

宇宙航空研究開発機構特別資料

JAXA Special Publication

第40回流体力学講演会／  
航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム2008  
論文集

Proceedings of 40th Fluid Dynamics Conference /  
Aerospace Numerical Simulation Symposium 2008

開催日：平成20年6月12日（木）～13日（金）  
開催場所：東北大学 片平キャンパス

12June ~ 13June, 2008  
Tohoku University, Katahira Campus

2009年2月  
February 2009

宇宙航空研究開発機構

Japan Aerospace Exploration Agency

## まえがき

第40回流体力学講演会/航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム（ANSS）2008が、平成20年6月、東北大学流体研究所で盛況の裡に合同開催されました。総数130件の論文発表がありました。本SPはその中からの投稿論文を収録したものです。

流体力学講演会とANSSが同時開催となってから、2年目になります。工学上、特に流体力学の研究は、風洞実験、解析の両輪が相俟って進められるべきものです。その意味からも流体力学講演会/ANSSは、同分野の研究者に極めて効率よく研究情報を收拾できる機会を与えたこととなります。

あるシンポジウムのパネルディスカッションで、日本のCFD、数値シミュレーション技術分野の強みは？との質問を受けたことがあります。迷わず、「世界的に活躍したCFD草分けの研究者らが若い研究者の指導・育成を継続され、研究者層が厚くなっている点である」と答えました。その前身からANSSに参加して常々感じていることを申したまでです。

世代を超えた研究者が自由な雰囲気、環境で技術情報の交換の場を提供することがANSSの役割りであると考えています。若い研究者がANSSを有効に活用し、数値シミュレーション技術分野において世界のリーダーとして、今後、益々活躍されることを希望します。

平成20年10月

航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム2008

委員長

中道 二郎

### ANSS 運営委員会委員

中道二郎（委員長）、溝渕泰寛（幹事）、相曾秀昭、黒滝卓司、佐藤茂、清水太郎、少路宏和、新城淳史、高木亮治、坪井伸幸、中村孝、野崎理、長谷川進、牧野好和、松尾裕一、村上桂一、山根敬、山本一臣、吉田正廣

## 目 次

1. $\gamma$ - $Re_\theta$ 遷移モデルの検証と横流れ不安定のモデル化に関する検討	1
○渡辺悠人, 三坂孝志, 大林 茂, 加藤琢真, 齋木佑一郎 (東北大流体研) 有馬敏幸, 山口義博 (本田技研)	
2. 高揚力装置半裁風洞試験における風洞壁干渉の影響について	7
○村山光宏, 横川 譲 (JAXA), 田中健太郎 (菱友システムズ), 山本一臣, 伊藤 健 (JAXA)	
3. JAXA 高揚力装置標準模型空力解析のための検証風洞試験	13
○横川 譲, 村山光宏, 内田 洋, 伊藤 健, 山本一臣 (JAXA)	
4. 高揚力装置騒音計測用模型を用いたスラット騒音低減デバイスの研究	19
○今村太郎, 浦 弘樹, 横川 譲, 山本一臣 (JAXA)	
5. CFD解析ソルバー ADCSの並列化について	25
○雷 忠 (JAXA), 永田靖典 (菱友システムズ)	
6. 点緩和型陰的 Discontinuous Galerkin 法の収束加速	31
○保江かな子, 澤田恵介 (東北大院)	
7. 高精度補間を導入した特性インターフェイス条件によるマルチブロック計算法	35
○住 隆博, 黒滝卓司, 桧山 淳 (JAXA)	
8. ソニックブーム伝播における大気擾乱効果	41
○山下 博, 大林 茂 (東北大流体研)	
9. 熱防御システムの高信頼性評価に向けた誘導加熱風洞の高精度気流検定	47
○藤田和央, 水野雅仁, 石田清道, 藤井啓介 (JAXA), 長井遵正 (エーイーエス)	
10. JAXAにおけるEFD/CFD融合に向けた試み	51
～デジタル/アナログ・ハイブリッド風洞構想～	
○渡辺重哉, 口石 茂, 加藤裕之, 青山剛史, 村上桂一, 橋本 敦, 藤田直行, 岩宮敏幸, 松尾裕一 (JAXA)	
11. JAXA デジタル/アナログ・ハイブリッド風洞システムに関する予備技術検討	55
○佐藤幸男, 松原 聖 (アドバンスソフト), 渡辺重哉 (JAXA)	
12. XMLデータベースを用いた実験・シミュレーション統合 Web システム	61
○上島 豊, 西原功修 (キャトルアイ・サイエンス)	
13. NACA0015周りの trailing edge noise の数値シミュレーション	67
○黒滝卓司, 住 隆博, 跡部 隆 (JAXA), 桧山 淳 (三向ソフト)	
14. FDTD法による音響透過損失の数値解析	73
○村上桂一, 青山剛史 (JAXA)	

15. 波動ベース法による音響透過解析 .....	79
○高橋 孝, 村上桂一, 青山剛史 (JAXA), 金田英和 (RCCM)	
16. 離散渦法を用いたエオルス音に関する音響解析手法の検討 .....	85
○大藪一憲 (大同工大院), 白石裕之 (大同工大)	
17. 希薄水素プラズマ流の並進一回転非平衡性の検証 .....	91
○高間良樹, 鈴木宏二郎 (東大新領域)	
18. 抽気孔径が半球模型の極超音速空力特性に及ぼす影響 .....	96
○今村 宰 (東大院), E.Rathakrishnan (インド工科大カンプール校), 綿貫忠晴 (東大院) 鈴木宏二郎 (東大新領域)	
19. 有限要素法を用いた圧縮粘性流れにおける形状最適化 .....	100
○中島修治 (中央大院), 川原睦人 (中央大)	
20. 超音速機高揚力装置形態に関する格子自動生成 .....	106
○永田靖典 (菱友システムズ), 雷 忠 (JAXA)	
21. 超音速機概念設計ツールCAPASの開発.....	112
○牧野好和 (JAXA), 牧本卓也 (菱友システムズ)	
22. グリッドミドルウェア活用による超音速機概念設計ツールCAPASの分散計算環境.....	117
○倉石英明 (富士通), 牧野好和, 岩宮敏幸 (JAXA) 鈴木孝一郎, ブルギゼフランソワ, 中川裕香 (富士通)	
23. 静粛超音速研究機の多目的最適形状設計 (構造関連) .....	121
○高戸谷健, 笠原利行, 千葉一永, 牧野好和 (JAXA)	
24. 高々度気球を用いた予冷ターボジェットエンジン飛行実証機の空力性能 .....	124
○藤田和央 (JAXA), 宮路幸二 (横国大), 沢井秀次郎, 小林弘明, 坪井伸幸 (JAXA)	
25. 固体ロケットモータ地上燃焼試験に関する音響解析 .....	128
○福田紘大, 堤 誠司, 藤井孝藏, 宇井恭一, 石井達哉, 生沼秀司, 賀澤順一, 峯杉賢治 (JAXA)	
26. 二次元翼NACA0012の低レイノルズ数クッタ条件違反のメカニズム.....	134
米本浩一 (九工大), 高藤圭一郎, 越智廣志, (西工大), 藤江 哲 (三菱重工), ○佐藤喬也 (九工大院)	
27. 三次元基本翼の広域レイノルズ数域での空力非線形性 .....	140
米本浩一 (九工大), 越智廣志, 高藤圭一郎 (西工大), ○和田一輝, 佐藤喬也 (九工大)	
28. 正多角形容器内スロッシングの計算と実験 .....	146
○郷門将直 (同志社大), 谷川博哉 (舞鶴高専), 舟木治郎, 平田勝哉 (同志社大)	
29. タンプリング平板の自由落下実験 .....	151
○川口大輔, 山内一樹, 舟木治郎, 平田勝哉 (同志社大)	

30. 円形ヘリウムガス噴流に生じるサイドジェット .....	157
○村松旦典 (日大), Mirko GAMBA (テキサス大院), Noel Clemens (テキサス大)	
31. 低レイノルズ数での空力特性に及ぼす翼型形状の効果 .....	163
○紀平光彦, 古賀光泰, 舟木治朗, 平田勝哉 (同志社大)	
32. 生物の群運動を規範とした飛翔体の群制御シミュレーション .....	169
○稲田喜信 (JAXA), 時田拓明, 二上将直, 堀江数馬, 高信英明 (工学院大)	
33. JAXA 統合スーパーコンピュータの概要 .....	175
松尾裕一 (JAXA)	

# $\gamma$ - $Re_\theta$ 遷移モデルの検証と横流れ不安定のモデル化に関する検討

渡辺悠人, 三坂孝志, 大林茂, 加藤琢真, 齋木祐一郎  
 東北大学 流体科学研究所  
 有馬敏幸, 山口義博  
 (株) 本田技術研究所 基礎技術研究センター

## Validation of $\gamma$ - $Re_\theta$ Transition Model and Modeling of Crossflow Instability

Yuto Watanabe, Takashi Misaka, Shigeru Obayashi, Takuma Kato, Yuichiro Saiki,  
 Toshiyuki Arima and Yoshihiro Yamaguchi

### ABSTRACT

The  $\gamma$ - $Re_\theta$  transition model was applied to predict the boundary layer transition on NACA0015 airfoil and validated by comparing the simulation results with experiment. The comparison showed the lack of prediction accuracy in negative pressure gradient. The crossflow parameter proposed by Kohama *et al.* was selected as a candidate for crossflow modeling and its implementation was attempted only using local flow variables. The crossflow parameter was evaluated on the flowfield of S5010 swept wing and compared with other crossflow parameters. The results showed the potential effectiveness of this criterion.

### 1. はじめに

近年のコンピューター性能の向上により LES (Large Eddy Simulation) や DNS (Direct Numerical Simulation) による空力解析が盛んに研究されているが、計算コスト上の制約から産業利用においては RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes) による解析が未だ重要な地位を占めている。レイノルズ数が  $10^5$  程度の場合等、境界層遷移を考慮すべき対象も多く、工学的な応用において現実的な計算コストで境界層遷移を考慮した計算手法の開発が求められている。また、レイノルズ数の制限される風洞実験結果との比較においても境界層遷移を考慮する必要がある。

境界層遷移の予測法としては、 $e^N$  法<sup>(1)</sup>や実験的に求められた主流乱れ度と遷移の起こる境界層の積分パラメータとの相関を用いた方法<sup>(2)</sup>に加え、最近では境界層遷移に関して特別なモデルを使わず LES, DNS により境界層遷移の直接解析も行われてきている<sup>(3,4)</sup>。これらの手法は翼単体のような単純な形状には用いられているが、現状では各種流体機械のような複雑形状に対しては手法上の制限や計算コストの観点から適用が困難である。

このような現状を踏まえ、Menter らは $\gamma$ - $Re_\theta$  遷移モデルを提案した<sup>(5-7)</sup>。この手法では物体回りで境界層運動量厚さなどの積分パラメータを陽的に計算する必要が無く、非構造格子を用いた Navier-Stokes コードにも導入しやすい等、複雑形状に対する境界層遷移を考慮した流れの計算法として期待できる。

これまで非構造格子三次元有限体積法コードである Tohoku university Aerodynamic Simulation code (TAS code)<sup>(8-10)</sup> に $\gamma$ - $Re_\theta$  遷移モデルを組み込み、翼型の失速予測<sup>(11)</sup>や JAXA-HLD モデルへの適用<sup>(12)</sup>を行ってきたが、流れ場の詳細な検討は十分に行われていない。本研究では基礎実験の結果と比較することで $\gamma$ - $Re_\theta$  遷移モデルの詳細な検証を行った。

また、 $\gamma$ - $Re_\theta$  遷移モデルは複雑形状周りの流れ場解析に容易に適用可能という優れた特徴を持つが、モデル内においては三次元遷移を陽的に考慮しておらず、この特徴を生かしてきれていない。そこで、小濱らによって提案された横流れ遷移のパラメータの $\gamma$ - $Re_\theta$  遷移モデルへの実装の可能性についても検討を行う。

### 2. 解法

#### 2.1 流れの数値計算手法

解析には非構造格子三次元有限体積法コードである TAS code を用いた。低速流について解析を行うため Weiss の前処理法<sup>(13,14)</sup>および U-MUSCL<sup>(15)</sup>を導入している。また、前処理法を導入するにあたり、数値流束計算法及び LU-SGS に変更が加えられている<sup>(16)</sup>。前処理法に用いる擬似音速は以下のようにした。

$$U_{ref} = \min(c, \max(|u|, Ku_\infty)) \quad (1)$$

ここで  $c$  は音速,  $u$  は局所流速,  $u_\infty$  は一様流速度,  $K$  は定数である。参照速度は計算のロバスト性に大きな影響を与えることが指摘されている。したがって、本研究においては二次元解析においては  $K=1.0$ 、三次元解析においては  $K=3.0$  として計算を行った。また、計算初期の数百ステップで参照速度を音速に拘束することにより前処理なしで計算を行い、徐々に参照速度を式(1)に近づけた。

物理量の外挿法の一つである U-MUSCL は以下の式で表される。

$$\tilde{Q}_{i+1/2}^L = Q_i + \frac{\chi}{2}(Q_{i+1} - Q_i) + (1 - \chi)\nabla Q_i \cdot \hat{r} \quad (2)$$

ここで  $Q$  は物理量,  $\hat{r}$  は接点間ベクトル,  $\chi$  は定数である。定数については  $\chi < 1$  で安定であり,  $\chi=0$  で通常の空間 2 次精度, 1 次元問題において等間隔の格子を用いた場合には  $\chi=0.5$  で 3 次精度となる。しかし, 3 次元については最適な値は問題により異なることが報告されている<sup>(15)</sup>。今回の計算においては理論的な最適値である  $\chi=0.5$  を用いて計算を行った。

#### 2.2 $\gamma$ - $Re_\theta$ 遷移モデル

本研究では境界層遷移位置の予測に Menter らによって提案された $\gamma$ - $Re_\theta$  遷移モデル<sup>(5-7)</sup>を用いた。このモデルはブラジウス境界層における遷移運動量厚さレイノルズ数  $Re_\theta$  と渦度レイノルズ数  $Re_\nu$  の最大値の間に

$$Re_\nu(x, \tilde{y})_{max} \sim 2.193 Re_\theta(x) \quad (3)$$

という関係が近似的に成り立つことを利用している。 $Re_\nu$  は局所的な値のみから求めることができるので、境界層の積分パラメータが必要な  $Re_\theta$  を直接計算することなく遷移予測を行うことを可能にしている。

遷移予測の手続きとしては、まず流れ場全体に局所的な乱れ強さ  $Tu$  を基に実験から求めた相関を用いて  $Re_{\theta_t}$  の分布を作る。 $Re_{\theta_t}$  は  $Tu$  と圧力勾配パラメータ  $\lambda_\theta$  の関数となっている。

$$Re_{\theta_t} = f(Tu, \lambda_\theta) \quad (4)$$

式(4)は  $Tu$  と  $Re_{\theta_t}$ ,  $\lambda_\theta$  と  $Re_{\theta_t}$  の間の実験結果に基づく 2 つの相関を用いて定められ、それぞれ以下の式で表される。

$$Re_{\theta_t} = [110.0 + \exp(7.08 - Tu)]F(\lambda_\theta, K) \quad (5)$$

$$F(\lambda_\theta, K) = 1 - \left[ -10.32\lambda_\theta - 89.47\lambda_\theta^2 - 265.51\lambda_\theta^3 \right] e^{\left[ \frac{-Tu}{3.0} \right]} \quad (\lambda_\theta \leq 0) \quad (6)$$

$$F(\lambda_\theta, K) = 1 + \left[ 0.0962K + 0.148K^2 + 0.0141K^3 \right] \left[ 1 - e^{\left[ \frac{-Tu}{1.5} \right]} \right] + 0.556 \left[ 1 - e^{\left[ -23.9\lambda_\theta \right]} \right] e^{\left[ \frac{-Tu}{1.5} \right]} \quad (\lambda_\theta > 0) \quad (7)$$

$$\lambda_\theta = \frac{\theta^2}{\nu} \frac{dU}{ds}, \quad K = 10^6 \frac{\nu}{U^2} \frac{dU}{ds} \quad (8)$$

式(5)の右辺の  $F(\lambda_\theta, K)$  は  $\lambda_\theta$  と  $Re_{\theta_t}$  の間の実験的相関であり、Menter らによって提案された相関をそのまま用いている。しかし  $Tu$  と  $Re_{\theta_t}$  の相関については公開されていないため、平板境界層に関する実験に基づき上記のように関数を決定した<sup>(11,12)</sup>。

次に  $Re_{\theta_t}$  を用いて局所遷移運動量厚さレイノルズ数  $\tilde{Re}_{\theta_t}$  の輸送方程式を解き境界層内の  $Re_{\theta_t}$  の分布を求める。そして、 $Re_\theta$  を式(3)の関係をj用いて局所的な流体変数から求まる渦度レイノルズ数  $Re_\nu$  ( $=(\nu^2\Omega)/\nu$ )から求め、しきい値である  $\tilde{Re}_{\theta_t}$  と比較することで遷移判定を行う。遷移開始位置が定まれば、そこから間欠度  $\gamma$  の輸送方程式を解くことで遷移領域を表現する。このため、 $\gamma$ - $Re_\theta$  遷移モデルでは  $k$ - $\omega$  SST 乱流モデルの 2 変数に加えて、以下に示す  $\gamma$  および  $\tilde{Re}_{\theta_t}$  についての輸送方程式を解く。

$$\frac{\partial(\rho \tilde{Re}_{\theta_t})}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_j \tilde{Re}_{\theta_t})}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \sigma_{\theta_t} (\mu + \mu_t) \frac{\partial \tilde{Re}_{\theta_t}}{\partial x_j} \right] + P_{\theta_t} \quad (9)$$

$$\frac{\partial(\rho \gamma)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_j \gamma)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\gamma} \right) \frac{\partial \gamma}{\partial x_j} \right] + P_{\gamma_1} - E_{\gamma_1} + P_{\gamma_2} - E_{\gamma_2} \quad (10)$$

式(9)では生成項  $P_{\theta_t}$  によって  $Tu$  の影響を考慮し、境界層内の  $\tilde{Re}_{\theta_t}$  分布を求めている。式(10)の生成項のうち  $P_{\gamma_1}$ - $E_{\gamma_1}$  は遷移を促進する項であり、 $P_{\gamma_2}$ - $E_{\gamma_2}$  は再層流化を考慮するための項である。遷移開始位置が決まるとそこから  $P_{\gamma_1}$  が有効になり、 $\gamma$  が上昇するようになっている。式(9)の生成項は式(11)-(19)で、式(10)の生成項は式(20)-(33)で表される。

$$P_{\theta_t} = c_{\theta_t} \frac{\rho}{t} (Re_{\theta_t} - \tilde{Re}_{\theta_t}) (1 - F_{\theta_t}) \quad (11)$$

$$t = \frac{500\mu}{\rho U^2} \quad (12)$$

$$F_{\theta_t} = \min \left( \max \left( F_{wake} \cdot e^{\left( \frac{\gamma}{\delta} \right)^4}, 1.0 - \left( \frac{\gamma - 1/c_{e2}}{1.0 - 1/c_{e2}} \right) \right), 1.0 \right) \quad (13)$$

$$\theta_{BL} = \frac{\tilde{Re}_{\theta_t} \mu}{\rho U} \quad (14)$$

$$\delta_{BL} = \frac{15}{2} \theta_{BL} \quad (15)$$

$$\delta = \frac{50\Omega y}{U} \cdot \delta_{BL} \quad (16)$$

$$Re_\omega = \frac{\rho \omega y^2}{\mu} \quad (17)$$

$$F_{wake} = e^{\left( \frac{Re_\omega}{1e+5} \right)^2} \quad (18)$$

$$c_{\theta_t} = 0.03, \sigma_{\theta_t} = 2.0 \quad (19)$$

$$P_{\gamma_1} = F_{length} c_{a1} \rho S [\gamma F_{onset}]^{c_\alpha} \quad (20)$$

$$F_{length} = 1260 \tilde{Re}_{\theta_t}^{1.4} \frac{\mu_t}{\rho_\infty U_\infty Re} \quad (21)$$

$$E_{\gamma_1} = c_{e1} P_{\gamma_1} \gamma \quad (22)$$

$$Re_\nu = \frac{\rho \nu^2 S}{\mu} \quad (23)$$

$$F_{onset1} = \frac{Re_\nu}{2.193 Re_{\theta_t}} \quad (24)$$

$$Re_c = 0.9 \tilde{Re}_{\theta_t} \quad (25)$$

$$F_{onset2} = \min \left( \max \left( F_{onset1}, F_{onset1}^4 \right), 2.0 \right) \quad (26)$$

$$R_T = \frac{\rho k}{\mu \omega} \quad (27)$$

$$F_{onset3} = \max \left( 1 - \left( \frac{R_T}{2.5} \right)^3, 0 \right) \quad (28)$$

$$F_{onset} = \max \left( F_{onset2} - F_{onset3}, 0 \right) \quad (29)$$

$$P_{\gamma_2} = c_{a2} \rho \Omega \gamma F_{turb} \quad (30)$$

$$E_{\gamma_2} = c_{e2} P_{\gamma_2} \gamma \quad (31)$$

$$F_{turb} = e - \left( \frac{R_T}{4} \right)^4 \quad (32)$$

$$c_{e1} = 1.0, c_{a1} = 2.0, c_\alpha = 0.5, c_{e2} = 50, c_{a2} = 0.06, c_\gamma = 1.0 \quad (33)$$

ここで、 $F_{length}$  および  $Re_c$  についても公開されていないため、平板境界層における検証結果を元に独自に関数を決定している<sup>(11,12)</sup>。

$\gamma$ - $Re_\theta$  遷移モデルは以下のように  $\gamma$  を通して  $k$ - $\omega$  SST 乱流モデルの乱流エネルギー方程式と組み合わせられる。

