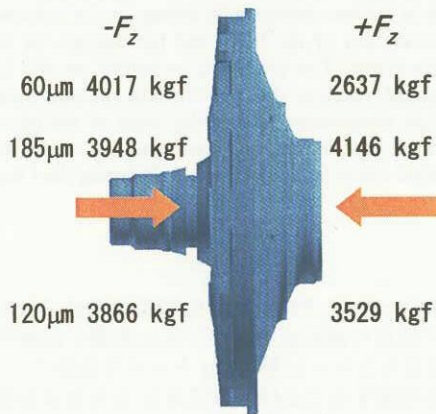


図 1 0 a オリフィス隙間の違いと軸推力

左端の数字は No.1 オリフィス隙間の間隔で、 $-F_z$ は入口方向から押される推力、 $+F_z$ は入口方向へ向かう推力である。隙間間隔 120 μm は、バランスしている状態での推定隙間である。60 μm は No.1 オリフィスが狭くなったときで背面の圧力が下がることで入口方向からの推力が相対的に大きくなっている。また、185 μm は No.2 オリフィスを半分にしたときで、相対的に入口方向への推力が大きくなっている。

表 2 推力[kg・f]

#1隙間	$+F_z$	$-F_z$	$ F_x $	$ F_y $
60	2637	4017	9	12
120	3529	3866	3	15
185	4146	3948	6	7

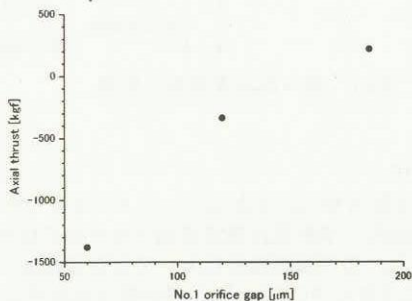


図 1 0 b オリフィス隙間と軸推力の関係

軸に垂直な方向に加わる力(F_x, F_y)も含めて表にしたものが表 2 である。表から分かるように、軸に垂直な方向の力

のバランスは極めて良く取れていることが分かる。図 1 0 b は隙間間隔と推力の関係を描いたものである。以上の結果から、軸方向にバランスする時の No.1 オリフィス隙間は設定値より大きいと考えられるが、実際には回転によるインペラの変形があるので、変形まで考慮して議論する必要がある。

しかしながら、以上の結果から、CFD 解析でバランスピストンの特性は良くシミュレーションされていると言える。

4. 5 ポンプ効率

ポンプ効率 η_p は一般的に次のように求められる。

$$\eta_p = \eta_m \cdot \eta_l \cdot \eta_h$$

ここで、 η_m 、 η_l 、 η_h はそれぞれ、機械効率、体積効率、水力効率である。体積効率は、流入流量 Q_1 、流出流量 Q_2 、内部循環量 Q_{int} を用いて以下のように表される。

$$\eta_l = \frac{Q_2}{Q_1 + Q_{int}}$$

CFD 解析から得られる、 Q_1 、 Q_2 、 Q_{int} から体積効率を見積ると 0.42 となる。機械効率については、インペラの円盤摩擦の推定値 0.8、水力効率についてはポンプの形式と比速度から経験的に得られている値 0.64 を用いるとポンプ効率は 0.23 となる。試験において測定された入口と出口のエンタルピー差とヘッドから見積もられる効率は約 0.21 となり、CFD から見積もった効率は試験から見積もられた効率を良く再現している。

5. まとめ

LNG エンジンテストベッドで用いる LNG ポンプの CFD 解析を行い、試験データと比較し解析結果を検証した。本ポンプはオープンインペラ形式で、バランスピストン方式を採用しているため内部循環が複雑でかつ極低比速度のポンプである。

そこで、CFD を用いて、内部循環量、圧力分布、揚程特性、軸水力、そしてポンプ効率を見積もった。

試験データとの比較検証の結果、圧力分布については試験を良く再現することが示された。内部循環量は試験においても見積もりが困難な量であるが、解析で得られた内部循環量を元にポンプ効率を求めると、試験でエンタルピー差とヘッドから得たポンプ効率に近い値となることが分かり、妥当な計算をしていることが示された。また、揚程特性については、ほぼ試験と同等の結果が得られ、軸推力についてもバランスピストンの効果を良く再現することが示された。

以上より、CFD はポンプの各特性を良く再現し、設計ツールとしても有用であることが示された。今後は、メタンの実液の効果も含めより精度の高い解析が出来るようにしていく予定である。

参考文献

- 1) LOX/LNG エンジンテストベッドの構築、長谷川他、宇宙輸送シンポジウム (平成 16 年 1 月)
- 2) Experimental Setup of LOX/LNG Engine Test Bed, K.Hasegawa, et al., 24th ISTS, ISTS2004-a-20

拡大流路内の擬似衝撃波の数値シミュレーション

河津要(東北大), 熊坂剛志(本田技研), 韓敏浩(東北大), 天野正広(東北大), 滝田謙一(東北大), 升谷五郎(東北大)

Numerical Simulation of Pseudo-Shock Wave in Diverging Duct

by

Kaname Kawatsu, Tsuyoshi Kumasaka, Minh Han, Masahiro Amano, Kenichi Takita, Goro Masuya

ABSTRACT

In the combustor of the dual-mode ramjet engine, a Pseudo-Shock Wave (PSW), mixing and combustion are closely coupled with one another and cause complicated interactive phenomena. It is difficult to clarify the relation between the heat added by high temperature jet and the formation of the PSW only by experiment. In the present study, the PSW produced by the high temperature jet in constant area square duct was investigated by both experiment and numerical simulation to clarify the relation between the heat addition by the high temperature jet and the formation of the PSW and the PSW created by the backpressure of the test section in diverging duct which resemble shape of the combustor was investigated by numerical simulation to research the structures of the PSW and the changes of flow in diverging duct. Numerical simulations were carried out for three-dimensional configurations. The governing equations are the Navier-Stokes equations with the $k-\omega$ SST two-equations turbulence model and the chemical reaction did not consider in this numerical simulations. This paper describes about the behavior of the PSW produced by the high temperature jet and the detail of the interaction between the high temperature plume and the low temperature supersonic flow based on the experimental and computational results, and the structures of the PSW produced by the backpressure of the test section and the asymmetric characteristic of flow in diverging duct based on the computational results.

1. 緒言

次世代宇宙輸送の課題として安全性, 経済性, 運用性の問題がある。それらを解決するために再使用型宇宙往還機の実現が急がれており, その推進システムとして様々な複合サイクルエンジンが提案されている。それらの多くは, 超音速から極超音速の幅広い範囲においてデュアルモードラムジェット・サイクルで作動することを想定している。

デュアルモードラムジェットは, エンジンの簡素化及び, 軽量化のために単一の燃焼器で亜音速燃焼と超音速燃焼の 2 つのモードを達成するもので, 熱力学的観点から飛行マッハ数 6 以下の比較的低い Mach 数領域では, 分離部から燃焼器にかけて擬似衝撃波^[1]を形成し, エンジン内の主流を亜音速に減速させることで達成される亜音速燃焼モードで作動することが望ましい。しかし, 同じ飛行条件でも擬似衝撃波が十分形成されず超音速燃焼モードになることもある。デュアルモード作動についての研究はこれまで数多くなされており, 燃焼モードの分類や遷移現象についての報告^[2-4]がされている。燃焼モードの遷移に伴い急激な推力の変化が観測されたという報告もある^[5,6]。

亜音速燃焼モードが望ましいとされる Mach 数領域では, 確実な着火のためにエンジンに強力な点火器が必要となる。プラズマジェット (PJ) トーチは反応を促進するラジカルの添加, 作動ガスを容易に選択できるなどの利点があり, 加熱量も投入電力 P_{IN} で容易に制御できることから, 有力な点火器である。このような点火器を用いたデュアルモードラムジェットの燃焼器内では, 燃焼モードの遷移は, 燃焼による加熱, 圧力上昇, 噴流と主流の混合, 及び燃焼による圧力の上昇によって形成される擬似衝撃波の相互干渉の結果として起こる。

そこで, 本研究室では, これまでデュアルモードラムジェットの燃焼器を単純化した等断面矩形ダクトを用いた風洞試験を行ってきた^[7-9]。これら一連の実験で, 擬似衝撃波の形成が混合と燃焼に対して大きな影響を及ぼしていることが明らかになった。

そこで, 本研究ではこの複雑な現象を解明するために, 吸い込み式超音速風洞 (図 1) を用いたデュアルモードラムジェットの燃焼器を単純化した等断面矩形流路での PJ トーチを

用いた実験を行ったが, 実験結果から, 擬似衝撃波の形成メカニズムとその過程に高温流噴射が与える影響の詳細を明らかにするには至らなかった。特に PJ トーチ下流側での, 流れの内部構造を把握することは困難である。さらなる詳細を把握するためには, 数値計算を用いることが望ましい。そこで, PJ トーチを高温流噴射でモデル化することによって, 数値計算を行った。さらに, 実際の燃焼器形状に近い拡大流路での背圧制御により生じる擬似衝撃波の構造, 及び擬似衝撃波の発生による流れ場の変化を, 数値計算を用いて調べた。

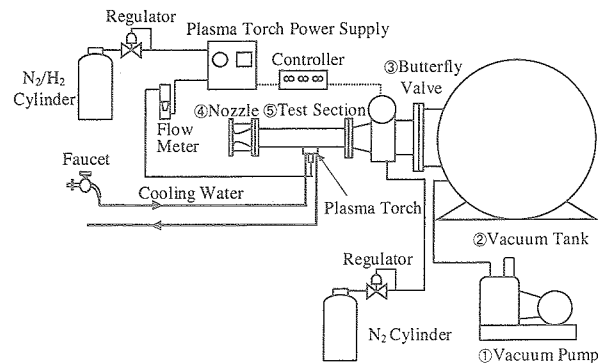


図 1 吸い込み式風洞全体図

2. 数値計算方法

本研究では支配方程式に 3 次元のレイノルズ平均ナビエ・ストークス方程式と, 噴射気体濃度を調べるための化学種保存式を 1 つ加え, 一般曲線座標系において有限体積法で評価した。但し, 反応は含んでいない。また, 熱的完全気体を仮定し, 比熱比は一定とした。そして, 乱流モデルには 2 方程式モデルである $k-\omega$ SST モデル^[10]を用いた。非粘性対流項は AUSM 系のスキームである SHUS^[11]を 3 次精度の MUSCL 法で評価した。粘性項, 生成項は 2 次精度の中心差分で評価した。時間進行は

LU-SGS法に基づく陰解法で時間精度は1次精度である。計算に使用した格子は構造格子である。数値計算の主流条件はMach数1.8,総圧,総温はそれぞれ100[kPa],300[K]とした。ただし主流は一樣流とした。また,境界条件については壁面で断熱を仮定し,出口は自由流出とした。

本数値計算では,等断面矩形流路でのPJトーチを用いた実験を,PJトーチへ加えた投入電力 P_{IN} と同等の総エンタルピを噴流に与えることによって模擬するため,次の2種類の噴射条件で計算を行った。噴射条件(a)では噴射気体の質量流量 m_j を実験と合わせ,噴射総温 T_{j0} を大きくすることで噴流の総エンタルピを調節した。噴射条件(b)では噴流の総エンタルピを噴流の質量流量 m_j を大きくし,さらに噴射孔面積を大きくすることで調節し,噴射総温を変化させることでPJトーチの投入電力の変化を模擬した。いずれの場合も,主流流量 $m_1=0.15$ [kg/s]とした。実験では噴射気体として N_2 及び N_2/H_2 混合気を用いており,化学反応や解離を含んでいるが,本数値計算では,高温噴流の影響のみを調べるために化学反応,及び実在気体効果を含まず,噴射気体は空気とした。

さらに,拡大流路については,背圧制御による擬似衝撃波の形成を模擬するために,初期条件として流路入口からの距離が5H(H:流路高さ)の位置から出口側の領域には背圧と等しい圧力 p_b を与える。ただし,温度及びマッハ数は全領域で一定とした。さらに,出口で背圧を与えるために流路出口外周上において境界条件として $p=p_b$ を与えた。また,背圧制御による擬似衝撃波の形成に関しては,比較のために等断面矩形流路と,入口から下壁を 2° 拡大した流路の2種類について数値計算を行った。

3. 数値計算結果および考察

3.1 高温噴流によって形成される擬似衝撃波

噴射条件(a)での数値計算と実験によって得られた上下壁面の静圧分布を図2に示す。このグラフから実験結果と数値計算結果は良く一致していることが分かる。また,数値計算結果のダクト中心断面のMach数分布と,対応する実験結果のシュリーレン写真を図3に示す。この結果からも衝撃波位置,噴流の貫通は良く一致していることが分かる。数値計算によって得られた中心断面での静温分布を図4に示す。この結果から,噴射総温を上げることによって高温領域が大きくなっており,噴射孔のすぐ下流で,高温噴流から主流への熱拡散が起こっていることが分かる。また,図5に示した噴射孔下流での静温分布と速度ベクトルから,高温領域が2つのコアに分れており,主流方向の2つの渦が形成されていることが分かる。さらに, $T_{j0}=4200$ [k]での数値計算によって得られた最高総温と主流方向の最大渦度の絶対値の分布を図6に示す。

この図から,縦渦による攪拌効果が強く現れている箇所と,温度が急激に低下している箇所が一致していることが分かる。図2に示した下壁面での静圧分布で見られた噴射孔下流での圧力上昇は,この縦渦の効果によるものであると考えられる。

比較のために,無次元総加熱量が近い値での噴射条件(a)と噴射条件(b)での中心断面のMach数分布を図7に示す。これらの図から無次元総加熱量が近い場合でも,噴流の貫通高さを見ると噴射条件(a)の方が高く,噴射流量と噴射孔の大きさが違うことによって,形成される流れ場が大きく異なることが分かる。

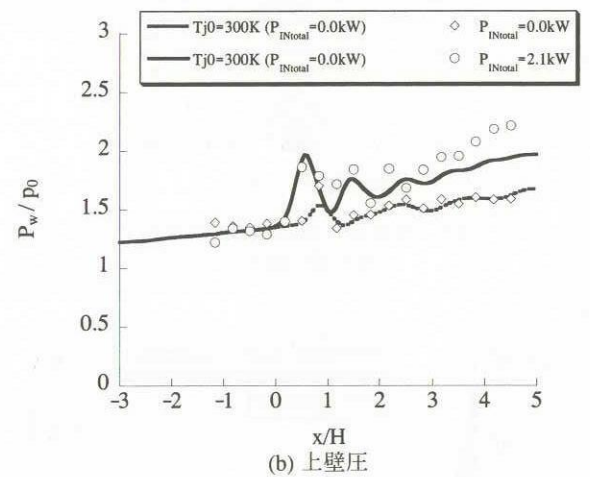
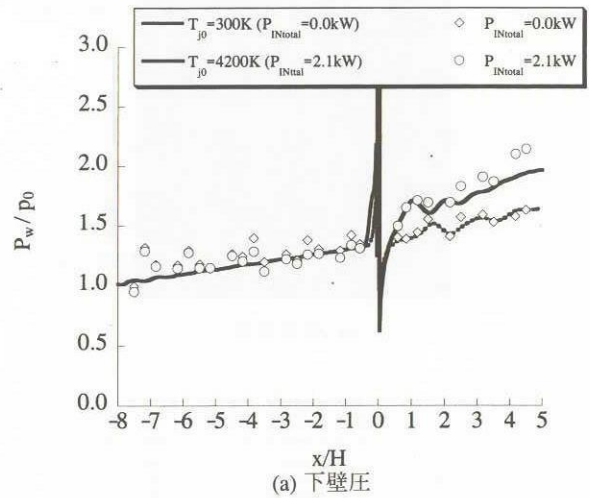


図2 上下壁面静圧分布 (噴射条件(a))

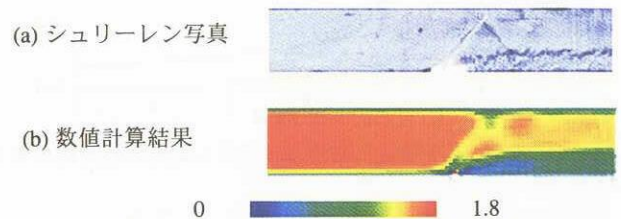


図3 実験結果と数値計算結果の比較 (噴射条件(a))

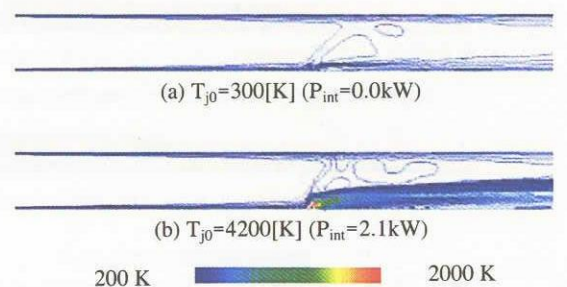
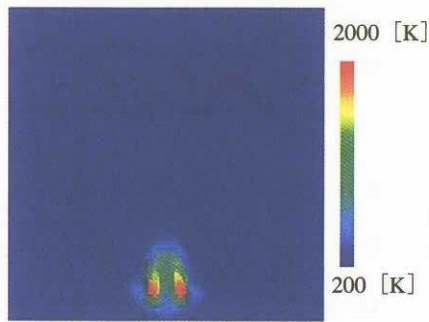
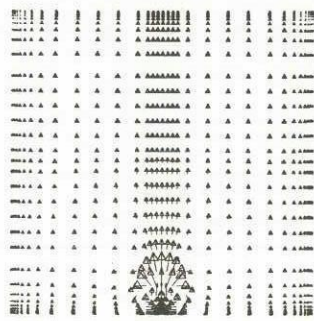


図4 中心断面での静温分布 (噴射条件(a))



(a) 静温分布



(b) 速度ベクトル

図5 噴射孔下流(x/H=0.166)での流れ場の様子

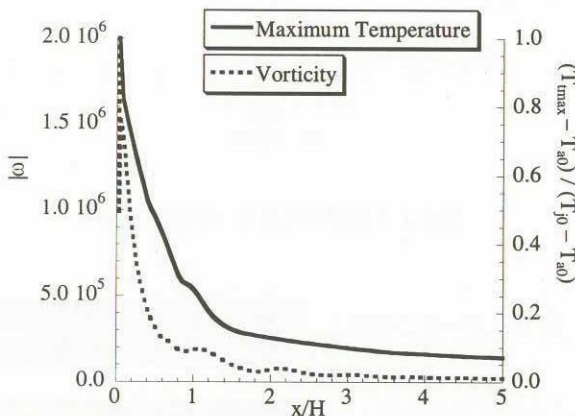


図6 最高総温と主流方向の最大渦度の絶対値の分布

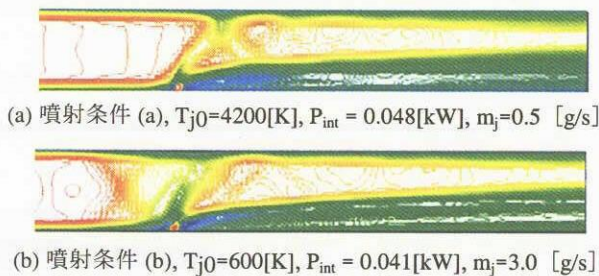
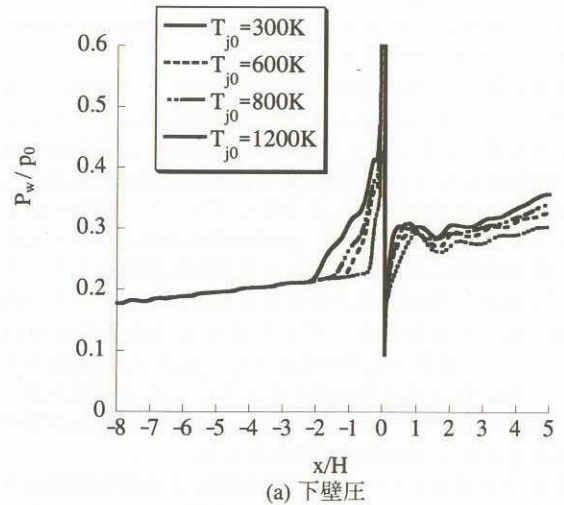
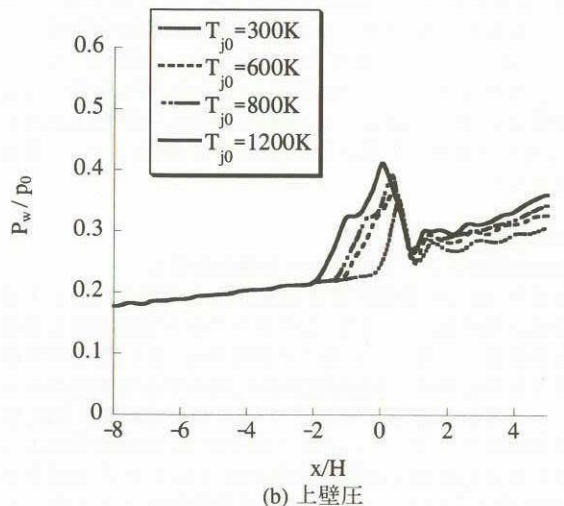


図7 無次元総加熱量 P_{int} に近い値での噴射条件(a),(b)での中心断面におけるMach数分布



(a) 下壁圧



(b) 上壁圧

図8 上下壁面静圧分布 (噴射条件 (b))

また、図8に示した噴射条件 (b)での壁面静圧分布からも噴射条件 (a)と大きく異なった傾向を示していることが分かる。噴射条件 (b)の場合、噴射孔下流での圧力上昇が十分でないにも関わらず、上壁面での静圧分布において、噴射孔位置での圧力が大きく上昇している。これは、噴射孔径を大きくしたことによる主流へのブロック効果が大きくなったことによるものと考えられる。このことから、噴射条件 (b)の場合では、下流での加熱の影響よりもブロック効果の方が大きく影響していることが分かった。以上のことから、擬似衝撃波の形成に大きな影響を与える噴射孔位置での圧力上昇は、実験や噴射条件 (a)のように下流での加熱によるものと、この噴射条件 (b)のようにブロック効果によるものに分かれることが分かった。

図9に擬似衝撃波が形成された場合である $T_{j0}=1200[k]$ でのy-z断面でのMach数分布を示す。この図から、3次元正方形断面流路では、2次元ダクトでの擬似衝撃波に見られる上下壁面での境界層の剥離ではなく、壁面中央よりも境界層が厚いコーナー部において境界層の剥離が起こり、流れが偏向き収縮と膨張を繰り返すことで擬似衝撃波が形成されることが分かった。

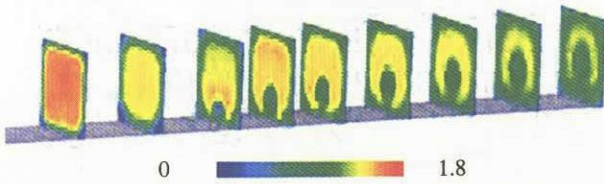


図9 噴射総温 $T_{j0}=1200$ [K]での y - z 断面における Mach 数分布 (噴射条件 (b))

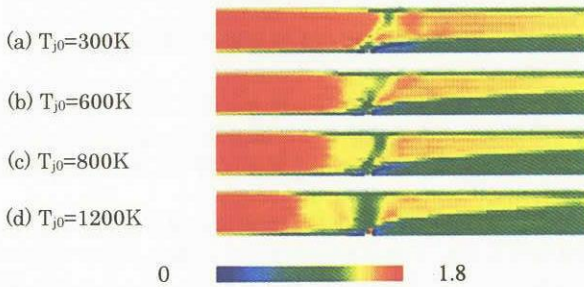


図10 中心断面における Mach 数分布 (噴射条件 (b))

図10には、噴射条件 (b)の数値計算結果のうち中心断面の Mach数分布を示す。噴射総温が $T_{j0}=300$ [K] では噴射孔位置で形成された弓形衝撃波と、噴流が主流によって曲げられるときに生じる膨張波が流路出口に向かって干渉しながら反射を繰り返している。噴射総温が $T_{j0}=600$ [K] に増加すると上流側に x 型の衝撃波が形成され、噴射孔近傍で再び弓形衝撃波が形成されている。噴射総温が $T_{j0}=800$ [K] まで増加すると、 $T_{j0}=600$ [K] の場合に比べ噴射孔の上流側に形成された x 型の衝撃波の構造と位置はほとんど変化しないが、弓形衝撃波が強くなっていることが分かる。また、 x 型衝撃波の背後で主流の収縮と膨張が確認できる。さらに、噴射総温が $T_{j0}=1200$ [K] まで増加すると、噴射孔上流に形成された x 型の衝撃波は上流へ伝播し、2 つ目の x 型の衝撃波が形成されている。また、2 つの x 型衝撃波の間には $T_{j0}=800$ [K] の場合に比べて、主流の収縮と膨張が明確に確認できる。

3.2 拡大流路内の擬似衝撃波

3.2.1 背圧制御による等断面流路内の擬似衝撃波

図11に、等断面流路内での、背圧制御を模擬した数値計算によって得られた擬似衝撃波が形成された場合での、中心断面及び、対角断面での Mach数分布と、過去に行われた燃焼の影響を遮断するために背圧制御装置としてバタフライバルブを用いた実験によって得られたシュリーレン写真を示す。この図からも、本研究で想定した正方形断面流路では、流路のコーナー部において境界層の剥離が起これ、この境界層の剥離によって流れの収縮が起これることにより先頭衝撃波が形成されていることが分かる。図12に背圧を与えない場合の中心軸上の静圧、及び流路内に擬似衝撃波が形成されている場合の中心軸上、流路のコーナー部、下壁中央での静圧分布を示す。以下、 x は流路入口からの距離である。この図から、擬似衝撃波が形成された場合、中心軸上での静圧は流れの収縮と膨張によって変動していることが分かる。また、壁面では境界層によ

って緩衝されたゆるやかな圧力変動が見られる。さらに、コーナー部では、先頭衝撃波により中心軸上の静圧が大きく上昇しているところで、境界層の剥離によってなだらかに圧力が上昇している。また、擬似衝撃波による圧力上昇は垂直衝撃波の場合よりも低いことが分かる。これらは、一般的な擬似衝撃波の傾向^[1]と一致している。

流入静圧 p_{int} を一定とし、出口外周上での境界条件として与えている背圧 p_b の値を大きくすることによって、図13に示すように擬似衝撃波は上流に遡り、波数が増加した。ここで、 δ は先頭衝撃波上流での境界層速度99%厚さである。

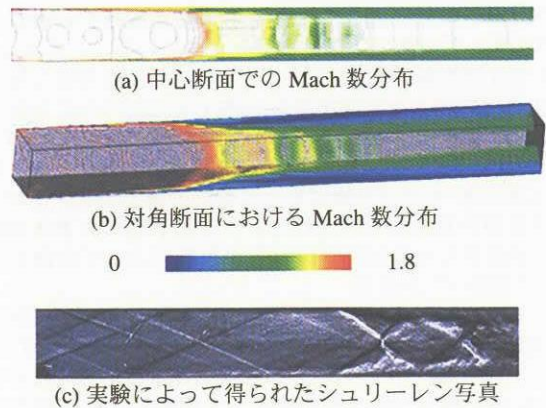


図11 背圧制御による等断面流路内の擬似衝撃波

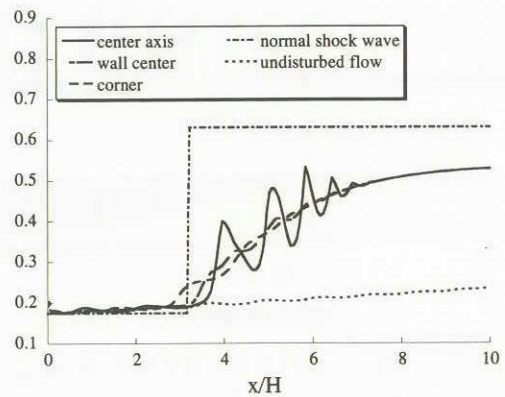


図12 等断面流路での静圧分布

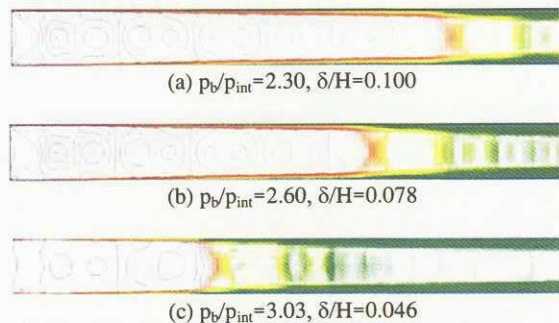


図13 中心断面での Mach 数分布

3.2.2 背圧制御による拡大流路内の擬似衝撃波

次に、実際の燃焼器に近い形状である拡大流路での数値計算結果を示す。

背圧を出口外周上で均等に与えた場合（境界条件 (a)）の、背圧 p_b と流入静圧 p_{int} の比 $p_b/p_{int}=2.3$ でのMach数分布を図14に、 $p_b/p_{int}=2.0$ でのMach数分布を図15に示す。これらの結果から、背圧制御によって等断面流路内に擬似衝撃波を形成させた場合と異なり、流路上壁の一箇所のコーナー部における大きな境界層の剥離によって、流れ場が非対称になっていることが分かる。このとき、大きな境界層の剥離が起きたコーナー部において先頭衝撃波が大きく分枝し、対角に位置するコーナー部での分枝は小さくなっている。これはコーナー部での大きな剥離領域によって流れ場が、剥離が起きているコーナー部に対して対角の下壁側に偏向されていることによる。この大きな境界層の剥離は、出口において背圧を均等に与えた場合、上壁で起こる傾向があるが、左右ではどちらにも起こる不安定な現象であった。ただし一旦流れが形成された後は、剥離箇所の移動は見られなかった。等断面正方形ダクトに関しても、Mach数4の流れ場において擬似衝撃波が形成された際に、本数値計算結果で得られたような、境界層の大きな剥離により形成される非対称な流れ場が実験によって計測されたという報告^[12]がある。