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho U_j k) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( (\mu + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right) + \tilde{P}_k - \tilde{D}_k \quad (34)$$

$$\tilde{P}_k = \gamma_{eff} P_k \quad (35)$$

$$\tilde{D}_k = \min \left( \max \left( \gamma_{eff}, 0.1 \right), 1.0 \right) D_k \quad (36)$$

ここで  $\gamma_{eff}$  ははく離流遷移などを考慮した際の有効間欠度であり、以下の式で表される。

$$\gamma_{eff} = \max \left( \gamma, \gamma_{sep} \right) \quad (37)$$

$$\gamma_{sep} = \min \left[ 2 \max \left( \frac{Re_\nu}{3.235 Re_c} - 1.0, 0 \right) F_{reat}, 2 \right] F_{\theta_t} \quad (38)$$

$$F_{reat} = e^{\left( \frac{R_T}{20} \right)^4} \quad (39)$$

2. 3 横流れ不安定のモデル化

横流れ成分の指標としてはゲルトラー不安定とのアナロジーから小濱らによって導出された横流れ不安定に関するパラメータ（通称：小濱パラメータ， $C_k$ と標記）を用いる<sup>(17)</sup>。小濱パラメータは式(40)で表される。

$$C_k = \frac{V_e \theta}{\nu} \sqrt{\frac{\theta}{r}} \quad (40)$$

ここで  $V_e$  は境界層外縁での速度， $\theta$  は運動量厚さ， $r$  は局所流線の曲率半径の壁面と並行な成分である。 $V_e$  と  $\theta$  については現状のコード内で評価可能であるが， $r$  については別途計算する必要がある。 $r$  は以下のようにして求める。

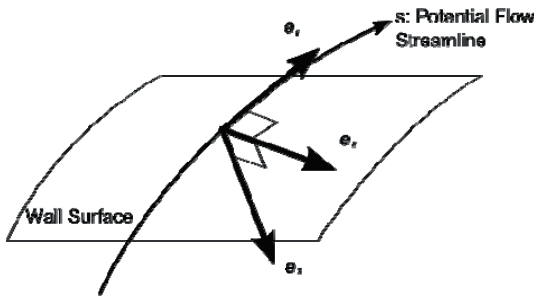


図1 Potential flow streamline と Frenet frame

図1の座標系 (Frenet frame) において， $e_1$  は流線の接線方向の単位ベクトルであり，速度ベクトルと同じ向きを持つ単位ベクトルである。 $V_e = V_e e_1$  が成り立つため， $e_1$  は  $e_1 = V_e / |V_e|$  で求めることができる。 $e_1$  を流線方向距離  $s$  の関数とすると，Frenet-Serret の公式から，

$$\frac{de_1(s)}{ds} = \kappa e_2 \quad (41)$$

が成り立つ。ここで  $\kappa e_2$  は  $e_1$  に直行し，その大きさは曲率を表す。

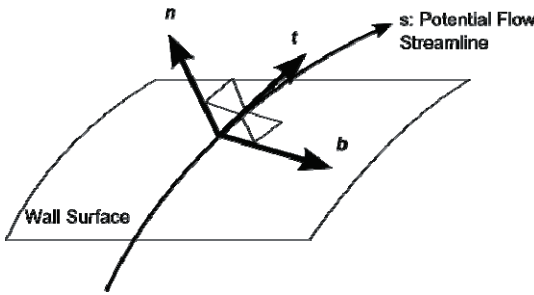


図2 Potential flow streamline と物体表面座標系

図2の座標系において  $t = e_1$ ， $n$  は壁面に垂直な単位ベクトル， $b$  は  $b = t \times n$  で表される陪法線ベクトルである。 $b$  は境界層外縁の速度ベクトルに直交する単位ベクトルであり，横流れ方向の単位ベクトルとなる。したがって，流線曲率ベクトルの壁面に平行な成分は，

$$\kappa_b = |\kappa e_2 \cdot b| \quad (42)$$

その曲率半径  $r$  は，

$$r = \frac{1}{\kappa_b} = \frac{1}{\kappa |e_2 \cdot b|} \quad (43)$$

より求まる。この方法で  $r$  の値を求めることで，小濱パラメータは局所的な物理量のみで評価が可能であり， $\gamma - Re_0$  遷移モデルの長所を保ちながら横流れ不安定をモデル化可能である。

3. 結果および考察

3. 1 二次元解析

計算には NACA0015 翼型を用いた。その計算格子を図3に示す。TAS code は三次元用コードであるため，スパン方向に単位長さ (翼弦長) の厚さを持つ層を1層追加した擬似二次元解析となっている。総格子点数は約 55,000 点， $y^+$  は物体前縁近傍で最大値をとり，その値は1程度であった。流れ条件は実験条件<sup>(18)</sup>に合わせ表1の通りに決定した。

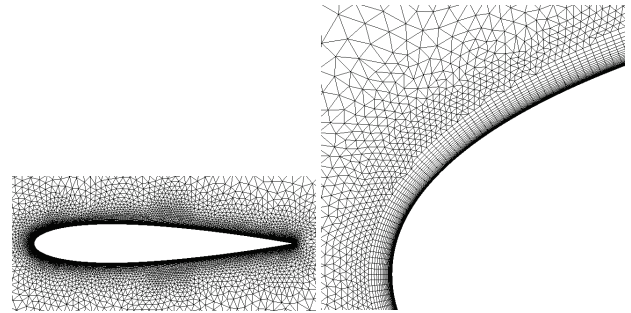


図3 二次元計算格子

表1 NACA0015 計算条件

流速[m/s]	Re	迎角[deg]	主流乱れ度[%] (@LE)
30	$7 \times 10^5$	0, 3	0.055 (0.04)
40	$9 \times 10^5$	-3, 0, 3, 5	0.068 (0.05)

まず実験<sup>(18)</sup>と計算によって得られた翼型上面の圧力係数分布を図4に示す。 $\alpha=0$  のケースについては実験値と計算値でよい一致を示しており，実験において二次元性が保たれている。 $\alpha=3$  については計算において負圧ピークの大きさが若干大きく見積もられている。これは実験では三次元模型を主流中に設置しているため，翼の上面と下面の圧力差によって流れの三次元性が増したことに起因すると考えられる。 $\alpha=5$  については圧力計測の結果がないため確認できないが，翼上面と下面の圧力差はさらに大きくなることから負圧ピークの差も大きくなるものと推測される。

次に翼型表面における摩擦係数分布を図5に示す。図5において，各曲線は計算によって得られた壁面摩擦係数分布，図内に縦に示されている破線は実験においてナフタレン昇華法によって得られた遷移位置である<sup>(18)</sup>。それぞれの線は流れ条件別に色分けされており，同じ色の曲線と破線はそれぞれ同じ流れ条件における結果である。摩擦係数が上昇している区間で層流から乱流への遷移が起きているので，その位置と実験値を比較することでモデルによる予測精度を評価する。図5から，いずれの流れ条件においても計算における遷移位置は実験よりも後方に予測されている。迎角が大きくなるにつれてその差は小さくなっているが，これは計算において負圧ピークが大きく見積もられているために，負圧ピーク後の逆圧力勾配が強くなっていることが原因である。

計算によって得られた摩擦係数分布に着目すると，摩擦係数が立ち上がる直前に負の値をとっていることから，乱流遷移が始まる直前に流れははく離していることがわかる。また，圧力係数分布においてもはく離泡位置周辺で波打った分布になっており，このことからやはりはく離泡が存在することが分かる。そこで，遷移が始まる直前の領域の速度ベクトルを確認した結果が図6である。速度ベクトルの色は渦粘性の値を表しており，はく離泡の後方から渦粘性が立ち上がり，その後方で乱流に遷移していることが分かる。



したがって、今回の計算でははく離泡の形成による遷移が予測されている。

一方、実験の圧力係数分布を見てみると、計算結果ほどはっきりとはないが波打ったような分布が見られる。したがって実験においてもはく離泡が形成されている可能性があるが、その存在は可視化などによって確認されていない。

以上の結果を踏まえ、実際の流れ場においてははく離泡が存在しているかどうかにより現状の遷移モデルの改善すべき点は異なってくる。

はく離泡が存在していた場合には、はく離流遷移に関わる部分に問題があるといえる。過去に行った前縁はく離の生じる平板境界層の検証計算<sup>(11)</sup>においては、はく離泡の大きさ、摩擦係数分布などについて実験と比較しよい結果を得ている。また、前縁はく離の起こる翼型についての計算<sup>(11)</sup>では圧力係数分布などについて検証が行われ、全面乱流に比べよい結果を得たものの、はく離泡の大きさ等については実験とは差があることが確認された。今回のケースに

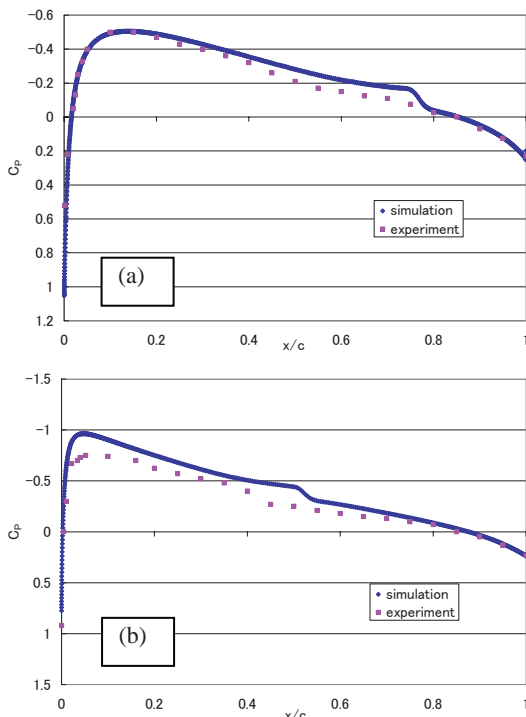


図4 圧力係数分布の比較  
(a)  $\alpha=0[\text{deg}]$  (b)  $\alpha=3[\text{deg}]$

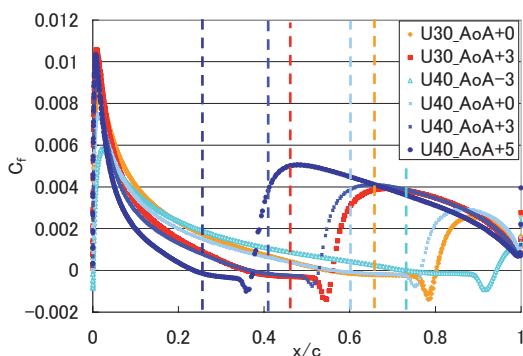


図5 壁面摩擦係数分布  
(破線は実験における遷移位置を表す)

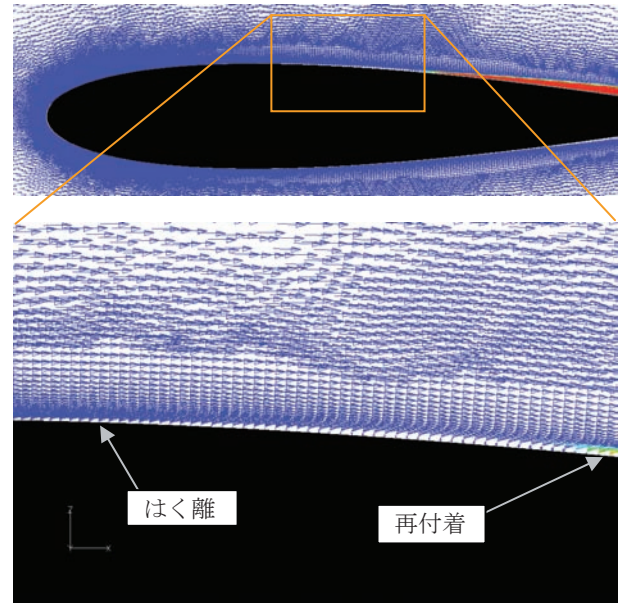


図6 はく離泡付近の流れ場  
( $U_\infty = 30[\text{m/s}]$ ,  $\alpha = 3[\text{deg}]$ , 色は渦粘性を表す)

ついてははく離泡が翼型の中ごろに生じている。もしくは離が始まる位置が異なっているのであれば、遷移モデルではなくソルバーの高精度化、もしくははく離泡付近の格子点を増やす等の方法によって結果が改善される可能性がある。はく離泡の大きさが異なるようであれば、はく離泡に関するモデルの改善が必要といえる。

実際の流れ場においてははく離泡が生じていなかった場合には、自然遷移の遷移相関を改善する必要があるといえる。自然遷移については、圧力勾配の存在しない平板境界層の検証計算において実験結果とよい一致を見せている<sup>(11)</sup>。したがって、圧力勾配に関わる実験的相関について特に改善が必要である。現在用いているモデルは乱れ強さ  $Tu$  と遷移運動量厚さレイノルズ数  $Re_{\theta t}$  の相関は平板境界層の計算に基づき本研究室で独自に作成したものであるが、圧力勾配パラメータ  $\lambda_\theta$  と遷移運動量厚さレイノルズ数  $Re_{\theta t}$  の相関については Menter らの提案した相関をそのまま用いている。したがって、前者の相関に合わせて後者の相関も調整すべきだと考えられる。

### 3.2 三次元解析

実験条件に合わせて後退角(30deg)を持たせた三次元翼の計算を行い、横流れ不安定による境界層遷移に関連するパラメータである横流れ速度成分の最大値  $|U_{CF}|_{\max}$  と横流れレイノルズ数  $Re_{CF}$ 、小湊パラメータ  $C_K$  の分布を求めた。横流れレイノルズ数についてはいくつかの異なった定義が存在するが、今回は以下の式で定義されるものを使用した<sup>(19)</sup>。

$$Re_{CF} = \frac{|U_{CF}|_{\max} \cdot \delta_{0.1}}{\nu} \quad (44)$$

ここで、 $\delta_{0.1}$  は横流れ速度成分がその最大値の 10% になる位置までの高さである。横流れレイノルズ数を求める際には横流れ速度成分の最大値  $|U_{CF}|_{\max}$  が必要であるため、境界層内部の速度分布をサーチする必要がある。これまでに行われた一連の実験においては横流れ不安定による乱流遷移は観測されなかったため、実験結果と計算結果を比較することが不可能であった。したがって、境界層外縁の物理量のみで求められる  $C_K$  と境界層内部の情報とを必要とする  $Re_{CF}$  を比較することによって  $C_K$  を用いた横流れ遷移評価の可能性を評価することとした。

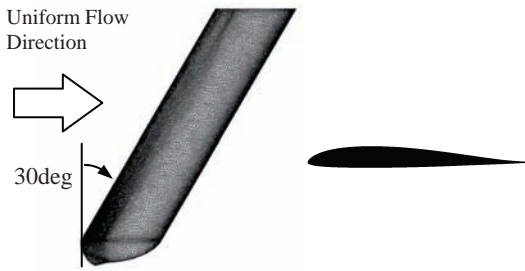


図7 三次元計算格子と S5010 翼型

今回は翼前縁近傍における層流境界層のプロファイルに注目しているため、計算においては乱流モデルを用いていない。そのため翼上面において圧力回復が起こる場所ですぐに流れがはく離している。計算条件は  $M_\infty=0.074$ ,  $Re=5 \times 10^5$ ,  $\alpha=0, -24[\text{deg}]$  である。過去の実験から  $\alpha=-24$  において翼上面に横流れ不安定が支配的な流れ場が形成されると考え、この条件を設定した。計算に用いた格子を図7に示す。格子点数は約225万点である。

図8-10はそれぞれ翼上面における  $|U_{CF}|_{\max}$ ,  $Re_{CF}$ ,  $C_K$  の分布である。今回は乱流モデルを用いずに計算しているため  $\alpha=0$  では流線から分かるように翼の後半で流れがはく離しているが、はく離線より上流側のみ着目する。翼上面における  $|U_{CF}|_{\max}$  の最大値を  $\alpha=0$  と  $-24$  で比較すると、 $\alpha=0$  の方が大きな値となっている。一方、 $Re_{CF}$  と  $C_K$  においては最大値は明らかに  $\alpha=-24$  のケースの方が大きな値となっている。今回の実験に近い条件においては、迎角を負にとり、上面における加速領域を広くすることによって横流れ不安定に起因する乱流遷移が起こりやすいことが過去の実験から分かっており<sup>(20)</sup>、 $|U_{CF}|_{\max}$  に比べ  $Re_{CF}$  と  $C_K$  の傾向はこの実験結果と対応が取れている。

図11は翼中央付近を前縁側から見た拡大図である。 $|U_{CF}|_{\max}$  に関しては上面に比べ下面において大きな値を取っていることが分かる。先にも述べたとおり、今回の実験条件は上面において横流れ遷移が起こりやすい条件である。今回の計算結果から得られた  $|U_{CF}|_{\max}$  の分布はこの事実に対し負圧側である下面で大きな値を取っていることから、横流れ遷移の指標としては不適切である。

一方、 $Re_{CF}$  と  $C_K$  については下面よりも上面において大きな値となっており、過去の実験の傾向と一致している。

(下面はわずかな領域しか見えていないが、見えない領域はすべて流れがはく離している。) また過去の実験結果<sup>(20)</sup>から、このような条件下では前縁付近ではなく翼の後半において横流れ不安定による乱流遷移が発生すると考えられる。 $Re_{CF}$  と  $C_K$  は前縁で大きな値になっておらず、あるしきい値を与えることにより実験と同様に翼の後半における乱流遷移を表現することが可能である。したがってこの点についても実験の傾向と対応が取れており、横流れ不安定による遷移を予測するパラメータとして適切である。

$Re_{CF}$  と  $C_K$  を比較すると、 $\alpha=0$  のはく離線付近においては値が大きく異なるもののそれ以外の領域においてはよく似た分布となっている。このことから、境界層外縁の物理量のみで評価される  $C_K$  を用いた場合でも境界層内部の情報が必要とする  $Re_{CF}$  と同等の評価が行える可能性がある。

今回の計算結果から求めた  $C_K$  の値はおおよそ2程度となっており、この結果は小濱らが後退円柱周りの流れ場の実験値について計算した結果 ( $C_K \sim 2.8$ ) に近い値となっている<sup>(17)</sup>。過去の実験結果との比較<sup>(20)</sup>から  $\alpha=-24$  の条件下では横流れ不安定による遷移が生じると考えられ、今回の計算方法により  $C_K$  が正しく評価されていると考えられる。また、実際に遷移モデル内で  $C_K$  を用いて横流れ遷移を表現しようとする場合には、 $C_K$  にしきい値を与える必要があ

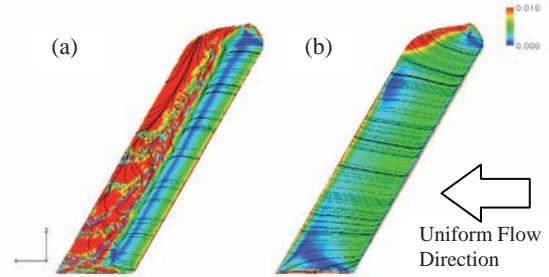


図8  $|U_{CF}|_{\max}$  分布, (a)  $\alpha=0[\text{deg}]$  (b)  $\alpha=-24[\text{deg}]$   
(表面の実線は流線を表す)

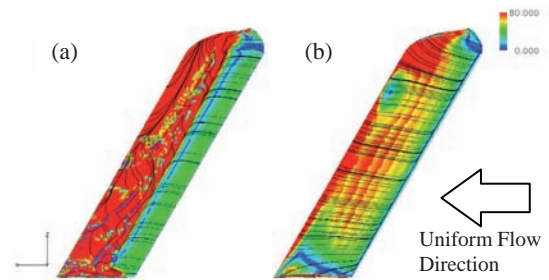


図9 横流れレイノルズ数  $Re_{CF}$  分布,  
(a)  $\alpha=0$  (b)  $\alpha=-24[\text{deg}]$   
(表面の実線は流線を表す)

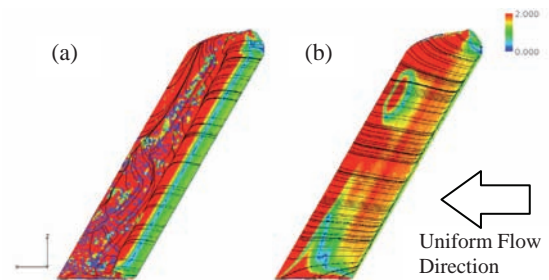
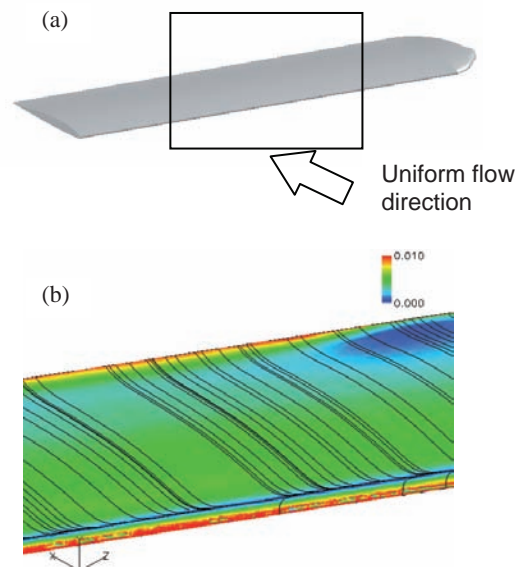


図10 小濱パラメータ  $C_K$  分布,  
(a)  $\alpha=0$  (b)  $\alpha=-24[\text{deg}]$   
(表面の実線は流線を表す)