図16に背圧の値を変えた場合の中心軸上、及び手前側の側壁（流路出口から見て左側の側壁）での静圧分布を示す。この図から、中心軸上での静圧分布は擬似衝撃波の形成による流れの収縮と膨張の繰り返しによって振動しており、等断面流路の場合と同じように、先頭衝撃波による圧力上昇が最も大きいことが分かる。

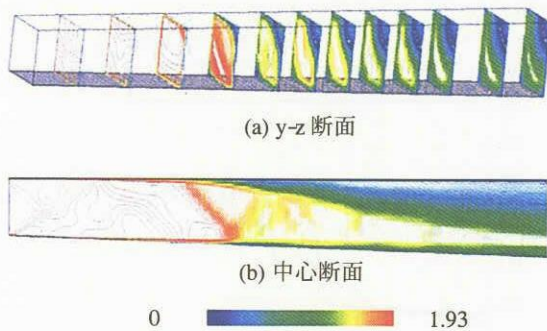


図14 拡大流路でのMach分布（境界条件 (a), $p_b/p_{int}=2.3$ ）

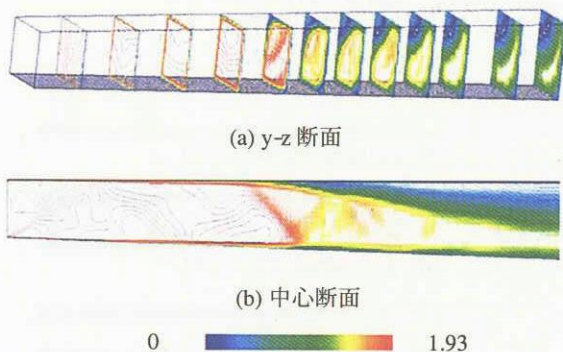


図15 拡大流路でのMach分布（境界条件 (a), $p_b/p_{int}=2.0$ ）

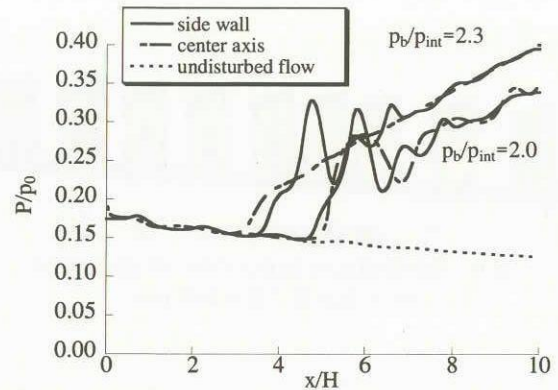


図16 中心軸上及び、側壁での静圧分布

また、流れ場が非対称になる拡大流路においても、等断面流路と同じように擬似衝撃波長さは、圧力比 p_b/p_{int} が大きくなるにつれて長くなり、中心軸上での静圧分布に相似性があることが分かる^[13]。

ただし、拡大流路の場合、擬似衝撃波の構造が非対称なため壁圧分布に関しては、等断面の場合とは異なり左右で非対称になる。こうした非対称性は、流路を拡大したことにより流路断面が対角線に対して非対称になったことから、4つのコーナーのいずれかで境界層の剥離の大きさが変化すると他の3点と平衡を保てずに、大きな剥離が起こることによって生じると考えられる。

図17に、 $p_b/p_{int}=2.0$ の場合での $y-z$ 断面での速度ベクトル図を示す。この速度ベクトル図は、流路の出口側から流れ場の速度ベクトルを見たもので、断面図の上側が上壁、左側が図16に示した静圧分布での左側壁に対応している。これらの図から、流路コーナー部での大きな境界層の剥離によって生じる左右で非対称な流れ場の内部構造を知ることができる。 $x/H=4.00$ の断面での速度ベクトルを見ると、上壁の右側のコーナー部において境界層の剥離が起こり始めていることが分かる。これは、図16の静圧分布での境界層の剥離によるなだらかな圧力上昇が始まっている場所と一致している。 $x/H=4.67, 5.33$ の断面での速度ベクトルを見ると、上壁の右側のコーナー部と下壁の左側のコーナー部から流れが流路中心に向かっていくことが分かる。これは、流路コーナー部での大きな境界層の剥離によって形成された先頭衝撃波の前枝によって、流れが偏向されたことによる。さらに、 $x/H=6.00$ の断面では先頭衝撃波の後枝によって、流れが流路中心から流路コーナー部に向けられている。ここで、流路の右側で流れが下壁側に向かっているのは、先頭衝撃波の後枝による上壁の右側のコーナー部に向かう流れと、上壁の右側のコーナー部での大きな境界層の剥離による流路中心に向かう流れが合わさったことによる。以上のことから、拡大流路での擬似衝撃波の構造が流路断面の対角線に対して平行であり、流路コーナー部での大きな境界層の剥離が流れ場、及び擬似衝撃波の構造を大きく変化させていることが分かる。また、拡大流路において形成された擬似衝撃波を構成している衝撃波のうち、先頭衝撃波以外の衝撃波は小さく、これら先頭衝撃波以外の衝撃波が流れ場に与える影響は小さいことが分かる。これは、流路コーナー部で境界層が大きく剥離したことによって、超音速流である主流が収縮したことで流れ場が減速しているため衝撃波が形成されにくくなっているためである。

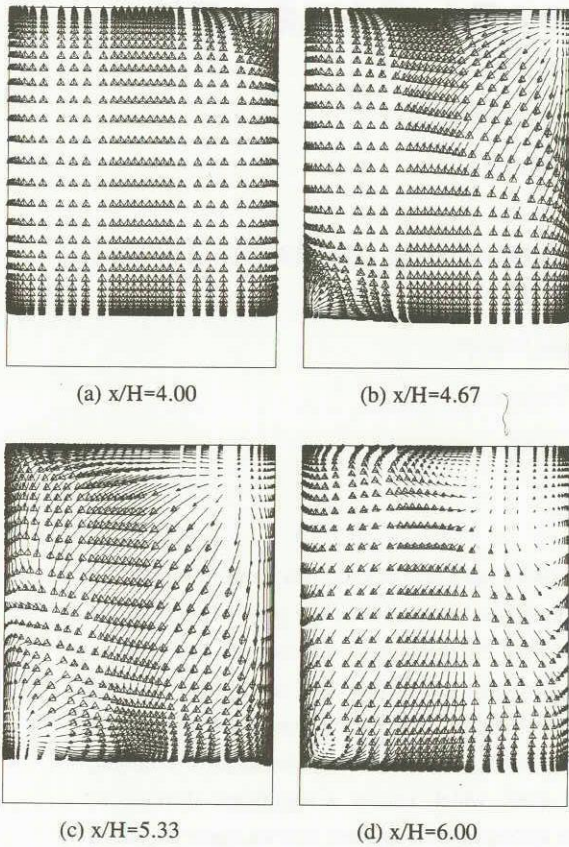


図17 y-z断面での速度ベクトル($p_b/p_{int}=2.0$)

背圧を均等に与えた場合(境界条件 (a)),コーナー部での大きな境界層の剥離が上壁側で起こる傾向があったのは、背圧を与えなかった場合、流路出口において上壁側よりも下壁側の圧力が高いため、出口外周上で均等に背圧を与えたとき、圧力差は上壁側の方が大きくなるため、上壁側のコーナー部の方が境界層の剥離が起こりやすいためであると考えられる。

境界条件として出口外周上で与える背圧 p_b に、背圧を与えなかった場合での出口圧力の上下での勾配を与えた境界条件 (b)では、図18に示した $p_b/p_{int}=2.0$ の場合でのMach数分布から分かるように、背圧を均等に与えた境界条件 (a)とは逆に下壁において大きな境界層の剥離が起こっていることが分かる。このように、上下壁のどちら側で境界層の大きな境界層の剥離が起こるかは出口境界条件の与え方に依存したものであった。

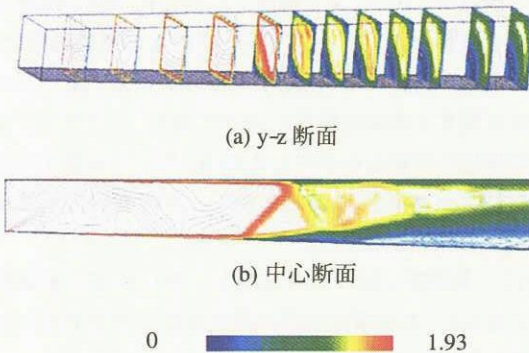


図18 拡大流路でのMach分布 (噴射条件 (b), $p_b/p_{int}=2.0$)

4. 結論

- 1) 総温と噴射流量を調節することによって、PJ トーチのモデル化を行い、高温流噴射による擬似衝撃波の形成過程を確認することができた。
- 2) 噴射流量と噴射孔面積の違いは噴流によるブロック効果の影響の強さに影響を及ぼし、その結果、噴射孔位置での圧力上昇への影響は、噴射流量と噴射孔面積が小さい場合は、噴射孔下流での熱輸送が支配的で、大きい場合は、噴流による主流のブロック効果が支配的であった。
- 3) 拡大流路では、いずれかひとつのコーナー部において大きな剥離が起こり、流れ場が大きく偏向され非対称な流れ場が形成されるという結果が得られた。
- 4) 拡大流路コーナー部での大きな境界層の剥離は、出口境界条件に依存している。

参考文献

- 1) Matsuo, K., et al., "Shock train and pseudo-shock phenomena in internal gas flows", *Progress in Aerospace Sciences*, vol.35, 1999, pp.33-100.
- 2) Billig, F. S., "Research on Supersonic Combustion", *Journal of Propulsion and Power*, vol.9, No.4, 1993, pp.499-514.
- 3) Sullins, G. A., "Demonstration of Mode Transition in a Scramjet Combustor", *Journal of Propulsion and Power*, vol.9, No.4, 1993, pp.515-520.
- 4) 工藤賢司, 他 3 名, "スクラムジェット燃焼器のデュアルモード作動", 第 40 回航空原動機・宇宙機推進講演会論文集, 2000, pp.211-216.
- 5) 三谷徹, "超音速燃焼 IV. スクラムジェットエンジンにおける燃焼", *燃焼研究*, 107 号, 1997, pp.1-21.
- 6) Sunami, T., et al., "Mach 4 Tests of a Scramjet Engine-Effects of Isolator", *ISABE Paper*, 97-7088, 1997.
- 7) Ogawa, S., et al., "Fuel Mixing Enhancement by Pre-combustion Shock Wave", *ISABE Paper*, 2001-1181, 2001.
- 8) 崔柄一, "擬似衝撃波中における混合と燃焼", 東北大学大学院工学研究科修士学位論文, 2002.
- 9) Ichikawa, N., et al., "Behavior of Pseudo-Shock Wave Produced by Heat Addition and Combustion," *AIAA Paper* 2002-5245, 11th *International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference*, Orleans, France, Sep. 29- Oct. 4, 2002.
- 10) Menter, F. R. "Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models For Engineering Applications," *AIAA Journal*, vol.32, No. 8, August 1994, pp.1598-11605.
- 11) Shima, E., et al., "Role of CFD in Aeronautical Engineering -AUSM Type Upwind Schemes-" *Proceedings of 14th NAL Symposium on Aircraft Computational Aerodynamics*, 1997, pp.7-12.
- 12) 杉山弘, 他 5 名, "衝撃波を伴う超音速内部流動に関する研究 (超音速内部流動実験装置の開発及びマッハ数 2 と 4 の擬似衝撃波の特性)", *日本機械学会論文集 (B 編)*, 68-676, 2002, pp.3295-3301.
- 13) Waltrup, P. J., et al., "Structure of Shock Waves in Cylindrical Ducts", *AIAA Journal*, vol.11, No.10, 1973, pp.1404-1408.

プラズマトーチによる超音速流中での着火・保炎現象の解析

湊 亮二郎* 新岡 嵩**

*室蘭工業大学機械システム工学科

**東北大学流体科学研究所

Numerical Analysis of Ignition and Flameholding by Plasma Torch in Supersonic Airflow

Ryojiro Minato*, Takashi Niioka**

*Muroran Institute of Technology

**Institute of Fluid Science, Tohoku University

ABSTRACT

The purposes of the present study were to clarify the three-dimensional structure of hydrogen flame reinforced by a plasma torch and to analyze the effect of the position of a hydrogen jet relative to the plasma torch on the combustion characteristics. Results of the present analysis clarify that the combustion efficiency of hydrogen jet injection into the upper stream of the plasma torch becomes larger than that of hydrogen jet injection into the lower stream. When the hydrogen jet is injected into the lower stream of the plasma torch, the combustion efficiency is reduced with the increase of the interval between the plasma torch and the hydrogen jet. In addition, as the interval decreases, an extension of the recirculation zone, which causes a significant increase of combustion efficiency, is observed. On the other hand, when the hydrogen jet is injected into the upper stream of the plasma torch, a larger interval generally results in larger combustion efficiency. When the plasma torch is injected with high injection pressure, penetration of the plasma torch is extended and mixing of hydrogen and air is significantly improved, resulting in higher combustion efficiency.

記号等

D_{H_2}	= H ₂ 噴流口径
D_{PJ}	= プラズマトーチ口径
f_S	= 化学種 S の質量分率
$f_{H_2,R}$	= H ₂ O に生成可能な水素の質量分量。式 (3) で定義
$f_{H_2,T}$	= 反応生成物も考慮した H ₂ の全質量分率式 (4) で定義
$f_{O_2,T}$	= 反応生成物も考慮した O ₂ の全質量分率式 (5) で定義
L	= 水素噴流とプラズマトーチの距離
$M_{w,S}$	= 化学種 S の分子量
P_{PT}, P_{H_2}	= 水素噴流とプラズマトーチの噴射全圧
T_{PT}, T_{H_2}	= 水素噴流とプラズマトーチの噴射全温
u	= x 方向の速度成分
x, y, z	= 物理空間座標
η_{com}	= 燃焼効率
η_{mix}	= 混合効率

1. 序論

ロケットエンジンに代わる、次世代宇宙推進システムとしてスクラムジェットエンジンに注目が集まっているが、同エンジンの実現には超音速流での着火・保炎という難題が存在する。その解決手段の一つとしてプラズマトーチを用いて着火及び燃焼を促進させることが提案されているが、[1-6]プラズマジェットと燃料流が干渉したときの火炎の構造や、プラズマを構成する活性化学種が燃焼反応に及ぼす影響など、プラズマトーチによる燃焼現象には、未知の現象が残されている。そのためプラズマトーチの最適設計に関する明確な指針に欠けており、スクラムジェットの实用化を困難なものにしている。そこで本論文では数値解析によって高温プラズマガスと水素噴流の干渉及び燃焼現象を解析した。

特に、本研究では、プラズマトーチに対する水素噴流位置に着目し、水素噴流位置が混合効率と燃焼効率に与える影響を解析した。

2. 数値解析法

本研究ではプラズマトーチを扱っているため、本来では

イオンの輸送方程式や熱非平衡性も考慮しなければならないが、スクラムジェットエンジンの点火器としてのプラズマトーチの温度は比較的低温であるため、電離度や熱非平衡性は極めて小さい。またイオンが着火に及ぼす影響も小さいので、イオンの輸送方程式は考慮せず熱平衡と仮定した。以上の仮定に基づき、本研究での支配方程式は3次元対流項と粘性項の差分に、それぞれ Steger - Warming の Flux Vector Splitting Scheme と二次精度中心差分を適用して、時間積分に Yoon and Shuen による Lower - Upper Symmetric Gauss Seidel 法を用いた。

乱流モデルには、Baldwin Lomax 代数モデルを用いた。酸素プラズマの解析では、窒素の反応は無視して良いので化学反応モデルは Stahl and Warnatz による9化学種33素反応水素-酸素反応モデルを使用した。数値計算法と燃焼の熱化学定数は文献[7-13]を参考にした。

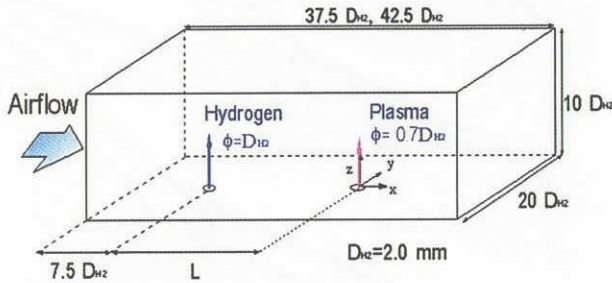


図1 解析モデル

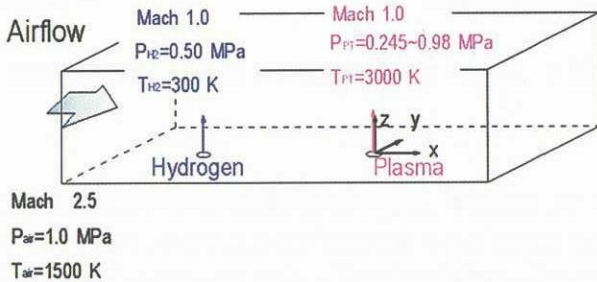


図2 境界条件

本研究の解析対象である、プラズマトーチと水素噴流の噴射機構モデルを図1に示した。同図は、水素噴流がプラズマトーチ上流に位置する場合を図示してある。

解析領域の座標原点をプラズマトーチ噴射口に設定し、水素噴流の噴射口径 D_{H2} を 2mm として、モデルの大きさは D_H で無次元化することにした。一方、プラズマトーチの噴射口径は、 $0.7D_{H2}$ で、プラズマトーチからの水素噴射口の無次元位置 L/D_{H2} は 15、10、5、-0.85、-2.5、-5、-10、-15、-20 の9ケースを想定し、それぞれ解析した。ただし L が負の値を取るのは水素噴射口がプラズマトーチよりも上流

側に位置することを意味する。なお $L/D_{H2} = -0.85$ の時は二つの噴射口が接している場合である。解析領域はスパン方向に $20D_H$ 、垂直方向に $10D_H$ 、主流方向に $37.5D_H$ とつて $L/D_{H2} = -20$ の時だけ、 $42.5D_H$ とした。

図2に、主流空気とプラズマトーチ及び水素噴流の計算条件を示した。主流空気流のマッハ数、全温 T_{H2} 、全圧 P_{H2} はそれぞれ 2.5、1500K、10MPa である。水素噴流のマッハ数、全温 T_{air} 、全圧 P_{air} はそれぞれ 1.0、300K、0.5MPa と設定し、酸素プラズマトーチのマッハ数、全温 T_{PT} はそれぞれ 1.0、3000K で、全圧 P_{PT} については、0.245、0.49、0.735、0.98MPa と変化させてみた。これらの噴射条件は、文献[14, 15]を参考にしてしている。

なお、本研究で開発したコードは、McDaniel らの実験データと比較して検証を行った。[16]

3. 結果と考察

3.1 水素噴流がプラズマトーチ下流側に位置する場合 ($L/D_{H2} > 0$)

最初に、水素噴流がプラズマトーチ下流に位置する場合について、水素燃料の混合効率と燃焼効率に着目して解析を行なった。混合効率 η_{mix} と燃焼効率 η_{com} は任意の $y-z$ 断面を通過する水素とその反応生成物質の質量流量を元に以下の式(1)、(2)のように定義した。

$$\eta_{mix} = \frac{\iint \rho u f_{H_2,R} dydz}{\iint \rho u f_{H_2,T} dydz}, \quad (1)$$

$$\eta_{com} = \frac{\iint \rho u f_{H_2,O} (M_{w,H_2} / M_{w,H_2O}) dydz}{\iint \rho u f_{H_2,T} dydz}, \quad (2)$$

$f_{H_2,R}$ は H_2O に変換できる H_2 の最大質量流量で、次の式(3)で定義できる。

$$f_{H_2,R} = \min \left[f_{H_2,T}, 2f_{O_2,T} \left(\frac{M_{w,H_2}}{M_{w,O_2}} \right) \right], \quad (3)$$

ただし $f_{H_2,T}$ と $f_{O_2,T}$ は H_2 と O_2 の全質量流量であって、反応生成物の H_2 と O_2 の質量流量も考慮する。 $f_{H_2,T}$ と $f_{O_2,T}$ の定義式は、それぞれ以下の式(4)、(5)に示した。

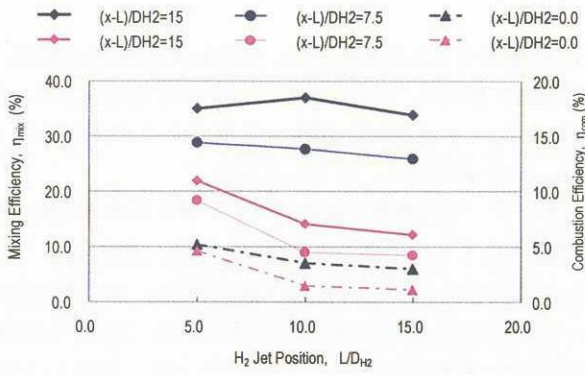


図3 $L/D_{H_2} > 0$ の時の混合・燃焼効率

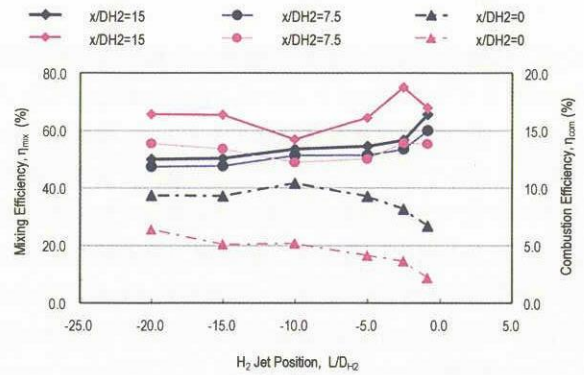


図5 $L/D_{H_2} < 0$ の時の混合・燃焼効率

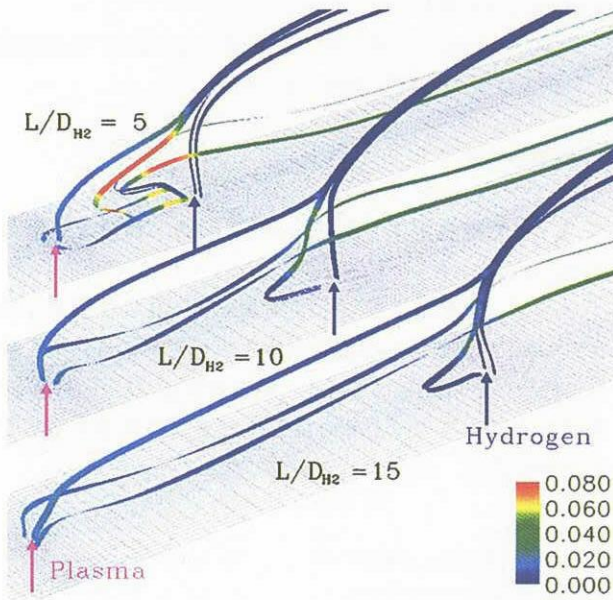


図4 $L/D_{H_2} > 0$ 時のO原子モル分率で色分けした流線

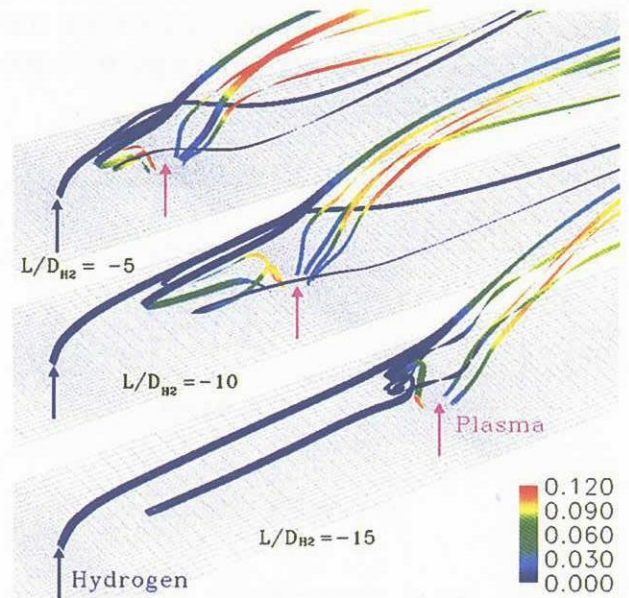


図6 $L/D_{H_2} < 0$ 時のO原子モル分率で色分けした流線

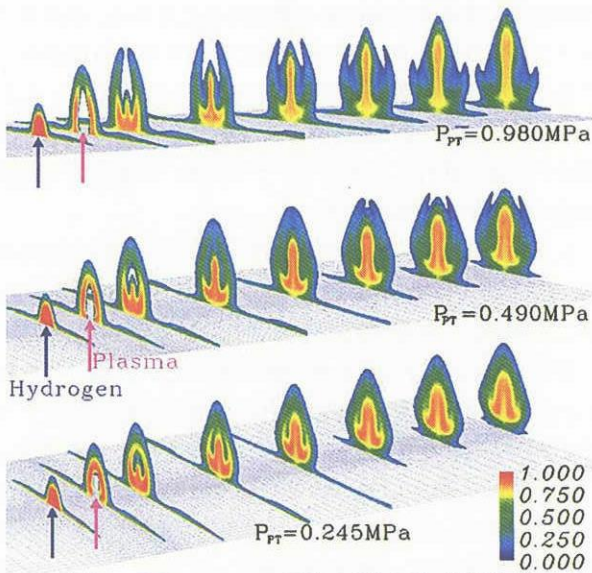
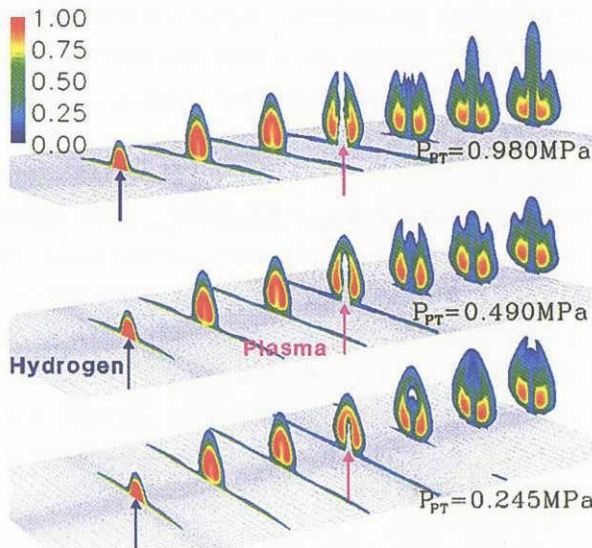
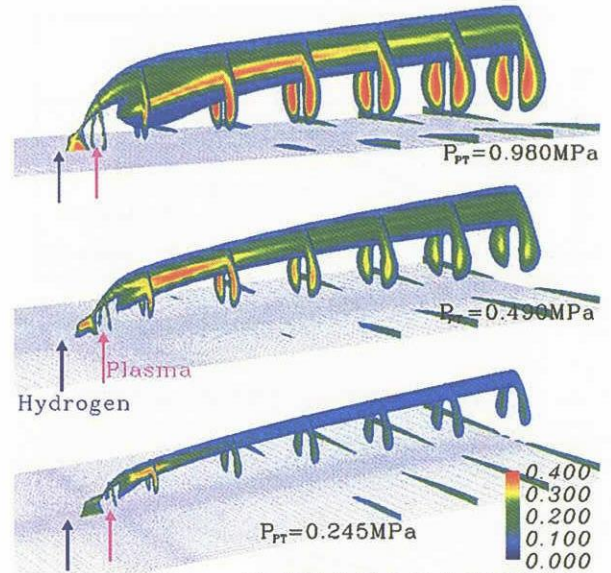
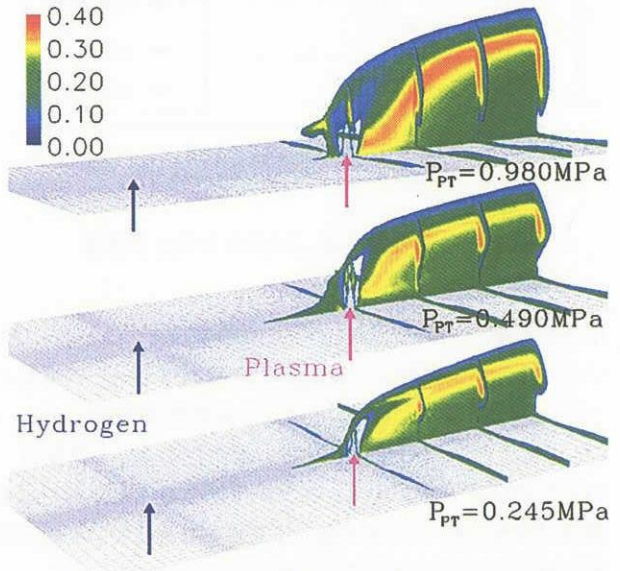
$$\begin{aligned}
 f_{H_2,T} = & \left(\frac{M_{W,H_2}}{M_{W,H_2O}} \right) f_{H_2O} + \left(\frac{M_{W,H}}{M_{W,H_2O}} \right) f_{HO_2} \\
 & + \left(\frac{M_{W,H}}{M_{W,OH}} \right) f_{OH} + \left(\frac{M_{W,H_2}}{M_{W,H_2O_2}} \right) f_{H_2O_2} \\
 & + f_{H_2} + f_H,
 \end{aligned} \tag{4}$$

$$\begin{aligned}
 f_{O_2,T} = & \left(\frac{M_{W,O}}{M_{W,H_2O}} \right) f_{H_2O} + \left(\frac{M_{W,O_2}}{M_{W,HO_2}} \right) f_{HO_2} \\
 & + \left(\frac{M_{W,O}}{M_{W,OH}} \right) f_{OH} + \left(\frac{M_{W,O_2}}{M_{W,H_2O_2}} \right) f_{H_2O_2} \\
 & + f_{O_2} + f_O,
 \end{aligned} \tag{5}$$