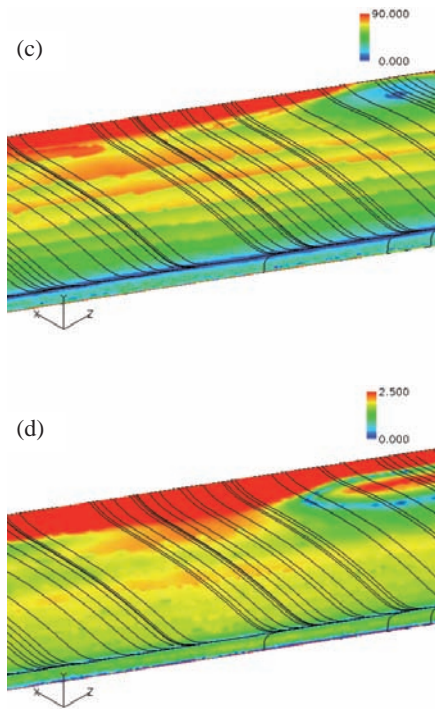


図 11  $\alpha=-24[\text{deg}]$ における各パラメータの分布  
(a) 拡大箇所, (b)  $|U_{CF}|_{\max}$ , (c)  $\text{Re}_{CF}$ , (d)  $C_K$

る。  $C_K$  は流れ場によってこのしきい値が異なることが報告されているため、様々な条件の後退円柱周りの流れ場において実験値と計算結果を比較することによりしきい値を関数形として決定する必要がある。

#### 4. 結論

$\gamma\text{-Re}_\theta$  遷移モデルを二次元翼型周りの流れ場に適用し、遷移位置の予測精度に関する検証を行った。また、横流れ遷移の指標の一つである小濱パラメータ  $C_K$  を局所的な物理量のみで算出する方法を提案した。そして、三次元後退翼周りの流れ場において分布を求め、この指標を用いた横流れ遷移のモデル化の可能性について検討した。

二次元計算において、現状の遷移モデルは遷移位置を実験よりも後方に予測した。実験においてどのようなメカニズムで遷移が起きているかによって改善すべき点は異なるが、はく離泡の形成により乱流に遷移している場合は、はく離位置を正しく捉えるためのソルバーの高精度化、格子点の増加、もしくははく離流遷移に関する相関の調整が必要である。自然遷移が観測された場合には遷移モデルの自然遷移に関する相関、特に圧力勾配パラメータと遷移運動量厚さレイノルズ数の相関について調整が必要である。

三次元計算結果から今回の計算方法によって  $C_K$  が正しく算出されることを確認した。また、 $C_K$  とその他の横流れ不安定の指標を比較することで  $C_K$  を用いることで横流れ遷移をモデル化できる可能性が示された。

#### 参考文献

- 1) Stock, H. W., "Infinite Swept-Wing Navier-Stokes Computations with  $e^N$  Transition Prediction," *AIAA Journal*, Vol. 43, No. 6, 2005, pp. 1221-1229.
- 2) Krumbein, A., "Automatic Transition Prediction and Application to 3D High-Lift Configurations," AIAA paper 2006-3164, 2006.
- 3) Atobe, T., Kurotaki, T., Sumi, T. and Takagi, S., "Challenge for Natural Transition Simulation of Wing Boundary Layer with an Innovative 3-D LES Technique," AIAA paper 2006-3533, 2006.
- 4) 渡辺大輔, 前川博, 松尾裕一, "圧縮性境界層の遷移に伴う音波発生機構の研究," 航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム 2005 概要集, p. 32, 2005.
- 5) Menter, F. R., Langtry, R. B., Likki, S. R., Suzen, Y. B., Huang, P. G. and Völker, S., "A Correlation-Based Transition Model Using Local Variables Part I - Model Formulation," *Proceedings of ASME Turbo Expo 2004*, Vienna, Austria, 2004, pp. 57-67.
- 6) Langtry, R. B., Menter, F. R., Likki, S. R., Suzen, Y. B., Huang, P. G. and Völker, S., "A Correlation-Based Transition Model Using Local Variables Part II - Test Cases and Industrial Applications," *Proceedings of ASME Turbo Expo 2004*, Vienna, Austria, 2004, pp. 69-79.
- 7) 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.
- 8) Sharov, D. and Nakahashi, K., "Hybrid Prismatic/Tetrahedral Grid Generation for Viscous Flow Applications," AIAA paper 96-2000, 1996.
- 9) Ito, Y. and Nakahashi, K., "Direct Surface Triangulation Using Stereolithography(STL) Data," AIAA paper 2000-0924, 2000.
- 10) Ito, Y. and Nakahashi, K., "Unstructured Mesh Generation for Viscous Flow Computations," *Proceedings of the 11th International Meshing Roundtable*, Ithaca, NY, 2002, pp. 367-377.
- 11) Misaka, T., and Obayashi, S., "Application of Local Correlation-Based Transition Model to Flows around Wings," AIAA Paper 2006-918, 2006.
- 12) Toyoda, A., Misaka, T., and Obayashi, S., "An Application of Local Correlation-Based Transition Model to JAXA High-Lift Configuration Model," 25<sup>th</sup> AIAA Applied Aerodynamics Conference, 2007, AIAA 2007-4286.
- 13) Weiss, J.M., Maruszewski, J. P. and Smith, W. A., "Preconditioned Applied to Variable and Constant Density Flows," *AIAA Journal*, Vol. 33, No. 11, 1995, pp. 2050-2057. This is a simple example of the paper format for ANSS 2008
- 14) Luos, H., Baum, J. D. and Löhner, R., "Extension of Harten-Lax-van Leer Scheme for Flows at All Speeds," *AIAA Journal*, Vol. 43, No. 6, 2005, pp.1160-1166.
- 15) Burg, C. O. E., "Higher Order Variable Extrapolation For Unstructured Finite Volume RANS Flow Solvers," 17<sup>th</sup> AIAA Computational Fluid Dynamics Conference, 2005, AIAA 2005-4999.
- 16) Sharov, D. and Nakahashi, K., "Low Speed Preconditioning and LU-SGS Scheme for 3-D Viscous Flow Computation on Unstructured Grids," AIAA paper 98-0614, 1998.
- 17) Kohama, Y., and Davis, S., "A New Parameter for Predicting Crossflow Instability," *JSME international Series B, Fluids and thermal engineering*, Vol.36-B, No.1 (19930215) pp. 80-85, 1993.
- 18) 徳川直子, 高木正平, 跡部隆, 井門敦志, 小濱泰昭, "二次元翼境界層の自然遷移に対する外乱の影響," *ながれ*, Vol. 22, 2003, pp. 485-497.
- 19) 野村聡幸, 黒田文武, "SST 外翼上での横流れ擾乱の空間増幅," 航空宇宙技術研究所特別資料 53 号, pp. 267-272.
- 20) 地面干渉を伴う翼境界層遷移, 齋木佑一郎, 山口義博, 有馬敏幸, 加藤琢真, 小濱泰昭, 日本機械学会東北支部第 44 期秋季講演会講演論文集, pp. 91-92.
- 21) 徳川直子, 高木正平, 上田良稲, 井門敦志, "NACA0012 翼境界層の自然遷移に対する外乱の影響," JAXA-RR-05-017, 2006

# 高揚力装置半裁風洞試験における風洞壁干渉の影響について

村山光宏, 横川謙

宇宙航空研究開発機構 航空プログラムグループ

田中健太郎

菱友システムズ

山本一臣

宇宙航空研究開発機構 航空プログラムグループ

伊藤健

宇宙航空研究開発機構 研究開発本部

## Wind Tunnel Wall Interferences for a Half-span Aircraft Model Testing with High-Lift Devices

by

Mitsuhiro Murayama, Yuzuru Yokokawa, Kentaro Tanaka, Kazuomi Yamamoto, and Takeshi Ito

### ABSTRACT

In this paper, wind tunnel wall interferences due to high-lift half-span model testing are investigated in detail to understand the differences between the flows in the wind tunnel and free-air conditions. Three-dimensional flow computations over a half-span wind tunnel testing model of a realistic high-lift aircraft wing-body configuration with a nacelle-pylon tested at JAXA are performed using an unstructured mesh method. Influence of a spacer to avoid interferences between the model and the boundary layer of the bottom wind tunnel wall when the half-span model is mounted vertically on the wind tunnel is investigated in the computations with/without the spacer. Influence of the height of the spacer is estimated by the computations with three heights of the spacer in the free-air conditions with/without the floor boundary layer. The results showed that the spacer and floor boundary layer generated large positive and negative velocity changes in the plane to assume the symmetric condition and changed the effective angle of attack locally near the fuselage. The changes reduced drag especially at high angle of attack and generated the difference of  $C_L$ - $C_D$  curve. Through the investigations, a height of the boundary layer spacer related to the displacement thickness of the floor boundary layer showed less difference with the results in the free-air conditions.

### 1. はじめに

旅客機離着陸時の空力性能は、ペイロードや燃料消費等の運行費に大きな影響を及ぼすため、離着陸時に展開する高揚力装置の性能向上は非常に重要な課題である。近年、機体騒音の低減の観点からも、高揚力装置の適切な設計が求められている。

高揚力装置展開形態の低速風洞試験では、可能な限りレイノルズ数を大きくするため、しばしば半裁風洞模型を用いた試験が行われる。半裁風洞試験では風洞壁境界層と模型本体との干渉を避ける必要があり、その比較的簡便な方法として胴体と風洞床面の間に胴体対称面形状を延長してかさ上げする境界層排除板を設置する方法がある。

一般的に大きな揚力を生じる高揚力装置風洞試験は風洞壁干渉も大きくなり、風洞床面境界層の干渉も大きくなると考えられるため、境界層排除板の適切な高さの設定が求められる。本発表では境界層排除板を考慮した数値解析により、半裁風洞における境界層排除板の影響と最適な排除板高さに関する調査結果を報告する。

### 2. 計算条件及び数値計算法

図1に示されている2005年10月～2006年2月の間にJAXA 6.5m×5.5m低速風洞において試験が実施されたJAXA高揚力装置半裁風洞模型着陸形態<sup>(1-3)</sup>を対象として解析を行った。半スパン長は2.3mである。計算条件は主流マッハ数0.175(≈風速60m/s)、MAC基準レイノルズ数 $2.1 \times 10^6$ である。

一様流中におかれた解析に加え、排除板高さと同境界層の影響を簡便に調べるために、図2に示される計算格子を用いた解析を行った。風洞壁は考慮せず一様流中の解析に境界層排除板を追加し、対称面上に風洞床面境界層に相当する境界層が無い場合とある場合の解析を行った。境界層がある場合には図2(a)の領域Aの場所をすべり無し壁として取り扱い、条件にあう厚さの境界層を発達させている。なお、床面境界層無の計算では領域Aもすべり壁として取り扱う。

風試では風速30m/s時の風洞壁面の境界層99%厚さ程度を避けるために高さ150mmの排除板が設置されている。また、機体と排除板の間には10mmの隙間があり、その隙間は空気が流れこまないように柔毛材によりシールされている。今回の解析では、機体と排除板の隙間を含めた160mm、その

半分の80mm、境界層排除厚程度の30mmの3種類の排除板高さに対する計算を行った。

計算格子は総格子点数約600万点の非構造ハイブリッド格子で、FTF及びスラット支持金具等は省かれている。境界層排除板有りの計算格子は排除板無しの場合に対して排除板分の格子を追加して生成している。境界層排除板は模型同様すべり無し壁として計算を行った。

CFDコードとしてセル節点有限体積法非構造格子TAS code<sup>(4-7)</sup>を用い、粘性流解析を行った。流束評価にはHLEW法を用い、U-MUSCL法により高次精度化を行い、時間積分にはLU-SGS陰解法を用いた。乱流モデルには、渦中心領域の過大な渦粘性の生成を減らす、修正Spalart-Allmaras 1方程式モデルを用いた。

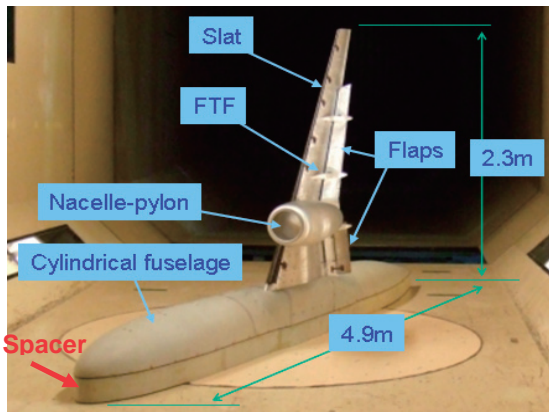
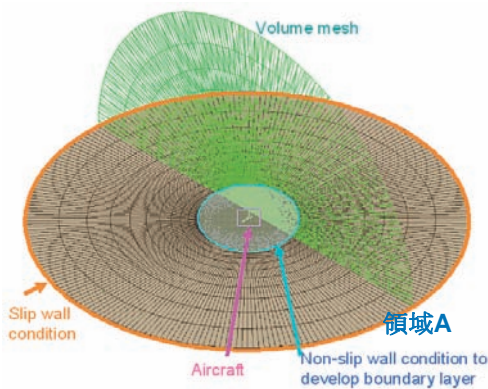
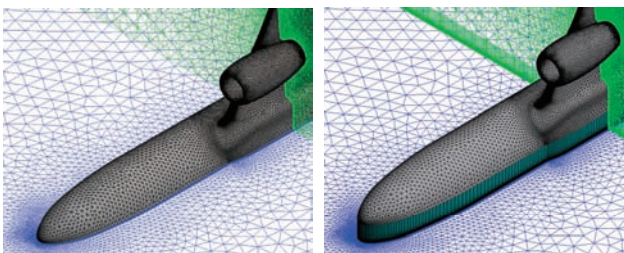


図1 JAXA高揚力装置風洞模型



(a) 計算領域全体図



(b) 境界層排除板無 (c) 境界層排除板(160mm)付

図2 JAXA高揚力装置風洞模型に対するハイブリッド非構造計算格子

### 3. 計算結果

図3に揚力-抵抗係数( $C_L$ - $C_D$ )特性図を示す。境界層排除板に働く力は除外している。境界層排除板高さの増加に伴い $C_D$ が減少し、 $C_L$ が増加する傾向が見られる。また、迎角の増加に伴い $C_D$ の減少量が大きくなり、 $C_L$ - $C_D$ 曲線が排除板高さの増加につれて開く傾向が見られる。床面境界層有(図中の+BL)・無の結果を比較すると、いずれの排除板高さにおいても床面境界層有の結果の方が $C_D$ の減少量と $C_L$ の増加量が小さい。排除板高さ30mmの結果は一樣流中の結果との差が小さい。

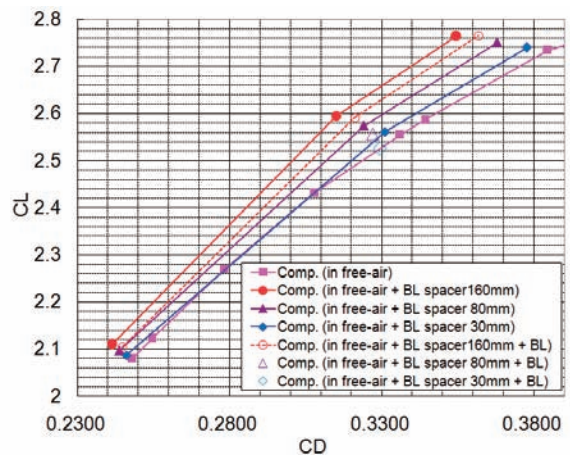
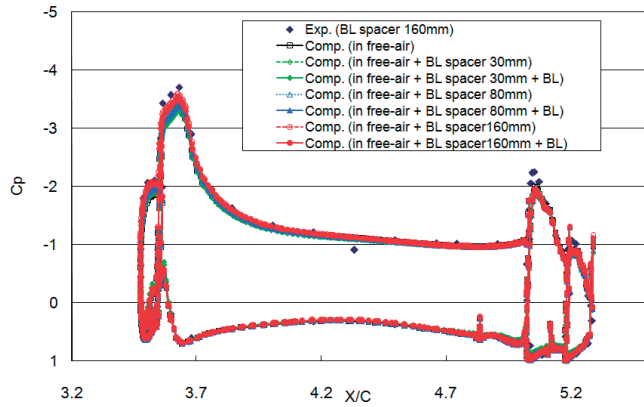


図3 揚力-抗力特性 $C_L$ - $C_D$

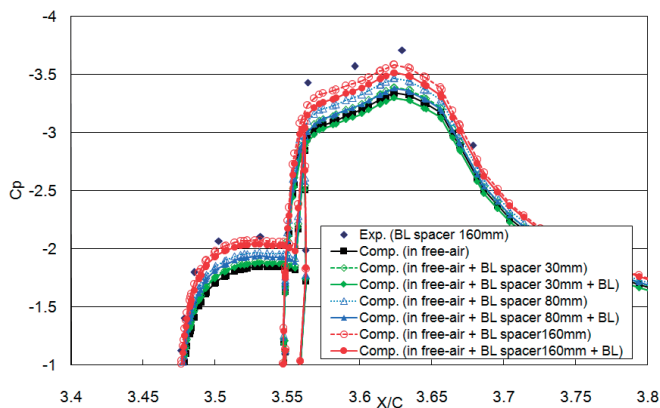
図4に迎角10度における表面圧力係数 $C_p$ 分布を示す。 $\eta=0.56$ の外翼側では排除板高さによる差は小さいが、胴体に近い内翼側では、排除板高さの増加に伴いスラット及び主翼のサクシオンピークが高くなっている。床面境界層有(図中の+BL)・無の比較では床面境界層有の方がサクシオンピークの増加量が小さいが、同様の傾向が見られる。圧力分布においても排除板高さ30mmの結果は一樣流中の結果との差が小さい。図5に内翼側 $\eta=0.25$ における排除板高さ160mmの迎角10度の $C_p$ 分布計算結果に関して、いくつかの迎角の風試結果との比較を示す。迎角に伴う風試圧力分布の変化と比較すると、内舷側のスラットと母翼に関して排除板高さ160mmの場合、約1度局所迎角が増加している事が示されている。

図6に迎角10度における抵抗成分の比較を示す。 $C_D$ ,  $C_{Dp}$ ,  $C_{Df}$ ,  $C_{Di}$ はそれぞれ、全抵抗、圧力抵抗、摩擦抵抗、理想誘導抵抗を示している。ここで理想誘導抵抗は簡易的に $C_{Di}=C_L^2/(AR*\pi)$ として見積もっている。また図7に迎角10度における各コンポーネントの抵抗係数比較を示す。排除板の存在による抵抗変化に関して、摩擦抵抗の変化は圧力抵抗の変化と比べて相対的に小さく、圧力抵抗の変化が主要因となっている。全抵抗から理想誘導抵抗を引いた結果で比較すると、一樣流の結果と比較して排除板高さ30mmで約20カウント(1カウント=10<sup>-4</sup>)、160mmで210カウント減少している事がわかる。なお、排除板高さの増加に伴う抵抗減少は特にスラッ

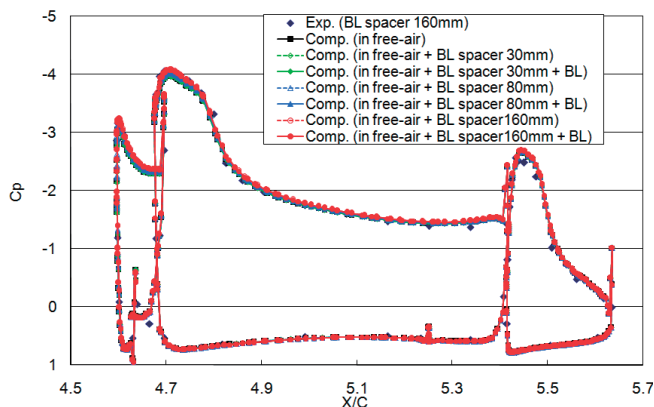
トとアフトラップ、胴体において大きい。内翼側の局所的な有効迎角の増加による前縁近傍のサクシジョンの増加に伴い、負の抵抗成分が大きくなり、抵抗が減少していると考えられる。



(a)  $\eta=0.16$



(b)  $\eta=0.16$  スラット及び主翼サクシジョンピーク近傍拡大図



(c)  $\eta=0.56$

図4 迎角10度における表面圧力係数 $C_p$ 分布

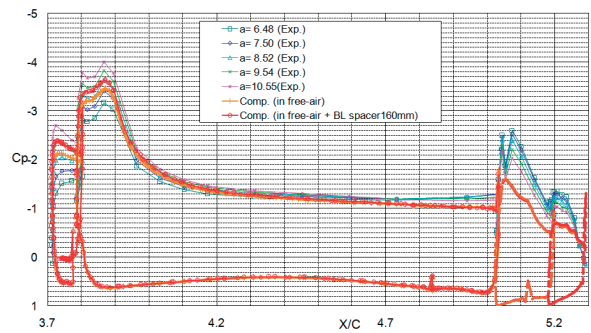


図5  $\eta=0.25$ における風試表面圧力係数 $C_p$ 分布との比較

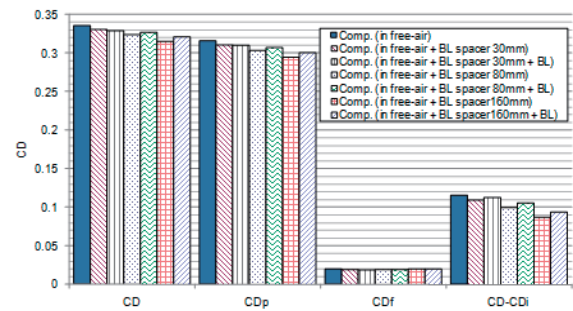


図6 迎角10度における抵抗係数比較 ( $C_D$ : 全抵抗、 $C_{Dp}$ : 圧力抵抗、 $C_{Df}$ : 摩擦抵抗、 $C_{Di}$ : 理想誘導抵抗)

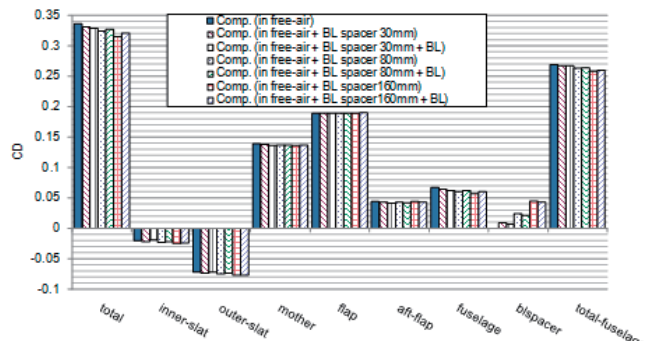


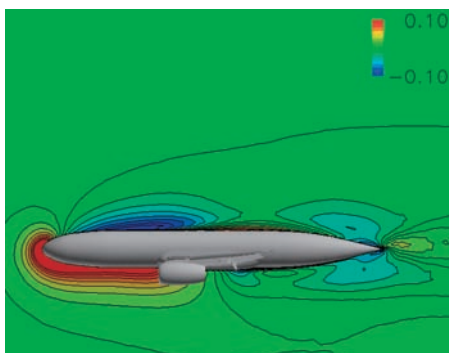
図7 迎角10度における各コンポーネント抵抗係数比較

図8~10に各境界層排除板高さにおける排除板と機体が接合するスパン位置でのスパン方向(正:外翼に向かう方向)マッハ数分布を示す。図11に排除板高さ160mmの結果における表面流線を示す。また、比較のため、風洞壁も含めた風洞内における解析を行った迎角10度の結果を示す。図12に風洞内における解析中において模擬した風洞領域を示す。集合胴、縮流胴、そしてベルマウス直前の測定部までを模擬している。図13に用いた計算格子を示す。計算における境界条件として、上流の境界条件は集合胴の最上流位置にて総温と総圧を固定し、マッハ数を外挿している。また、下流の境界条件は測定部の最下流の位置にて静圧を固定し、その他の物理量は外挿している。下流の境界条件として与える静圧は、風洞試験中に速度を計測しているピトー管位置にて指定したいマッハ数になるように計算中で調整を行っている。図14に排除板と機体が接合するスパン位置でのスパン方向のマッハ数分布示と表面流線の計算結果を示す。図8と図11の排除板高さ

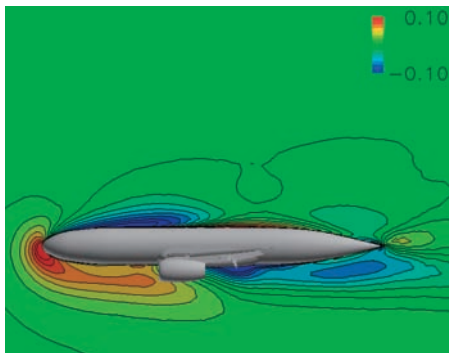
160mmにおける床面境界層有の結果と図14の風洞壁も考慮した結果を比較すると、表面流線とスパン方向速度分布が共に良く一致している事がわかり、今回用いた簡易的な計算でも妥当な検討ができていている事がわかる。

床面境界層有・無時の流れ場の比較を行う。床面境界層がある場合は胴体先端近傍から馬蹄渦が発生している様子がわかる。スパン方向マッハ数分布を比較すると、床面境界層無しの場合には前胴下面側で大きな正の速度分布、前胴上面側で負の速度分布が生じている事がわかる。床面境界層を考慮した場合、馬蹄渦の影響もあり、この速度成分が弱まり、また、後胴下面側の負の速度成分が存在する領域が現れている。排除板を設置する際に、排除板と機体が接合するスパン位置で対称境界となる事を仮定しているが、この正・負のスパン方向速度分布が内翼側での $C_p$ 分布の差や抵抗差の原因となっている。

境界層排除板高さによる変化を調べると、レベルは異なるがすべての排除板高さにおいて同様のスパン方向マッハ数分布が見られる。境界層排除板の高さが増加するに伴い、スパン方向の速度変化が大きくなり、力の変化量も大きくなっている。排除板高さ30mmの境界層排除厚程度の場合にはスパン方向速度変化は小さく、そのため一様流中の結果との差が小さいと考えられる。

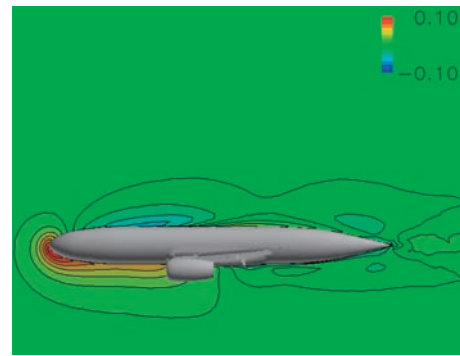


(a) 風洞床面境界層無

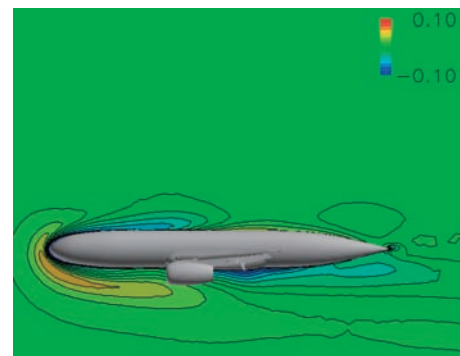


(b) 風洞床面境界層有

図8 床面から160mm位置におけるスパン方向（正：外翼に向かう方向）マッハ数分布（排除板高さ160mm）

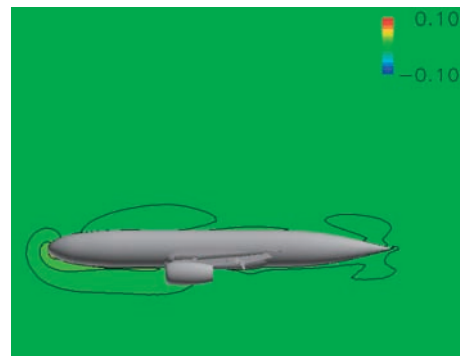


(a) 風洞床面境界層無

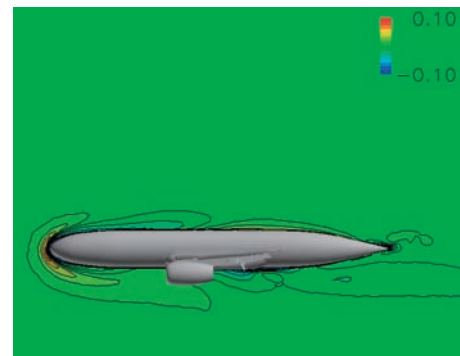


(b) 風洞床面境界層有

図9 床面から80mm位置におけるスパン方向（正：外翼に向かう方向）マッハ数分布（排除板高さ80mm）

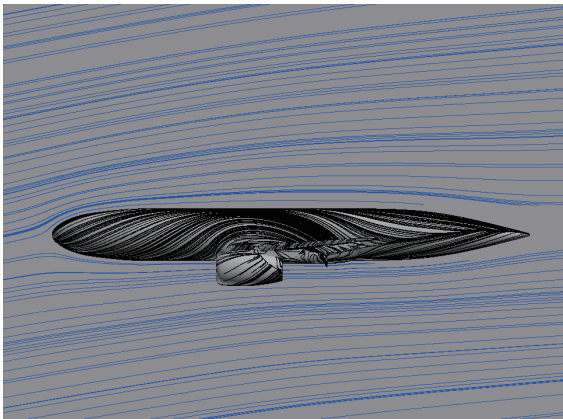


(a) 風洞床面境界層無

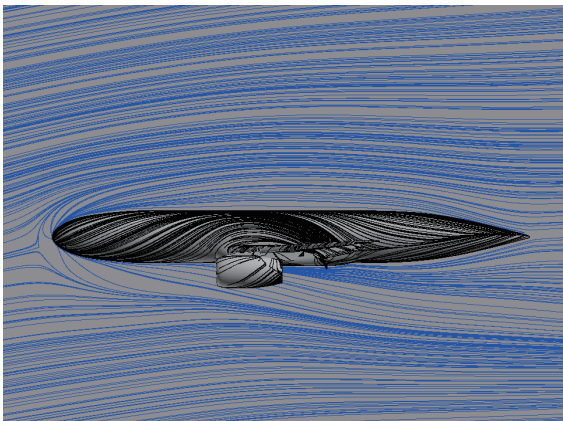


(b) 風洞床面境界層有

図10 床面から30mm位置におけるスパン方向（正：外翼に向かう方向）マッハ数分布（排除板高さ30mm）

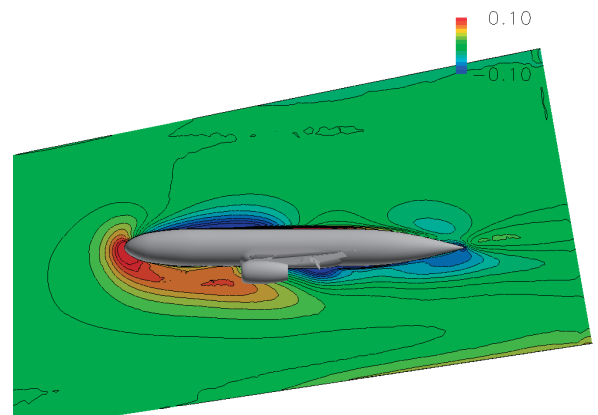


(a) 風洞床面境界層無

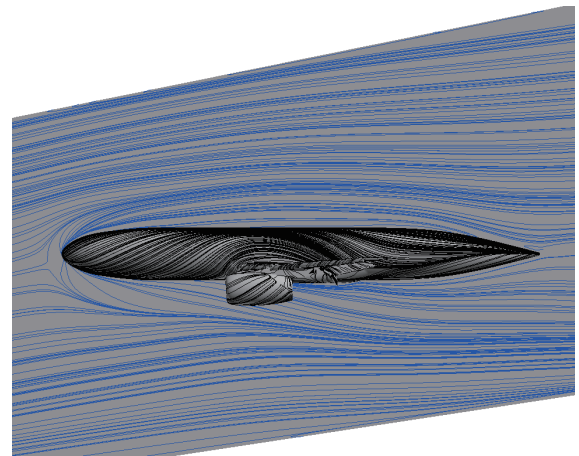


(b) 風洞床面境界層有

図11 迎角10度における表面流線比較（排除板高さ160mm）



(a) 床面から160mm位置におけるスパン方向（正：外翼に向かう方向）マッハ数分布



(b) 表面流線

図14 迎角10度における風洞壁も考慮した解析結果

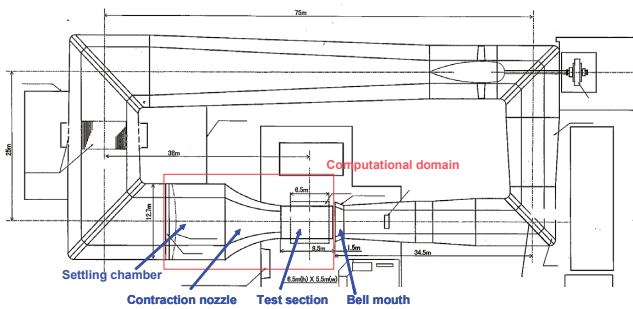


図12 JAXA 6.5m × 5.5m 低速風洞内における解析中において模擬した風洞領域：集合胴、縮流胴、計測室

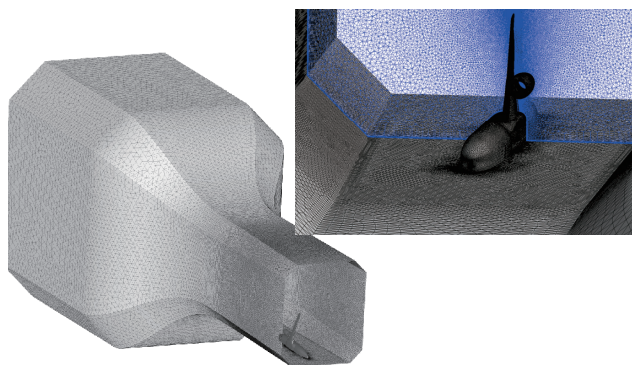


図13 風洞内計算格子

#### 4. まとめ

境界層排除板を考慮した数値解析により、半裁風試における境界層排除板の影響と最適な排除板高さに関する調査を行った。

排除板高さが境界層排除厚と比較して高すぎる場合、境界層排除板と床面境界層により、対称面を仮定している位置に大きな正・負の速度分布が生じ、胴体近くの内翼側での有効迎角の増加と抵抗減少効果を引き起こしている事が示された。また、排除板高さとして境界層排除厚程度を選ぶと圧力分布や空力係数へ与える影響が小さい事が示された。

#### 参考文献

- 1) Ito, T., et. al, "High-Lift Device Testing in JAXA 6.5m×5.5m Low-speed Wind Tunnel," AIAA Paper 2006-3643, June 2006.
- 2) Yokokawa, Y. et. al. Murayama, M., Ito, T., and Yamamoto, K., "Experimental and CFD of a High-Lift Configuration Civil Transport Aircraft Model," AIAA Paper 2006-3452, June 2006.
- 3) Murayama, M., Yokokawa, Y., Yamamoto, K., and Ueda, Y., "CFD Validation Study for a High-Lift Configuration of a Civil Aircraft Model", AIAA Paper 2007-3924, June 2007.



- 4) Nakahashi, K., Togashi, F., Fujita, T., and Ito, Y., “Numerical Simulations on Separation of Scaled Supersonic Experimental Airplane from Rocket Booster at Supersonic Speed,” AIAA Paper 2002-2843, June 2002.
- 5) Murayama, M. and Yamamoto, K., “Comparison Study of Drag Prediction for the 3rd CFD Drag Prediction Workshop by Structured and Unstructured Mesh Method,” AIAA Paper 2007-0258, Jan. 2007.
- 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, 2002, pp. 75-96.
- 7) Ito, Y. and Nakahashi, K., “Improvements in the Reliability and Quality of Unstructured Hybrid Mesh Generation,” *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, Vol. 45, Issue 1, May 2004, pp. 79-108.

## JAXA 高揚力装置標準模型空力解析のための検証風洞試験

横川 謙、村山 光宏、内田 洋、伊藤 健、山本 一臣  
宇宙航空研究開発機構 航空プログラムグループ

### Validation Test for Aerodynamics Analysis of JAXA High-Lift Configuration Standard Model in Lowspeed Wind Tunnel

by

Yuzuru Yokokawa, Mitsuhiro Murayama, Hiroshi Uchida, Takeshi Ito and Kazuomi Yamamoto

#### ABSTRACT

This report summarizes experimental results obtained in lowspeed wind tunnel testing for high-lift configuration aircraft model JSM (JAXA highlift configuration Standard Model). Following two time of the testing, third testing was implemented at 6.5m by 5.5m low-speed wind tunnel in JAXA (JAXA-LWT1) in order to acquire validation data for CFD and to observe flow physics on high-lift system. JSM is a half type model which assumes 17% similarity of a modern 100-passenger class regional jet airliner. The model is equipped with leading edge slat, double-slotted flap at the inboard and single-slotted flap at the outboard, flow-through nacelle, in addition, a circular fuselage and Flap Track Fairings (FTF) so that the detailed flow fields occurring in actual aircraft can be provided. At first, repeatability of the force and the moment data throughout two times of the testing where the short-cowling nacelle was used was checked. Variation in aerodynamic performances between two kinds of flap deflection angle was tested. The results showed reduction of separation on the flap in the case of 30degree, which is expected to be useful for CFD validation. Following that, effects of the nacelle installation and configuration of the slat root were observed. When the nacelle was installed, lift performance was not largely changed whether slat root was connected to the fuselage or not. On the contrary to that, maximum lift coefficient and stall angle of attack were increased by slat root connection. In that case, separation pattern at the stall was also affected.

#### 1. はじめに

近年、高揚力装置高性能化が以前にも増して重要視されている[1,2]。空力設計技術向上により、旅客機離着陸形態に関してもレイノルズ平均 Navier-Stokes 方程式による高精度なシミュレーションが可能になりつつある[3,4]。しかしながら、高揚力形態は幾何形状そのものが複雑であることに加え、周辺の流れ場についてもはく離や境界層乱流遷移が複合的に生ずるため、3次元の実機形状に関する性能予測精度は未だに不十分であり CFD が主翼空力設計技術として確立されているとは言い難い。一方、従来から空力設計において中心的な役割を担ってきた風洞試験については、パラメトリックなデータ計測には優位性があるものの、実機空力性能予測精度のより一層の向上が求められている昨今、レイノルズ数依存性や風洞壁境界干渉の影響等が以前にも増して問題視されている。従って、今後の設計技術の高度化には、実フライトに近い模型形態ならびに環境において風洞試験データを取得して CFD データを検証し、また両データを補完的に用いて現象の理解を深め、それらを設計過程にフィードバックする取り組みが必要不可欠である。欧州の EUROLIFT プロジェクト[5-11]においては、風洞試験と CFD の両面から高揚力装置設計の空力解析手法の研究が集中的に進められ、プロジェクトで得られた結果は開発機体の性能向上に大きく寄与している。

宇宙航空研究開発機構航空プログラムグループ国産旅客機チーム (JAXA/APG/CTT) においては、従来から進めている高揚力装置の空力性能予測技術および設計技術に関する研究をより一層推進する目的で、スラット、フラップ、ナセル・パイロン、FTF および胴体から構成される3次元実機形態模型を設計製作し、低速風洞試験と RANS 解析を実施している[12-17]。第1期試験 (2005年11月~2006年2月)、第2期試験 (2007年2月~2007年4月) では CFD コード検証のための公開可能な基礎データを広範に取得したことに加え、ナセル形状 (ロングナセル/ショートナセル) の影響、境界層遷移の影響、さらにはナセル上チェーンを用いた空力性能改善への試みも行い、現象把握と性能予測に資する各種知見を得た[17]。また同時に CFD につい

ても、乱流モデル、格子解像度、形状再現性の影響、さらには遷移予測法やその影響等について詳細に検討を行っている[16]。そして公開された風洞試験データに基づき、国内の関係研究機関によるワークショップを開催した[18,19]。

本報告は、2007年11月から12月に実施した第3期試験の結果について、フラップ舵角の変更、ナセル有無、さらにスラットと胴体接合部の形態変更を行った際の空力特性を、高揚力形態の空力解析検証用データの観点から考察することを目的とする。

#### 2. 模型

使用した模型は、100人乗りクラスのリージョナルジェット機を想定し研究用に基本設計した図1に示す17%スケール半裁模型、JSM (JAXA high-lift configuration Standard Model) である。主翼はスパン2.3m (半翼) でスーパークリティカル翼型断面形状を有している。胴体は円筒形で、全長4.9m、直径0.5mである。高揚力装置としては、前縁に85%スパンのスラット、後縁は内翼37%スパンまでに Double-slotted フラップ、外翼77%スパンまでに Single-slotted フラップを設置している。

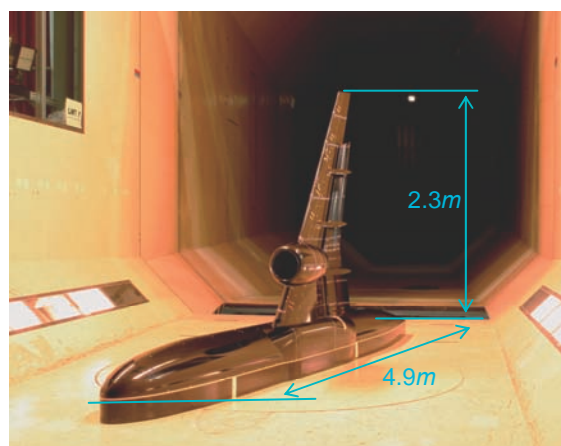


図1 JAXA-LWT1 に設置された JSM

高揚力装置の配置を表1に示す。本試験では高揚力装置を着陸形態に設定している。舵角は、スラットを25度とし、フラップについては従来から用いている35度に加え、よりCFD解析に適するよう剥離が小さいことが予想される30度も新規に採用した(アフトラップは共に20度)。フロースルーナセルとしてはバイパス比5の高バイパス比ファンエンジンを想定して設計されたコア付きのショートカウルナセルを設置している。

表1 模型高揚力装置の配置

翼素		Gap[1/C]	Overlap[1/C]
内舷断面	スラット	0.015	0.004
	メインフラップ	0.011	0.007
	アフトラップ	0.007	0.004
外舷断面	スラット	0.024	0.006
	フラップ	0.015	0.010

3. 風洞試験

試験は、宇宙航空研究開発機構(JAXA)の6.5m×5.5m低速風洞(LWT1)において実施した。模型は図1に示すとおりターンテーブル上に5分力天秤を介して垂直に設置された。胴体と風洞床面の間には測定部において約130mmの風洞壁境界層の影響を避ける目的で胴体下部を延長した断面形状の150mm高さの排除板を設置した。力およびモーメントは、半裁5分力天秤により計測を行った。また、模型表面静圧は、主翼上7断面、および胴体、パイロン上に設けた合計456点の静圧孔で計測を行った。主翼上静圧計測断面の概要を図2に示す。模型表面流はオイルフロー法、タフト法ならびにチャイナクレー法により可視化を行った。主流速度は基本を $U=60m/s$ とし、迎角については0度から概ね失速後5度を目標にスイープを行った。対応するレイノルズ数は平均空力翼弦長基準で1.05million~2.47millionである。