即ち、混合効率 η_{mix} の物理的な意味は、反応生成物も考慮した水素の全質量流量と反応可能な水素の質量流量の

比で、燃焼効率 η_{com} の物理的意味は水素の全質量流量と H_2O に反応した水素の質量流量の比である。図3に、プラズマトーチ噴射全圧が $P_{PT} = 0.980$ MPa の時の $(x-L)/D_{H_2} = 0.0, 7.5$ 及び 15 の位置での η_{mix} と η_{com} を図示した。水素噴流がプラズマトーチの下流側に配置されたときでは、両者の距離が小さくなるほど燃焼効率 η_{com} が大きくなる。特に水素噴流の無次元位置 L/D_{H_2} が 5 の時には、 $(x-L)/D_{H_2} = 15$ の位置で、燃焼効率 η_{com} は 11% にも達しているが、 $(x-L)/D_{H_2}$ が 10 以下だと $6\sim 7\%$ 程度に留まっている。 $L/D_{H_2} = 5$ で、燃焼効率 η_{com} が上昇するメカニズムを解明するため、図4にプラズマトーチ噴射口付近の流線図をO原子のモル分率で色付けして図示した。

図4から、全てのケースで水素噴流上流側に再循環領域が形成され、そこでO原子のモル分率が高くなっていた。水素噴流上流側の再循環領域は、本ケースのような燃

図7 $L/D_{H_2} = -2.5$ の時の H_2 モル分率分布図8 $L/D_{H_2} = -15.0$ の時の H_2 モル分率分布図9 $L/D_{H_2} = -2.5$ の時の H_2O モル分率分布図10 $L/D_{H_2} = -2.5$ の時の H_2O モル分率分布

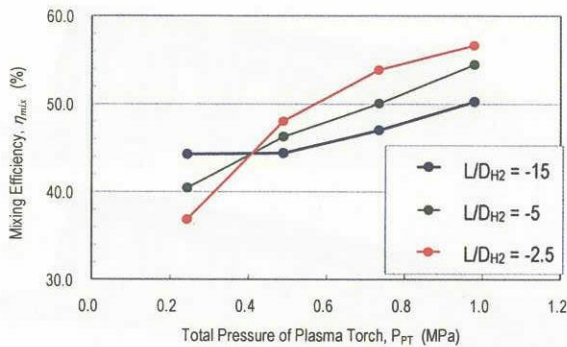
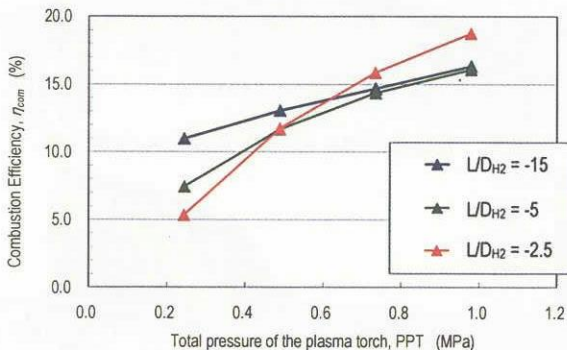
料垂直噴射モデルにおいて、着火源になる領域であり、[17] 加えて、 $L/D_{H_2} = 5$ の場合では、他の2ケースよりも再循環領域が拡大しているため、ここでは燃料の滞留時間の増加が見込まれる。加えてO原子のモル分率も高くなっているため、反応速度も増大する。これらの効果が相乗して燃焼効率を上昇させるものと考えられる。

3.2 水素噴流がプラズマトーチ上流側に位置する場合 ($L/D_{H_2} < 0$)

一方水素噴流をプラズマトーチの後流側で噴射させた時 ($L/D_{H_2} < 0$) の混合・燃焼効率を図5に示した。混合効率 η_{mix} 、燃焼効率 η_{com} の定義は、前節で述べたとおりである。図3と図5の比較から、燃焼効率 η_{com} は $L/D_{H_2} > 0$ の

時よりも $L/D_{H_2} < 0$ の時の方が、上昇していることが分かる。このことは、過去の実験結果の傾向と一致する。[1] また図5から、プラズマトーチ噴射口の位置 ($x/D_{H_2} = 0.0$) における η_{mix} と η_{com} は、水素噴流がプラズマトーチから離れるにつれて上昇している。これは両者の間隔が大きい方が、水素ガスが噴射された後、水素ガスがプラズマトーチの噴射位置に到達するまでに空気との混合が進行するためと考えられており、同時に図5に示した $x/D_{H_2} = 0.0$ の位置における混合効率の挙動からも裏付けされている。

一方、プラズマトーチからある程度下流に下った、 $x/D_{H_2} = 15.0$ の位置における燃焼効率 η_{com} は、 $L/D_{H_2} = -2.5$ の時に、最大値を取ったあと減少し、 $L/D_{H_2} = -10.0$ で最小値になると、プラズマトーチと水素噴流が離れるにつれて、 η_{com} が

図 11 混合効率 η_{mix} に与える P_{PT} の影響図 12 燃焼効率 η_{com} に与える P_{PT} の影響

増加する傾向にある。 $L/D_{H_2} < -10.0$ の領域での $x/D_{H_2} = 15.0$ における η_{com} の挙動は、 $x/D_{H_2} = 0.0$ における η_{com} の挙動と平行であるが、 $L/D_{H_2} = -2.5$ の高燃焼効率は、 $x/D_{H_2} = 0.0$ の位置では現れない。一方、混合効率 η_{mix} の挙動は、いずれの場合でも、 η_{com} と平行であることから、水素噴流がプラズマトーチ上流側に位置する場合 ($L/D_{H_2} < 0$) の燃焼効率は、水素燃料の混合に依存すると言える。

$L/D_{H_2} < 0$ における燃焼流の構造を明らかにするため、プラズマトーチ噴射口付近の流線図を図 6 に示した。同時に O 原子のモル分率で色付けを行った。 $L/D_{H_2} = -5.0$ と -10.0 の時には、プラズマトーチ上流側に再循環領域が拡大していることがわかるが、O 原子のモル分率は再循環領域よりも、プラズマトーチ直後の領域で上昇している。そして、プラズマトーチ直背の領域の O 原子モル分率は、水素噴流がプラズマトーチに近いほど高くなっており、プラズマトーチ直背で混合が進行し、その混合が燃焼の支配因子と言える。

図 7 と 8 にそれぞれ $L/D_{H_2} = -2.5$ と -15.0 における H_2 のモル分率分布を示した。更にプラズマトーチの噴射が水素燃料の拡散に与える影響を解析するため、プラズマトーチ噴射全圧 P_{PT} を 0.98, 0.49, 0.245 MPa と変化させてみた。 $L/D_{H_2} = -2.5$, $P_{PT} = 0.98$ MPa の時、水素ガスは中心部に集中しており、垂直方向に高く貫通している。垂直噴射の場

合噴射ガスは垂直方向に高く貫通することから、水素ガスはプラズマガスと共に、垂直方向に貫通するように分布しており、混合・拡散が進行している。一方、 $L/D_{H_2} = -2.5$, $P_{PT} = 0.245$ MPa の時では、プラズマガスの垂直方向への貫通はそれほど進行しておらず、そのため、水素ガスも壁面付近に停留する傾向にある。

しかし、 $L/D_{H_2} = -15.0$ の時には、 P_{PT} がいずれの値の時も、 H_2 の高モル分率領域は、プラズマトーチ後流では左右に二分割し、壁面付近に停留している。

図 9, 10 に H_2O モル分率分布を示した。図 9, 10 をみると、水素噴流無次元位置が $L/D_{H_2} = -2.5$ の時は、とプラズマトーチ噴射全圧 P_{PT} の影響がより際立って見える。 $P_{PT} = 0.980$ MPa の時には H_2O のモル分率は最大 40% 以上に達しているが、 $P_{PT} = 0.245$ MPa の時には、プラズマトーチ直後の領域を除けば、10% 程度に留まっている。一方、水素噴流無次元位置が $L/D_{H_2} = -15.0$ の時では、プラズマ噴射全圧が $P_{PT} = 0.245$ MPa の時でも、 H_2O のモル分率は最大で 30% 以上に達しているが、 $P_{PT} = 0.980$ MPa の時では $L/D_{H_2} = -2.5$ の時のように、 H_2O モル分率が 40% 以上に達する領域は存在していない。

図 11, 12 にプラズマトーチ全圧 P_{PT} が、 $x/D_{H_2} = 15.0$ の位置における混合効率 η_{mix} 、燃焼効率 η_{com} に与える影響を示した。これらの図よりプラズマトーチ全圧 P_{PT} が、低い時では、水素噴流の無次元位置 L/D_{H_2} がプラズマトーチから離れた方が混合効率 η_{mix} 、燃焼効率 η_{com} が大きくなるが、プラズマトーチ全圧 P_{PT} が高くなると、 L/D_{H_2} がプラズマトーチに近づいた方が大きくなる。これは図 9 の $L/D_{H_2} = -2.5$, $P_{PT} = 0.980$ MPa の時の H_2O モル分率分布の結果を裏付けるものである。

4. 結論

- 1) 水素噴流をプラズマトーチの後流で噴射させるより、上流側で噴射させた方が、燃焼効率が大きくなる。
- 2) 一般的に水素噴流がプラズマトーチの上流側の時、水素噴流をプラズマトーチから離れた方が燃焼効率は大きくなる。
- 3) しかしながら、水素噴流とプラズマトーチの間隔が小さいときでも、プラズマトーチ全圧 P_{PT} が大きくなると燃焼効率も混合効率も却って大きくなる。

文献

- [1] Kimura, I., Aoki, H., and Kato, M., *Combustion and Flame*, Vol.42, (1981), pp.297-305.
- [2] Northam, G. B., McClinton, C. R., Wagner, T. C., and O'Brien, W. F., *AIAA Paper 84-1408*, (1984).
- [3] Barbi, E., Mahan, J.R. O'Brien, W. F., and Wagner, T. C.,

- Journal of Propulsion and Power*, Vol.5, No.2, (1989), pp.129-133.
- [4] Wagner, T. C., and O'Brien, W. F., Northam, G. B. and Eggers, J.M., *Journal of Propulsion and Power*, Vol.5, No.5, (1989), pp.548-554.
- [5] Takita, K., Umemoto, T., Sato, T., Ju, Y., Masuya, G., and Ohwaki, K., *Journal of Propulsion and Power*, Vol.16, No.2, (2000), pp.227-233.
- [6] Kato, R., and Kimura, I., *Proceedings of the 26th Symposium (International) on Combustion Institute*, (1996), pp.2941-2947.
- [7] Minato, R., and Niioka, T., *Proceedings of the 3rd Asia-Pacific Conference on Combustion* Seoul, 2001, pp.726-729.
- [8] Stahl, G. and Warnatz, J. *Combustion and Flame*, Vol.85, (1991), pp.285 - 299.
- [9] Shuen, J. S. and Yoon, S. *AIAA Journal*, Vol. 27, No. 12, (1987), pp.1752-1760.
- [10] Ju, Y., *AIAA Journal*, Vol. 34, (1995), pp.1418 - 1425.
- [11] Svehla, R. A., NASA TR-132, (1962).
- [12] Hirshfelder, J. O., Curtiss, C. F. and Bird, R. B. "Molecular Theory of Gases and Liquid,"Wiley. New York. (1954).
- [13] Baldwin, B. and Lomax, H., *AIAA Paper 78 -257*, (1978).
- [14] Sato, Y. et.al., *Journal of Propulsion and Power*, Vol.8 No.4, (1992), pp.883-889.
- [15] Kobayashi, K. Tomioka, S and Mitani, T., AIAA 2001-1763.
- [16] McDaniel, J. C. and Graves, Jr., J., AIAA Paper 86-0507, (1986).
- [17] Huber, P. W., Schexanayder, Jr., C. J. and McClinton, C. R., *NASA TP 1457*, (1979).

保存系に対する保存型差分近似スキームの問題点

Some problems in Conservative Difference Schemes for the Conservation Laws.

相曾 秀昭 (AISO, Hideaki) * アブジアロフ, ムスタファ, (ABOUZIAROV, Moustafa) **

We are concerned with the difference approximation for the compressible Euler equations. While it is usually assumed that the difference increments tend to go to zero when the convergence or other issues like the order of accuracy is discussed, there are still problems in the numerical behaviors which should be discussed from the viewpoint that the difference approximation of interest is a “discrete model” with the difference increments fixed to be some finite values.

Two of such problems are discussed, the carbuncle instability and the unphysical dip of density that may happen with the occurrence of strong rarefaction waves. It seems that they are somehow related with the property of compressible Euler equations that the system has linearly degenerate fields while the whole system is nonlinear.

1. はじめに

圧縮性 Euler 方程式は通常差分近似により数値計算されるが、その解の存在と一意性が現在未解決である事実はその差分近似の数学的解析においても多くの未解決問題をもたらしている。

実際には適当な差分による近似解が何らかの意味で収束する事を期待して数値計算が行われる。しかし、収束の問題が解決したとしても計算の品質保証の観点からは無視できない不都合な挙動が数値計算で観察される事も事実である。

数値計算に用いられる差分近似は、元の連続モデルである圧縮性 Euler 方程式を模擬する (元の連続モデルと類似する性質を何らかの形で実現しようとする) 離散モデルである。しかし連続モデルと離散モデルは異なるカテゴリーに属するものであるから、連続モデルと離散モデルにおける全く『同一』の性質の実現は不可能で、求め得るのは『類似』の性質である。つまり、連続モデルの各性質は離散モデルの何らかの性質に『翻訳』さ

れ、連続モデルのある性質が離散モデルに如何に反映されるかが論じられる。これが離散モデルの連続モデルに対する適合性であり、離散モデルの側から見れば、ある数値的現象 (又はその現象をもたらす性質) が連続モデルに由来する (連続モデルの性質を模擬する、もしくは連続モデルの性質から翻訳された) か否かが問題となる。

数値計算における不都合は、離散モデルが連続モデルに由来しない性質を有しそれが数値的現象として顕在化する事と解される。圧縮性 Euler 方程式の数値計算でもこうした不都合が観察される。ここではそれらの問題を議論したい。

一つは、数値的カーバンクル (Carbuncle) であり¹、もう一つは強い膨脹波の発生に伴う密度の非

¹ 圧縮性 Euler 方程式の解の存在と一意性が未解決な現時点では「元の連続モデルに由来しない」事を断言できない。しかし、Meshkov の安定性解析等により圧縮性 Euler 流体の衝撃波には数値的カーバンクルに対応する現象はないと考えられる。また、数値的カーバンクルは差分格子サイズへの依存が観察されるので、差分格子のような構造 (又はスケール) を有しない圧縮性 Euler 方程式に由来する現象ではないという推論が可能である。

また、「差分近似では数値粘性が不可避であるから、対応する連続モデルとして圧縮性 Navier-Stokes 方程式を考えるべきである」という意見があるが、その場合は「離散モデルである差分近似の連続モデルの圧縮性 Euler 方程式への適合性」をはじめから否定する事になる。

* 宇宙航空研究開発機構 総合技術研究本部 情報技術開発共同センター, IT-Center ISTA JAXA (Japan Aerospace Exploration Agency), 1 (E-mail: aiso@nal.go.jp),

** 2004 年 3 月まで上記機関に在籍

物理的な Dip である。2つの問題は一旦全く関係がない様に見えるが、実際には圧縮性 Euler 方程式の特徴である『非線形双曲型保存則に存在する線形退化場』の影響が大きい。この事実は数値計算の品質の向上の為に数学的解析においては大きな課題であると考えられる。

2. カーバンクル不安定

カーバンクル不安定性は衝撃波計算においてしばしば観察され、現在ではよく知られている。現象自体は1970年代から観察されていたと言われるが、この現象が数値計算法に由来する事が認識され学術的な議論の対象となったのは、Quirk による言及 [1] 以来である。

この不安定現象は衝撃波面が計算格子の座標面のどれかに平行な場合²に生じ易い為、[1]以降、その解決法が探られてきた。これらの議論は差分の各論に及ぶものもあるが、一般に、衝撃波と平行な方向の移流計算での適当な数値粘性の付加がカーバンクル不安定の抑制に効果的な事が知られ、現在でもその方法論は広く用いられている。

しかし、この不安定現象の発現の機構についての議論は未だ十分ではない。ここでは、過去の議論も参照しつつこの機構について考察する。

1次元的现象である平面衝撃波を、2次元または3次元の直交格子で計算した場合にカーバンクル不安定が発現し易い事はよく知られる。ここでは、以下の様に問題を設定する。

2次元の圧縮性 Euler 方程式

$$U_t + F(U)_x + G(U)_y = 0,$$

$$U = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ e \end{bmatrix}, F = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ u(e+p) \end{bmatrix}, G = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ v(e+p) \end{bmatrix} \quad (1)$$

を考える。 ρ, u, v, p, e はそれぞれ密度、速度の x -成分、速度の y -成分、圧力、全エネルギー (単位体積あたり) を表わし、状態方程式には

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

を仮定する。 $(\gamma$ は比熱比) 上の方程式に、Rankine-Hugoniot 条件

$$F(U_R) - F(U_L) = s(U_R - U_L) \quad (3)$$

²これは、同時に衝撃波を良い解像度で捕獲するのに好都合な場合となっているので、実際の計算で実現しやすい場合であると言える。

及び

$$u_L - c_L > s > u_R - c_R \text{ 又は } u_L + c_L > s > u_R + c_R, \quad (4)$$

$$\text{但し, } c_L = \sqrt{\frac{\gamma p_L}{\rho_L}}, c_R = \sqrt{\frac{\gamma p_R}{\rho_R}}$$

を満たす、衝撃波両側の状態

$$U_L = {}^t[\rho_L, \rho_L u_L, \rho_L v_L, e_L]$$

$$U_R = {}^t[\rho_R, \rho_R u_R, \rho_R v_R, e_R]$$

(但し、 $v_L = v_R = 0$) と衝撃波の x -方向の進行速度 s を用いて、初期条件

$$U(x, y, 0) = \begin{cases} U_L, & x < 0 \\ U_R, & x > 0 \end{cases} \quad (5)$$

を与えれば、解は

$$U(x, y, t) = U(x - st, y, 0) \quad (6)$$

のようになる。³

以上に対応する数値計算を次の様に仮定する。

x, y, t 各方向の差分幅 (差分増分) を $\Delta x, \Delta y, \Delta t$ とし、各時刻 $t^n = n\Delta t$ (n は整数, $n \geq 0$) における xy 平面上の各有限体積

$$I_{i,j} = \left((i - \frac{1}{2})\Delta x, (i + \frac{1}{2})\Delta x \right) \times \left((j - \frac{1}{2})\Delta y, (j + \frac{1}{2})\Delta y \right)$$

での保存量 $U = {}^t[\rho, \rho u, \rho v, e]$ の代表 (平均) 値を

$$U_{i,j}^n = \begin{bmatrix} \rho_{i,j}^n \\ \rho_{i,j}^n u_{i,j}^n \\ \rho_{i,j}^n v_{i,j}^n \\ e_{i,j}^n \end{bmatrix}$$

とする。圧力の代表値 $p_{i,j}^n$ は状態方程式

$$p_{i,j}^n = (\gamma - 1) \left\{ e_{i,j}^n - \frac{1}{2}\rho_{i,j}^n \left((u_{i,j}^n)^2 + (v_{i,j}^n)^2 \right) \right\}$$

により定める。

離散化の方法は次の Godunov 差分を採用する。

$$U_{i,j}^{n+1} = U_{i,j}^n - \frac{\Delta t}{\Delta x} \left\{ \bar{F}^G(U_{i,j}^n, U_{i+1,j}^n) - \bar{F}^G(U_{i-1,j}^n, U_{i,j}^n) \right\} - \frac{\Delta t}{\Delta y} \left\{ \bar{G}^G(U_{i,j}^n, U_{i,j+1}^n) - \bar{G}^G(U_{i,j-1}^n, U_{i,j}^n) \right\} \quad (7)$$

ここで $\bar{F}^G(U_{i,j}^n, U_{i+1,j}^n)$ は隣接する有限体積 $I_{i,j}$ と $I_{i+1,j}$ の接触面で時刻 $t = t^n$ と $t = t^{n+1}$ の間に

³厳密には、この解の一意性については未だ証明されていない。一般には、何らかのエントロピー条件を満たすか、もしくは、粘性解の極限として一意であると予想される。

やり取りされる流束の時間平均値の近似であり、Godunov 差分の場合には Riemann 問題

$$\begin{cases} U_t + F(U)_x = 0, \\ U(x, y, 0) = \begin{cases} U_{i,j}^n, & x < 0 \\ U_{i+1,j}^n, & x > 0 \end{cases} \end{cases} \quad (8)$$

の厳密解 $U(x, y, t) = U^{(x)}(x/t; U_{i,j}^n, U_{i+1,j}^n)$ ⁴ から

$$\bar{F}^G(U_{i,j}^n, U_{i+1,j}^n) = F(U^{(x)}(0; U_{i,j}^n, U_{i+1,j}^n)) \quad (9)$$

により定められる。同様に、 $\bar{G}^G(U_{i,j}^n, U_{i,j+1}^n)$ は $I_{i,j}$ と $I_{i,j+1}$ の接触面での流束の時刻 $t = t^n$ と $t = t^{n+1}$ の間の平均値の近似であり、Riemann 問題

$$\begin{cases} U_t + G(U)_y = 0, \\ U(x, y, 0) = \begin{cases} U_{i,j}^n, & y < 0 \\ U_{i,j+1}^n, & y > 0 \end{cases} \end{cases} \quad (10)$$

の厳密解 $U(x, y, t) = U^{(y)}(y/t; U_{i,j}^n, U_{i,j+1}^n)$ から

$$\bar{G}^G(U_{i,j}^n, U_{i,j+1}^n) = F(U^{(y)}(0; U_{i,j}^n, U_{i,j+1}^n)) \quad (11)$$

として定められる。

初期条件については衝撃波の両側の状態を (3)(4) により得られる U_L, U_R とするが、数値計算では衝撃波は鈍って捕獲されるのが通常であり、衝撃波両側の状態以外の中間状態 (intermediate state) が出現する。⁵ そのため、安定性の観察の為に数値計算では、まず、 x -方向のみの 1 次元計算を行い十分な時間段階を経て数値的に十分安定な離散衝撃波プロファイルを得た後に、これを初期値とする 2 次元数値計算を試す必要がある。

例えば、 j を固定 (例えば $j = 0$) して

$$U_{i,0}^{n+1} = U_{i,0}^n - \frac{\Delta t}{\Delta x} \left\{ \bar{F}^G(U_{i,0}^n, U_{i+1,0}^n) - \bar{F}^G(U_{i-1,0}^n, U_{i,0}^n) \right\} \quad (12)$$

なる計算 (第 3 要素については計算不要) を衝撃波プロファイルが (数値的に) 安定するまで行う。次に、得られた安定なプロファイル $\{U_{i,0}^{\text{stable}}\}_i$ を用いて、2 次元計算用の初期値 $\{U_{i,j}^0\}_{i,j}$ を

$$U_{i,j}^0 = U_{i,0}^{\text{stable}}, \quad i, j \text{ は整数} \quad (13)$$

⁴この厳密解は初期値を決定する 2 状態 $U_{i,j}^n, U_{i+1,j}^n$ の他に x/t に依存し、その性質を称して自己相似解と呼ばれる。

⁵このような各種差分スキームによる衝撃波捕獲の状況を離散衝撃波プロファイル (discrete shock profile) と呼ぶ。静止衝撃波 ($s = 0$) を Godunov 差分で離散化した場合には、1 個以内 (1 個もしくは 0 個) の中間状態を含むプロファイルの存在が示される。一般に $s \neq 0$ の場合、離散衝撃波プロファイルは差分の種類によらず単純な問題ではない。 s の $\frac{\Delta x}{\Delta t}$ に対する比が有理数 $\frac{p}{q}$ (p と q は互いに素な整数、 $q > 0$) であれば、 $U_{i+k,*}^{n+q} = U_{i,*}^n$ なる時間的周期を有する離散的衝撃波プロファイルの存在が期待されるが一般的な証明はなされていない。

により設定する。

また、実際の数値計算では無限領域は扱えないので計算領域を設定する。計算領域を $[X_{\min}, X_{\max}] \times [Y_{\min}, Y_{\max}]$ (X_{\min}, Y_{\min} は十分小、 X_{\max}, Y_{\max} は十分大) とし、境界 $\{X_{\min}\} \times [Y_{\min}, Y_{\max}]$ と $\{X_{\max}\} \times [Y_{\min}, Y_{\max}]$ においては流束の流入又は流出量をそれぞれ U_L, U_R によって定め、境界 $[X_{\min}, X_{\max}] \times \{Y_{\min}\}$ と $[X_{\min}, X_{\max}] \times \{Y_{\max}\}$ の間では周期的境界条件を用いる。尚、衝撃波が進行する場合には、衝撃波の位置を適当に保つ為に適宜時間毎に全体の数値計算データを衝撃波の進行方向とは逆の方向にシフトさせる事も必要になる。

さて、(13) の定める初期値 $\{U_{i,j}^0\}_{i,j}$ は j に依存しない。故に離散的時間発展 (7) が厳密に計算されれば、任意の時刻ステップ n において、 $U_{i,j}^n$ は i にのみ依存し j には依存しない。即ち、カーバンクル不安定は発生し得ない。