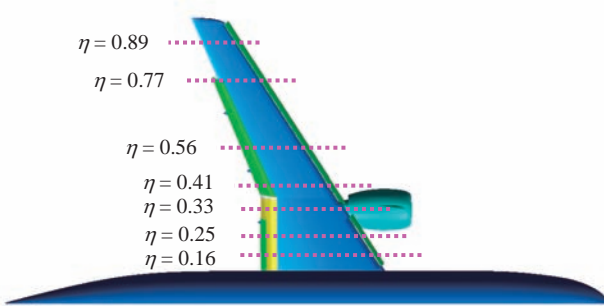


図2 静圧孔設置断面位置

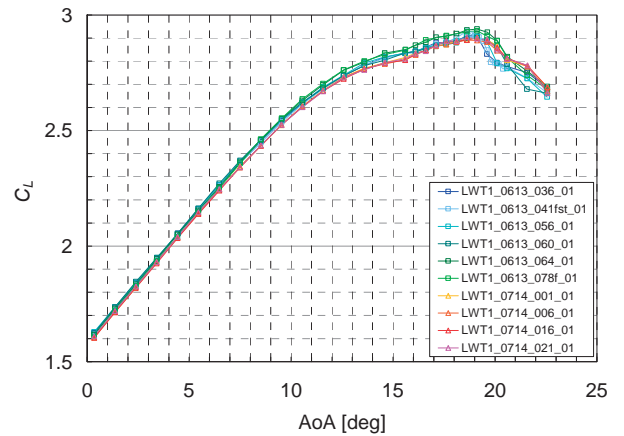
4. 結果および考察

本章においては、特に断りのない限り主流風速  $U=60m/s$  において迎角を上昇させながらピッチアンドポーズにより取得したデータを示す。また、表示したデータはAlan Popeの手法[20]により風洞壁境界修正が行われている。

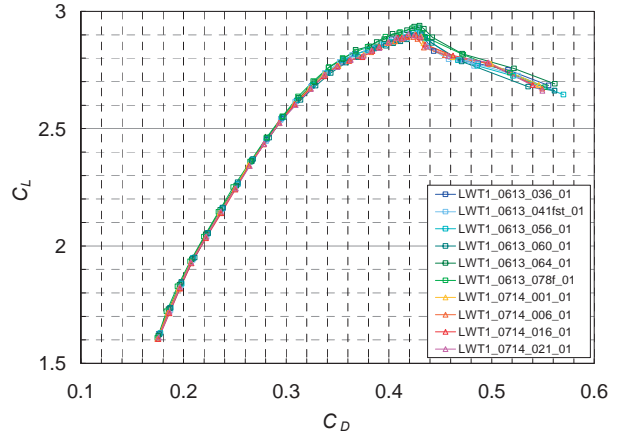
4. 1. 縦3分力データの再現性

図3に第2期および第3期試験において取得した揚力係数  $C_L$ 、抗力係数  $C_D$ 、ピッチングモーメント係数  $C_M$ の再現性を示す。模型の形態は全て同一であり、ショートナセルを使用している。なお、これらのデータ取得時の風速設定精度は $\pm 0.1m/s$ 以下、迎角設定精度は $\pm 0.01^\circ$ 以下であつ

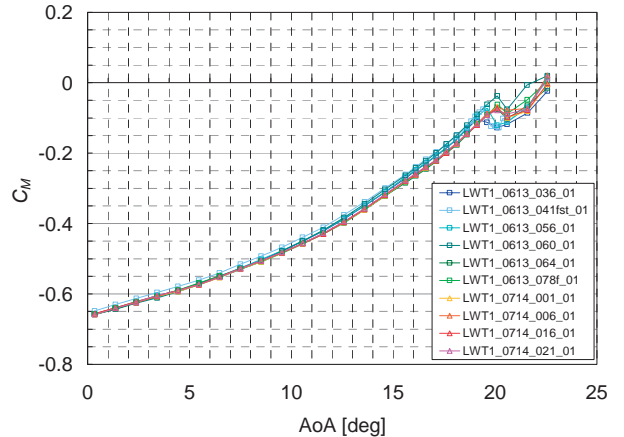
た。図3に示したデータのうち、代表的な条件として低迎角である4度、線形域高迎角の10度、最大揚力付近の18度を選択し、10回の計測の平均値からのそれぞれのデータのばらつきを図4に示す。図中の赤い点線は公称天秤精度を、また青い線は高揚力形態低速風洞試験の低迎角(4度)における目標精度[21]を示している。それぞれの結果より、第2期試験のSN64とSN78のずれが大きいことが分かる。第2期と第3期の間には模型そのもののセットし直しを挟んでいるが、遷移や剥離の特性等の定性的な変化が大規模には生じていないことは確認している。誤差の原因として考え得る点としては、塗装の変質、模型本体やHLDの組み付け精度、フラップと胴体付根のシール精度、流れ場の微小変化などが挙げられる。



(a)  $C_L - \alpha$



(b)  $C_L - C_D$



(c)  $C_M - \alpha$

図3  $C_L, C_D, C_M$  データの再現性

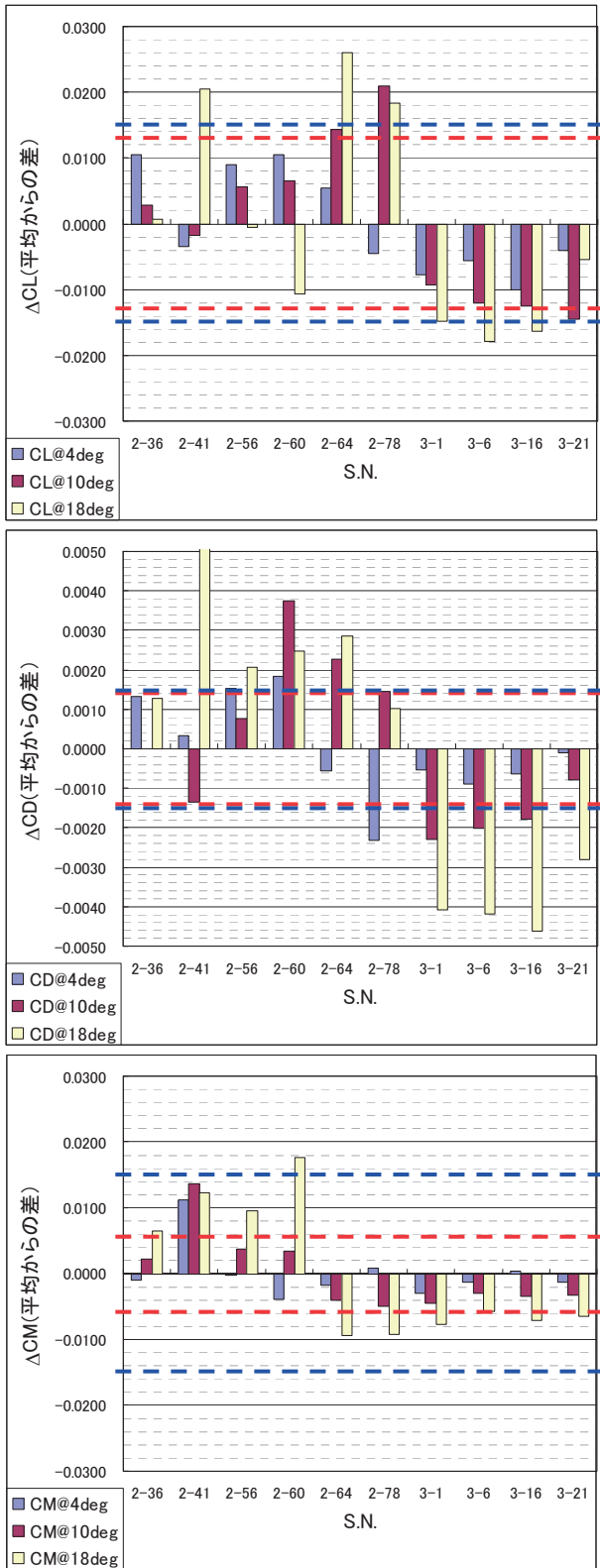


図4  $C_L, C_D, C_M$  データのバラつき幅

4. 2. フラップ舵角の効果

図5に主流速度  $60m/s$ 、フラップ舵角を  $35$  度および  $30$  度とした際の揚力係数-迎角特性、揚力係数-抗力係数特性、ピッチングモーメント係数-迎角特性を示す。なお、フラップセッティングに関し、舵角以外のパラメータは変化させていない。フラップ舵角を本模型のベースラインである  $35$  度から  $5$  度減少させることで、 $C_L, C_D$  が低減し  $C_M$

が増加する妥当な結果が得られている。大きな変化は線形域にのみ現れており、失速域に向かって両舵角の結果がマージし、失速角には優位な差が生じない結果となっている。特に揚力に注目すれば、線形域での変化は概ねオフセットのみであり勾配の変化はほとんど生じていないが、これも高揚力装置の空力設計において知られている妥当な結果である[2]。また、本模型でショートナセルを装着した場合に揚力曲線の迎角  $12$  度程度から生じるキंकが、ナセルパイロンから発生する渦による揚力減少と関連するものであることは既に報告済みであるが[17]、舵角  $30$  度の場合にキंकが若干減少しており、これはフラップ舵角変更により失速前の局所的な剥離が抑制されたことを示唆する結果である。しかしながら、このような特性は定性的には舵角  $30$  度と  $35$  度で大きく変わらず、これにより最大揚力も失速角にもほぼ変化がない。

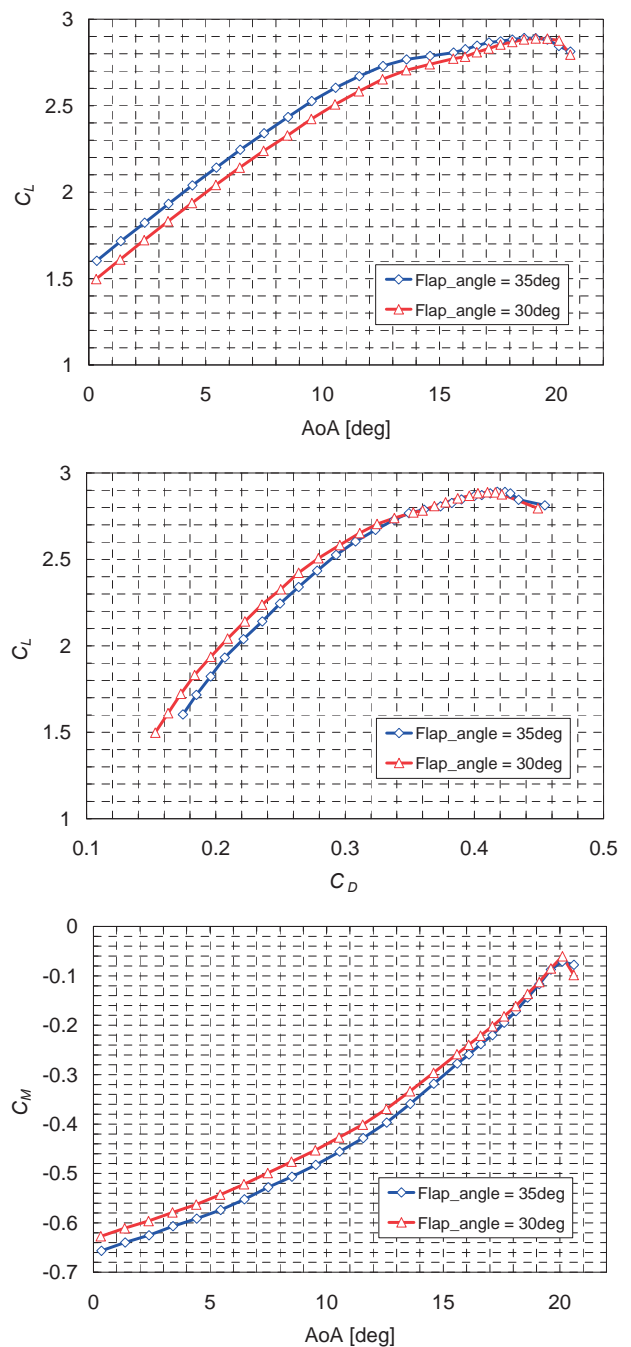
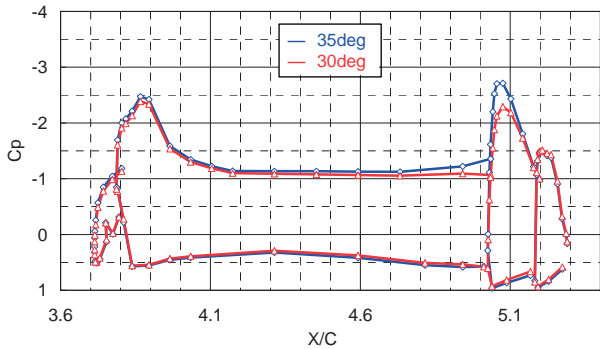
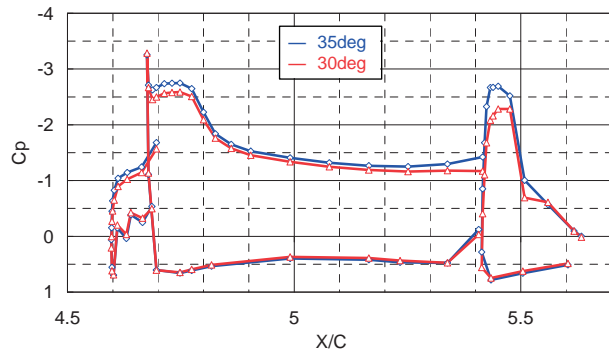


図5 各フラップ舵角に対する揚力、抗力、ピッチングモーメントの特性の比較

次に、図6に両フラップ舵角に対する低迎角条件（迎角4度）での模型表面静圧分布を示す。(a)は内舷側断面（ $\eta = 0.25$ ）、(b)は外舷側断面（ $\eta = 0.56$ ）に対する計測結果である。図より、フラップ舵角を30度とした場合、内舷側ではフラップ上面での負圧の低下、およびそれに伴う母翼上面後縁付近での負圧の低下が観察される。一方、外舷側ではこれらに加えてスラットや母翼前縁付近を含めた翼断面全域で比較的大きな変化が生じている。このような傾向は高迎角においても同様に現れている。



(a) 内舷側断面 ( $\eta = 0.25$ )

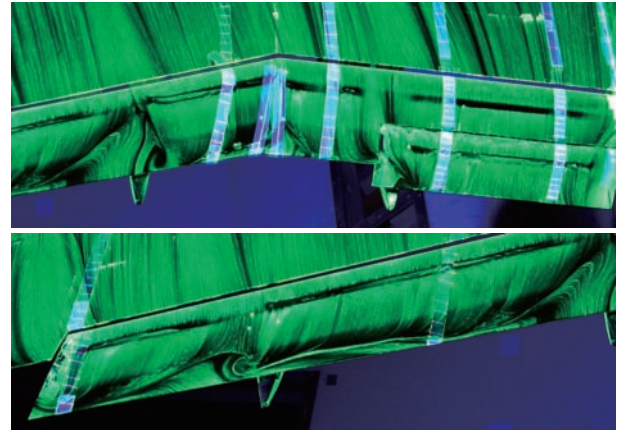


(b) 外舷側断面 ( $\eta = 0.56$ )

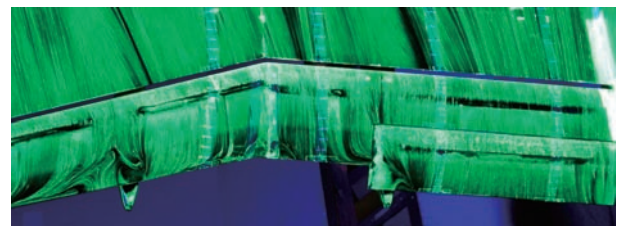
図6 各フラップ舵角に対する表面静圧分布（迎角4度）

次に、図7に両フラップ舵角に対する主流速度60m/s、低迎角条件（迎角4度）でのフラップ上面表面流線の可視化結果を示す。図より、フラップ舵角を30度とした場合、内外舷接合部、中央FTF付近、さらに外舷側の後縁付近において剥離領域が著しく減少している様子が見て取れる。一方、図中のフラップコード30%付近に存在する黒い領域、すなわち層流剥離位置についてはフラップ舵角の影響を受けずほぼ一定であることがわかる。また、内舷側のアフトラップについては特に大きな変化は観察されていない。

本模型のフラップ舵角35度のケースは比較的剥離が大きく、本模型の風洞試験結果を用いたCFDワークショップにおいてはフラップの剥離パターンが計算手法（格子、乱流モデル、遷移モデル）の違いに大きく依存することが報告されている[19]。前述の通り、フラップ舵角を30度にすることで、フラップでの剥離を減らすことを確認できたため、同形態に対するデータをCFDデータ検証の対象とすれば、空力データの予測において発生しているさまざまな問題のうち[18-19]、フラップ上の剥離の問題を分離できる可能性がある。



(a) フラップ舵角35度



(b) フラップ舵角30度

図7 各フラップ舵角に対するフラップ上面の表面流線の比較（迎角4度）

#### 4. 3. ナセル ON/OFF とスラット根形態の効果

次にナセル設置ならびにスラット根形態が空力特性に与える影響について考察する。模型形態としては図8に示す4種類とした。スラット根形態については、翼根付近にはスラットが存在せずクリーン翼となっている従来の形態（図8上）、およびスラット端を延長し胴体と結合した形態（図8下）を比較した。

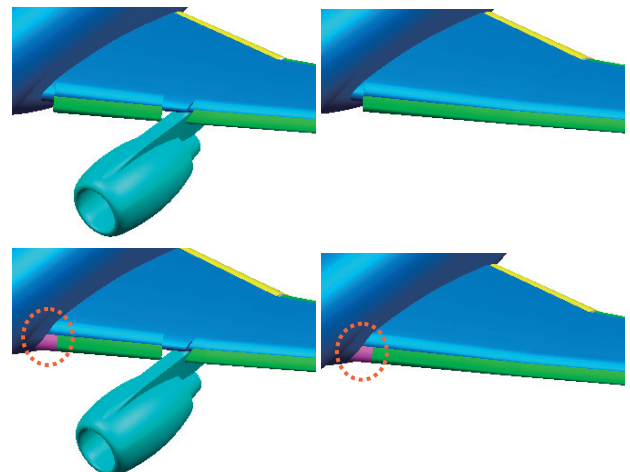


図8 4種類の模型形態（ナセルON/OFF、スラット結合なし/あり）

図9に主流速度 60m/s におけるそれぞれの模型形態に対する揚力係数-迎角特性、揚力係数-抗力係数特性を示す。ここで、抗力と比較する対象は  $C_L^2$  としている。なお、本考察においてはフラップ舵角を全て 35 度である。図より、ナセルを設置した状態でスラット根形態を変化させた効果として、スラット根と胴体を結合した場合に線形域で揚力が低下する様子が見られる。これは内舷側の特に母翼下流位置とフラップで負圧が失われるためであることを静圧分布計測の結果から確認している。

次に、スラット根が結合されていない状態でナセル ON/OFF の結果を比較すると、ナセル ON の場合に有効迎角 15 度前後に存在していたキंकがナセル OFF の場合には無くなっていることがわかる。これは、ナセルを撤去したことで主翼上との流れ場の干渉が無くなり、局所的な性能が改善されたためと判断できる。また、図9下に表示す  $C_L^2$  と  $C_D$  の関係見ると、ナセル OFF の場合に有効アスペクト比が増加しており、線形域においてもナセルの存在が翼全体の空力性能を変化させることを示している。

一方、失速域の特性について述べれば、ナセル ON の場合にはスラット根形態変化の影響は小さく、形態によらず翼根からの失速パターンが維持されることを確認している。しかしナセル OFF の場合には、スラット根を結合した際に最大揚力と失速角が著しく増加する様子が見取れる。これは失速パターンの変化によるものであり、タフト可視化により、同形態における失速が翼根では生じず中翼付近から生じることを観察している。

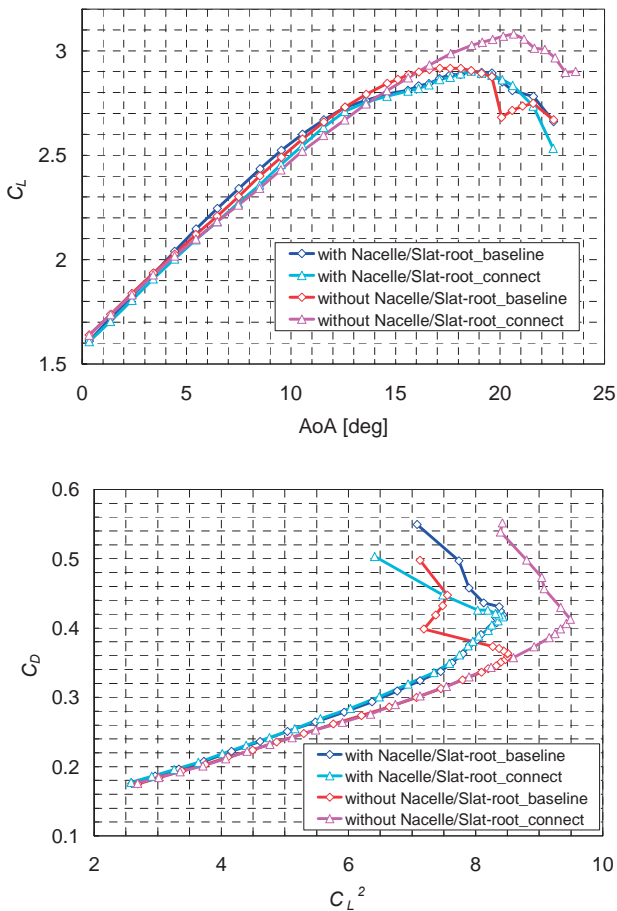


図9 各模型形態に対する揚力、抗力の比較 (ナセル ON/OFF、スラット結合なし/あり)

図10にスラットを結合せずナセルを OFF とし、母翼の境界層を強制遷移させた場合の揚力係数-迎角特性を示す。境界層の強制遷移は、母翼上面のコード 2% および下面の 15% 位置に設置した厚さ 0.251mm のディスクラフネスにより行っている。遷移を行った結果として、定性的には大きな変化は生じていないことから、少なくとも本風洞試験のレイノルズ数においては空力特性が母翼境界層の状態に大きく影響されないことは示されている。しかしながら、揚力傾斜や最大揚力に有意な低下が観察されている。図11に強制遷移を行わない場合と行った場合の迎角 4 度に対する模型表面静圧分布を示す。(a)は外舷側断面 ( $\eta = 0.56$ )、(b)は翼端付近断面 ( $\eta = 0.89$ ) に対する計測結果である。

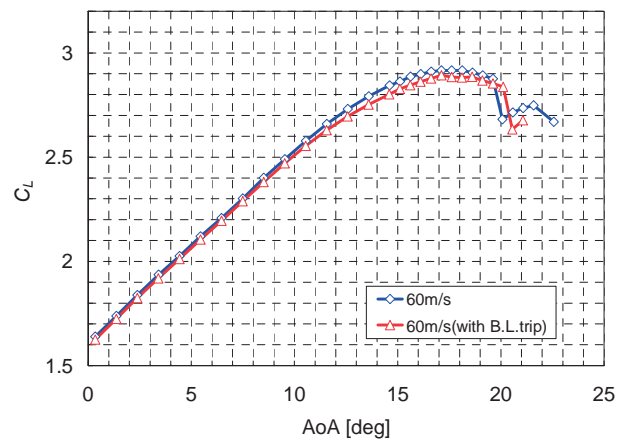
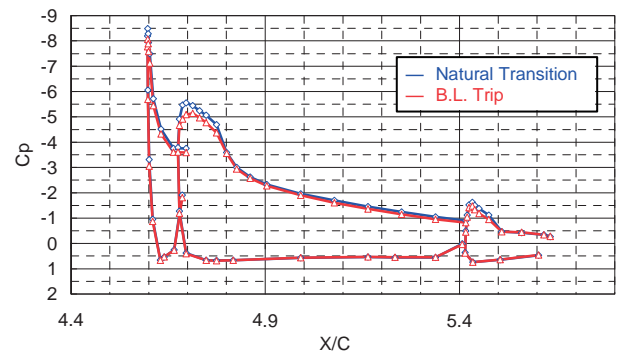
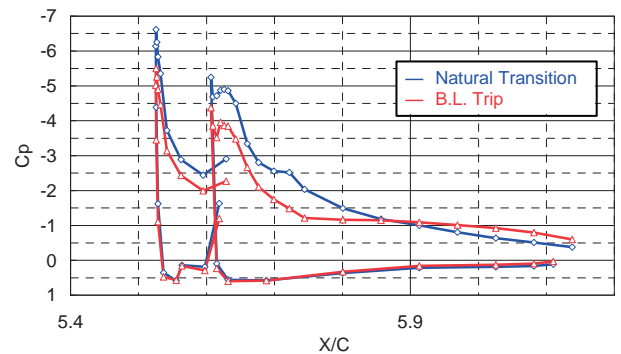


図10 境界層強制遷移による揚力特性変化 (ナセル OFF、スラット結合なし)



(a) 外舷側断面 ( $\eta = 0.25$ )



(b) 翼端付近断面 ( $\eta = 0.89$ )

図11 境界層強制遷移による表面静圧分布変化 (迎角 4 度、ナセル OFF、スラット結合なし)

図より、外舷側断面では強制遷移を行った場合にスラットや母翼前縁さらにはその下流においても負圧が低下していることが分かる。また、これより内舷側の断面においても同様の度合いの変化が生ずることを確認している。一方、翼端付近を見ると、著しい変化が生じていることを観察できる。この結果は、翼端側では強制遷移により境界層が必要以上に厚くされており、より適切なラフネスの選定の必要性を示唆するものである。

## 5. まとめ

旅客機の高揚力装置高性能化を目指した CFD 検証データの取得および物理現象の理解を目的として、高揚力装置付き実機形態半裁模型を用いた低速風洞試験を実施した。本報告では、2007 年 11 月から 12 月に実施した第 3 期試験の結果について、フラップ形態変更やナセル取り外しによる空力特性への影響を考察した。結果として、フラップ舵角を 30 度とすることで、フラップでの剥離低減が確認できた。また、今回の風洞試験により、ナセル無し、スラット根結合形態から、実機形態までのデータが取得でき、さらに失速の原因となる基本的な現象も理解できた。現状の RANS 解析で失速を予測することは容易ではないが、今回のデータを用いることにより、高揚力装置の設計で非常に重要な最大揚力の予測に関して、系統的な検証を行うことが可能になると考えられる。

## 謝 辞

本研究の実施にあたり、JAXA 研究開発本部風洞技術開発センター風洞セクションの諸氏、同高度化技術セクションの諸氏、ならびに同航空プログラムグループ国産旅客機チーム空力技術セクションの諸氏に多大なるご協力をいただいた。ここに謝意を表する。

## 参考文献

- 1) Rudolph PKC., "High-lift Systems on Commercial Subsonic Airliner," NASA CR 4746, 1996.
- 2) Van Dam, C. P., "The aerodynamic design of multi-element high-lift systems for transport airplanes", Progress in Aerospace Sciences, 38, 2002, pp. 101-144.
- 3) Johnson, F. T. et al., "Thirty Years of Development and Application of CFD at Boeing Commercial Airplanes, Seattle," Computers & Fluids 34, 1115-1151, 2005.
- 4) Tinoco, E. N., "The Changing Role of Computational Fluid Dynamics in Aircraft Development," AIAA Paper 98-2512, 1998.
- 5) Hansen, H., et al., "Overview about the European High Lift Research Programme EUROLIFT," AIAA Paper 2004-0767, 2004.
- 6) Rudnik, R., Germain, E., "Re.-No Scaling Effects on the EUROLIFT High Lift Configurations," 45th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, AIAA Paper 2007-752, Reno, NV, 2007.
- 7) Rudnik, R., Geyr, H., Frhr, v., "The European High Lift Project EUROLIFT II - Objectives, Approach, and Structure," 25th AIAA Applied Aerodynamics Conference, AIAA Paper 2007-4296, Miami, FL, 2007.
- 8) Burg, J., W., v., d., Geyr, H., Frhr, v., Heinrich, R., Eliasson, P., Delille, T., Krier, J., "Geometrical Model Installation and Deformation Effects in the European project EUROLIFT II," 25th AIAA Applied Aerodynamics Conference, AIAA Paper 2007-4297, Miami, FL, 2007.
- 9) Quix, H., Schulz, M., Quest, J., Rudnik, R., Schröder, A., "Low Speed High Lift Validation Tests Within the EC Project EUROLIFT II," 25th AIAA Applied Aerodynamics Conference, AIAA Paper 2007-4298, Miami, FL, 2007.
- 10) Geyr, H., Frhr, v., Schade, N., Burg, J., W., v., d., Eliasson, P. and Esquieu, P., "CFD Prediction of the Maximum Lift Effects on Realistic High Lift Commercial Aircraft Configurations within the European project EUROLIFT II," 25th AIAA Applied Aerodynamics Conference, AIAA Paper 2007-4299, Miami, FL, 2007.
- 11) Wild, J., Brezillon, J., Amoignon, O., Quest, J., Moens, F., Quagliarella, D., "Advanced High-Lift Design by Numerical Methods and Wind Tunnel Verification within the European Project EUROLIFT II," 25th AIAA Applied Aerodynamics Conference, AIAA2007-4300, Miami, FL, 2007.
- 12) Murayama, M., Lei, Z., Mukai, J., and Yamamoto, K., "CFD Validation for High Lift Devices: Three-Element Airfoil," Proceedings of 2004 KSAS-JSASS Joint Symposium on Aerospace Engineering, Seoul, 2004.
- 13) Murayama, M., Yamamoto, K., and Kobayashi, K., "Validation of Computations Around High-Lift Configurations by Structured- and Unstructured- Mesh," Journal of Aircraft, Vol. 43, No. 2, 2006, pp. 395-406.
- 14) Ito, T., Yokokawa, Y., Ura, H., Kato, H., Mitsuo, K., and Yamamoto, K., "High-Lift Device Testing in JAXA 6.5M X 5.5M Low-Speed Wind Tunnel," 25th AIAA Aerodynamic Measurement Technology and Ground Testing Conference, AIAA Paper 2006-3643, San Francisco, CA, 2006.
- 15) Yokokawa, Y., Murayama, M., Ito T., and Yamamoto, K., "Experiment and CFD of a High-Lift Configuration Civil Transport Aircraft Model," 25th AIAA Aerodynamic Measurement Technology and Ground Testing Conference, AIAA Paper 2006-3452, San Francisco, CA, 2006.
- 16) Murayama, M., Yokokawa, Y., Yamamoto, K., Ueda, Y., "CFD Validation Study for a High-Lift Configuration of a Civil Aircraft Model," 25th AIAA Applied Aerodynamics Conference, AIAA Paper2007-3924, Miami, FL, 2007.
- 17) Yokokawa, Y., Murayama, M., Kanazaki, M., Murota, K., Ito T., and Yamamoto, K., "Investigation and Improvement of High-lift Aerodynamic Performances in Lowspeed Wind Tunnel Testing," 48th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, AIAA Paper2008-350, Reno, NV, 2008.
- 18) 第 44 回飛行機シンポジウム講演集, 講演番号 2B1 から 2B12, 2006.
- 19) 宇宙航空研究開発機構特別資料, JAXA-SP-07-016, pp116-201, 2007.
- 20) Jewel, B., Barlow, William, H., Rea, Jr., Alan, Pope, : Low-Speed Wind Tunnel Testing, Third Edition.
- 21) Payne, F. M., "Low Speed Wind Tunnel Testing Facility Requirements: A Customer's Perspective," AIAA Paper 99-0306, 1999.

# 高揚力装置騒音計測用模型を用いた スラット騒音低減デバイスの研究

今村太郎, 浦弘樹, 横川謙, 山本一臣  
宇宙航空研究開発機構

## Research of Noise Reduction Devices on High Lift Noise Measurement Model

by

Taro Imamura, Hiroki Ura, Yuzuru Yokokawa, Kazuomi Yamamoto

### ABSTRACT

This paper focuses on numerical and experimental research for designing low-noise slat on a simplified high-lift configuration model (OTOMO). Slat noise is known as a dominant noise source from the aircraft at approach condition and noise reduction is required for future aircraft without any aerodynamic penalties. Two types of noise reduction devices are considered. First device is a slat cove filler (SCF). From the previous studies, SCF seems to have an effect on reducing broadband noise by forming substantially continuous shape instead of a slat cusp configuration. Several previous studies indicate that noise reduction can be achieved by maintaining the aerodynamic performance. In this study, further investment on small difference in SCF geometry is discussed experimentally as well as numerically. The best SCF shape maintains the aerodynamic performance and substantial noise reduction is achieved. The second device is called thin slat (TS). This device maintains the leading edge radius of the baseline slat and cusp region is shaved off to avoid separation from the cusp. Interestingly, the aerodynamic performance, such as maximum lift coefficient and stall angle, will be maintained while noise reduction is achieved. These results indicate that lower surface slat could be designed for the low noise configuration without aerodynamic penalties.

### 1. はじめに

世界的な航空機旅客数の高まりに伴い、民間航空機の離発着回数は増加の一途をたどっている。そのため、空港周辺における環境への配慮が特に求められており、騒音を減らすことがその課題のひとつに挙げられている<sup>1)</sup>。特に、エンジンを絞ってアプローチをする着陸時において、エンジン騒音と機体騒音（降着装置や高揚力装置から発生する騒音）が同レベルになりつつある<sup>2)</sup>。今後より厳しくなる騒音規制に対応するためには機体騒音低減につながる技術の獲得が急務である。現在、宇宙航空研究開発機構航空プログラムグループでは、高揚力装置（図1参照）に着目し、騒音予測および騒音低減化技術に関する研究を、計算および実験の両面から進めている。一方、高揚力装置は空力性能を高める観点から設計されており、低騒音化が求められている現在においても形状変更の余地が少ない。騒音源が明らかになった場合においても、低騒音デバイスを取り付けることによって、空力性能が低下してしまえば、実機への適用が困難である。このような背景から、空力性能と空力音響の両面から高揚力装置周りの流れ場を理解する必要がある。

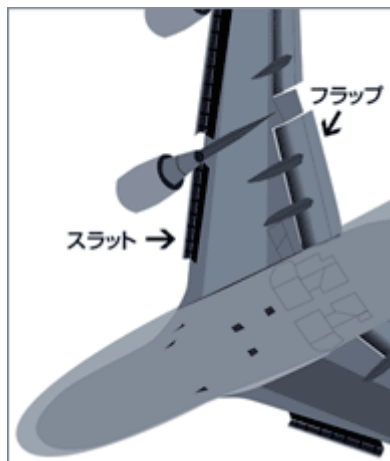


図1 航空機高揚力装置

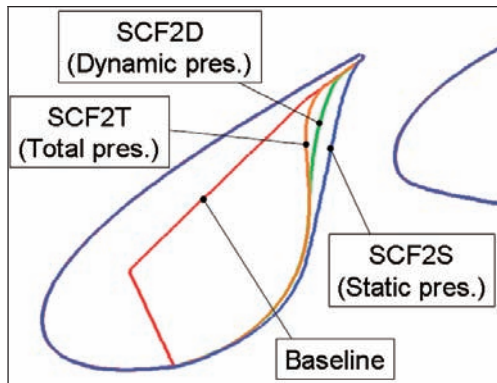
本研究では、高揚力装置前縁スラットから発生する騒音を低減させることを目的としたデバイスについて検討する。従来、高揚力装置は空力性能を高める観点から設計されており、低騒音化が求められている現在においても形状変更の余地が少ない。騒音源が明らかになった場合においても、低騒音デバイスを取り付けることによって、空力性能が低下してしまえば、実機への適用が困難である。このような背景から、空力性能と空力音響の両面から高揚力装置周りの流れ場を理解する必要がある。上記課題を踏まえ、数値解析および実験の両面からその特性を明らかにする。

### 2. スラット低騒音デバイスの設計

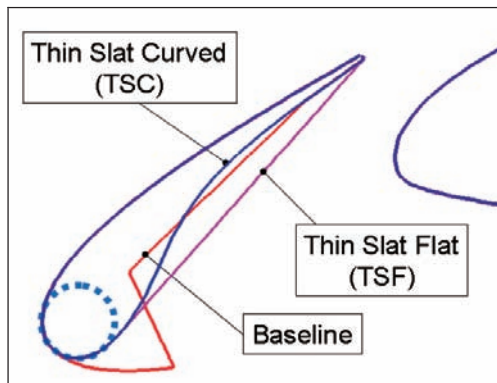
スラット低騒音デバイスの設計においては、二次元定常CFD解析を実施した。計算には、JAXAで開発をしているUPACSコード<sup>3)</sup>を使用した。支配方程式は Reynolds-Averaged Navier-Stokes (以下 RANS) 方程式であり、乱流モデルには Spalart-Allmaras 一方程式モデルを用いている。

本研究では、スラット・コブ・フィラー (Slat cove filler, 以下 SCF) およびシン・スラット (Thin slat, 以下 TS) の2種類のデバイスについて検討した。それぞれの形状を図2に示す。両者に共通する低騒音化のコンセプトとしては、従来のスラット下面側にある、バックステップ状の不連続部分からせん断層が生じないようにしてやることである。これまでの研究から、主たるスラット騒音源であることが分かっている。SCFについては、デバイスが取り付けられる前の形態における流れ場を参考に形状を決定する。数値解析から得られた総圧、動圧、及び静圧分布を元に、SCF2T (Total pressure), SCF2D (Dynamic pressure), SCF2S (Static pressure) の3種類について検討する。TSについては、スラット前縁部の円弧とスラット後縁を滑らかな曲線でつないだ TSC (Thin Slat Curved) と直線でつないだ TSF (Thin Slat Flat) の2種類について検討する。計算条件は、風速 60m/s(M=0.173)、高揚力装置を収納した状態のコード長(0.6m)を代表長さとする、レイノルズ数は  $2.3 \times 10^6$  である。また、一般的な航空機の着陸時の翼表面静圧分布に基づき、迎角は2度とする。





(a) Slat Cove Filler



(b) Thin Slat

図2 低騒音デバイス

図3に上記条件下におけるマッハ数分布を示す. デバイス形態にすることにより, デバイスが取り付けられる前の形態で発生していた大きな剥離が抑えられていることが確認できた. TSC は凹面になっている下面側でわずかな剥離が生じているが, 従来型に比べればその剥離領域は小さい. 従って, この条件下においては, 騒音低減が見込まれる.

図4に揚力-迎角特性を示す. SCF2S に関しては, 最大揚力の低下が見られるものの, その他のデバイスについては, 従来のスラットと同等の揚力が保たれることが示された. スラットと母翼の隙間部分の形状が変化すると空力性能に違いが生じるが, SCF2D, SCF2T, TS については従来のスラットと同じであることに起因すると考えられる.

以上の事から, スラットの下面形状は, 空力性能へ及ぼす影響は小さいと考えられる.

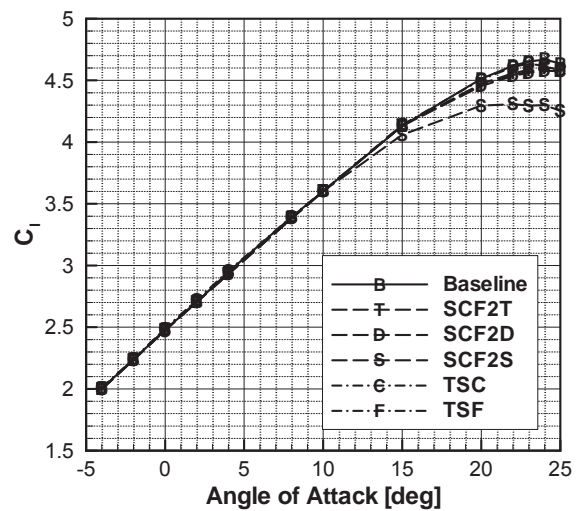


図4 各デバイスの揚力-迎角特性 (2次元 RANS 解析結果)

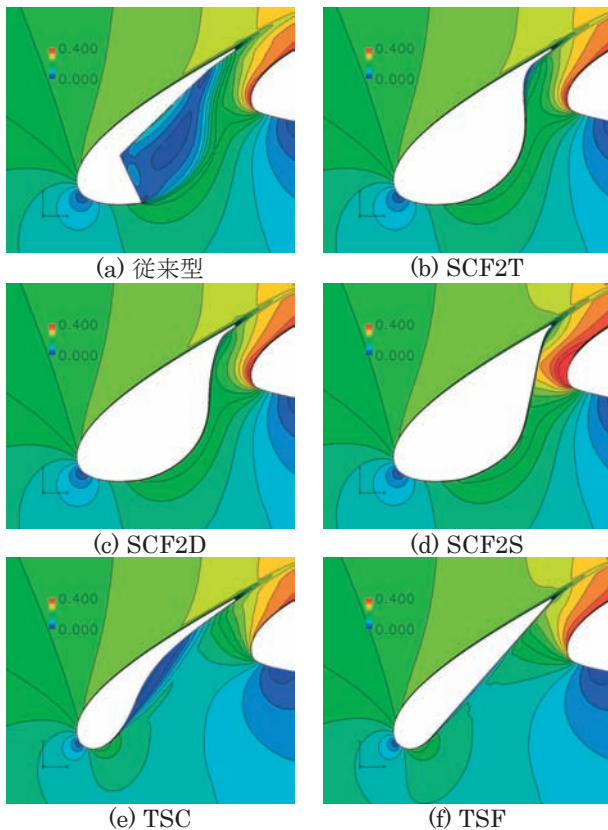


図2 各デバイス周りのマッハ数分布 (2次元 RANS 解析結果)

### 3. 実験による検証

#### 3.1 実験模型および実験条件

使用した模型は, 高揚力装置騒音研究用に JAXA が設計をした3次元3翼素模型 OTOMO である. 模型スケールは, スパン 1.35m (半翼), 高揚力装置収納時の翼弦長 0.6m, 後退角, テーパー, 上反角はいずれも付けられていない (図5参照). 高揚力装置として, フルスパンの前縁スラット, 70%スパンのシングルスロットドフラップが設置されている. 尚, 本試験では高揚力装置形態として, 着陸形態 (スラット 25 度, フラップ 35 度), スラット展開形態 (スラット 25 度, フラップ収納) の2種類について議論する.

試験は, 図6に示す通り, 宇宙航空研究開発機構 (JAXA) の 2.0m×2.0m 低速風洞 (以下 JAXA-LWT2) および鉄道総合技術研究所大型低騒音風洞4) (以下, RTRI 風洞) において実施した. JAXA-LWT2 においては各種の空力計測, 可視化計測とフェーズドマイクアレーによる音源探査を行い, 一方, RTRI 風洞においては無指向性マイクによる遠方場騒音計測と模型表面静圧分布計測を行った. 両風洞はそれぞれ閉鎖型および開放型の測定部を有しており, 測定条件の評価には表面静圧分布を用いた. ここでは U=50m/s の結果について議論する. 対応するレイノルズ数は  $1.9 \times 10^6$  である.