しかし、実際の数値計算では $\Delta x, \Delta y$ 等の計算機上での表現 (丸め) による桁落ち等の誤差が生じ、各 $U_{i,j}^n$ の誤差は j に依存する。これがカーバンクル不安定のきっかけとなる事は容易に予想されるが、その急速な成長の説明には桁落ち誤差の累積は不十分であると考えられる。⁶

そこで、離散的時間発展モデル (7) に何らかの誤差増幅機構が存在すると考えられる。

Moschetta らによる静止衝撃波の解析

Moschetta ら [2] は、衝撃波速度 0 の静止衝撃波の場合の定常状態 (計算による誤差がなければ各 $U_{i,j}^n$ は n に依存しない) について前章と同様の設定を用いて解析を行った。ただ、[2] では Godunov 差分に限定せず、一般的な数値流束 \bar{F}, \bar{G} を用いる一般的な差分による離散的時間発展の式

$$U_{i,j}^{n+1} = U_{i,j}^n - \frac{\Delta t}{\Delta x} \left\{ \bar{F}(U_{i,j}^n, U_{i+1,j}^n) - \bar{F}(U_{i-1,j}^n, U_{i,j}^n) \right\} - \frac{\Delta t}{\Delta y} \left\{ \bar{G}(U_{i,j}^n, U_{i,j+1}^n) - \bar{G}(U_{i,j-1}^n, U_{i,j}^n) \right\} \quad (7)'$$

について、導関数

$$\frac{\partial U_{i,j}^{n+1}}{\partial U_{i,j}^n}, \frac{\partial U_{i,j}^{n+1}}{\partial U_{i-1,j}^n}, \frac{\partial U_{i,j}^{n+1}}{\partial U_{i+1,j}^n}, \frac{\partial U_{i,j}^{n+1}}{\partial U_{i,j-1}^n}, \frac{\partial U_{i,j}^{n+1}}{\partial U_{i,j+1}^n}$$

の各々の値を数値微分により得ることで、巨大ベクトル $U^n = (U_{i,j}^n)_{i,j}$ と $U^{n+1} = (U_{i,j}^{n+1})_{i,j}$ (それぞ

⁶桁落ち誤差の累積は pseudo-stochastic であると考えられ、誤差の成長がそれのみによるものであれば、誤差の時間 t 又は時間発展段数 n への依存は $O(\sqrt{n})$ 程度と考えられる。しかし、実際の誤差の成長はもっと速い。

れ、 $4 \times \frac{X_{\max}-X_{\min}}{\Delta x} \times \frac{Y_{\max}-Y_{\min}}{\Delta y}$ 個の要素を有するベクトル) の間の関係を表わす Jacobi 行列 $\frac{\partial U^{n+1}}{\partial U^n}$ を数値的に得、その Jacobi 行列の定める線形写像の安定性 (線形化安定性) を議論している。⁷

[2] においては、幾つかの異なる差分近似が扱われ、カーバンクル不安定性の発生と線形化安定性が対応している事が示されている。また、経験的に知られる「カーバンクル不安定性の抑制の為に数値粘性を付加する場合、線形場に付加しなければ効果がない。また、衝撃波と平行する方向の移流計算の部分に付加する方が他の方向の移流計算の部分に付加するよりも効果が大きい」と言う事実についても検証がなされている。

完全上流性を有する進行衝撃波の解析

差分近似 (7) での誤差の増幅の議論で導関数

$$\frac{\partial U_{i,j}^{n+1}}{\partial U_{i,j}^n}, \frac{\partial U_{i,j}^{n+1}}{\partial U_{i-1,j}^n}, \frac{\partial U_{i,j}^{n+1}}{\partial U_{i+1,j}^n}, \frac{\partial U_{i,j}^{n+1}}{\partial U_{i,j-1}^n}, \frac{\partial U_{i,j}^{n+1}}{\partial U_{i,j+1}^n}$$

の値は重要な要素であり、理論的にこれらを得る方が増幅機構が理解し易いと期待される。

そこで我々は以下の仮定のもとで解析を試みた。(完全上流性) 全ての有限体積上の各時刻の状況 $U_{i,j}^n$ で、 x -方向の全ての特性速度 $u_{i,j}^n, u_{i,j}^n \pm c_{i,j}^n$ (但し、 $c_{i,j}^n = \sqrt{\frac{\gamma p_{i,j}^n}{\rho_{i,j}^n}}$) は全て正である。

数値計算では衝撃波の両側での特性速度の全てが0より十分に大である様に初期条件を取る。離散的時間発展 (7) が厳密に実行されれば、 $U_{i,j}^n = U_i^n$

⁷実際には [2] の考察は、空間方向のみ離散化した、いわゆる semi-discrete な形

$$\frac{\partial U_{i,j}(t)}{\partial t} = -\frac{1}{\Delta x} \{ \bar{F}(U_{i,j}(t), U_{i+1,j}(t)) - \bar{F}(U_{i-1,j}(t), U_{i,j}(t)) \} - \frac{1}{\Delta y} \{ \bar{G}(U_{i,j}(t), U_{i,j+1}(t)) - \bar{G}(U_{i,j-1}(t), U_{i,j}(t)) \} \quad (14)$$

に基づいている。即ち、 $4 \times \frac{X_{\max}-X_{\min}}{\Delta x} \times \frac{Y_{\max}-Y_{\min}}{\Delta y}$ 個の要素を有するベクトル $U^{\text{all}}(t) = (U_{i,j})_{i,j}$ について、

$$\frac{\partial U^{\text{all}}}{\partial t} = A U^{\text{all}} \quad (15)$$

なる行列 A を考察するが、衝撃波が静止している定常状態では

$$\frac{\partial U^{n+1}}{\partial U^n} = I + (\Delta t) A \quad (16)$$

なので、 $\frac{\partial U^{n+1}}{\partial U^n}$ の安定性を考察していると考えても実質的には同じである。違いは、係数行列の安定性の基準が固有値の実部が「1より大」か「正」かという点のみである。

となり $U_{i,j}^n$ は j に依存しない。しかし、デジタル電子計算機による実際の数値計算では誤差が生じ、

$$U_{i,j}^n = U_i^n + \Delta U_{i,j}^n \quad (17)$$

のようになる。差分 (7) による離散的時間発展で (17) を仮定して、誤差 $\{\Delta U_{i,j}^n\}_{i,j}$ が次の時刻段階の誤差 $\{\Delta U_{i,j}^{n+1}\}_{i,j}$ に伝播する様子を考察する。⁸

完全上流性の仮定が付加された場合、Godunov 差分近似の x -方向の数値流束 \bar{F}^G は

$$\bar{F}^G(U_{i,j}^n, u_{i+1,j}^n) = F(U_{i,j}^n)$$

となる。また、 $U_{i,j}^n$ が j に殆ど依存しない (数値計算で誤差が生じて初期の内はその誤差は微小である) 事から、 y -方向の数値流束 \bar{G}^G については

$$\bar{G}^G(U_{i,j}^n, U_{i,j+1}^n) = \frac{1}{2} \{ G(U_{i,j}^n) + G(U_{i,j+1}^n) \} - \frac{1}{2} \left| \frac{\partial G}{\partial U} \right| (U_{i,j+1}^n - U_{i,j}^n) + O((U_{i,j+1}^n - U_{i,j}^n)^2)$$

の関係式が利用できる。⁹

カーバンクル不安定性に特徴的な現象として、衝撃波と平行する方向 (y 軸方向) の速度 (本来は n, i, j に依存しない) の誤差の発生と増幅がある。完全上流性の仮定のもと、本来0であるべき各 $v_{i,j}^n$ に誤差が付加され0でなくなった場合には離散的時間発展 (7) において次の関係が得られる。

$$\hat{v}_{i,j}^{n+1} = \hat{v}_{i,j}^n - \frac{\Delta t}{\Delta x} \frac{\rho_{i-1}^n}{\rho_i^{n+1}} \cdot u_{i-1}^n (\hat{v}_{i,j}^n - \hat{v}_{i-1,j}^n) - \frac{\Delta t}{\Delta y} \left\{ \frac{1}{2\rho_i^{n+1}} (\hat{p}_{i,j+1}^n - \hat{p}_{i,j-1}^n) - \frac{\rho_i^n c_i^n}{\rho_i^{n+1} 2} (\hat{v}_{i,j-1}^n - 2\hat{v}_{i,j}^n + \hat{v}_{i,j+1}^n) \right\} + o(\Delta). \quad (18)$$

⁸誤差 $\{\Delta U_{i,j}^n\}_{i,j}$ についてはデジタル計算機の計算の機構による桁落ち等の原因による発生・蓄積の他に、差分式 (7) による誤差の増幅・伝播も考えられる。ここでは、差分式による誤差の増幅と伝播について観察する事を目的とした。

⁹行列 A が正則行列 P により対角化可能

$$P^{-1}AP = \begin{bmatrix} \lambda_1 & 0 & \cdots \\ 0 & \lambda_2 & 0 & \cdots \\ \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \\ \cdots & \cdots & 0 & \lambda_n \end{bmatrix}$$

な場合に

$$|A| = P \cdot \begin{bmatrix} |\lambda_1| & 0 & \cdots \\ 0 & |\lambda_2| & 0 & \cdots \\ \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \\ \cdots & \cdots & 0 & |\lambda_n| \end{bmatrix} \cdot P^{-1}$$

の様に定める。($|A|$ は P に依存しない)

実際の進行平面衝撃波の計算でカーバンクル不安定が発生し成長する過程においてこの関係式がほぼ成立している事が確認される。[3]

多くの観察から誤差が j (y 軸) 方向について大まかな偶奇 (Odd-Even) 性を有する ([1] において既に言及されている) 事が知られているが、

$$\Delta U_{i,j}^n = (-1)^j \cdot \Delta U_i^n \quad (19)$$

の様に偶奇性を仮定すれば (18) から

$$\hat{v}_{i,j}^{n+1} = (-1)^{i+j} \hat{v}_i^n \left\{ 1 - 2 \left(\frac{\Delta t}{\Delta x} \frac{\rho_{i-1}^n}{\rho_i^{n+1}} u_{i-1}^n + \frac{\Delta t}{\Delta y} \frac{\rho_i^n}{\rho_i^{n+1}} c_i^n \right) \right\} + o(\Delta). \quad (20)$$

が導かれる。この関係式は、各 $v_{i,j}^n$ の誤差が一旦発生すれば、その誤差は位置的 (i 又は x 軸方向) と時間的 (n 又は t 方向) に大きく密度が変化する部分において増幅される事を示している。

関係式 (20) を利用した不安定性の抑制とその後の研究の進展

有限体積間の運動量の移流に由来する $v_{i,j}^n$ から $\hat{v}_{i,j}^{n+1}$ への本来の変化分を勘案し、関係式 (20) による“不正”な増幅を抑制する項を離散的時間発展 (7) に付加する事でカーバンクル不安定性の抑制が可能である。[4] ¹⁰ 実は、衝撃波と直交する x 軸方向の移流については y 軸方向に比べ非線形性が強く (18) の様な簡単な式で表せないが、 x 軸方向の速度 (または運動量) についてもその誤差の増幅に (18) に類似の機構がある。そして、“ $u_{i,j}^n$ の誤差の不正増幅” の観点からは $v_{i,j}^n$ の場合と同様の誤差抑制項を付加できる。(2つの誤差抑制項は x 軸と y 軸の方向性について対称的な形になる。) 実際の計算アルゴリズムでは、 x 軸方向の移流と y 軸方向の移流を同様に扱う為に $u_{i,j}^n$ と $v_{i,j}^n$ の誤差抑制項を同時に付加する。[4]

しかし、それぞれの誤差抑制項を単独で付加して更に観察を行った結果、 $u_{i,j}^n$ の誤差抑制項の働きが $v_{i,j}^n$ のものよりも強い事が明らかとなった。この事からは $u_{i,j}^n$ の“不正増幅”の機構の更なる考察が必要とされよう。

“誤差の不正増幅”の生じる場

¹⁰ 差分は保存型でなくなるが保存の喪失は非常に小さい。

圧縮性 Euler 方程式 (1) において、 x 軸 y 軸各方向の移流の特性速度は $u - c, u, u + c$ 及び $v - c, v, v + c$ (ここで c は音速であり $c = \sqrt{\frac{\gamma p}{\rho}}$) であり、 $u \pm c$ 及び $v \pm c$ が真性非線形性を有し他は線形退化である事が知られる。各特性速度に応じる U の固有成分を x 軸方向の特性速度に関し、

$$\begin{aligned} dU_{u-c}^{(x)} &= \hat{v}[1, u - c, v, \frac{u^2+v^2}{2} + \frac{c^2}{\gamma-1} - cu], \\ dU_{u,-}^{(x)} &= \hat{v}[1, u, v - c, \frac{u^2+v^2}{2} - cv], \\ dU_{u,+}^{(x)} &= \hat{v}[1, u, v + c, \frac{u^2+v^2}{2} + cv], \\ dU_{u+c}^{(x)} &= \hat{v}[1, u + c, v, \frac{u^2+v^2}{2} + \frac{c^2}{\gamma-1} + cu], \end{aligned} \quad (21)$$

y 軸方向の特性速度に関し、

$$\begin{aligned} dU_{v-c}^{(y)} &= \hat{v}[1, u, v - c, \frac{u^2+v^2}{2} - cv], \\ dU_{v,-}^{(y)} &= \hat{v}[1, u - c, v, \frac{u^2+v^2}{2} + \frac{c^2}{\gamma-1} - cu], \\ dU_{v,+}^{(y)} &= \hat{v}[1, u + c, v, \frac{u^2+v^2}{2} + \frac{c^2}{\gamma-1} + cu], \\ dU_{v+c}^{(y)} &= \hat{v}[1, u, v + c, \frac{u^2+v^2}{2} + cv] \end{aligned} \quad (22)$$

の様を選べる。(21)、(22) の双方について、これら各固有成分のカーバンクル不安定性への寄与を観察すると、どちらの場合でも線形退化場に対応する成分 ($dU_{u,\pm}^{(x)}$ 又は $dU_{v,\pm}^{(y)}$) の増幅が急速に起こる傾向が見られる。

3. 強い膨脹波に伴う密度の数値的不都合

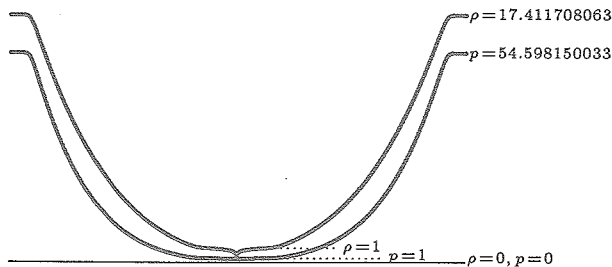
強い膨脹波が発生する場合差分による計算の過程で密度や圧力が正でなくなり数値計算に破綻を来たす現象が知られる。これは、positivity (正値性) の問題と呼ばれ、主に 1990 年代前半に盛んに議論された。([5] 等参照) しかし、当時は各スキームに依存する問題として認識され、議論においてはその回避策への関心が主であったように思われる。

実際、数値計算の破綻を起こし難い計算法が開発されており、また計算コストの故に実用でそれほど使われないが古典的かつ発想が自然である Godunov 差分においても計算の破綻は起こり難い。しかし、Riemann 問題の厳密解を利用し、各種差分近似の中でも将来の厳密解への収束に関する証明が最も期待されると言える Godunov 差分においても、数値計算の質の面からは同様の問題が生じている。

1 次元圧縮性 Euler 方程式 (状態方程式は比熱比 1.4 の理想気体を仮定) の 2 つの非線形場で共に強い膨脹を起こす以下の Riemann 問題

	左	右
密度 ρ	17.411708063	17.411708063
速度 u	-4.560084435	4.560084435
圧力 p	54.598150033	54.598150033

で Godunov 差分により数値計算を行った。有限体積数は 1200、CFL 比 0.9 で、600 時間ステップ進んだ時点の密度 ρ 、圧力 p を示す。尚、厳密解では両膨脹波間の状態は $(\rho, u, p) = (1, 0, 1)$ となる。



両膨脹波の間の定常状態において、密度に明らかな数値的 Dip (凹み) が生じている事が分かる。尚、圧力については計算結果の数値を観察してもそのような数値的現象は殆ど生じていない。また、計算が進行してもこの数値的 Dip は解消されない。収束をいわゆる $L^p (1 \leq p < \infty)$ 的に考察すれば、この Dip は場所が計算格子点数の意味で限定される為、Riemann 問題の厳密解への収束の支障になるとは考えられない。しかし、他の波との干渉が発生する問題においては、このような数値的な Dip は物理的に有り得ない波を数値的に発生させ得る為に必ずしも無視できないと考えられる。

実は、この数値的な Dip も線形退化場における現象であり、それ故に計算が進行しても持続する。実際、数値的な観察を行うと当初の膨脹波の形成過程において Riemann 問題の界面付近に生じた非物理的な密度の減少は 3 つの特性速度 $u-c, u, u+c$ のそれぞれに乗って伝播する 3 つの部分に分かれるが、 $u-c$ と $u+c$ (非線形場) により伝播する部分は数百時間ステップ進んだ段階で殆ど消えてしまう。線形退化場 u に乗った部分のみが残ってしまうのである。

4. まとめ

一般的に「非線形は線形より複雑で困難」なる認識がある。しかし移流機構の場合、真性非線形場では波は膨脹か圧縮のどちらかの作用を有し微小擾乱を消去する作用があるのに対し、線形もしくは線形退化した場ではそのような作用が働かない。このような性質は数値計算の場合にも存在する事が観察される。

強い膨脹波に伴う密度の数値的な Dip は上記の性質を端的に示すものである。またカーバンクル不安定においても、デジタル計算による桁落ち等の微少な擾乱が増幅される機構が線形化した解析

から観察されるが、その一方で非線形場に係る部分は増幅されるよりも先に消去抑制されてしまい線形場に係る部分のみが増幅される結果として不安定現象が生じるという機構の存在が予測される。

圧縮性気体の挙動の詳細部分を数値計算で考察しようとする場合、移流部分の数値計算において非線形の中の線形退化場についてのより詳細な考察が必要であると考えられる。

参考文献

- 1) J. Quirk. A contribution to the great Riemann solver debate. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 18:555-574, 1994.
- 2) J.-Ch. Robinet, J. Gressier, G. Casalis, and J.-M. Moschetta. Shock Wave Instability and Carbuncle Phenomenon: same intrinsic origin? . *J. Fluid Mechanics*, 417:237-263, 2000.
- 3) M. Abouziarov and T. Aiso, H. and. Takahashi, T. Machinery of Numerical Instability in Conservative Difference Approximations for Compressible Euler Equations. . In S. Nishibata, editor, *Mathematical Analysis in Fluid and Gas Dynamics*, pages 178-191. Research Institute for Mathematical Sciences, Kyoto University, 2003.
- 4) M. Abouziarov. On nonlinear stability analysis for finite volume schemes, plane wave instability and carbuncle phenomena explanation. In *Second International Symposium on "Finite Volumes for Complex Applications - Problems and Perspectives -" Duisburg, July 19-22, 1999* , pages 247-252. 1999.
- 5) S. Obayashi and Y. Wada. Practical Formulation of a Positively Conservative Scheme. *AIAA J.*, 32(5):1093-95, 1994.

非圧縮性流体の非定常計算手法の妥当性について

ON MATHEMATICAL VALIDITY OF UNSTEADY NUMERICAL METHODS FOR INCOMPRESSIBLE NS EQUATIONS

高橋 匡康*, 岸 恭子*, 松浦 義則†, 大春 慎之助‡

TADAYASU TAKAHASHI*, KYOKO KISHI*, YOSHINORI MATSUURA†, SHINNOSUKE OHARU‡

ABSTRACT

This article is concerned with numerical methods for incompressible Navier–Stokes equations. As an example of computational problems, we consider the two-dimensional cavity flow and discuss mathematical validity of numerical methods. Furthermore, we show some elementary results which mean the importance of resolution of vorticity, and present a procedure for generation of initial data.

1. はじめに

CFD 技術の信頼性の更なる向上を図るためには、

- (1) 計算格子系
- (2) 時間積分法
- (3) 空間離散化手法
- (4) 境界条件
- (5) 初期条件

などの項目の適切性・適正を理論的及び数値的に解析することが必要不可欠である。

これらの計算手法の数学的妥当性を検証するためには、(1)～(5) について個々に議論するだけでなく、これらの各項目が数値解に対して相互に影響を及ぼしていることを考慮し系統的に解析を進めなければならない。しかしながら、現実には (1)～(3) について議論される機会が多いものの、境界条件並びに初期条件に関する議論は充分ではないため、それらの設定は数学的に厳密とはいえない。

このような背景に基づき、本稿では非圧縮性流体に対する非定常計算手法の妥当性、特に境界条件の数値的処理並びに初期条件の同定の数学的妥当性について考察する。

ここで述べる数学的妥当性の検証とは、離散モデルが連続モデルに適合するかどうか、並びに数値解の構造や挙動が連続モデルの厳密解に対して整合するかどうかなどを解析することを意味する。

2次元非圧縮性流体の数学モデルは、流体が占める領域 $\Omega \subset \mathbb{R}^2$ における速度ベクトル場 $\boldsymbol{v} = (u, v)$ と圧力 P を未知の物理量とする非圧縮性ナビエ・ストークス方程式系：

$$(NS) \quad \begin{cases} \operatorname{div} \boldsymbol{v} = 0 \\ \frac{\partial \boldsymbol{v}}{\partial t} + (\boldsymbol{v} \cdot \nabla) \boldsymbol{v} = \frac{1}{\operatorname{Re}} \Delta \boldsymbol{v} - \nabla P, \end{cases} \quad (t > 0, \boldsymbol{x} = (x, y) \in \Omega)$$

に、領域 Ω の境界上で \boldsymbol{v} に対して課せられる境界条件 (BC) と初期条件

$$(IC) \quad \lim_{t \downarrow 0} \boldsymbol{v}(t) = \boldsymbol{v}_0$$

を組み合わせた系として定式化される。ここで、 Re はレイノルズ数を表す。

このモデルは流体を連続体と考えて立てられているために、流体運動の連続モデルと呼ばれ、物理現象としての流体運動を記述するものとして確立されている。これに関する詳細については、文献 [1] を参照されたい。

2. キャビティ問題

CFD 分野における主要な課題のひとつは、速度の不連続性・特異性などを含む流体現象を数値的に解析することである。

*宇宙航空研究開発機構

†広島市立大学

‡中央大学

本稿では、特異性を含む流体现象の典型例として、 $\Gamma = \partial\Omega$ を境界とする正方形領域 $\Omega = (0, 1) \times (0, 1)$ における2次元駆動蓋キャビティ問題 (図1参照) を考える ([2], [3], [4], [5]).

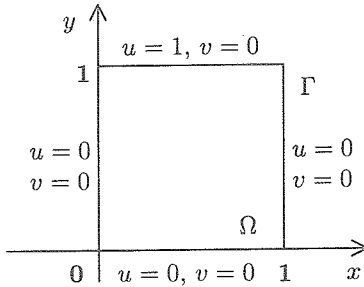


図1：2次元駆動蓋キャビティ問題

この問題は、時刻 $t = 0$ において不連続的な速度場を与えた所謂インパルス・スタート (impulsive start) という特異性を含んでいる。

実際、渦度を ω とすると、 $\omega = v_x - u_y$ の絶対値は v の不連続点 (左右上隅) において $+\infty$ となる。渦度場がこのような特異性をもつ場合には、流体が占める領域 Ω 上で有限値としてのデータを対応させることができない。

このことは、特異性を含む流体现象を対象とする数値計算の困難性を示すと共に、適正な離散的初期値を与えることの重要性を意味している。

以下で述べる命題は、連続モデルの厳密解の構造及び挙動に関するものであり、数値解の厳密解への整合性を検証する上で重要な結果である。

流体现象における物理量の保存則は、流体運動の支配法則を表している。連続モデルにおける解の積分量に対して、以下の命題1に示すような不変性が成立しているとき、数値解もまた同様の特性を持つことが望ましい。すなわち、これらの不変量に対応する数値積分を評価することによって、数値計算手法の妥当性を議論することができる。

命題 1. $\omega = v_x - u_y$ を渦度とする。2次元駆動蓋キャビティ問題において以下の積分量保存則が成立する：

- (i) $\iint_{\Omega} u(t, x, y) \, dx \, dy = 0 \quad (t \geq 0)$
- (ii) $\iint_{\Omega} v(t, x, y) \, dx \, dy = 0 \quad (t \geq 0)$
- (iii) $\iint_{\Omega} \omega(t, x, y) \, dx \, dy = -1 \quad (t \geq 0).$

証明. ψ を流れ関数とする。流れ関数の性質 $\psi_y = u$, $\psi_x = -v$ より ψ は Ω の境界上で一定値を取ると仮定されるから、

$$\begin{aligned} \iint_{\Omega} u(t, x, y) \, dx \, dy &= \int_0^1 dx \int_0^1 \psi_y(t, x, y) \, dy \\ &= \int_0^1 [\psi(t, x, 1) - \psi(t, x, 0)] \, dx \\ &= 0 \end{aligned}$$

となり、(i) が成立する。(ii) の成立も同様に示される。

また、 $\omega = v_x - u_y$ に対して速度場 (u, v) に関する境界条件を用いると、

$$\begin{aligned} \iint_{\Omega} \omega(t, x, y) \, dx \, dy &= \int_0^1 dy \int_0^1 v_x(t, x, y) \, dx \\ &\quad - \int_0^1 dx \int_0^1 u_y(t, x, y) \, dy \\ &= \int_0^1 [v(t, 1, y) - v(t, 0, y)] \, dy \\ &\quad - \int_0^1 [u(t, x, 1) - u(t, x, 0)] \, dx \\ &= -1 \end{aligned}$$

が得られる。□

この命題に対する物理的解釈としては、流体の流入・流出条件がない場合の不変量 (i), (ii) は、渦の存在条件を表している。また、一般の流体運動において渦の発生・消滅は時間発展するが、(iii) で示したように渦度の積分が一定となることは、渦が定常的に存在していることを表すものである。

3. 差分近似系

本節では1節で述べた連続モデル (NS) に対する差分近似系の適切性を定式化する上で離散スキームが満たすべき数学的要件について述べ ([6]), それらを満足する離散スキームの基本形 ([3]) を紹介する。

3.1. 離散モデルの連続モデルへの適合性

離散モデルの適合性について議論する上で、射影法に関する3つの要件

- ① 発散作用素 $\nabla \cdot$ とラプラシアン Δ の可換性
- ② ヘルムホルツの分解定理
- ③ 圧力ポアソン方程式

及びエネルギー法に関する2つの要件

④ 数値解に対する L^2 -エネルギー式

⑤ 積分量の保存則 (2節参照)

などを考慮することが必要である。

連続モデル(NS)-(IC)から離散近似モデルを構築する際には、これらの要件をより多く満足するものが望ましいが、実際にはこの①～⑤すべてを成立させることは困難である。このようなことを考慮した上で、以下では離散モデルの基本形について考察する。

3.2. 差分近似の基本形

まず初めに、物理領域 Ω を近似する計算領域 Ω_h を構成する。格子幅を x 方向、 y 方向とも定数 $h = 1/N$ とし、内部格子点の集合を

$$\Omega_h^0 = \{(ih, jh) : 1 \leq i, j \leq N-1\},$$

境界格子点の集合を

$$\Gamma_h = \{(ih, jh) : i = 0 \text{ or } i = N \\ \text{or } j = 0 \text{ or } j = N\},$$

境界の外側に設けた仮想格子点の集合を

$$\Gamma_h^* = \{(ih, jh) : i = N+1 \text{ or } j = N+1\},$$

と定め、 $\Omega_h = \Omega_h^0 \cup \Gamma_h \cup \Gamma_h^*$ とする。

このように直交等間隔格子系を定め、上で述べたような連続モデルへの適合性を考慮すると、次のような差分近似系を挙げることができる。時間刻み幅を $\Delta t > 0$ 、タイムステップを $n = 0, 1, \dots$ とし、 $1 \leq i, j \leq N$ に対して

(連続の式の差分近似)

$$\frac{u_{i+1,j}^{n+1} - u_{i,j}^{n+1}}{h} + \frac{v_{i,j+1}^{n+1} - v_{i,j}^{n+1}}{h} = 0$$