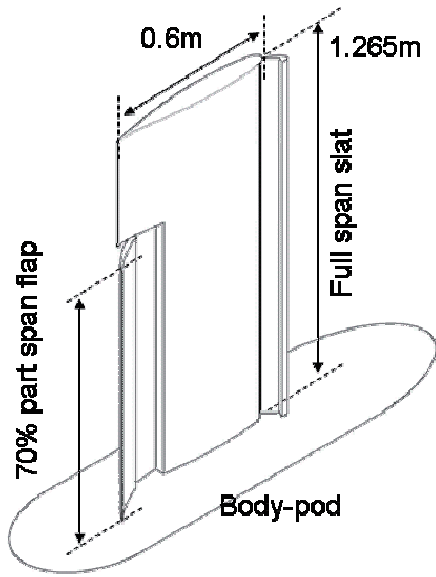
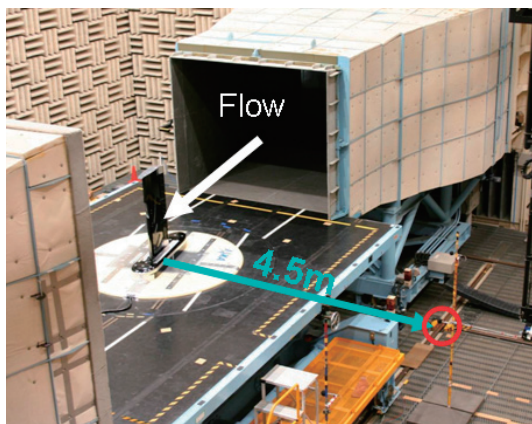


図5 OTOMO 模型形状



(a) JAXA-LWT2



(b) RTRI 風洞

図6 風洞実験の概要図

図7に着陸形態における、揚力-迎角特性を示す。この結果から、SCF2S については、最大揚力が低下するものの、その他のデバイスについては、従来のスラットと同等の揚力が保たれることが確認できた。これは、図4に示した、二次元定常CFD解析の結果と一致した傾向である。

続いて、図8に RTRI 風洞でのスラット展開形態の騒音計測結果を示す。フラップは収納し、スラット騒音のみに注目する。ここでは  $U=50\text{m/s}$ 、迎角 12 度 (25%スパン位置で二次元定常CFD解析における2度の流れ場に相当) である。まず、SCF2T と SCF2D に関しては、従来のスラットと比べて大幅な騒音低減が確認できた。SCF2S に関して、1kHz 近傍の騒音に関しては、他の SCF と同程度の騒音低減が得られているが、逆に 2.5 から 10kHz にかけて騒音が増加する傾向になっている。一方 TS に関しては、従来のスラットと比べてわずかな騒音低減しか得られていない。従って、スラット下面側の剥離が抑えられていない可能性がある。

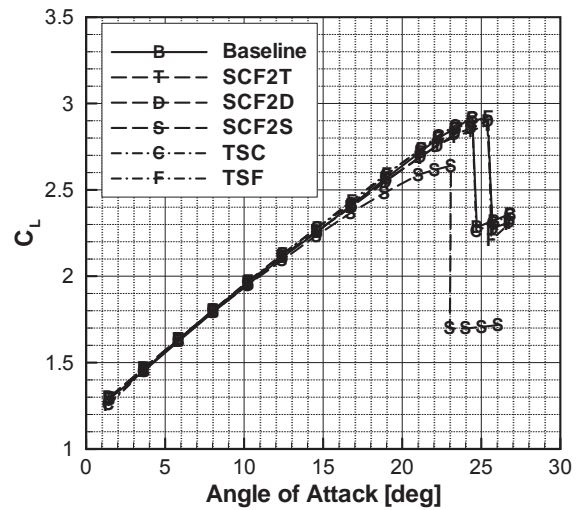


図7 各デバイスの揚力-迎角特性 (実験結果)

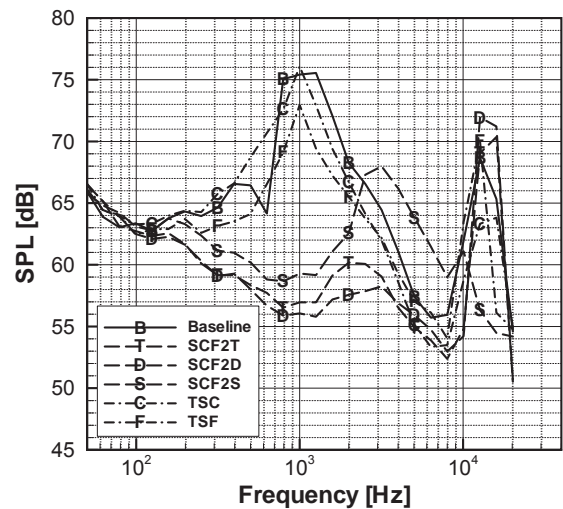


図8 各デバイスの騒音スペクトル

3. 2 実験結果

より音源について理解を深めるため、音源探査 5)の結果を次に示す。図 9 (a)は、スラット展開形態における、 $f=2\text{kHz}$  の音源分布を示す。音源探査から、その周波数の音源が模型のどこから発生しているのか可視化される。このマップ上から、スラット近傍についてのみ、SPL の最大値を検索することで、図 9 (b)に示すようなスペクトル分布を描くことが出来る。更に周波数方向に加算することでオーバーオール音圧 (OASPL) が計算される。

図 10 は横軸に迎角、縦軸に OASPL (1-16kHz の間を加算) を取り、各デバイスのスラット騒音の迎角依存性を見たものである。SCF については、低迎角領域 (6 度以下) を除き、騒音低減が得られている。一方 TS に関しては、6 度を除き騒音低減効果が確認できたものの、低減量自体は小さい。

原因のひとつとして、模型におけるスパン方向の有効迎角の変化が考えられる。OTOMO はスパン方向にねじり下げを行っておらず、翼端に向かうにつれ、局所有効迎角は小さくなる。25% と 80% スパン位置における Cp 分布を比較すると、有効迎角で 4 度程度異なる。仮に 25% スパン位置で、2 次元定常 CFD 解析における 2 度に相当する流れ場であったとすると、80% 位置では -2 度に相当することになる。

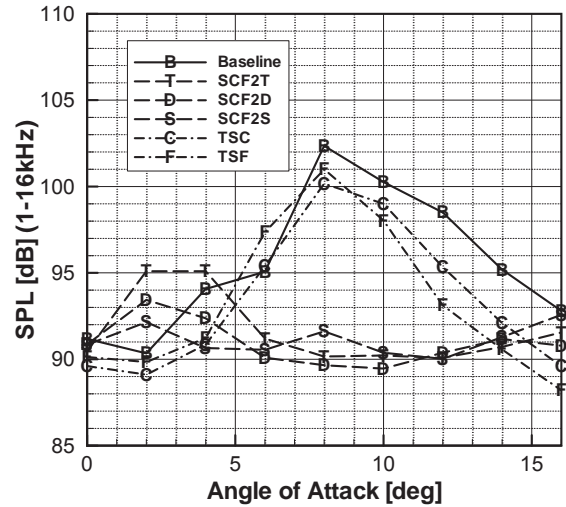


図 10 各デバイスの OASPL-迎角特性

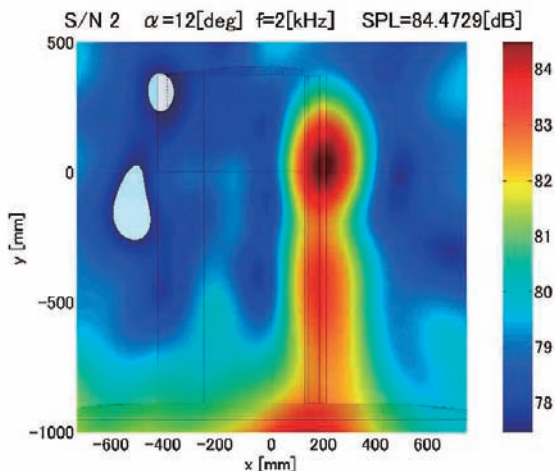
図 11 は -2 度における、マッハ数分布の比較である。SCF では、剥離が抑えられているのに対し、TS では剥離が生じている。従って、本模型では、翼端付近での剥離のため、TS については騒音低減量が過小評価されていると考えられる。図 10 を見ると、迎角が増加するにつれ、従来型スラットと TS との差は大きくなる (迎角増加に伴い剥離が減少するため) 事実とも一致する。このように、スラット下面側の形状は騒音発生メカニズムに敏感であることが明らかになった。

4. まとめ

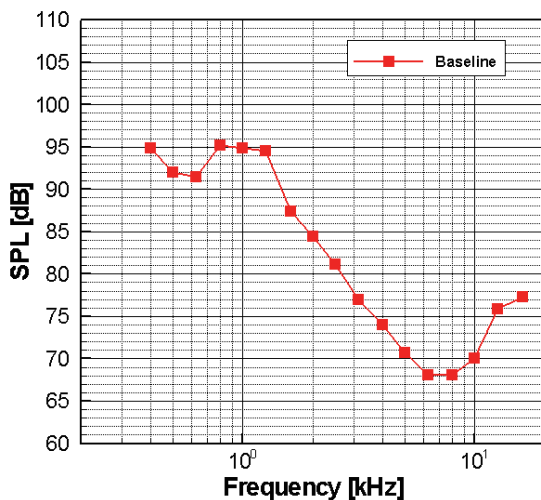
本研究では、高揚力装置前縁スラットから発生する騒音を低減させることを目的としたデバイスについて、数値解析および実験の両面から、空力及び空力音響特性を明らかにした。SCF, TS のいずれのデバイスにも共通する低騒音化のコンセプトは、通常のスラット下面側にある、バックステップ状の不連続部分からせん断層が生じないようにすることである。

今回検討した範囲においては、SCF2D というデバイスが空力及び低騒音化の面で最も有効であることが示された。一方 TS に関しては、従来型のスラットと同様の空力性能が維持されることが示されたものの、試験を実施した模型の特性により、騒音低減量に関しては過小評価されている可能性が考えられる。

以上まとめると、スラットの下面形状は空力性能に関しては感度が小さく、空力騒音に関しては感度が大きいことが明らかになった。SCF2S のようにスラットと母翼の隙間の形状が変化すると、空力性能にも違いが生じるが、SCF2D や TS のようにカスプ部の形状を変化させても、最大揚力係数などの値はほとんど変化しない。一方騒音に関しては、スラットの下面形状を変化させ剥離を抑えることで、低減できることが示された。従って、より良い低騒音スラットの設計に際しては、スラット下面側を最適化することにより、空力性能のパナルティを抑えられると考えられる。



(a) 音源探査マップ



(b) スラット騒音のスペクトル

図 9 音源探査マップとスラット騒音の抽出

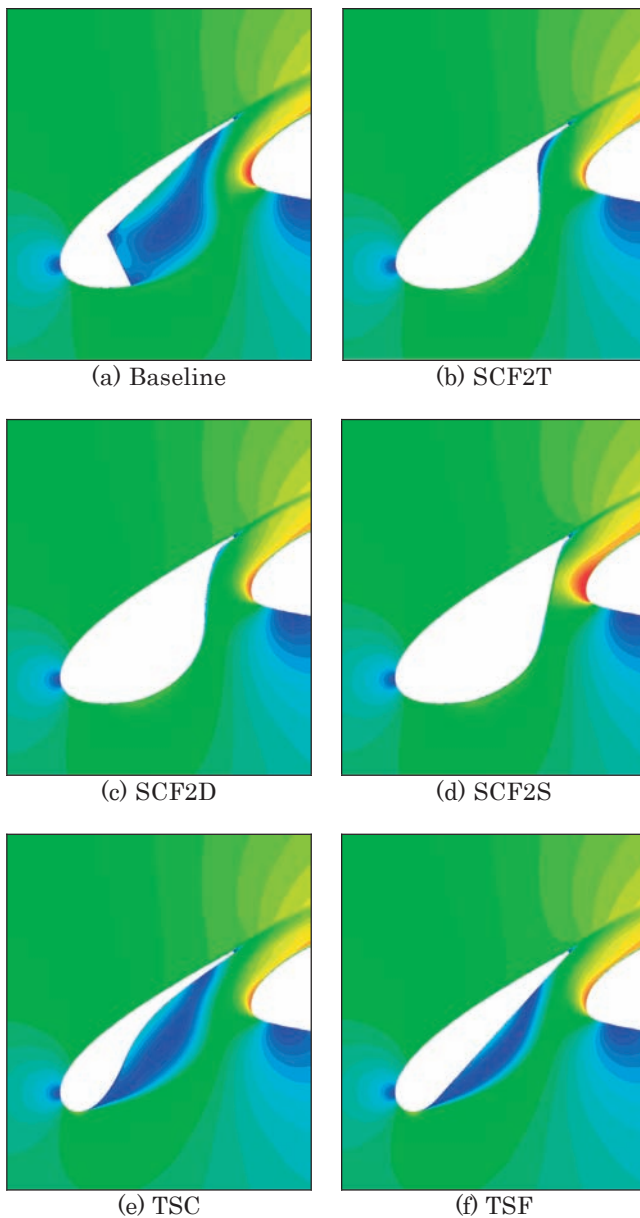


図 1 1 迎角-2度における各デバイス周りのマッハ数分布

## 参考文献

- 1) Astley, J., "Predicting and Treating Fan and Turbomachinery Noise Current Technology, Research & Facilities", UK-Japan Bilateral Workshop, Aircraft Emissions and Noise Tokyo, January 17-19 2006
- 2) Hardin, J. C., "Airframe self-noise - Four Years of Research", NASA TM X-73908, 1976
- 3) Yamane, T., Yamamoto, K., Enomoto, S., Yamazaki, H., Takaki, R., and Iwamiya, T., "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.
- 4) Maeda, T., Kondo, Y., "RTRI's Large-scale Low-noise Wind Tunnel and Wind Tunnel Tests" Quarterly Report of RTRI, Vol.42, No.2 (2001), pp.65-70.
- 5) Ura, H., Yokokawa, Y., Imamura, T., Ito, T. and Yamamoto, K., "Investigation of Airframe Noise from High Lift Configuration Model" AIAA-2008-0019, 46th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, Nevada, 2008
- 6) Dobrzynski, W., Nagakura, K., Gehlhar, B., and Buschbaum, A., "Airframe noise studies on wings with deployed high-lift devices" AIAA paper 1998-2337 1998
- 7) Dobrzynski, W., and Pott-Pollenske, M., "Slat noise source studies for farfield noise prediction", AIAA-2001-2158, AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference and Exhibit, Maastricht, Netherlands, May 28-30, 2001
- 8) Takeda, K., Ashcroft, G.B. and Zhang, X., "Unsteady Aerodynamics of Slat Cove Flow in a High-Lift-Device Configuration", AIAA Paper 2001-0706, 2001
- 9) Pollenske, M.P., Gonzalez, J.A., Dobrzynski, W., "Effect of Slat Gap on Farfield Radiation Noise and Correlation with Local Flow Characteristics", AIAA Paper 2003-3228, 2003
- 10) Kaepernick, K. Koop, L. and Ehernfried, K., "Investigation of the Unsteady Flow Field inside a Leading Edge Slat Cove", AIAA Paper 2005-2813, 2005
- 11) Terracol, M., Labourasse, E., Manoha, E. and Sagaut, P., "Simulation of the 3D Unsteady Flow in a Slat Cove for Noise Prediction", AIAA Paper 2003-3110, 2003
- 12) Khorrami, M.R., Choudhari, M.M., Jenkins, L.N., "Characterization of Unsteady Flow Structures Near Leading-Edge Slat: Part 2. 2D Computatons", AIAA Paper 2004-2802, 2004
- 13) Choudhari, M.M. and Khorrami, M.R., "Slat Cove Unsteadiness: Effect of 3D Flow Structures," AIAA paper 2006-0211, Jan. 2006.
- 14) Imamura, T., Enomoto, S., and Yamamoto K., "3D Unsteady Flow Computations in a Slat Cove using Large Eddy Simulation", AIAA paper 2006-2668, May 2006
- 15) Imamura, T., Enomoto, S., Yokokawa, Y., Yamamoto, K., "Simulation of the Broadband Noise from a Slat Using Zonal LES/RANS Hybrid Method", AIAA Paper 2007-0226, Jan. 2007
- 16) Soderman, P., Kafyeke, F., Burnside, N. J., Chandrasekharan, R., Jaeger, S. M., and Boudreau, J., "Airframe noise study of a CRJ-700 aircraft model in the NASA Ames 7- by 10-Foot Wind Tunnnel No. 1", AIAA paper 2002-2406, 2002
- 17) Ortmann, J., and Wild, J., "Effect of Acoustic Slat Modifications on Aerodynamic Properties of High-Lift Systems" AIAA-2006-3842, 2006
- 18) C. Streett, C., Casper, J., Lockard, D., and Khorrami, M., Stoker, R., Elkoby, R., Wenneman, W., Underbrink, J., Wenneman, W., and Underbrink, J., "Aerodynamic Noise Reduction for High-Lift Devices on a Swept Wing Model" AIAA-2006-0212, Jan. 2006

- 19) Andreou, C., Graham, W., and Shin, H., "Aeroacoustic Study of Airfoil Leading Edge High-Lift Devices" AIAA paper 2006-2515, Jan. 2006
- 20) Imamura, T., Ura, H., Yokokawa, Enomoto, S., Y., Yamamoto, K., "Designing of Slat Cove Filler as a Noise Reduction Device for Leading-edge Slat", AIAA paper 2007-3473
- 21) Kolb, A., Faulhaber, P., Drobietz, R., and Grünewald, M., "Aeroacoustic Wind Tunnel Measurements on a 2D High-Lift Configuration", AIAA-2007-3447, 13th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (28th AIAA Aeroacoustics Conference) , Rome, Italy, 2007
- 22) Ura, H., Yokokawa, Y., Imamura, T., Ito, T. and Yamamoto, K., "Investigation of Airframe Noise from High Lift Configuration Model" AIAA-2008-0019, 46th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, Nevada, 2008
- 23) Yamane, T., Yamamoto, K., Enomoto, S., Yamazaki, H., Takaki, R., and Iwamiya, T., "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.
- 24) Takaki, R., Yamamoto, K., Yamane, T., Enomoto, S., and Mukai, J., "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.
- 25) Murayama, M., Yamamoto, K., and Kobayashi, K., "Validation of Flows on High-Lift Configurations by Structured- and Unstructured- Mesh Method", AIAA paper 2005-1226, 43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit
- 26) Shima, E., "A Simple Implicit Scheme for Structured/Unstructured CFD," Proceedings of 29th Fluid Dynamics symposium, Hokkaido, Japan, 1997, pp.325-328. (in Japanese)
- 27) Spalart, P.R., and Allmaras, S. R., "A One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows", AIAA Paper 92-0439, Jan. 1992.
- 28) Rumsey, C.L., and Ying, S.X., "Prediction of High Lift: Review of Present CFD Capability," Progress in Aerospace Sciences, Vol. 38, pp. 145-180, 2002.
- 29) Lei, Z., Murayama, M., Takenaka, K., and Yamamoto, K., "CFD Validation for High-Lift Devices: Two-Element Airfoil" Transactions of the Japan Society for Aeronautical and Space Sciences, Vol. 49 (2006) No. 163, pp.31-39
- 30) Murayama, M., Lei, Z., Mukai, J., and Yamamoto, K., "CFD Validation for High-Lift Devices: Three-Element Airfoil", Transactions of the Japan Society for Aeronautical and Space Sciences, Vol. 49 (2006) No. 163, pp.40-48
- 31) Clifford-Jones, J. B., British Aerospace Public Limited Company, London, England, U.S. Patent, "Leading edge arrangements for aircraft wings", Patent Number:4,585,192, Apr.29,1986.
- 32) Maeda, T., Kondo, Y., "RTRI's Large-scale Low-noise Wind Tunnel and Wind Tunnel Tests" Quarterly Report of RTRI, Vol.42, No.2 (2001), pp.65-70.
- 33) Koop, L., Ehrenfried, K., and Dillmann, A., "Reduction of Flap Side-Edge Noise: Passive and Active Flow Control" AIAA-2004-2803, 10th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference , Manchester, GREAT BRITAIN, 2004

# CFD解析ソルバーADCSの並列化について

○雷 忠(宇宙航空研究開発機構), 永田 靖典(株式会社 菱友システムズ)

Parallelization of CFD Solver ADCS

Zhong Lei (Japan Aerospace Exploration Agency) and Yasunori Nagata (Ryoyu Systems Co.,Ltd.)

Key Words : CFD, Parallel Programming, Compressible Flow

## Abstract

A multi-block CFD solver developed by JAXA was modified for parallel computation. Parallel programming MPI library was utilized to improve the performance and the applicability for large-scale problems. The parallelized code was verified and its performance was tested. It shows that the code is efficient to conduct large-scale computations by using MPI parallelization.