(速度成分 u の差分近似)

$$\begin{aligned} & \frac{u_{i,j}^{n+1} - u_{i,j}^n}{\Delta t} \\ & + \frac{1}{2h} \left\{ \frac{u_{i+1,j}^{n+1} + u_{i,j}^{n+1}}{2} u_{i+1,j}^{n+1} - \frac{u_{i,j}^{n+1} + u_{i-1,j}^{n+1}}{2} u_{i-1,j}^{n+1} \right\} \\ & + \frac{1}{2h} \left\{ \frac{v_{i,j+1}^{n+1} + v_{i,j}^{n+1}}{2} u_{i,j+1}^{n+1} - \frac{v_{i,j}^{n+1} + v_{i,j-1}^{n+1}}{2} u_{i,j-1}^{n+1} \right\} \\ & = \frac{1}{\text{Re}} \left\{ \frac{u_{i+1,j}^{n+1} - 2u_{i,j}^{n+1} + u_{i-1,j}^{n+1}}{h^2} + \frac{u_{i,j+1}^{n+1} - 2u_{i,j}^{n+1} + u_{i,j-1}^{n+1}}{h^2} \right\} \\ & \quad - \frac{p_{i,j}^{n+1} - p_{i-1,j}^{n+1}}{h}, \end{aligned}$$

(速度成分 v の差分近似)

$$\begin{aligned} & \frac{v_{i,j}^{n+1} - v_{i,j}^n}{\Delta t} \\ & + \frac{1}{2h} \left\{ \frac{u_{i+1,j}^{n+1} + u_{i,j}^{n+1}}{2} v_{i+1,j}^{n+1} - \frac{u_{i,j}^{n+1} + u_{i-1,j}^{n+1}}{2} v_{i-1,j}^{n+1} \right\} \\ & + \frac{1}{2h} \left\{ \frac{v_{i,j+1}^{n+1} + v_{i,j}^{n+1}}{2} v_{i,j+1}^{n+1} - \frac{v_{i,j}^{n+1} + v_{i,j-1}^{n+1}}{2} v_{i,j-1}^{n+1} \right\} \\ & = \frac{1}{\text{Re}} \left\{ \frac{v_{i+1,j}^{n+1} - 2v_{i,j}^{n+1} + v_{i-1,j}^{n+1}}{h^2} + \frac{v_{i,j+1}^{n+1} - 2v_{i,j}^{n+1} + v_{i,j-1}^{n+1}}{h^2} \right\} \\ & \quad - \frac{p_{i,j}^{n+1} - p_{i,j-1}^{n+1}}{h} \end{aligned}$$

(離散的境界条件)

$$\begin{aligned} u_{i,N} &= 1, \quad v_{i,N} = 0, \\ u_{i,0} &= v_{i,0} = 0, \quad i = 0, \dots, N, \\ u_{0,j} &= v_{0,j} = 0, \\ u_{N,j} &= v_{N,j} = 0, \quad j = 0, \dots, N. \end{aligned}$$

この差分近似系はA. G. Churbanov等によって提唱されたものであり、このスキームによる2次元駆動蓋キャビティ問題に対する数値計算結果も与えられている(文献[3])。この計算スキームの特徴は、

- 連続の式 : 前進差分
- 圧力勾配 : 後退差分
- ラプラス作用素 : 5点差分
- 非線形項 : 相加平均

という方針を採用していることである。この手法により、前節に述べた適合性の要件である①, ②, ④, ⑤を満足することを示すことができる。

尚、この差分近似基本形を用いて離散圧力ポアソン方程式を解く場合、粘性項を5点差分で近似しているために仮想格子点上の値 $u_{N+1,j}$, $v_{i,N+1}$ が必要となることを注意する。

4. 離散的境界条件の注意点

非圧縮性流体の非定常計算においては、連続モデルの境界条件並びに初期条件に対して適切な離散近似を与えることが重要である。

ここでは、数学的妥当性を検証する立場から、速度場及び圧力ポアソン方程式の境界条件に対する注意点を述べる。

4.1. 速度場の仮想境界条件

まずはじめに、連続の式への適合性の視点から、離散的速度場の仮想境界条件の定め方についての考察を行う。

有限体積法を用いた数値計算を行う際、離散モデルは仮想格子点を加えた Ω より広い近似領域 Ω_h において定義される。一般に、このような仮想点上の離散速度ベクトルの値を定める方法として、次のようなものが考えられる：

(a) 対称条件

$$(u_{N+1,j} = u_{N-1,j}, v_{i,N+1} = v_{i,N-1})$$

(b) 線形外挿

$$(u_{N+1,j} = -u_{N-1,j}, v_{i,N+1} = -v_{i,N-1})$$

(c) 境界値の代入

$$(u_{N+1,j} = 0, v_{i,N+1} = 0)$$

連続モデルとの適合性という意味では、境界上でも連続の式が近似的に満足されることが望ましい。この観点から (a) のように対称条件を課す場合には、連続の式は中心差分を用いて

$$\begin{aligned} (u_{N+1,j} - u_{N-1,j})/2h &= 0, \\ (v_{i,N+1} - v_{i,N-1})/2h &= 0 \end{aligned}$$

のように近似されることがわかる。

3節で述べた差分近似の基本形においては連続の式は前進差分を用いて離散化されており、(a) の条件とは適合しないことがわかる。また、(b) のように定めた場合には一般に連続の式を近似的に満足させることは難しい。一方、(c) の境界条件は前進差分と適合しており、望ましい境界条件であることがわかる。

詳細については省略するが、いずれにしても連続の式を離散的に満足することは、現実として難しい問題である。

4.2. 圧力の境界条件

次に、以下のような圧力ポアソン方程式に対する境界条件について考察する。

ナビエ・ストークスの運動方程式に対して両辺の div を取ると、次の圧力ポアソン方程式が得られる：

$$\Delta P = 2(u_x v_y - u_y v_x).$$

運動方程式と圧力ポアソン方程式の厳密な整合性を重視するならば、運動方程式の差分近似 $(NS)_h$ に対して div (前進差分で近似) を取って得られる離散圧力ポアソン方程式を安定に解くことが必要となる。この際、

圧力に対して課す境界条件として一般に次の2つの形を挙げることが出来る：

$$(A) \quad (\text{非斉次}) \text{ノイマン条件}; \quad \frac{\partial P}{\partial n} = \frac{1}{\text{Re}}(n \cdot \Delta v)$$

$$(B) \quad (\text{斉次}) \text{ノイマン条件}; \quad \frac{\partial P}{\partial n} = 0.$$

ここで n は法線ベクトルを表す。

次の命題は、圧力境界条件と渦度の境界における分布との密接な関係を示している。

命題 2. 2次元駆動蓋キャビティ問題において、連続の式が境界上で成立していると仮定する。境界 Γ を y 軸に平行な線分 Γ_1 と x 軸に平行な線分 Γ_2 とに分解する。このとき、部分境界 Γ_k ($k = 1, 2$) 上で非斉次ノイマン条件 (A) と斉次ノイマン条件 (B) が同値となるための必要十分条件は、渦度 ω が Γ_k 上一定となることである。

証明. 境界 Γ_1 上におけるすべり無し条件 $u \equiv 0$ より、

$$u_y \equiv 0, \quad u_{yy} \equiv 0,$$

を得る。ここで、境界において連続の式が満足されているため

$$\Delta u = u_{xx} = -\{v_y\}_x = -\{v_x\}_y.$$

いま、渦度 $\omega = v_x - u_y$ が境界上一定であることを仮定すると、 $v_x \equiv \text{const.}$ 、すなわち $\Delta u = 0$ が成立する。よって非斉次ノイマン条件 (A) と斉次ノイマン条件 (B) は同値となることがわかる。

一方、 $\Delta u = 0$ を仮定すると、上記の議論を逆に辿ることにより $\omega \equiv \text{const.}$ を導くことができる。

Γ_2 においても上と同様の考察により命題が得られる。 \square

上の命題により、境界上渦度が一定である場合には、圧力に対する境界条件として斉次ノイマン条件 (B) を課することができるが、一定で無い場合には (B) を課することはできない。

圧力境界条件は、速度場の仮想境界条件の与え方にも影響を受ける。実際、線形外挿は境界上 $\Delta v = 0$ が成立することを意味し、斉次ノイマン条件 (B) を課することができる問題に対する条件であり、一般的には採用できない条件であることを注意する。

これらのことは、物体表面上の圧力分布及び渦度分布、ひいては応力分布の数値解析の困難性を示唆している。

5. 初期データの生成法

1節で述べた(IC)の形の条件は、初期値 v_0 は先の時刻 $t > 0$ の解から定められることを示している。従って、初期値 v_0 は初期時刻 $t = 0$ における流体现象を表すものとして正しく同定される必要がある。本節では、このための数値解析的考案と計算手順について述べる。

実際の数値計算においては、速度場 v に対する連続の式は必ずしも成立しないため、射影法を用いて速度場を補正する。このような計算手法を用いることを想定した場合、次の命題が成り立つ。

命題 3. 速度場 v と渦度場 $\omega = \text{rot } v$ に対して $\Delta\phi = \text{div } v$ となる ϕ を取るとき、 $\hat{v} = v - \nabla\phi$ と $\hat{\omega} = \text{rot } \hat{v}$ は次を満たす：

$$\text{div } \hat{v} = 0, \quad \hat{\omega} = \omega.$$

この命題が意味することは、速度場は射影法によって連続の式を満足するように補正できるが、それによって渦度は変化しないということである。すなわち渦度に関しては、初期条件が適切に定められていない限り、射影法を適用しても補正できないことがわかる。

以下では、渦度を重視して速度場の初期データを生成する手順、すなわち流れ関数を用いた初期データの生成法を概説する。

速度場を $v = (u, v)$ 、これに応じる流れ関数を ψ とし、渦度を ω で表す。流れ関数の性質から

$$\psi_x = -v, \quad \psi_y = u$$

であり、 ψ は適当な境界条件の下でのポアソン方程式

$$\Delta\psi = u_y - v_x = -\omega$$

の解である。

これらの事実に基づき、連続モデルにおける初期データの生成手順を述べる。 $t = 0$ における速度場の物理的状态と境界条件を基にし、速度場に生じる不連続性を考慮した渦度場 ω_0 を定める。この ω_0 に対する流れ関数 ψ_0 をポアソン方程式 $\Delta\psi = -\omega$ によって求め、これより $t = 0$ における速度場 v_0 を定めれば、 v_0 は初期時刻 $t = 0$ における流体運動を表すものとして流体力学的に適正な速度場であると考えられる。

次に、初期データ生成のための計算手順について述べる。計算領域 Ω_h , Γ_h , Γ_h^* は、3節で定めたものとする。

各格子点 (ih, jh) 上の数値流れ関数の値を $\psi_{i,j}$ 、数値渦度の値を $\omega_{i,j}$ で表し、5点差分により ψ に対する離

散ポアソン方程式を次の形で導入する。

$$\frac{\psi_{i+1,j} - 2\psi_{i,j} + \psi_{i-1,j}}{h^2} + \frac{\psi_{i,j+1} - 2\psi_{i,j} + \psi_{i,j-1}}{h^2} = -\omega_{i,j}$$

以下、 ψ の Γ_h と Γ_h^* 上の境界値の定め方について述べる。まず速度場 v の Γ_h 上の値は境界値として与えられているので、

$$u_{i,j} = \frac{\psi_{i,j+1} - \psi_{i,j}}{h}, \quad v_{i,j} = -\frac{\psi_{i+1,j} - \psi_{i,j}}{h}$$

とすると、 ψ の Γ_h と Γ_h^* 上の値を次のように定めることが出来る。

$i = 0, 1, \dots, N-1$ と $j = 0, 1, \dots, N-1$ に対して

$$\begin{aligned} \psi_{i+1,0} &= \psi_{i,0}, & \psi_{i+1,N} &= \psi_{i,N}, \\ \psi_{0,j+1} &= \psi_{0,j}, & \psi_{N,j+1} &= \psi_{N,j} \end{aligned}$$

であるから、 Γ_h 上では $\psi_{i,j} \equiv \psi_{0,0}$ は任意定数 α である。すなわち、 Γ_h 上では

$$\psi_{i,j} = \alpha, \quad i, j = 0, 1, \dots, N.$$

また、 $i = 0, 1, \dots, N$ に対して

$$1 = u_{i,N} = h^{-1}(\psi_{i,N+1} - \psi_{i,N})$$

であるから、上辺の仮想格子点 Γ_h^* 上では

$$\psi_{i,N+1} = \psi_{i,N} + h = \alpha + h$$

の値が対応している。このように速度の境界条件は流れ関数 ψ の $\Gamma_h \cup \Gamma_h^*$ 上の値分布の中を含むことができる。

この様にして、 $\psi_{i,j}$ の境界値を定めて代入することにより離散ポアソン方程式を整理し、真の未知数である $\psi_{i,j}$ に対する連立方程式を作り、これを数値的に解けばよい。

ここで、例えば $\alpha = 0$ とした場合は、ポアソン方程式をディリクレ条件の下で取り扱うことに対応し、ノイマン条件の下での解と一致することが要求されることに注意する。

第2節に述べたように、連続の式を前進差分を用いて近似するとき、離散的渦度場 $\omega_{i,j}$ と離散的流れ関数 $\psi_{i,j}$ に対して次のような命題が成立する。その結論は、片側差分としての連続の式の離散化、速度場の定義式、渦度の離散化の合理性を示すものである。

命題 4. 連続の式 $\text{div } v = 0$ の差分近似を

$$\frac{u_{i+1,j} - u_{i,j}}{h} + \frac{v_{i,j+1} - v_{i,j}}{h} = 0$$

のように前進差分によって定める. また, 命題 1 (iii) の積分量保存則に対応する離散近似式

$$h^2 \sum_{i,j} \omega_{i,j} = -1$$

を満足する (渦度) 分布 $\{\omega_{i,j}\}$ を与え, ノイマン条件下での離散ポアソン方程式の解を $\{\psi_{i,j}\}$ とする. このとき, 離散速度場 $v_{i,j} = (u_{i,j}, v_{i,j})$ を

$$u_{i,j} = \frac{\psi_{i,j+1} - \psi_{i,j}}{h}, \quad v_{i,j} = -\frac{\psi_{i+1,j} - \psi_{i,j}}{h}$$

と定義すると, 離散渦度場と離散速度場との間に次の等式が成立する:

$$\omega_{i,j} = \frac{v_{i,j} - v_{i-1,j}}{h} - \frac{u_{i,j} - u_{i,j-1}}{h}.$$

証明. 離散ポアソン方程式より

$$\begin{aligned} \omega_{i,j} &= \frac{1}{h} \left(\frac{\psi_{i+1,j} - \psi_{i,j}}{h} - \frac{\psi_{i,j} - \psi_{i-1,j}}{h} \right) \\ &\quad + \frac{1}{h} \left(\frac{\psi_{i,j+1} - \psi_{i,j}}{h} - \frac{\psi_{i,j} - \psi_{i,j-1}}{h} \right) \\ &= \frac{v_{i,j} - v_{i-1,j}}{h} - \frac{u_{i,j} - u_{i,j-1}}{h}. \end{aligned}$$

□

最後に, $\{\psi_{i,j}\}$ が流れ関数の差分版を与えていることを注意する. 格子点 $(ih, jh) \in \Omega \cup \Gamma_h$ において, $hu_{i+1,j}$ は $((i+1)h, jh)$ と $((i+1)h, (j+1)h)$ を結ぶ線分を左から右に通過する流量を表し, $-hv_{i,j}$ は (ih, jh) と $((i+1)h, jh)$ を結ぶ線分を上から下に通過する流量を表す. 速度の定義式より

$$\begin{aligned} \psi_{i+1,j+1} - \psi_{i,j} &= (\psi_{i+1,j+1} - \psi_{i+1,j}) + (\psi_{i+1,j} - \psi_{i,j}) \\ &= h(u_{i+1,j} - v_{i,j}). \end{aligned}$$

同様に, $hu_{i,j}$ は (ih, jh) と $(ih, (j+1)h)$ を結ぶ線分を左から右に通過する流量を表し, $-hv_{i,j+1}$ は $(ih, (j+1)h)$ と $((i+1)h, (j+1)h)$ を結ぶ線分を上から下に通過する流量を表しているため, 速度の定義式より

$$\begin{aligned} \psi_{i+1,j+1} - \psi_{i,j} &= (\psi_{i+1,j+1} - \psi_{i,j+1}) + (\psi_{i,j+1} - \psi_{i,j}) \\ &= h(u_{i,j} - v_{i,j+1}) \end{aligned}$$

を得る.

このことは, $\Omega_h \cup \Gamma_h$ における任意の格子点 (l, m) と (p, q) に対して $\psi_{l,m} - \psi_{p,q}$ は (p, q) から (l, m) ま

で格子点を経由して結ぶ単純折れ線を左から右に通過する流量を表し, この値は前進差分を用いた連続の式の下ではその経路によらないことを意味している. 従って, この意味においても片側差分が連続の式の差分形として妥当であることがわかる.

尚, 上の 2 式は流線の方程式に対応するものである.

参考文献

- [1] R. Temam, Navier-Stokes Equations, Theory and Numerical Analysis, North-Holland, Amsterdam (1977).
- [2] S. Abdallah, Numerical solutions for the incompressible Navier-Stokes equations in primitive variables using a non-staggered grid. II, J. Comput. Phys., **70**, 193-202 (1987).
- [3] A. G. Churbanov, A. N. Pavlov and P. N. Vabishchevich, Operator-splitting methods for the incompressible Navier-Stokes equations on non-staggered grids. Part I: First-order schemes, Int. J. Numer. Methods Fluids, **21**, 617-640 (1995).
- [4] U. Ghia, K. N. Ghia and C. T. Shin, High-Re solutions for incompressible flow using the Navier-Stokes equations and a multigrid method, J. Comput. Phys., **48**, 387-411 (1982).
- [5] J. Kim and P. Moin, Application of a Fractional-Step method to incompressible Navier-Stokes equations, J. Comput. Phys., **59**, 308-323 (1985).
- [6] T. Takahashi, RANS と乱流モデルに対する数値解法の数学的問題点, 宇宙航空研究開発機構特別資料 JAXA-SP-03-002, 143-147 (2003).

直交オイラー法を用いた解析効率の向上

畑中 圭太 (三菱重工業株式会社)

Improvement in computational efficiency with a cartesian grid generation method

by

Keita Hatanaka(Mitsubishi Heavy Industries, Ltd.)

ABSTRACT

Recently, a CFD technology has been widely applied to aerodynamic design. To generate a computational grid around a geometry easily and calculate a flow field with high order of accuracy helps us understand a flow field. However, the ease of the grid generation and the accuracy of the calculation are usually inconsistent. In this paper, to make a three-dimensional grid easily and efficiently, the grid generation method with a cartesian grid around a three-dimensional complex geometry was proposed to accelerate the computational grid generation process and a grid generation time was reduced to half. Furthermore, by making clear the relation between the accuracy of the computation and the grid property such as the minimum grid spacing and the dense of the grid, it was proved the latter is much more effective to the accuracy of the computation.

1. はじめに・背景

近年、空力現象の把握、航空機の設計開発において CFD がカバーすべき分野は複雑化・多様化している。空力現象の把握を効率的に行うには、計算対象に格子を容易に生成でき、かつ、解析精度も高いことが理想的である。しかし、航空機のような三次元複雑形状を計算対象とする場合、通常、この両立は困難である。また、一般的に格子数と解析精度は比例すると考えられているが、限られた計算リソース（時間・設備）でより速く、より正確な解を得る事が望まれている。

そこで本研究では、航空機のような三次元複雑形状において直交格子を用い、格子自動生成が行える手法を確立することで解析効率を向上し、さらに、格子分割範囲・最小格子幅と解析精度の相関関係を検討・把握することで、解析格子の増大を最小限にし、解析精度を向上させる指針を示す事を目的とした検討を実施した。

2. 解析手法

本解析の支配方程式はオイラー方程式であり、空間の離散化手法には有限体積法を、時間の離散化手法には LU-SGS 法を、また、空間精度の高次精度化手法として MUSCL 法を用いている。

現在、流体解析に用いられる解析格子の特徴を表 1 に、概要を図 1 に示す。解析格子は物体形状に沿って解析格子を配置した「物体適合格子」と、物体形状とは無関係に解析格子を配置した「物体非適合格子」の大きく二種類に分類される。「物体適合格子」は物体に沿って格子を配置するため、一般的に形状の複雑さに比例して格子生成時間が増大する一方、解析精度は高いという利点がある。その反面、「物体非適合格子」は格子が物体に沿っていないため、物体近傍の粘性境界層を捉える事ができず、解析精度も低い、物体形状の複雑さとは無関係に解析格子を迅速に生成できる利点がある。

空力設計における CFD 解析では必ずしも数カウムの抵抗予測精度が要求される場合のみではなく、形状変更に対応した空力現象の変化の迅速な把握が必要な場合も少なくない。その際に「物体非適合座標格子」は非常に大きな効果を発揮する。そこで、本研究では「物体非適合座標格子」である「直交格子」を用いることとした。通常、「直交格子」を用いる際には物体近傍の解析格子密度が物体遠方場まで影響し、解析格子数が激増する。そのような不必要な部分における解析格子の増大を防ぐため、物体形状か

らの距離に応じて解析格子を細分化する「マルチレベル直交格子」を用いている。(図 2)

3. 解析手順

図 3 に直交格子を用いた解析手順を示す。まず、解析対象となる物体形状は三次元 CAD ソフトである CATIA を用いて作成し、CATIA 内で物体表面を三角形に離散化する(表面格子)。図 4 に表面格子の一例を示す。その後、離散化された物体形状の周りにマルチレベル直交格子(空間格子)を作成し、物体形状と交点をもった解析格子において、物体によって切り取られた格子の体積、各面の面積、法線ベクトルを計算し、流体解析を実施する。

4. 解析対象形状

解析対象としては 2003 AIAA Drag Prediction Workshop 2nd における DLR-F6 形状⁽¹⁾を用いた(図 5)。

5. 解析効率の向上

三次元複雑形状に対して直交格子を用いる際に一番大きな問題となるのは物体形状と解析格子が交点をもった格子の扱いである。本手法においては、そのような格子内部に含まれる物体形状をより忠実に再現するため、カットセル⁽²⁾と呼ばれる手法を用いている。この手法の利点は、直方体のみでなく、図 6(a)、(b)で示すように物体形状によって切り取られた多面体形状をも扱うことができるため、形状忠実度が通常の直交格子よりも高いことである。しかし、形状が複雑になるにつれ、格子自動生成が困難となり、結果として形状修正作業が必要となる場合もある。しかし、そのような修正作業は「物体非適合座標格子」本来の格子生成の迅速性、利便性を損なう事となるため、好ましくない。そこで、本研究では、そのような修正作業を行うことなく、対処できるよう格子生成プログラムを修正した。以下に具体例を示す。

図 5 に示す航空機のような三次元複雑形状に対して直交格子を生成する場合、図 7 の主翼・パイロン形状の結合部に見られるように、格子内部に存在する物体によって、一つの格子が複数の流体領域に分割されることとなる(図中赤・緑・青で示された領域)。通常、流体解析においては、一つの格子には一組の物理量(密度・速度・圧力)のみを割り当てる事となるため、このように複数の流体領域が存在する場合、解析を実施することが不可能である。そのため、従来では、このような形状が存在した場合、手作業で形状を修正することにより問題を回避する等の修正が必要であった。

単純化された二次元の例として図8の主翼後縁のように、非常に薄い部分に解析格子を生成する場合、一つの解析格子内部に、主翼上面、主翼下面の二つの流体領域が存在する可能性がある。このような問題に対しては参考文献(3)に示す様に二つの解析格子を新たに作成し、一つの解析格子に対して一つの流体領域の物理量を割り当てることによりこの問題を回避する手法が提案されている。

本研究では、その手法を三次元的により複雑な形状に適用した。

図7に示すカットセルに着目すると、

- (1) カットセルの各面と物体表面形状との交点・交線を計算し、流体領域を作成する。(図9(a)中、赤・青・緑で示した部分)
- (2) (1)の処理により作成された流体領域と同数の解析格子を新たに作成し、それぞれの格子に対して流体領域を割り当てる。(図9(b))

本手法を用いることにより、従来であれば、形状修正作業を含め、解析格子の生成に5時間程度必要であったが、2時間程度にまで短縮する事が可能となり、また作業を完全自動化し、解析効率の向上を達成した。

7. 解析精度の向上

流体解析を行う際、空間格子密度・最小格子幅は解析精度に大きく影響を与える。有限である計算資源(時間・設備)内で解析を行う場合には、それら格子パラメータと解析精度との相関関係を把握し、効率良く解析格子を配置し、格子の増大を最小限に抑える必要がある。そこで本研究では、DLR-F6 模型形状において、上記格子パラメータによる解析精度への影響を評価し、格子生成の指針を示す。

マルチレベル直交格子は図2に示すように物体からの距離に応じて格子分割の程度を調節することで物体形状から遠い部分で不要な解析格子が増大することを防ぐことができる。この格子を生成する際には、以下の格子分割範囲・最小格子幅が格子生成パラメータとして用いられる。

- ・格子分割範囲： $L \cdot R$
 - ・最小格子幅： $dx/mac(\%)$
- L：各レベルでの格子代表長さ
 dx：最小格子幅
 mac：平均空力翼弦長

本研究では上記パラメータを変更することによる解析精度・解析効率への影響を評価した。それぞれ変化させるパラメータは R, dx である。

図11にそれぞれ、格子分割範囲を大きくした格子(格子A)と最小格子幅を小さくした格子(格子B)二つの解析格子を示す。また、それぞれの格子の格子パラメータを表2に示す。総格子数は共に60万程度となるように設定した。図12にそれぞれの解析格子を用いた際の $M=0.75$ $\alpha=1.0deg$ 、 $y/(b/2)=0.239$ 、 $y/(b/2)=0.331$ (b:スパン長)主翼断面における圧力分布と、風洞試験結果との比較を示す。どちらの格子においても図13に見られる、主翼下面に取り付けられたナセル・パイロン形状付近の加速による負圧のピークのような定性的な圧力分布は概ね一致している。より詳細に見ると、本解析における支配方程式はオイラー方程式であるため、物体近傍に発達した粘性境界層をとらえることができず、衝撃波の位置は僅かに後退し、主翼キャンバ効果

が強調されることにより、衝撃波後方の圧力分布は風洞試験結果よりも、より負圧側の値を取っていることがわかる。また、双方の解析格子による違いを見ると、最小格子幅を縮小した格子よりも格子分割範囲を拡大した格子における結果の方がより風洞試験結果と一致している。今回用いたマルチレベル直交格子は図11に示す様に、格子サイズが変化する部分で隣り合う格子のサイズが二倍となるため、格子サイズの不連続から、この部分において解析精度が低下する。このことから、より高精度な解析結果を得るには、最小格子幅を小さくするのではなく、このような格子不連続を出来る限り物体から遠ざける必要があることがわかる。圧力分布の比較において明らかなように今回用いた格子パラメータが必要十分な値であるとは考えにくい、限られたリソースの中で迅速に、また、最大限の精度を持った結果を得るためにはどちらにより注力すれば良いかの指針を得ることができた。

また、図14は $Mach=0.75$ において、格子分割範囲を拡大した格子Aを用いた際のエンジンナセル搭載抵抗を風洞試験結果と比較した図であるが、風洞試験結果と良く一致している。また、図15はDLR-F6翼胴形態、 $CL=0.5$ における抵抗発散曲線を示している。本手法はオイラー解析ではあるが、エンジンナセル搭載抵抗のように、形状の差違に起因した抵抗差分の評価や、衝撃波が形成されて抵抗が急増するような抵抗発散特性は捉えることができることがわかる。

8. 結論

マルチレベル直交格子を用いた三次元複雑形状の解析に当たり、従来では格子自動生成が困難であった一つの解析格子に二つ以上の流体領域が存在する場合においても格子生成の自動化が可能なる手法を確立する事により、格子生成時間を5時間から2時間へ短縮し、解析効率の向上を達成した。また、空間格子生成パラメータである格子分割範囲と最小格子幅の解析精度への影響を評価することで、最小格子幅を小さくするよりも、格子分割範囲を大きくし、格子サイズの不連続を物体形状から遠ざけることで、最小限の空間格子でより高精度な結果を得る事が可能であると分かった。

参考文献

- (1) Brodersen, A. Sturmer, "Drag Prediction of Engine-Airframe Interference effects using unstructured navier-stokes calculations", AIAA 2001-2424
- (2) M.J. Aftosmis "Solution Adaptive Cartesian Grid Methods for Aerodynamic Flows with Complex Geometries" von Karman Institute for Fluid Dynamics Lecture Series 1997-02
- (3) P.R. Lahur, Nakamura, Y., "A Cartesian Grid Generation Method Considering a Complicated Cell Geometry at the Body Surface" Transactions of the Japan society for aeronautical and space sciences vol.43, No.139, 2000

表1 それぞれの解析格子の特徴

	物体非適合格子	物体適合格子	
	直交格子	非構造格子	構造格子
解析精度	△	◎	
格子生成時間	◎	○	△

表2 格子生成パラメータ

	格子分割範囲	最小格子幅
	R	dx/mac(%)
格子A	3	1.8
格子B	2	1.4

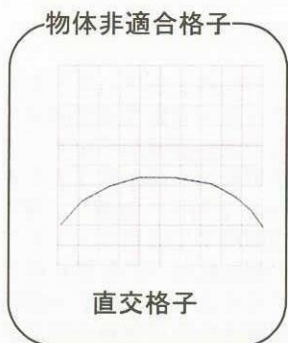
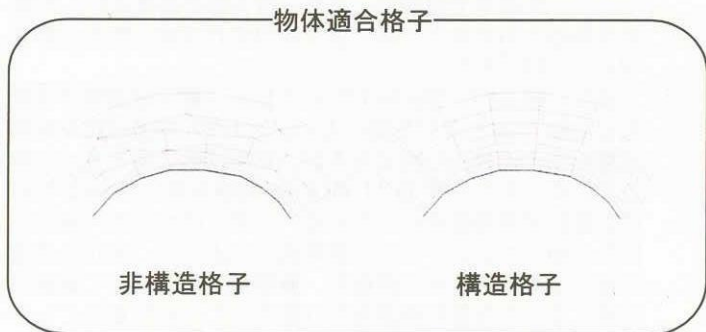


図1 流体解析に用いられる解析格子

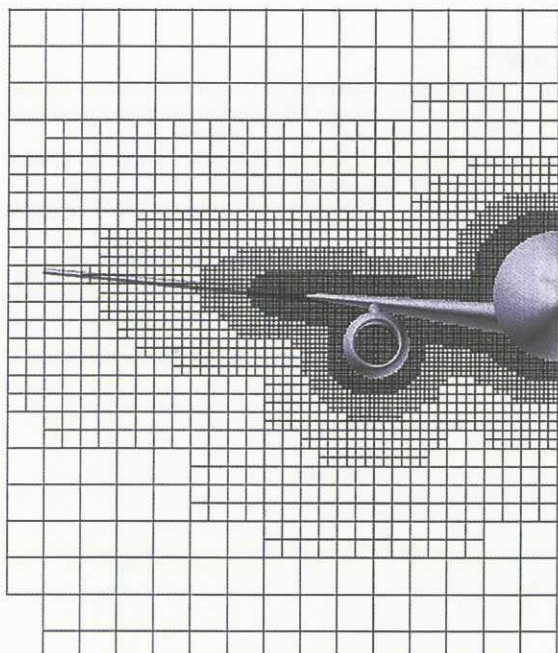


図2 マルチレベル直交格子の例

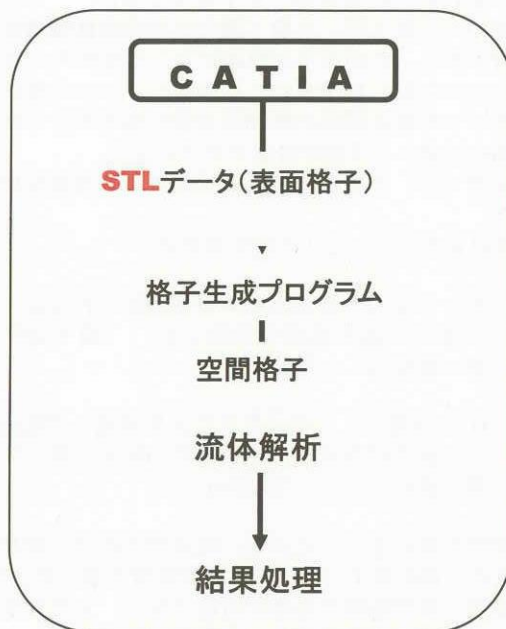


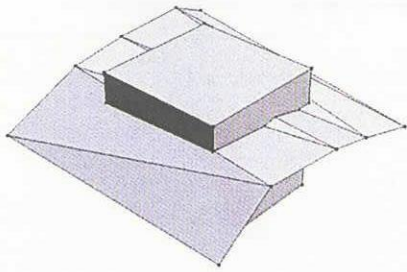
図3 直交格子を用いた解析の流れ



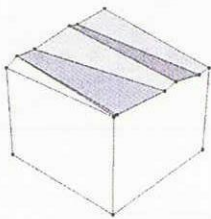
図4 STLデータ(表面格子)の例



図5 DLR-F6 模型形状



(a)



(b)

図6 カットセル手法

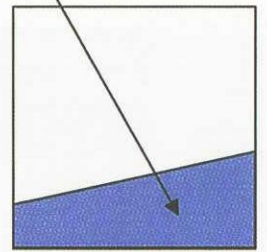
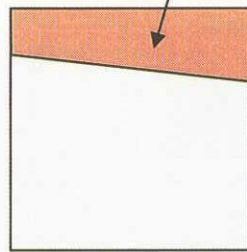
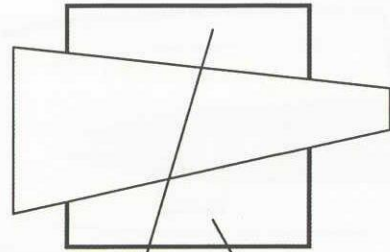


図8 主翼後縁等、薄い形状によって解析格子が複数の流体領域に分割される例 (二次元)

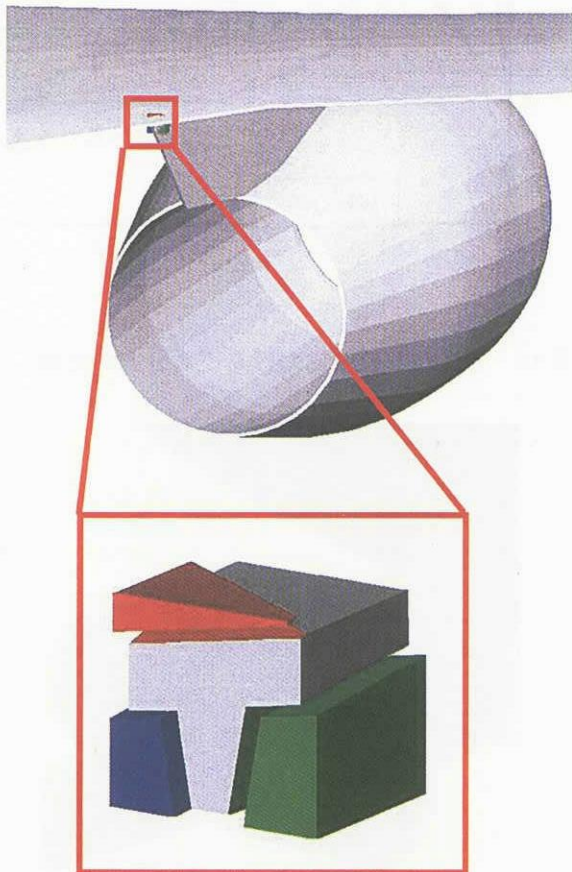
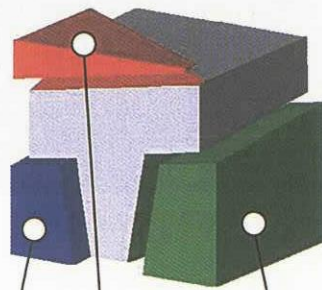
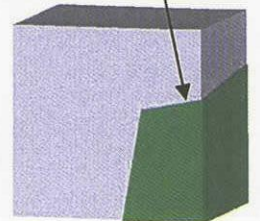
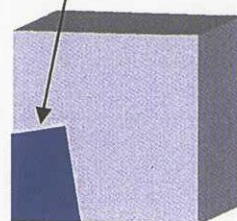
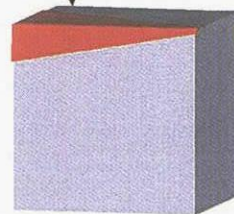


図7 DLR-F6パイロン・主翼結合部



(a)



(b)

図9 三次元形状への適用

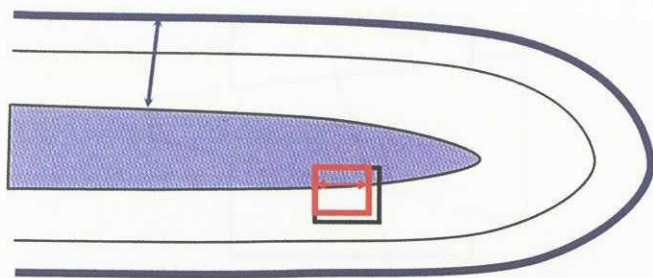
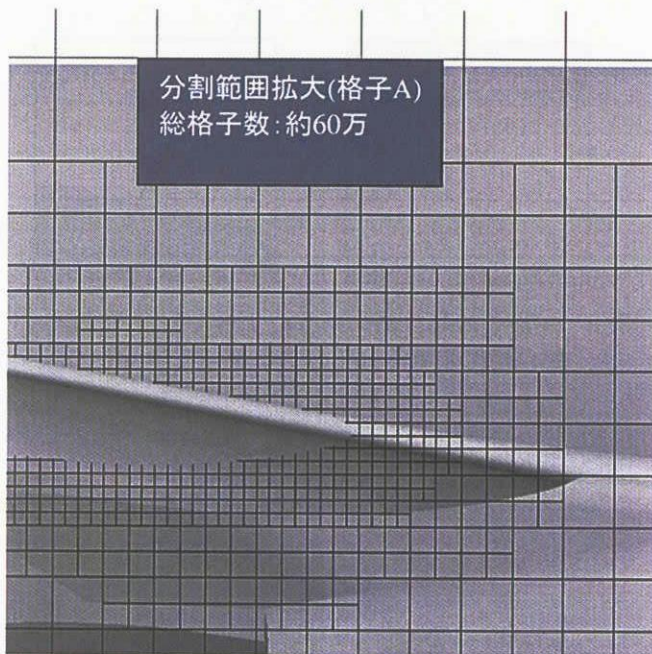
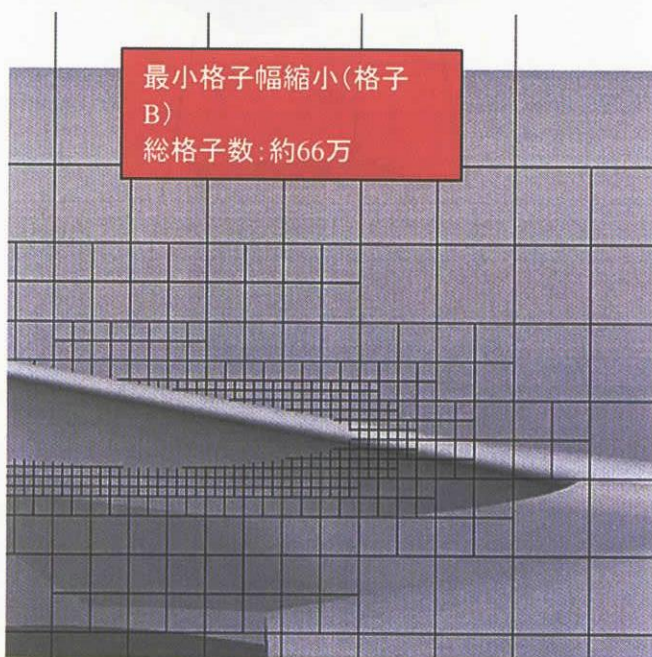


図 10 マルチレベル直交格子生成パラメータ



(a) 格子分割範囲を拡大した格子 (側面図)



(b) 最小格子幅を縮小した格子 (側面図)

図 11 異なる格子生成パラメータにより生成した解析格子

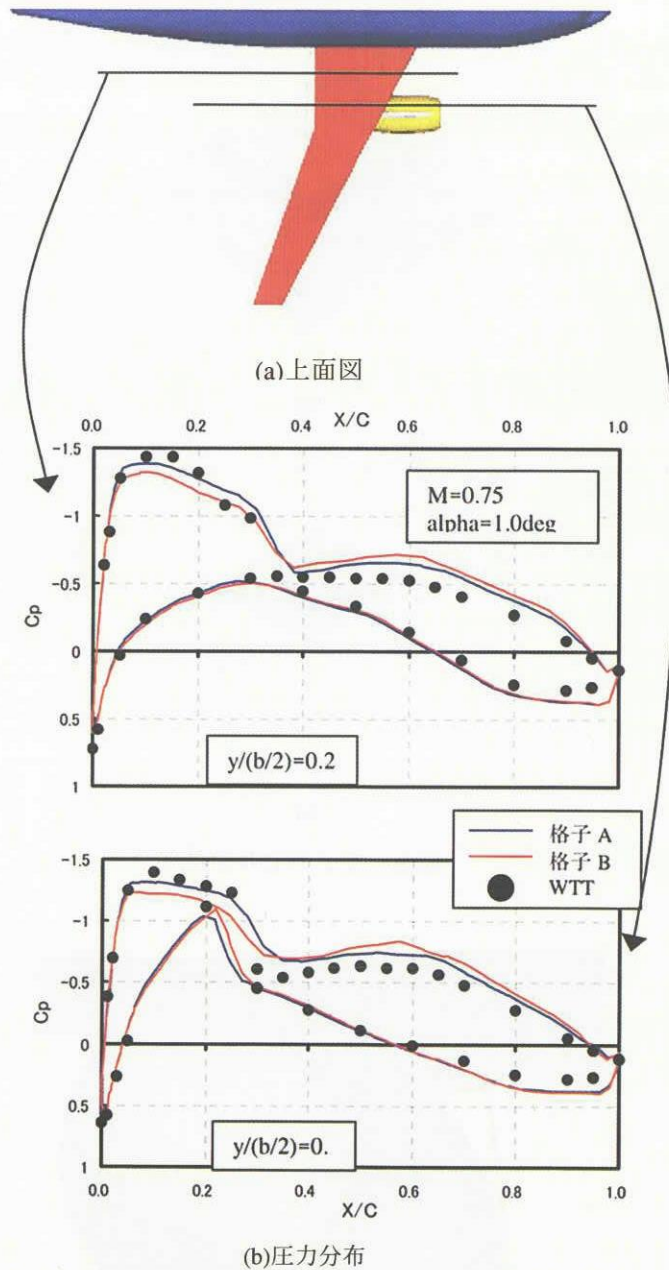


図 12 各スパン位置における圧力分布の比較

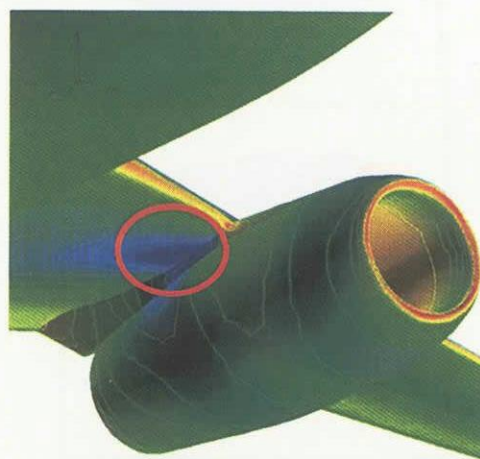


図 13 パイロン取り付け部に現れる強い負圧領域

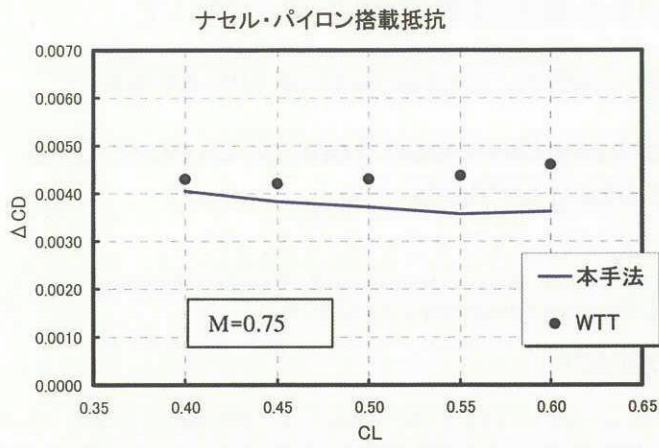


図 14 ナセル・パイロン搭載抵抗

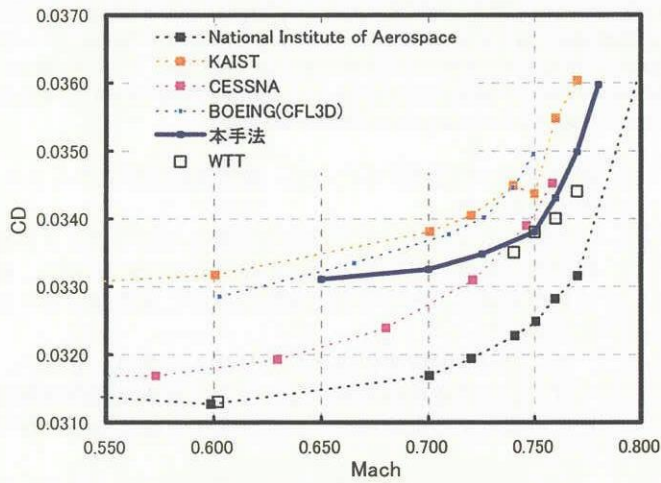


図 15 抵抗発散曲線の比較

UPACS の重合格子解析における重合境界設定手法について

松村洋祐、東田明宏、村上弘幸（みずほ情報総研）、山根 敬、高木亮治、山本一臣（JAXA 総研本部）

Improvement of the Domain Connectivity Database Tool for Overset Grid Simulations using UPACS

by
Yosuke Matsumura, Akihiro Higashida, Hiroyuki Murakami (Mizuho Information & Research Institute),
Takashi Yamane, Ryoji Takaki, Kazuomi Yamamoto (JAXA/ISTA)

ABSTRACT

UPACS (Unified Platform for Aerospace Computational Simulation), which aims to be a common CFD platform, is a solver for compressible flows around complicated geometries using the multi-block structured grid method. In order to ease application to more complicated geometries that are difficult to create structured grid as well as to solve flows parametrically which requires many geometry modifications, UPACS has been modified so that the flow solver can treat the overset grid method and a new program, "createOversetIndex", which automatically generates interpolation information on overset grid boundaries from grid files and some user-defined configuration files, has been developed in the year 2000. However, some problems have been found such as the preparation of complicated configuration files when many numbers of grid blocks are used and glitches which sometimes appear near unstructured block-to-block connections. In order to overcome the problem, a new algorithm that can generate more reliable interpolation information without bothering user's hand has been developed then the program "createOversetIndex" has been substantially modified. In this paper, the algorithm to generate interpolation information is explained, and the numerical simulation result of a film cooling flow model for a turbine blade by the overset grid method is introduced and compared to the result with the boundary fitted structured grid.

1. はじめに

CFD コード共通化プロジェクトである UPACS(Unified Platform for Aerospace Computational Simulation)は、CFD における共通的な基盤コード(プラットフォーム)を確立することを目的として開発された圧縮性流体解析コードである。UPACS では、複雑形状への対応手段としてマルチブロック構造格子を採用している。しかし、それでも複雑な形状を対象とする解析で格子生成が困難な場合がある。また、物体の移動や形状変更を伴うパラメトリック・スタディを行なうには、その都度格子全体を生成しなければならず非常に煩雑である。

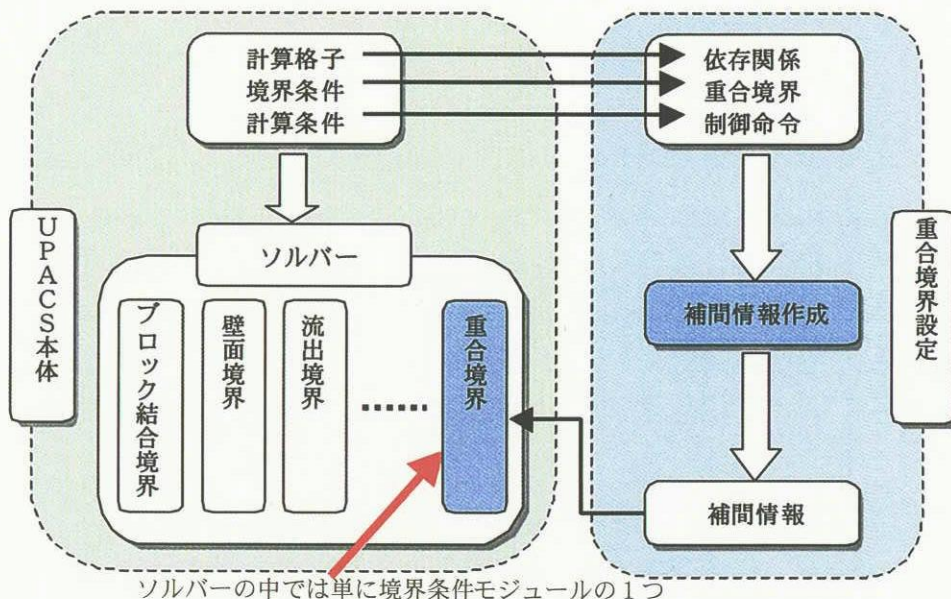
そのため、これらを簡便に行なうことを目的として、2000 年度に重合格子を用いた解析への対応が行われ、重合している格子ブロック間での補間情報をあらかじめ作成する前処理プログラム createOversetIndex が開発された。これは、ユーザが重合している格子ブロック同士を指定する定

義ファイルを記述することで、補間情報を作成するプログラムであった。

しかし、ユーザによる設定の煩雑さや格子ブロックが非構造的に接続しているときの処理などの問題があり、解析対象が多様化していく中で実際の使用に難点が出てくるようになった。

そこで、補間情報作成アルゴリズムの見直しを行い、ユーザによる設定項目を減らした上で、確実な補間情報の作成を可能とするように、プログラムの大幅な改良を行なった。

ここでは、UPACS 重合格子対応機能の改良点について示し、実際の解析への適用例によって補間情報作成アルゴリズムの妥当性を確認する。また、同一の対象に対するマルチブロック構造格子による解析例との比較を行ない、重合格子を用いた解析の有用性を検証する。



ソルバーの中では単に境界条件モジュールの1つ

Fig. 1 UPACS重合格子対応機能システム概要

2. UPACS 重合格子対応機能の概要

Fig. 1にUPACS本体と重合格子拡張部分の関係を示す。UPACSによる重合格子への対応機能は、UPACS本体の今後の改良を鑑みてUPACS本体への影響を少なくするために、補間情報作成部を独立したプログラムとしており、UPACS内部では重合による補間も境界条件モジュールの一つとして扱われるように設計されている。また、マルチブロック構造格子と重合格子(Fig. 2)との併用が可能となっている。

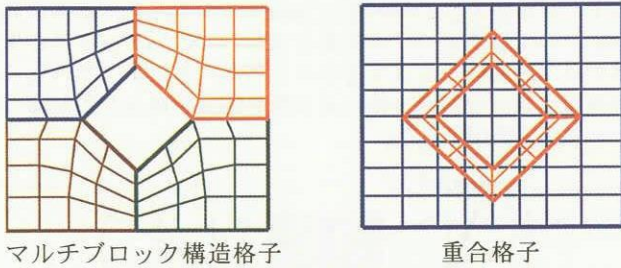
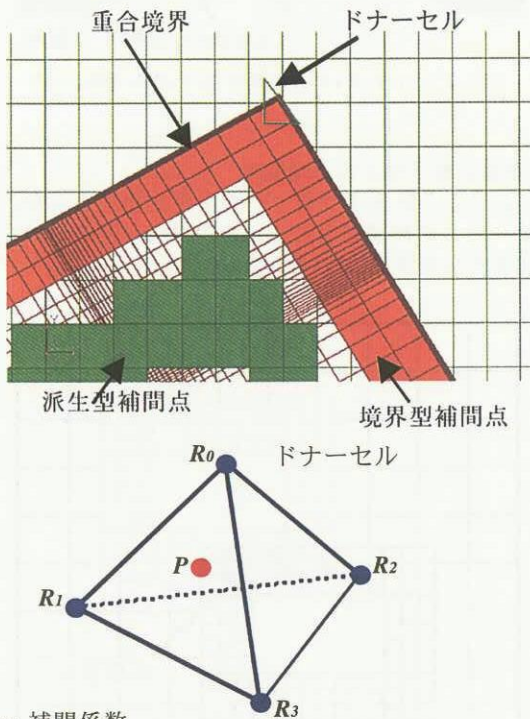


Fig. 2 マルチブロック構造格子と重合格子

Fig. 3にUPACS重合格子対応機能における補間情報を示す。UPACSによる重合格子解析での補間情報は、相手側格子セルから物理量を受け取る補間点のインデックスと、相手側格子セルに物理量を渡すドナーセルのインデックスとその補間係数からなる。補間点は、格子ブロック境界条件での指定によって重合格子側に生成される境界型補間点と、境界型補間点の配置から被重合格子側に生成される派生型補間点に分けられる。ドナーセルは補間点を内部に含む(外挿の場合には補間点に最も近い四面体であり、物理量の補間は線形補間で行なわれる。解析において例外処理なしに差分を行なうためには、補間点は双方とも最低でも二層必要となる。



s, t, u : 補間係数

$$P = R_0 + s \cdot (R_1 - R_0) + t \cdot (R_2 - R_0) + u \cdot (R_3 - R_0)$$

$$q(P) = (1 - s - t - u) \cdot q(R_0) + s \cdot q(R_1) + t \cdot q(R_2) + u \cdot q(R_3)$$

Fig. 3 UPACS 重合格子対応機能における補間情報

3. 改良項目

改良にあたっては、当初の開発時と同じく、UPACS本体への影響を最小限に留めることとした。また、ユーザーによる設定項目の削減と確実に補間情報を作成できるアルゴリズムを採用することを基本方針とした。

主な改良項目について、以下に示す。

(1) 境界型補間点の生成

境界型補間点の生成における問題は、UPACSでは境界条件の設定が格子面に対して行なわれるため、Fig. 4に示すように格子ブロックの接続によって、重合境界条件が設定されていない格子ブロックにも境界型補間点を生成しなければならないことである。これを例外処理によって行おうとすると、境界型補間点の生成が複雑なものになってしまう。

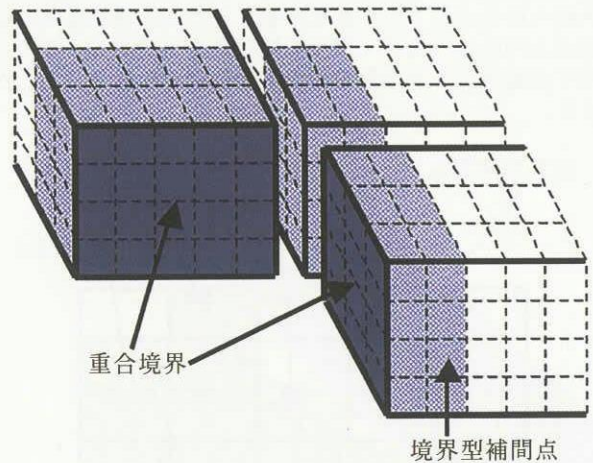


Fig. 4 重合境界条件のないブロックへの境界型補間点生成

そこで、境界情報を格子点オブジェクトにもたせた上で、異なる格子ブロックであっても同一位置の格子点は同一のオブジェクトを指すように改良した。格子セルオブジェクトは格子点オブジェクトへのポインタをもつので、重合境界条件となる格子点をもつ格子セルを境界型補間点とすることによって、例外処理を行なうことなしにすべての境界型補間点を生成することができるようになった。Fig. 5に境界型補間点の生成法を示す。

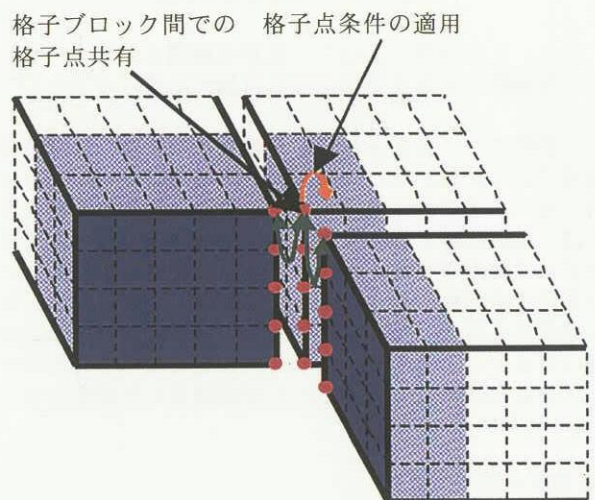


Fig. 5 境界型補間点生成法

(2) 派生型補間点の生成

論理的には、重合格子側の境界型補間点の内側に含まれる被重合格子側の格子セルすべてを補間点とすれば、解析を行なうことができる。しかし、この方法では補間点の数が膨大なものとなってしまい、前処理での補間情報の作成にも解析での物理量補間にも時間がかかりすぎて実際的ではない。重合格子側で領域指定を行なうことで補間点を合理的な数に抑えることは可能だが、各々の格子間隔に違いがある場合、適切な領域指定を行なうことは非常に困難になる。そこで、解析に必要なかつ十分な数の派生型補間点を自動的に生成するために、三角形をベースにした幾何学的方法を用いることとした。

Fig. 6 に派生型補間点の生成法を示す。まず、重合格子側で境界型補間点の一つ内側の格子セルのセル中心を使って三角形パッチを作成する。次に、この三角形パッチと交差する被重合格子側の格子セルを算出する。この交差セルの内側の格子点にフラグをもたせ、そこから境界型補間点の生成と同様の方法で、派生型補間点を生成する。これによって必要かつ十分な数の派生型補間点を生成することができる。

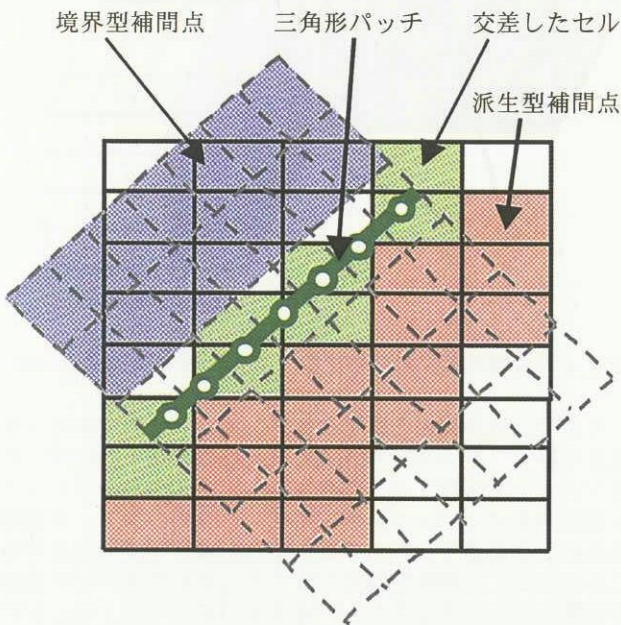


Fig. 6 派生型補間点生成法

また、この方法によって、境界型補間点のドナーセルが派生型補間点となる循環参照も自動的に避けることができる。

一般的に、三角形と格子セルの交差判定は、かなり重い処理である。しかし、三角形パッチは被重合格子ブロック内で途切れることはないため、三角形と格子セルの交差判定は三角形と格子線の交差判定に置き換えることができる。格子線は隣接する格子セルによって共有されているため、交差判定の回数を減らすことができる。また、ある三角形と交差する格子セルは必ず隣接しているため、再帰処理を用いることによって不必要な交差判定をなくすことができる。これらの性質を用いて派生型補間点の生成を高速化した。

(3) ドナーセルの検索

マルチブロック構造格子全体を四面体で分割し、補間点を内部に含む四面体を探せば、少なくともマルチブロック

構造格子に含まれる領域については、どの部分でも内挿となるドナーセルを得ることができる。構造格子を隙間なく四面体に分割することはインデックスの演算のみで可能であるが、UPACS では格子ブロックの非構造的接続を許しているため、この方法のみで全体を四面体に分割することは不可能である。しかし、マルチブロック構造格子全体を Delaunay 分割を用いて四面体分割すると実行時間がかなり長くなることが予想される。

そこで、Fig. 7 に示すように、非構造的接続や形状境界の現われる格子ブロック境界付近についてのみ、隣接する格子セルを使用して局地的に Delaunay 分割し、その他の部分については構造格子の性質を生かしてインデックスの演算のみで四面体を生成するものとした。また、ドナーセルの検索自体も包含直方体による簡易検索を組み合わせることによって高速化した。

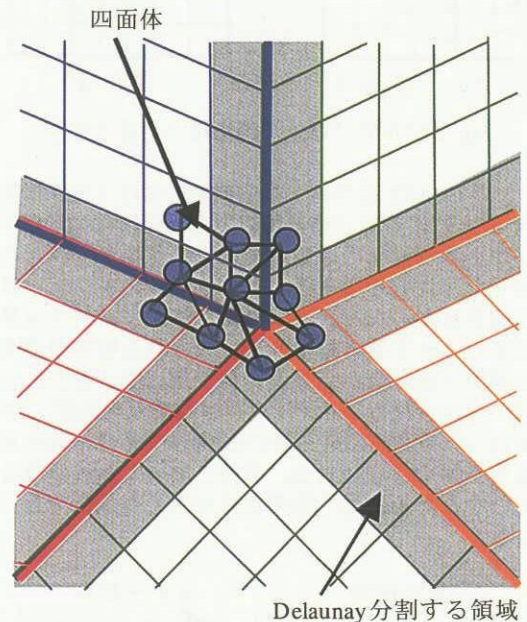


Fig. 7 マルチブロック構造格子の四面体分割

(4) 多重重合格子セルの自動抽出

Fig. 8 のように格子ブロックが多重に重なる場合、複数のドナーセルの候補が生じる。この場合、どのドナーセルを使用するかを決定しなければならない。

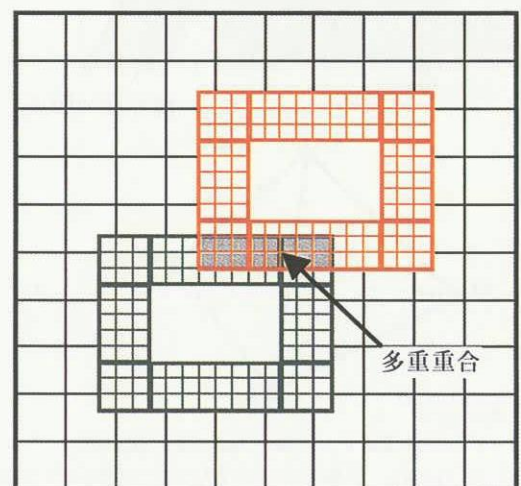


Fig. 8 多重重合の模式図

従来の方法では、ある格子ブロックにある補間点がどの格子ブロックにあるドナーセルを使用するかを優先度をユーザが設定していた。そのため、解析対象が多様化し、格子が多数の格子ブロックから構成されるようになるにつれて設定が煩雑になってきた。格子ブロックをさらに小さな領域に分割し、その領域に対して優先度を設定することもできたが、この分割が六面体領域しか許していなかったため、複雑に重なっている場合には非常に多くの領域に分割する必要があった。

そこで、あらかじめ多重重合となる格子セルを探し、これらを重合相手格子ブロックによって分類し、自動的に点群としてグルーピングするようにした。これによってユーザは、多重重合がある場合にのみ、点群に対して、どの格子ブロックを優先するかを設定するだけで補間情報を作成できるようになった。Fig. 9 に優先度の設定に使用するファイルのサンプルを示す。

# block-group	target blocks...
003-001	1 6
003-002	1 8
005-001	1 6
006-001	1 3
006-002	1 5

↑ 点群番号
格子ブロック番号

↑ 包含セルが含まれる
格子ブロック番号
(優先度順)

Fig. 9 優先度設定ファイル

(5) 格子のキメラ化

Fig. 10 のように多重重合が起こっている場合、補間点の一部が計算領域の外側に出ることがある。このような複数の形状が接近している多重重合のケースについても合理的な補間情報が作成されるように、格子の一部を切り取ってキメラ化する機能を追加した。

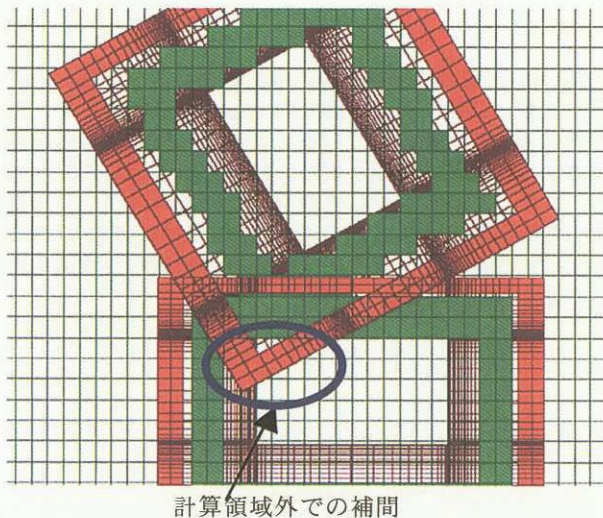


Fig. 10 補間点が計算領域外になる多重重合

格子のキメラ化は、三角形パッチ面を与えることによって行なう。ユーザによって指定された格子ブロックグルー

プ内においてこの三角形パッチ面と交差する格子セルを求め、内側の格子点にフラグをもたせる。そこから派生型補間点の生成と同様の方法で境界型補間点を生成する。Fig. 11 にこの機能を使用した際の補間点の分布を示す。

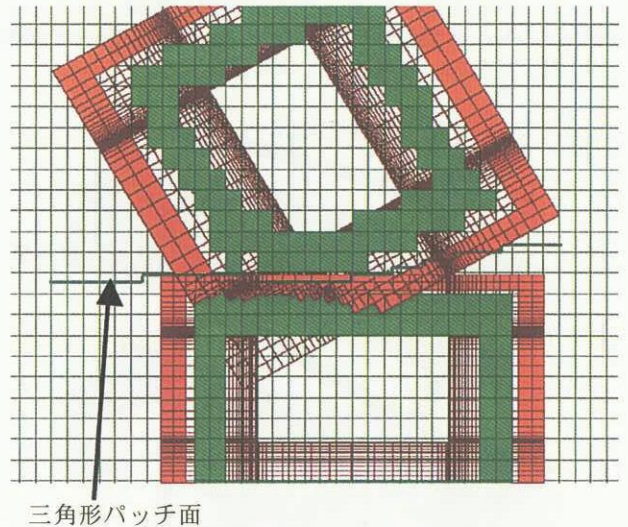


Fig. 11 格子のキメラ化

また、形状が複雑な場合には必要とされる三角形パッチ面を手動で作成することは困難であることが予想される。そこで、三角形パッチ面を自動生成するプログラム createChimeraPatch を別途開発した。このプログラムは、形状を含む領域にデカルト格子を生成し、各々の形状をソースとシンクと見做して拡散方程式を解き、そのコンターに沿った三角形パッチを生成するものである。これによって、各々の構造物からほぼ等距離にある三角形パッチ面を自動的に生成することが可能となる。Fig. 12 に三角形パッチ生成の様子を示す。

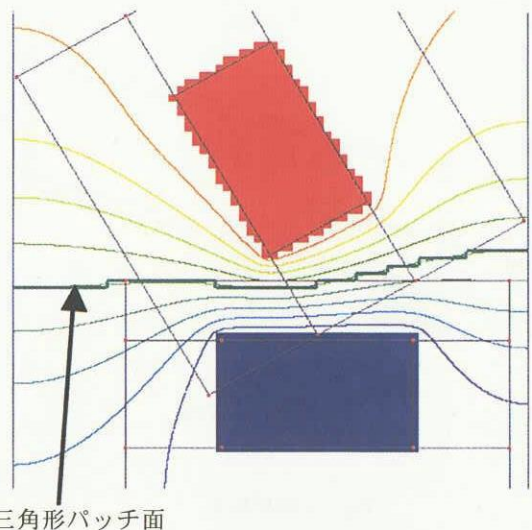


Fig. 12 三角形パッチの自動生成

4. 適用例

改良した重合格子対応機能の適用例として、タービン翼冷却空気流れの解析を重合格子を用いて行なう。補間情報作成アルゴリズムの妥当性を確認する。さらに、マルチブロック構造格子のみを用いて同一対象についての解析を

行なった上で両者の結果を比較し、重合格子解析の有用性を検討する。

Fig. 13 に解析対象となるタービン翼冷却最小単位を示す。一般にタービン翼の外壁は二重になっており、内側壁面のインピンジ孔を通った冷却空気が外壁の裏側にあたって冷却したのち、外壁に開けられたフィルム孔を通じて翼面にフィルムを形成して高温ガスから保護する。

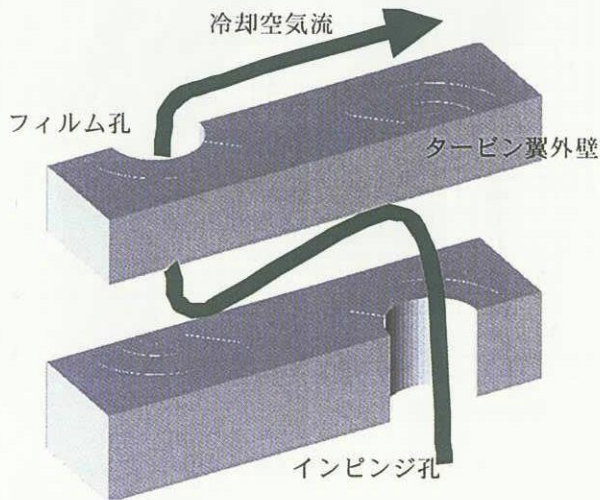


Fig. 13 タービン翼冷却最小単位

Fig. 14 に解析体系を示す。タービン内部を流れる高温ガス流は左から流入して右に流出する。冷却空気は下方から導入される。Fig. 15 に重合格子を用いた解析に使用した格子図を示す。この解析では、高温ガス流、プレート間、冷却空気の導入部の単純な直交格子と、孔の部分にある半円柱状の格子を重合格子とした。孔の部分については、出入口の流れをよりよく捉えるために、孔の径よりも大きい格子を結合させた。この結合させた格子に対して重合境界条件を設定した。

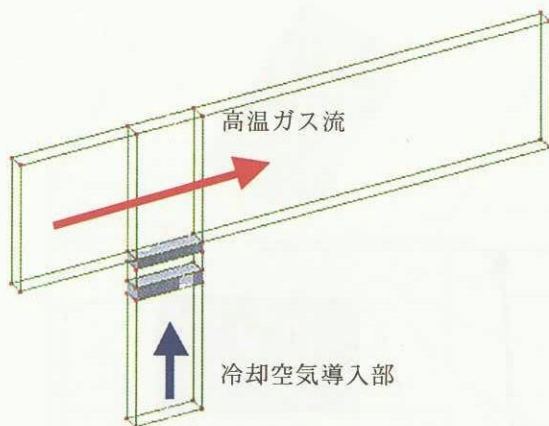


Fig. 14 解析体系

格子ブロック数 : 41ブロック
格子点数 : 約22万点

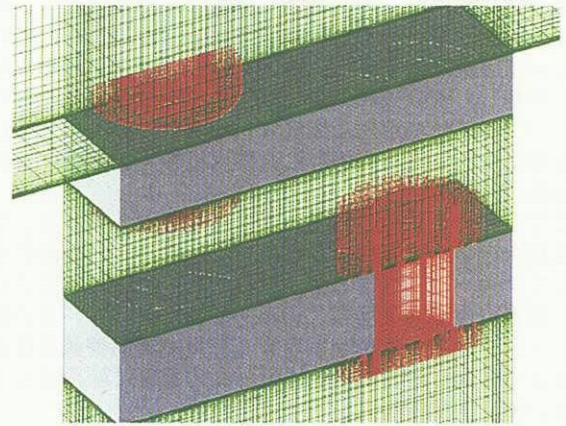


Fig. 15 重合格子図

Fig. 16 に createOversetIndex を使用して求めた補間情報のうち、補間点の分布図を示す。設定された重合境界条件に対応して孔の部分の重合させた格子側に境界型補間点が、直交格子側に派生型補間点が、それぞれ正しく二層生成されている様子がわかる。

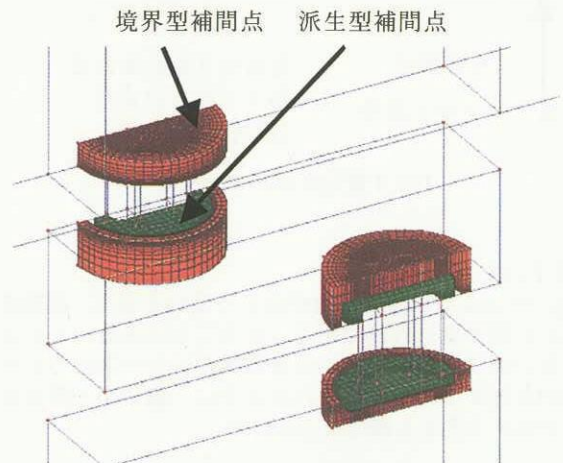


Fig. 16 補間点分布図

Fig. 17 に重合格子を用いた解析におけるフィルム孔およびインピンジ孔の断面位置での Mach 数分布を示す。重合境界付近で値が連続していることより、作成された補間情報による物理量の補間が正しく行なわれていることがわかる。また、インピンジ孔を通過した流れの外壁プレート裏側への衝突やフィルム孔を通過した流れからのフィルムの形成というタービン翼冷却空気流れの特徴的な構造もきれいに捉えられている。

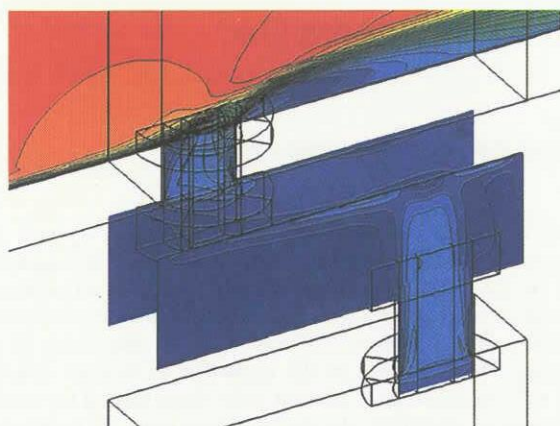


Fig. 17 重合格子解析での Mach 数分布

ここで、Fig. 18 に同一対象についてマルチブロック構造格子のみを用いて解析を行なった結果を示す。Fig. 17 と Fig. 18 を比較して、両者に大きな差異は見られない。このことより、重合格子を用いた解析は、マルチブロック構造格子のみを用いた解析と同様に妥当性があるといえる。

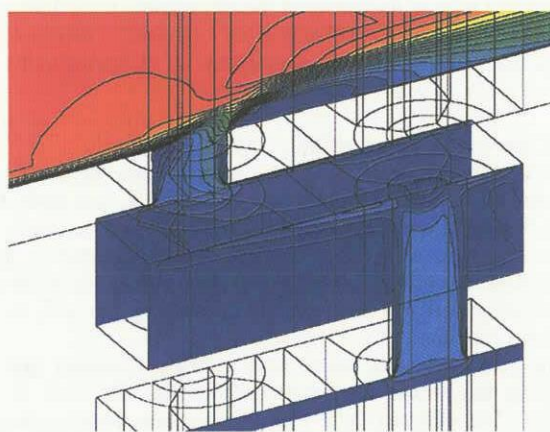


Fig. 18 マルチブロック構造格子解析のみでの Mach 数分布

Fig. 19 にマルチブロック構造格子のみでの解析に使用した格子図を示す。Fig. 15 と Fig. 19 を比較すると、マルチブロック構造格子のみで格子を作成する場合、形状境界の間を滑らかに繋ぐために、多数の格子ブロックが必要となるのがわかる。そのため、重合格子を用いるほうが格子作成が容易なものとなる。また、マルチブロック構造格子のみでは、境界に格子を寄せた際にその影響が遠方にまで届いてしまうため、格子点数も膨大になる。格子点数はそのまま解析実行時間に影響を与えるため、少ないほうが有利である。以上のことより、重合格子を用いた解析の有用性を示すことができる。

また、タービン翼の空気冷却の性能評価には、冷却空気の孔の大きさや位置を変えてパラメトリック・スタディを行なうことが必要となる。このような解析に重合格子を利用することによって格子作成の労力、ひいては性能評価全体にかかる時間を大幅に削減することができる。

格子ブロック数 : 70ブロック
格子点数 : 約38万点

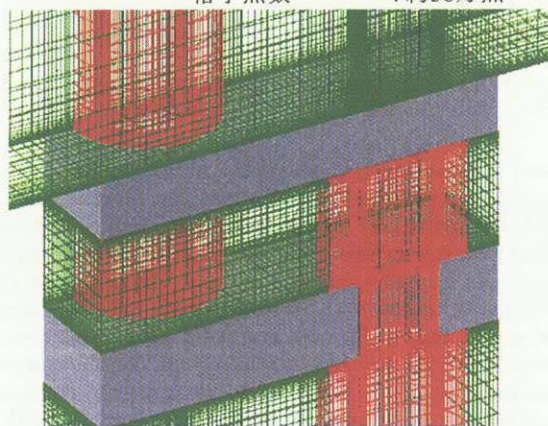


Fig. 19 マルチブロック構造格子図

5. まとめと今後の課題

UPACS 重合格子対応機能について、ユーザの指定によらない自動的かつ確実な補間情報の作成を目的として、補間情報作成アルゴリズムを見直し改良を行なった。また、改良した重合格子対応機能を実問題に適用して、改良したアルゴリズムの妥当性を確認した。さらに、重合格子を用いた解析結果とマルチブロック構造格子を用いた解析結果を比較し、重合格子を用いた解析の有用性を確認した。

今後は、より大規模かつ複雑な形状を扱う問題について、格子のキメラ化を用いた解析を含む実証を行い、本手法の評価と改良を進める予定である。また、解析時間の短縮のため、補間情報作成のさらなる高速化を図る必要がある。高速化は、移動境界問題への適用も視野に入れると必須なものとなる。

さらに、UPACS 重合格子対応機能をより使いやすくするために、インタラクティブな条件設定機能、補間点やドナーセルの可視化機能、重合格子付近での繋がりを考慮した解析結果の可視化機能を含む GUI ツールを整備することも検討している。

参考文献

- 1) 牧田、高木、"UPACS の重合格子対応方法と適用例"、航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム 2001 論文集(航技研特別資料 SP-53)
- 2) Suhs, N. E., Rogers, S. E., and Dietz, W. E., "PEGASUS 5: An Automated Pre-Processor for Overset-Grid Cfd," AIAA 2002-3186

Flow Simulation Method based on Hexahedra Grid

by

Paulus R. Lahur

Institute of Space Technology and Aeronautics, Japan Aerospace Exploration Agency

ABSTRACT

Research in automatic grid generation around realistic 3D geometry is being conducted in Japan Aerospace Exploration Agency. This research aims at reducing the time required to generate computational grid for inviscid as well as viscous flow simulations. The method is based on hexahedra grid method, as the extension of Cartesian grid method. As the result, the method inherits significant advantages of Cartesian grid: it is automatic and fast. Because an efficient viscous flow simulation requires grid with high aspect ratio near solid surface, a hybrid with prismatic grid is necessary. The hexahedra grid extends naturally to this approach, because there is consistency in grid topology (both Cartesian and prismatic grids have the same hexahedral shape). The main idea of the method is as follows: construct Cartesian grid, remove the cells near solid surface, and construct hexahedral cells based on the Cartesian cells' faces toward the surface. Note that both grids are not constructed from the solid surface. This leads to another advantage: the method is not sensitive to defects in solid surface (e.g. crack, overlap), because it actually reconstruct the solid surface grid. However, because of the way the hexahedral cells are constructed (simple projection from Cartesian grid cells' faces toward solid surface), there is a disadvantage: it can not capture sharp concave features. A method to overcome this problem is devised in the present research. This paper provides the summary of the method being developed as well as some current results.

1. Introduction

This research is motivated by the fact that grid generation for a complex, 3D geometry is still a major bottleneck in CFD, especially for the case of structured grid, where significant amount of time and manual labor is required. Our objective is to automatically generate grid suitable for inviscid and viscous flow computation within a short time.

A number of grid generation methods were considered. Some methods are body-fitted, i.e. they are generated from the solid surface outward, such as structured grid,¹ prismatic grid,² and tetrahedron-based unstructured grid.³ The other is non-body-fitted approach, usually known as Cartesian grid.^{4,5} For automatic grid generation, usually tetrahedron-based unstructured grid or Cartesian grid is employed.

In computation of viscous flow, especially at high Reynolds number, we have a strict requirement for the grid near solid boundary. This flow region is best handled by prismatic grid. Consequently, it is common to take the hybrid approach: one grid to resolve boundary layer, and either tetrahedron-based unstructured grid^{6,7} or Cartesian grid⁸⁻¹³ to resolve the rest of the domain.

A hybrid between Cartesian grid and prismatic grid is chosen in this study. There are two options in constructing the interface between the two grids: cutting the Cartesian grid cells to fit the prismatic grid (which is constructed from solid surface),⁸⁻¹⁰ or constructing the prismatic grid from Cartesian grid toward the solid surface.¹¹⁻¹⁵ The second approach is chosen because it produces only hexahedral cells. In contrast, the first approach results in cutcells of polyhedral shape, with less regular size and shape distribution, which is not desirable in viscous computation (Fig. 1). This also simplifies the grid generation algorithm, because the uniformity in grid topology allows one to worry about geometric issue only (in the cutcell approach we have to compute both topology and geometry). Another significant advantage is that the approach tolerates a certain degree of defects in solid surface definition, such as overlaps or small gaps, which can reduce the effort necessary to clean up the geometry obtained from CAD. In fact, the method reconstructs the solid surface grid. The grid generation method will be discussed in more detailed in the following.

2. Grid Generation

The main procedure of the grid generation is as follows:

- 1) Generate Cartesian grid
- 2) Remove Cartesian cells near solid surface
- 3) Construct surface grid
- 4) Construct hexahedra layer

5) Recover features

The solid surface taken as input by the present implementation of this method is assumed to be in its discretized form. The output grid is in an unstructured format, suitable for a flow solver developed in-house, UPACS-UGS (Unified Platform for Aerospace Computational Simulation - Unstructured Grid Solver).

2.1. Cartesian Grid Generation

Generating Cartesian grid is a simple task, since the grid follows the Cartesian coordinate system (i.e. non-body-fitted grid). To increase local resolution, a cell is divided into eight sub-cells. This type of local refinement can be handled easily by octree data structure. Each cell points at its parent and children. A neighboring cell can be found by traversing the tree to find common ancestor.

The grid generation starts with a single Cartesian grid cell covering the whole computational domain. The cell is then refined. The children cells that intersect the body surface are subsequently refined until a certain grid resolution is achieved. To ensure smooth transition between cell sizes, the neighboring cells within a certain distance are also refined. Further refinement takes place around curved body surface, which is determined by evaluating the angle between surface elements intersecting a Cartesian grid cell. If the angle between the normal vectors of any two faces i, j is greater than a specified value, then the cell needs to be refined. In terms of dot product, this can be expressed as follows.

$$\min(\hat{n}_i \cdot \hat{n}_j) < \cos(\theta_{\max}), \quad \forall i, j, \quad i \neq j \quad (1)$$

Another tree data structure, Alternating Digital Tree (ADT),¹⁴ is also used to speed up the process in finding the faces of solid surface grid possibly intersected by a given Cartesian grid cell.

2.2. Cartesian Grid Cell Removal

For computational grid, only the Cartesian grid cells that do not have children are used. Thus, all parent cells are removed. Additionally, the following Cartesian grid cells are also removed:

- 1) all cells inside the solid
- 2) all cells intersected by the solid surface
- 3) some cells around solid surface, to allow for some space in hexahedra layer construction

The third point needs further consideration, because simply removing cells within a certain distance from the solid surface may cause problem at later stage, particularly during the

construction of surface grid. A “proper” surface may not touch, or worse, intersect itself. In other word, at any given point on the surface, the neighborhood of the point is topologically like a disk. Thus there are certain cell configurations that are not allowed, as shown in Fig. 6. For the configuration at the bottom left, for example, a point at the shared edge does not have a disk topology. In the current implementation, check for illegal cell configuration is performed, and when found, removed. The logic to perform this task can be rather tricky, because the cells may belong to different level of refinement. The sample result of this stage is shown in Fig. 2.

2.3. Surface Grid Construction

The outer faces of the remaining Cartesian grid cells now form the boundary surface of computational domain. The portion close to the original solid surface forms a surface grid. As discussed previously, this surface has a proper topology. It is also watertight and its elements have regular size and shape. Geometrically, the surface is an approximation of the original solid surface, albeit a poor one, due to its stair-like appearance. Nevertheless this surface forms the basis for the next steps, which will successively improve the level of approximation.

Winged-edge data structure¹⁵ is used to represent the surface. This structure is widely used in surface modeling. The structure is known for its efficiency in adjacency search (a search of any item adjacent to any item, where an item can be a node, a face, or an edge).

The surface grid is then smoothed to make the subsequent step easier. To obtain the new position (x) of a vertex, a weighted average of the surrounding faces’ center coordinates are computed, as in Eq. (2).

$$x_v^{new} = (1-w)x_v + w \frac{\sum d_{vf}^p x_f}{\sum d_{vf}^p} \quad (2)$$

where the subscript v indicates a vertex, f indicates face surrounding the vertex, and d_{vf} is the distance between the vertex and the face center. The weighting factor w is set to 0.5, and the power p is usually taken as unity. The smoothing is carried out 5 times.

To further enhance the quality of the grid, after each smoothing step, the hanging node is repositioned so that it is exactly in the middle between its two opposing neighbor nodes. The sample result of the smoothing is shown in Fig. 3.

2.4. Hexahedra Layer Construction

A layer of hexahedra grid cells is generated on the surface grid. Initially, the new surface of the layer coincides with the old one (thus the layer has zero thickness). Then each node of the new surface is “projected” onto the solid surface. The projection is carried out simply by moving a node to the closest location on the solid surface.

The search for solid surface elements that are candidates for projection can be performed at reasonable speed because the elements are already stored in ADT. The actual distance computation is performed only for these candidates. The sample result is shown in Fig. 4.

Having done this, prismatic layers can be constructed by dividing the layer as appropriate, as shown in Fig. 5. In some cases, however, the thickness of the layers is not sufficient to capture the whole boundary layer of the flow. To increase the thickness, it is necessary to deform the surrounding Cartesian grid cells outward, or to allocate more space during the Cartesian grid removal step. This will be considered in future work.

Note that the simple projection works even if the solid surface contains defects such as overlap, small gap, or even internal elements, because it always ignores the elements that are located farther away than other elements, as in Fig. 7. However, this is

also the source of the method’s biggest weakness: capturing concave features. In some cases, this may not be a problem. One case is when high fidelity of solid boundary representation is not very important, usually when the flow is dominated by separation around blunt objects. Another is when the feature is rounded, so further grid refinement may be sufficient to capture the feature. Alternative approach is required, however, when the concave feature is also sharp, hence grid refinement is not a practical choice. This is the subject of the next step: feature recovery.

2.5. Feature Recovery

First the features of the solid surface is extracted. A feature consists of a series of edges. An edge of a feature is shared by two faces whose normal vectors form an angle greater than a specified value.

Next, we need to determine the faces of the surface grid that fails to capture the solid feature. An estimate of approximation error, e , is used. After projection, the position of a surface grid’s vertex is exactly on the solid surface. It is reasonable to guess that the worst approximation error is somewhere around a face center. Thus the face center is chosen as a convenient location to estimate the maximum approximation error. In Eq. (3), the distance from the face center to the solid surface, d_s is used for this purpose. Note that the value is normalized using the characteristic length of the element (estimated from its area), in order to put more weight on small elements, which are supposed to capture the solid surface better than the larger ones. A face is said to have a large value of error if it exceeds a threshold value, which is determined from the mean value and standard deviation of the error distribution, as shown in Eq. (4). Here the constant c is taken as unity.

$$e_i = \frac{d_{si}}{\sqrt{A_i}} \quad (3)$$

$$e_i > \bar{e} + c e_{sdev} \quad (4)$$

Now we have a set of features and a set of surface grid’s faces that have large approximation error. Shown in Fig. 8 is the case where there is one feature and a set of faces. The method to capture the feature is as follows:

- 1) Capture the endpoints of the feature by moving the closest vertex to these points.
- 2) Capture the feature curve by traversing from the starting vertex obtained in 1) to the other.

3. Flow Solver

The flow solver is based on finite volume method for Euler equations, currently under extension to Navier-Stokes equations. It is capable of handling a cell of arbitrary shape, in an unstructured format. A cell is allowed to have any number of faces. The face, in turn, can have any number of vertices, which can be listed without any particular order. Thus, all types of cell described above can be treated by this flow solver as a general case. A major advantage of the unified approach is that the code can be streamlined, and no modification is necessary when other types of cells are to be used in the future.

At its present state, both explicit and implicit methods are available for time integration, whereas for flux computation, Roe and AUSMDV methods are used. To achieve second order accuracy, the solution at cell center is extrapolated to cell face. The flow solution gradient is computed using a least square method, which is particularly well suited for unstructured grid containing cells of irregular shape.

4. Results

The grid generation algorithm outlined above has been successfully applied in the following cases. All grid generations are automatic, and the time consumed is quite reasonable. All results exhibit globally smooth and fine grid, although in some region such as wing's leading edge, especially toward the tip, refinement is still not sufficient. At this stage, the flow solution is shown only to demonstrate the integrity of the grid. A study of the solution accuracy will be performed later.

4.1. ONERA M6 Wing

This is a simple case, because the solid surface is either convex or flat. The number of cells, faces, and vertices are around 600,000, 1,900,000, and 700,000 respectively. The time to generate the grid is less than 15 minutes (CPU time). The grid is shown in Figs. 2-5 during the generation process, and the final grid is in Fig. 9. The pressure distribution is shown in Fig. 10, which suggests that the well-known lambda-shaped shock pattern on upper surface is captured.

4.2. ONERA M5 Aircraft Model

This is a more difficult case, because now we have concave region in the wing-fuselage junction. However, since the concave feature is rounded, it can be handled simply by refining the cells in that region. The final grid is shown in Figs. 11-13. In Figs. 12 and 13 we can see that the fillet in wing-fuselage junction is well captured. Other fillets in the horizontal-tail junction and vertical-tail junction are also captured. The number of cells, faces and vertices are around 400,000, 1,100,000, and 400,000, respectively. The time to generate is less than 15 minutes. The flow solution is shown in Fig. 14. As before, the lambda-shaped shock pattern is also captured.

4.3. DLR F6 Aircraft Model

This is a difficult case, because there are sharp concave regions in the wing-fuselage junction and the engine pylon junctions. The final grid is shown in Figs. 15-18. The grid contains around 800,000 cells, 2.6 million faces, and 1 million nodes. The surface mesh contains 124,000 faces. The time to generate is around 30 minutes. Note that even though the grid is reasonably fine around the features, improvement is still needed, as can be seen in Fig. 16. In Fig. 17, the feature lines of the solid surface are shown, together with faces of large approximation error (which can be seen as dark spots), as computed using Eqs. (3,4). These faces appear most prominently in the regions of wing-fuselage junction, pylon junctions, engine inlet, and the leading edge of the outboard wing. Of these regions, only the junctions are sharp feature. The other regions are rounded, but they are still not sufficiently resolved. This demonstrates that the error indicator, Eqs. (3,4), is quite effective in pinpointing the problematic area. The traversing method captures the feature cleanly, as shown in Fig. 18.

5. Concluding Remarks

A hexahedra grid generation method has been presented. The results suggest that the method is quite effective. It is automatic and fast. It is also quite robust, at least for the class of geometries tested here. As a future work, we would like to be able to capture sharp features of more complex geometry, and to improve the overall grid quality, especially in the concave region, as well as the region interfacing Cartesian grid and prismatic grid. The assessment for proper construction of prismatic grid is also currently underway, together with the completion of the extension to viscous flow solver. Higher order projection is also being considered, because in some cases, the original solid surface grid (on which the re-meshing is performed) may not be fine enough. By incorporating these points, we believe the method can still be improved significantly.

References

- 1) Yamane, T., Yamamoto, K., Enomoto, S., Yamazaki, H., Takaki, R., and Iwamiya, T., "Development of A Common CFD Platform – UPACS," Proc. Parallel CFD 2000 Conf., Elsevier Science, 2001, pp. 257-264.
- 2) Kallinderis, Y. and Ward, S., "Prismatic Grid Generation for Three-Dimensional Complex Geometries," AIAA Journal, Vol. 31, No. 10, 1993, pp.1850-1856.
- 3) Lohner, R., "Generation of Unstructured Grids Suitable for RANS Calculations," AIAA-99-0662, 1999.
- 4) Aftosmis, M.J., "Solution Adaptive Cartesian Grid Methods for Aerodynamic Flows with Complex Geometries," VKI Lecture Series, 1997-02, 1997.
- 5) Lahur, P.R. and Nakamura, Y., "Anisotropic Cartesian Grid Adaptation," AIAA 2000-2243, 2000.
- 6) Ito, Y. and Nakahashi, K., "Unstructured Hybrid Grid Generation based on Isotropic Tetrahedral Grids," AIAA 2002-0861, 2002.
- 7) Kallinderis, Y., Khawaja, A., and McMorris, H., "Hybrid Prismatic/Tetrahedral Grid Generation for Viscous Flows around Complex Geometries," AIAA Journal., Vol. 34, No. 2, 1996, pp. 291-298.
- 8) Leatham, M., Stokes, S., Shaw, J.A., Cooper, J., Appa, J., and Blaylock, T.A., "Automatic Mesh Generation for Rapid-Response Navier-Stokes Calculations," AIAA 2000-2247, 2000.
- 9) Deister, F. and Hirschel, E.H., "Adaptive Cartesian/Prism Grid Generation and Solutions for Arbitrary Geometries," AIAA 99-0782, 1999.
- 10) Karman, S.L.Jr., "SPLITFLOW: A 3D Unstructured Cartesian/Prismatic Grid CFD Code for Complex Geometries," AIAA 95-0343, 1995.
- 11) Tchou, K.F., Hirsch, C., and Schneiders, R., "Octree-based Hexahedral Mesh Generation for Viscous Flow Simulations," AIAA 97-1980, 1997.
- 12) Wang, Z.J. and Chen, R.F., "Anisotropic Solution-Adaptive Viscous Cartesian Grid Method for Turbulent Flow Simulations," AIAA Journal, Vol. 40, No. 10, 2002, pp. 1969-1978.
- 13) Wang, Z.J. and Srinivasan, K., "An Adaptive Cartesian Grid Generation Method for 'Dirty' Geometry," Int. J. Numer. Meth. Fluids, Vol. 39, 2002, pp. 703-717.
- 14) Bonet, J. and Peraire, J., "An Alternating Digital Tree (ADT) Algorithm for 3D Geometric Searching and Intersection Problems," Int. J. Numer. Meth. Eng., Vol 31, 1991, pp. 1-17.
- 15) Baumgart, B.G., "Winged-edge Polyhedron Representation for Computer Vision," National Computer Conference, 1975. Also available from: <http://www.baumgart.org/winged-edge/winged-edge.html>

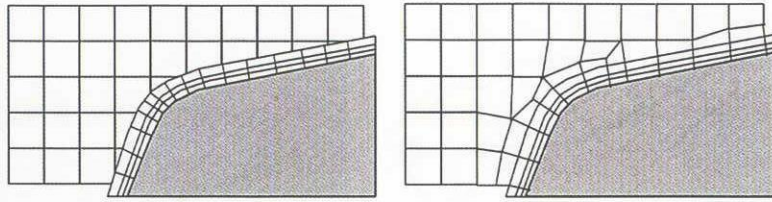


Figure 1. Cartesian grid with prismatic layers: (left) cutcell approach, (right) hexahedra approach.

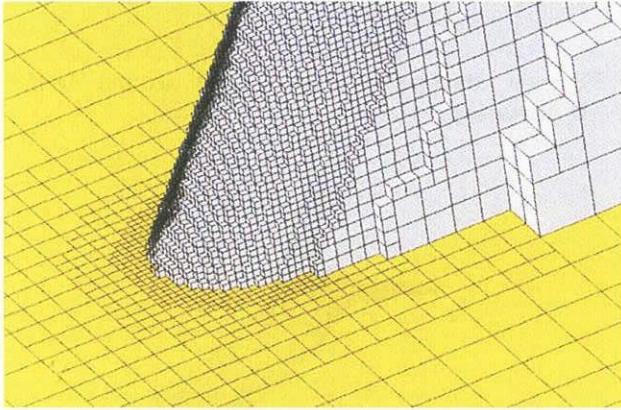


Figure 2. Surface grid from Cartesian grid front.

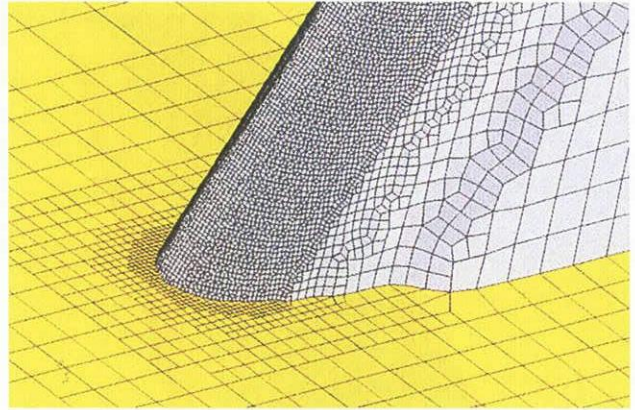


Figure 3. Smoothed surface grid.

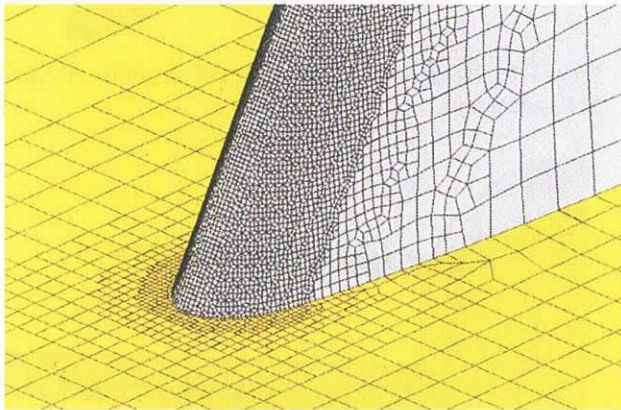


Figure 4. Hexahedra layer.

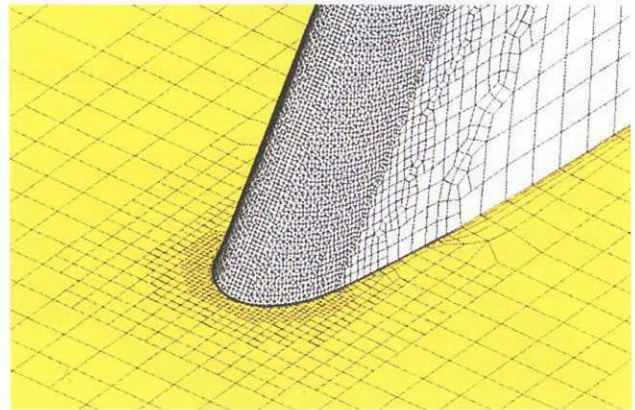


Figure 5. Prismatic layers.

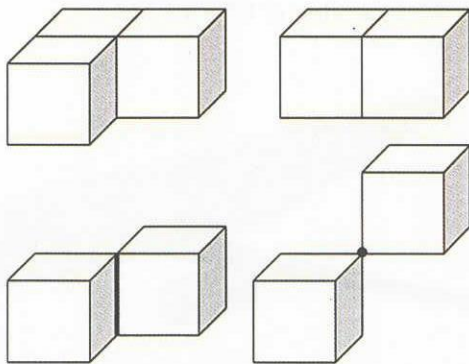


Figure 6. (top) Legal cell configuration, (bottom) illegal cell configuration.

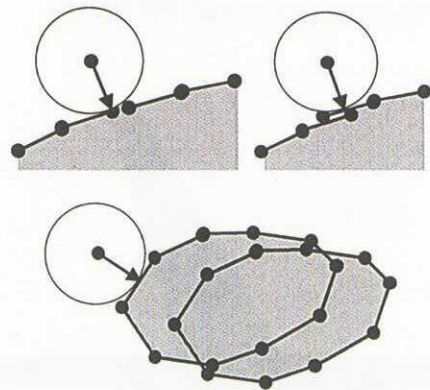


Figure 7. Projection in the case of gap, overlapped elements, and internal elements.

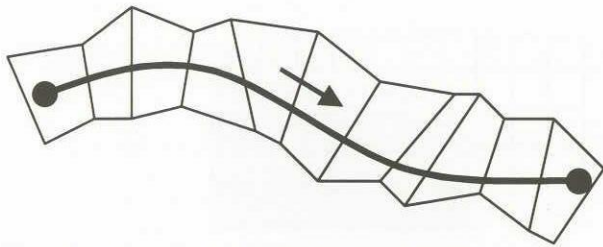


Figure 8. Feature recovery by traversing.

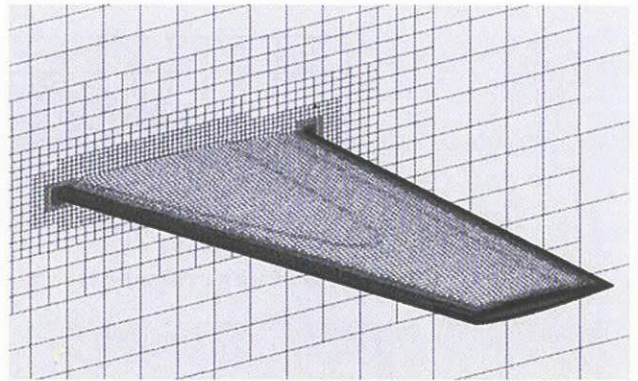


Figure 9. Hexahedra surface grid around ONERA M6 geometry.

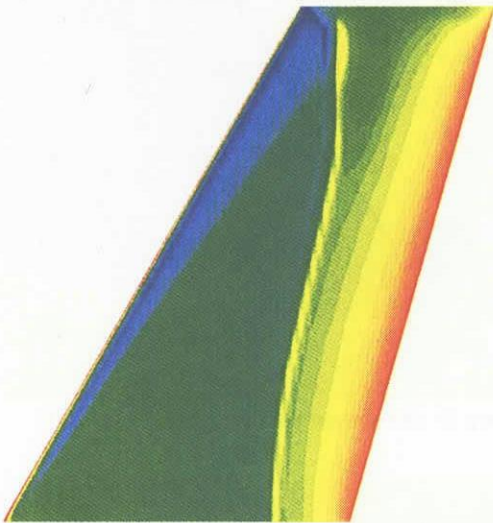


Figure 10. Pressure distribution around ONERA M6 wing.

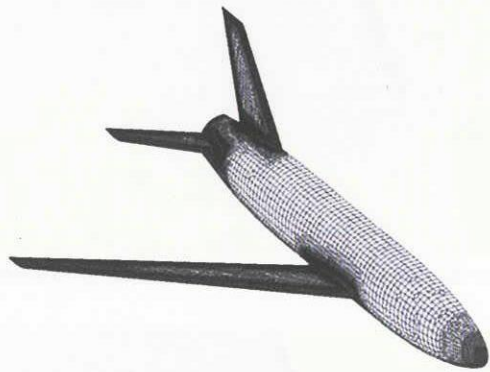


Figure 11. Hexahedra surface grid around ONERA M5 geometry.

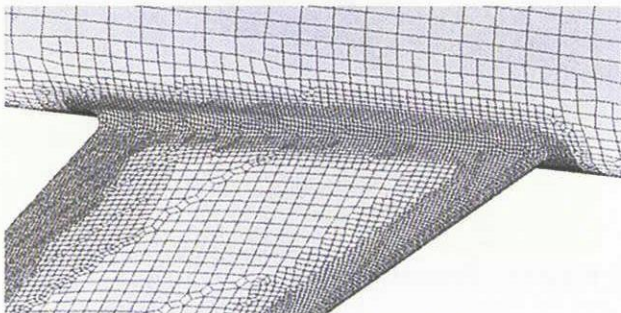


Figure 12. Wing junction of ONERA M5.

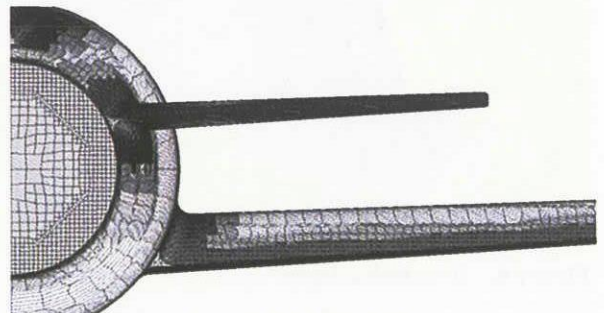


Figure 13. Rear view of ONERA M5.

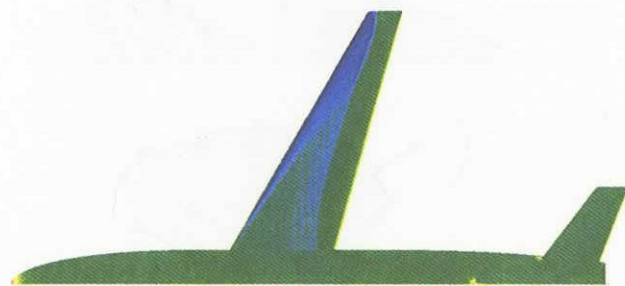


Figure 14. Pressure distribution on ONERA M5.



Figure 15. Hexahedra surface grid around DLR F6 geometry.

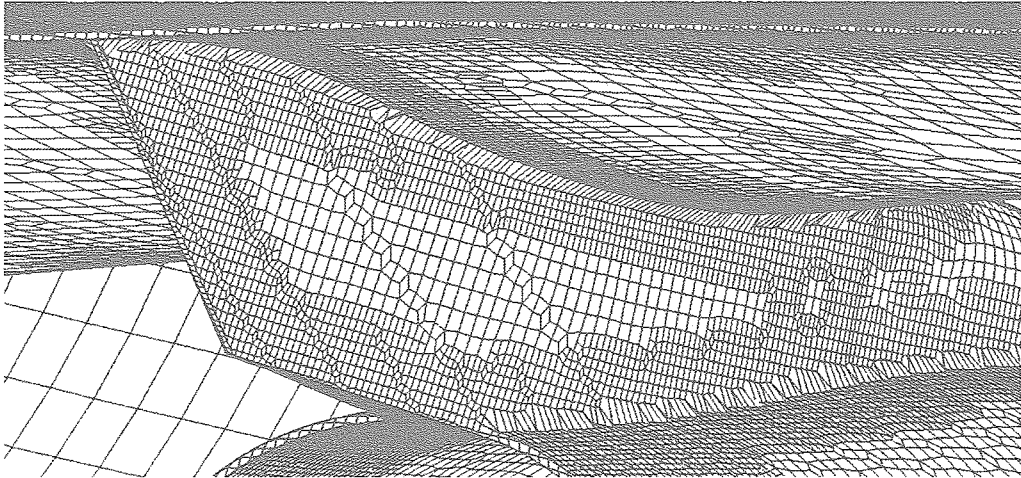


Figure 16. DLR F6, engine pylon, before feature capturing.

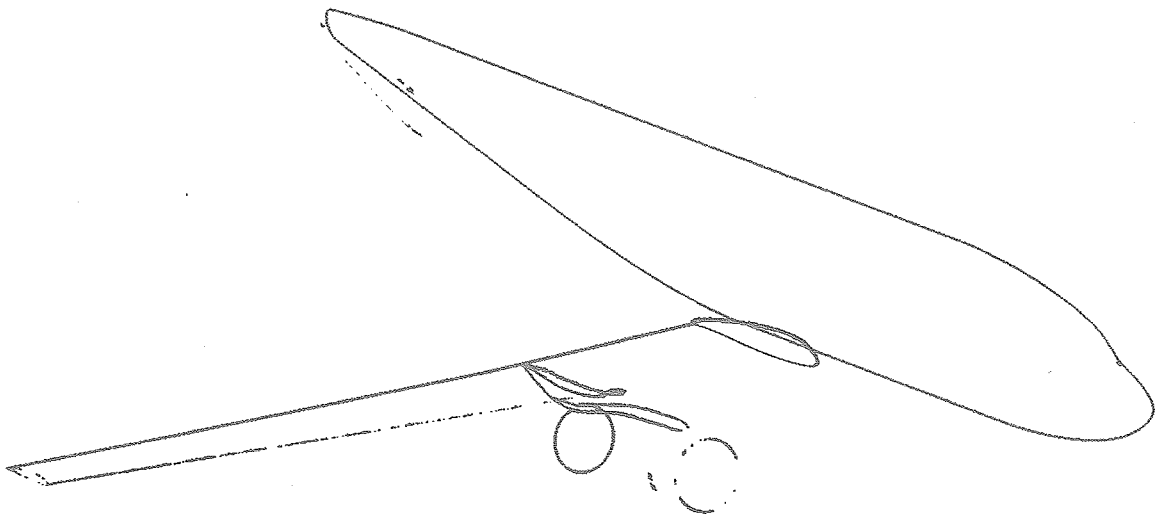


Figure 17. Features of DLR F6 geometry (grey lines), and face elements that have large approximation error (dark spots).

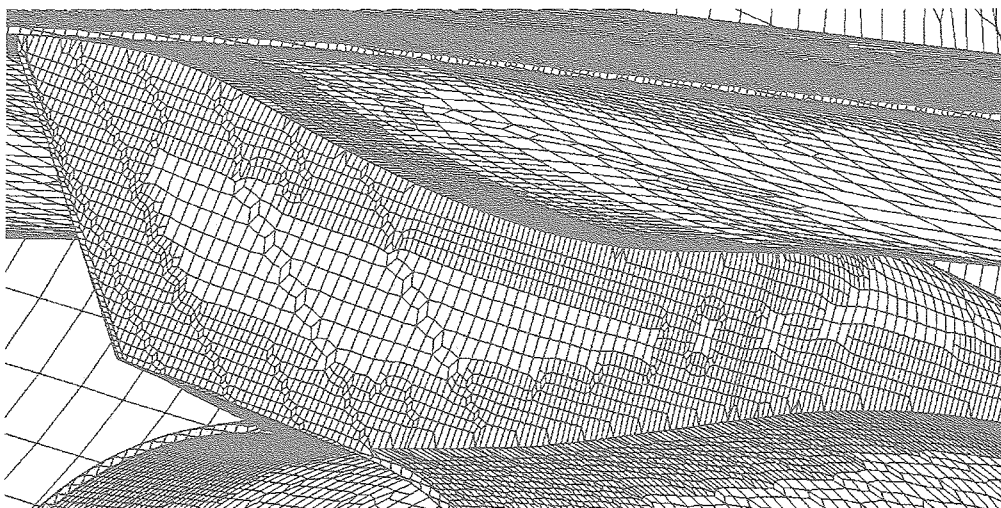


Figure 18. DLR F6, engine pylon, after feature capturing.

[Faint, illegible text block]

[Faint, illegible text block]

宇宙航空研究開発機構特別資料 JAXA-SP-04-012

発行日 2005年3月25日
編集・発行 独立行政法人宇宙航空研究開発機構
〒182-8522
東京都調布市深大寺東町七丁目4番地1
TEL 0422-40-3000 (代表)
印刷所 株式会社 ビー・シー・シー・
東京都港区浜松町2-4-1

©2005 JAXA

※本書(誌)の一部または全部を著作権法の定める範囲を超え、無断で複写、複製、転載、テープ化およびファイル化することを禁じます。

※本書(誌)からの複写、転載等を希望される場合は、下記にご連絡ください。

※本書(誌)中、本文については再生紙を使用しております。

<本資料に関するお問い合わせ先>

独立行政法人宇宙航空研究開発機構 情報化推進部 宇宙航空文献資料センター



宇宙航空研究開発機構
Japan Aerospace Exploration Agency