## 1. はじめに

流体工学、流体機械の研究開発において、数値解析の大規模化や形状の複雑化が進む一方、より短期間、高精度で解析を行うことが要求されている。大規模な計算を行うためには、計算時間の制約からコードの並列化が必要不可欠である。一方、科学技術計算を支えるハードウェアもますます大規模な並列計算機システムとなっている。ハードウェアの中核を成すCPUはマルチコア化が進み、省電力化を目的として今後もその方向性が変わることはないと思われる。並列計算機システムにおいては、並列処理をいかに効率良く行うかが重要であり、システムのリソースを無駄に占有することは避けなければならない。

航空機の空力設計では、従来、風洞試験の繰り返しと線形理論設計法の併用により行われてきたが、CFD (Computational Fluid Dynamics) は革新技術として不可欠であり、今後、設計に向けて大きな役割が期待されている。新しい航空機の開発を成功させるために、如何に開発期間を短縮しコストを低減するかは重要となる。しかし、空力解析においては非線形偏微分方程式である流れの支配方程式が複雑であり、特に予測精度が要求される空力設計では計算負荷が依然高い。そのため、計算機性能の向上とともに、解析ソフトウェアの高速化が必要不可欠である。

JAXA超音速機チームでは、独自にCFD解析ソルバーADCSを開発し、これまで、低速から高速まで様々な流れの解析を行った。ADCSは有限差分法により流れの支配方程式を離散化し、複雑な形状に対応するマルチ・ブロック技術を採用した[1]。このコードはすでに並列化が施されていたが、コード設計段階での制約から適用限界が存在し、並列計算機システムの性能を十分に発揮出来ずにいた。そこで今回、マルチ・ブロック構造格子をあらかじめ分割して、それぞれの領域を割り当てられた各CPUで処理する領域分割法に基づいた並

列化を施し、領域間の情報交換にはMPI (Message Passing Interface)ライブラリを用い、Fortran90の構造体機能を用いることにより、大規模計算に対応させるとともに、計算の高速化とコードの汎用化を図った。

## 2. ADCS概要

ADCS (Aero-Dynamic Computational System) は、JAXA超音速機チームで開発したCFD解析ソルバーである。

流体は圧縮性完全気体を対象とし、流れ場の支配方程式は3次元レイノルズ平均ナビエ・ストークス (RANS) 方程式とした。乱流解析には渦粘性モデルであるSpalart-Allmaras (SA) モデル[2]、Menter's SST  $k-\omega$  モデル[3]と数種類の $k-\epsilon$ モデルを組み込んだ。空間離散化には有限差分法を用いている。対流項の評価にはChakravarthy-Osherスキーム[4]を用いて風上化し、3次精度のMUSCL補間法により高次精度化を施した。粘性項の評価には2次精度中心差分を用いた。時間積分には対流項と粘性項を含めたLU-ADI近似陰解法を用い、収束を加速するために、局所時間刻み法を適用した。複雑形状にも対応できるようにマルチ・ブロック構造格子を採用しており、3次元、2次元流れについて計算が可能である。

ADCS内は図1に示すように前処理とソルバー、後処理で構成されている。前処理の段階で各ブロックの仮想格子点を作成し、非計算点を抽出し、乱流解析に必要な最短壁距離を計算して、これらの情報は一旦ファイルに出力される。ソルバーは前処理で出力されたファイルを読み込み、離散化された流れ場の支配方程式に対する解析を行う。改良後のADCSでは、前処理の段階で並列計算のためのCPUの割当を行い、後処理の段階でソルバーからCPU毎に出力された複数の結果ファイルの結合を行う。

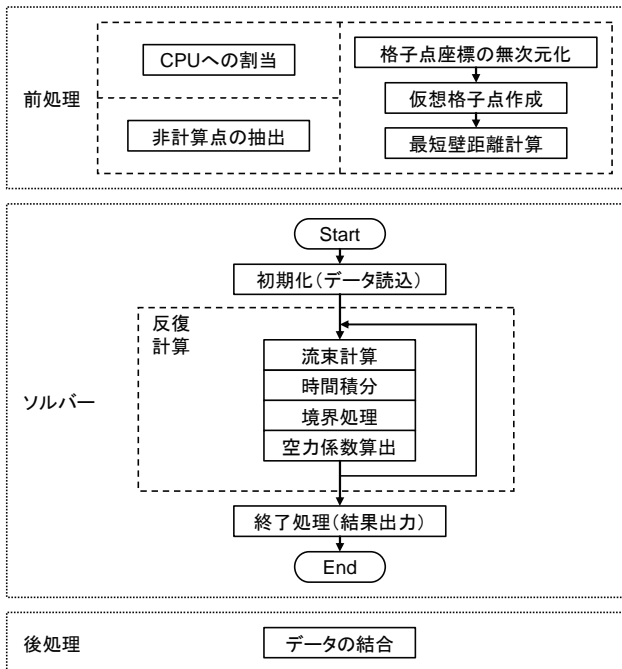


図 1 処理内容と処理の流れ

### 3. コード改修内容

#### 3.1. 並列化

並列化の方法としては、一連のタスクを複数のCPUに割振る機能分割法と、データを複数のCPUに割振り、個々のデータに対して処理を行う領域分割法の考え方がある。大規模CFD解析の場合は、データ量が膨大であるため、計算領域を予め分割し、それぞれの領域を割り当てられた各CPUで処理する領域分割法に基づいた並列化がよく用いられる。

改良前のADCSでは、各ブロックについてある特定の方向を分割することで並列処理を行っていた。この場合、この方向での流束評価を行うたびにCPU間の通信が必要となり、1回の反復計算で何度も通信を行わなければならない。また、ブロックによって領域分割方向の格子点数が大きく異なる格子の場合には、一部のCPUに処理が集中し、他のCPUは待ち状態の割合が大きくなってしまふ。これではリソースを有効に活用することができないので、格子生成時に各ブロックの領域分割方向で格子点数のばらつきに注意しなければならなかった。

ADCSはマルチ・ブロック構造格子に対して計算を行うため、改良後のADCSでは各ブロックをCPUに割り当てることで領域分割し、並列処理することとした。1つのブロックに対する処理を1つのCPUに割り当てることで、流束計算、時間積分の処理は1つのCPU内で閉じることになる。そのため、反復計算時のCPU間の通信は境界処理、空力係数算出でのみ行われることになり、通信量を削減できる。通信回数と通信量は計算速度に関係するため、これらを削減することで計算時間が短縮される。また、ブロックのトポロジーと計算効率の関

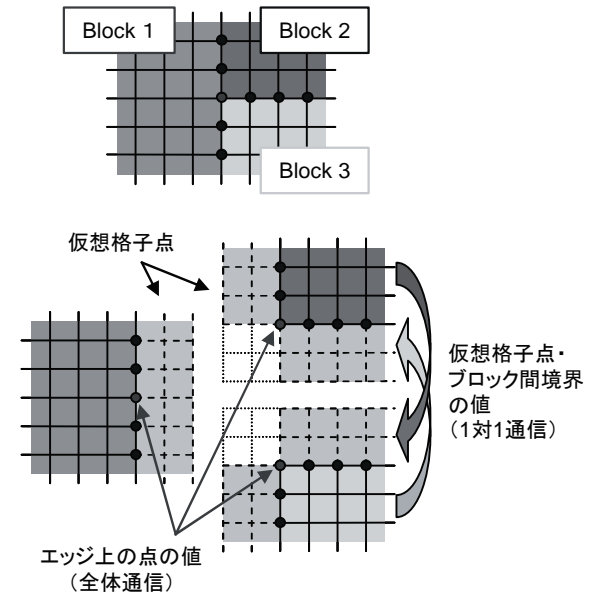


図 2 境界処理時のCPU間通信

連がなくなるため、格子生成時にブロックのトポロジーを考慮する必要がなくなり、それぞれのCPUに割り当てられる格子点数を揃えることで、計算負荷を均等にできる。

改良後のADCSではMPI (Message-Passing Interface) ライブラリを用いて並列化を行った。MPIは分散メモリ型並列処理のためのライブラリの規格である。MPIは現在、ほとんどの並列システムに実装されており、規格が明確に定義されているため、非常に汎用性が高いものとなっている。また、通信を行うタイミングを明確に指定できるなど、細かい制御が可能である。このため、MPIライブラリを用いて並列化を施し、CPU間の通信処理を最適化することで、コードの汎用性を高めるとともに計算の高速化を図った。

改良後のADCSにおいて、空力係数算出では全体通信、境界処理では1対1通信と全体通信を用いて、CPU間のデータのやり取りを行っている。MPIでは、全てのCPUに対して通信を行う全体通信と個々のCPU間で通信を行う1対1通信がライブラリに含まれる命令によって実行される。空力係数の算出では機体表面について積分を行うため、全てのCPUの計算結果を用いる必要がある。一方、境界処理では図2に示すように隣接するブロックの物理量を仮想格子点の値として設定するため、通信が必要なのは隣接するブロックがそれぞれ割り当てられたCPU間である。また、ADCSは物理量を節点に置く、節点ベースのソルバーであるので、境界面上の値についてもブロック間で一致させる必要がある。境界面の角にある節点については、複数のブロック間で値を一致させる必要があるため、全体通信を別に行っている。

#### 3.2. 省メモリ化

メモリもCPUと並ぶ重要な計算機システムリソースであり、効率良く運用することが求められる。

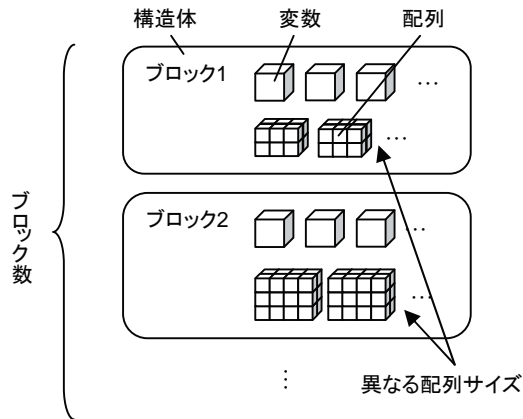


図 3 構造体を用いたデータ構造

旧 ADCS では使用されないメモリ領域を確保してしまう問題があり、省メモリ化が求められていた。これまでは、各格子点のデータは4次元配列（3方向+ブロック番号）で管理し、全てのブロックについて同じ点数分の領域を確保していた。しかし、マルチ・ブロック構造格子は一般に各ブロックの形状が異なっているため、各方向について格子点数のばらつきがあると、メモリを余分に確保していた。また、解析対象によって格子点数は異なり、解析対象に合わせて配列の大きさを変えるには、コードを手動で修正する必要があるため、手間がかかっていた。メモリを余分に確保すると、配列の参照に時間がかかり、計算性能の低下につながる。

そのため、プログラム言語を Fortran77 から Fortran90 へ移行し、Fortran90 で追加された機能である配列の動的割り付け、および構造体を用いることで省メモリ化を図った。改良後の ADCS では各ブロックのデータを一つの構造体に集約し、構造体内に3次元配列を持たせたデータ構造（図 3）を採用した。構造体は動的に確保され、構造体内の3次元配列もそれぞれ動的に確保される。構造体内の3次元配列は構造体毎に別々の大きさを設定できるため、メモリを過不足なく確保できる。ブロック数や確保すべき配列の大きさは、プログラム実行時に格子データから読み取るため、配列の大きさを変えるためにコードを修正する必要はない。このように個々のブロックについて動的に確保することで、余分なメモリ確保を無くし、コード修正を行わなくても様々な格子に対応できるようになった。

### 3.3. 高速化

コード改修に伴い、以下の項目について検討し、コードの最適化と高速化を試みた。

- CPU間通信に要する時間の削減
- 演算量の削減
- 演算速度の向上
- 入出力の高速化

CPU間の通信には、通信を行うための処理時間と通信

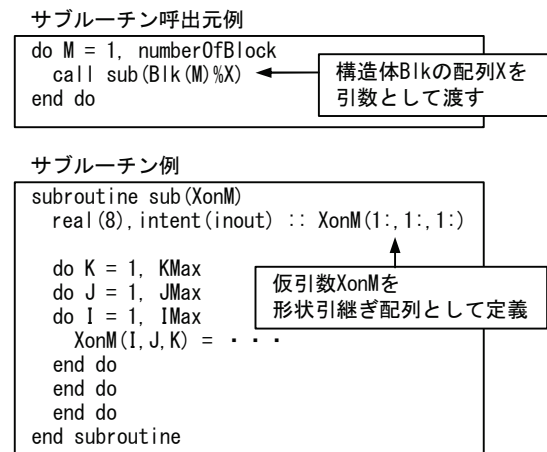


図 4 配列参照の高速化

完了までの待ち時間が発生する。前者は、データをまとめて1回の命令で送り、通信に関する命令の回数を減らすことで削減できる。後者については、通信回数と通信データ量を削減することで削減できる。計算時間を短縮するためには、演算量そのものを削減するとともに、演算速度が速くなるようなコーディングが必要となる。旧コードでは同様の処理を重複して実行している箇所があったため、重複を無くして1回の処理で済むようにした。また、計算負荷の大きい処理について無駄な計算を無くすなど、最適化を施し、演算量の削減を図った。演算速度にはメモリ参照時のキャッシュ・ミスが発生率と、配列の参照に要する時間が大きく関係する。これらはコーディングを工夫することで対処した。配列参照速度については以下で述べる。一般的に入出力の処理は遅い処理である。そこで、並列処理の利点を生かして、入出力においても各プロセスが別々のファイルに対して同時に入出力するようにした。これは多数のストレージ・デバイスを持つ並列計算機システムにおいては有効であると考えられるが、単一のストレージ・デバイスしか持っていないWSやPCでは大きな効果は期待できないと思われる。

一般に、大きさが固定された配列を動的に確保された配列に置き換えると、計算が遅くなる傾向があるなど、データ構造は処理速度に影響を与える。今回の ADCS の改修においても、データ構造を変更したことで計算速度が大幅に遅くなる問題が生じた。

この問題に対処するために、演算ルーチンと呼び出す際に必要なデータを引数として与え、ルーチン内では形状引継ぎ配列としてデータを参照する方法（図 4）を採用した。形状引継ぎ配列を用いることに関連して、全てのルーチンをモジュール化し、デバッグにかかる労力も軽減させた。この方法を用いることで構造体を参照する段階が省略された結果、構造体をそのまま用いたコードに比べて計算時間が約35%短縮され、演算速度が改善した。



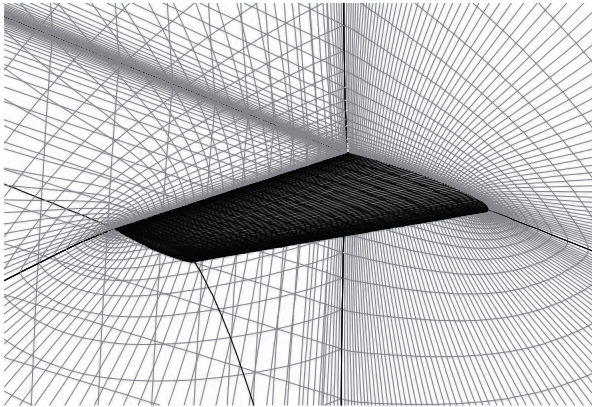


図 5 ONERA M6 翼の計算格子

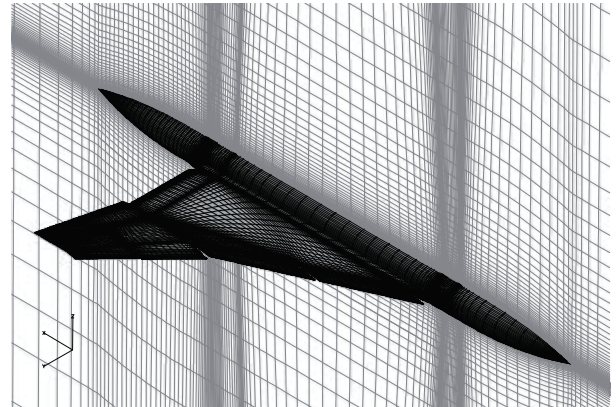
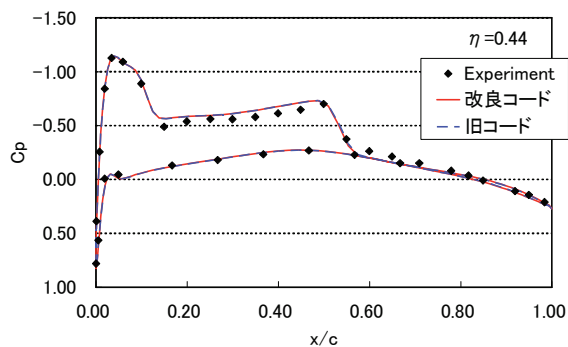


図 7 JAXAジェット01次形状の計算格子

図 6 翼断面Cp分布 ( $\eta=0.44$ )

#### 4. 並列化・改修の検証

旧コードとの比較のため、ONERA（フランス航空宇宙研究所）の3次元遷音速翼M6まわり流れの数値解析を行った。また、並列計算による解析結果への影響の有無についても確認を行った。

##### 4.1. 解析条件

ONERAのM6翼に対して遷音速条件で流れの解析を行った。図 5に使用した計算格子を示す。格子点数は約39万点、分割ブロック数は4である。マッハ数0.8395、迎角3.06[deg.]、レイノルズ数 $Re=11.72 \times 10^6$ の風洞試験に合わせて、SA乱流モデルを用いた全面乱流の数値計算を行った。

##### 4.2. 計算結果

図 6に、改良コード、旧コードそれぞれを用いて計算した半スパン長の44%位置での翼断面圧力係数Cp分布、およびその実験値を示す。改良後のコードは旧コードと結果が完全に一致しており、実験値にも近いことがわかる。さらに、改良コードについてプロセス数を1,2,4と変えて逐次・並列計算をそれぞれ行ったところ、結果は全て一致した。よって、改良コードは旧コードと同じ結果を示し、並列化による計算精度への影響は無いことが確かめられた。

#### 5. 並列性能の新旧比較

超音速機まわりの計算を旧コード、改良コード両方で行い、並列性能の改修による効果を調べた。

##### 5.1. 解析条件

JAXAジェット実験機01次形状高揚力形態に対して亜音速条件で流れの解析を行った。図 7に数値解析に使用したマルチ・ブロック計算格子を示す。総格子点数は約430万点、分割ブロック数は計算効率を考慮して、旧コードに対しては8、改良コードに対しては72とした。風洞試験の条件に合わせてマッハ数0.088、迎角12.0[deg.]、レイノルズ数 $Re=0.945 \times 10^6$ で計算を行った。この流れ解析には乱流モデルとしてMenter's SSTモデルを用いた全域乱流を仮定した。

##### 5.2. 並列計算性能測定環境

計算はJAXAスーパーコンピュータシステム（JAXA Supercomputer System, JSS）で実施された[6]。現在運用されているJSS第1期導入システムのハードウェアの主な諸元を表 1に示す。このシステムでは、1コアに対して1プロセスを割り当てるFLAT並列と、1CPUに対して1プロセスを割り当て、1プロセスを4コアでスレッド並列処理するIMPACT（Integrated Multicore Parallel Architecture）並列が使用できる。IMPACT並列のスレッド並列化は、コンパイラの自動並列によってコードを書き換えることなく使用できる。ここでは、両コードともFLAT並列について並列性能の計測を行った。

##### 5.3. 並列処理性能

使用するCPUのコア数を変えて、図 1に示された反復計算100回に要する時間およびそのときのメモリ使用

表 1 測定環境の諸元

ハードウェア	Fujitsu SPARC Enterprise M9000
演算性能	1.28 TFLOPS、40 GFLOPS/CPU
メモリ容量	1 TBytes
CPU数	32 (128コア)
アーキテクチャ	SMP
CPU	SPARC64 VII
L2キャッシュ容量	6 MBytes/CPU
コア数	4コア/CPU

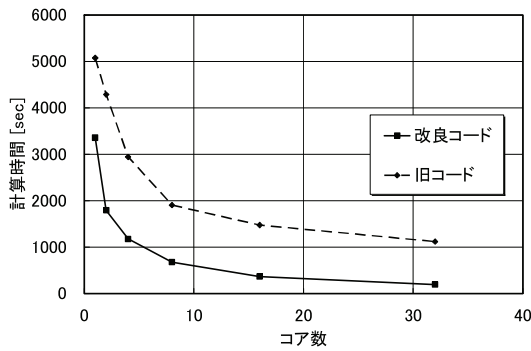


図 8 計算時間の新旧コード間比較

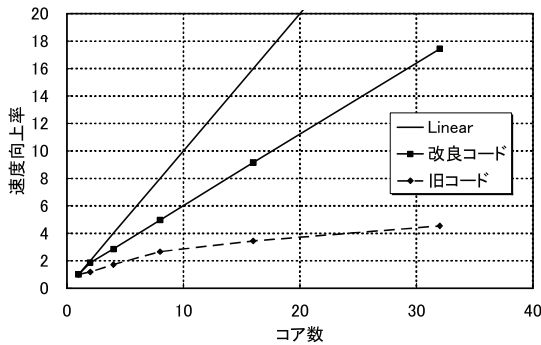


図 9 速度向上率の新旧コード間比較

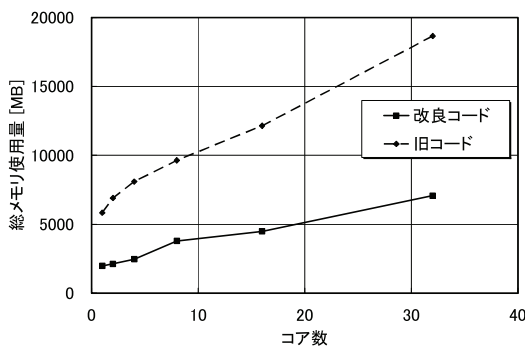


図10 メモリ使用量の新旧コード間比較

量を計測した。使用したコア数に対する計算時間を図8に、並列化による速度向上率を図9に、総メモリ使用量を図10にそれぞれ示す。並列化による速度向上率は次式で求めた。

$$(\text{速度向上率}) = \frac{(\text{計算時間})}{(1 \text{ コア使用時の計算時間})} \quad (1)$$

両コードとも使用するコア数を増やすと、計算時間が短くなっていることがわかる。また、全体的に改良コードの方が計算時間が短く、コア数が1の並列処理を行わない場合で約34%、コア数が32の場合では約83%計算時間が短縮された。両コードの速度向上率を比較すると、改良コードの方が速度向上率が大きくなっており、並列処理性能が大幅に改善されていることがわかる。総メモリ使用量について比較すると、旧コードに比べ改良コードはメモリ使用量が削減されていることがわ

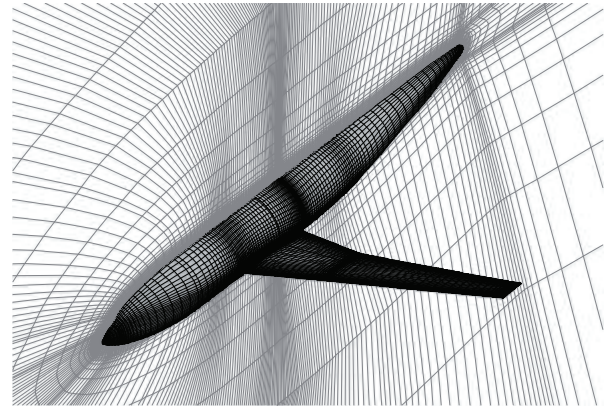


図 11 DPW-3の計算格子

かる。このテスト問題の計算では、約65%削減されていることがわかる。なお、総メモリ使用量がコア数とともに増加するのは、各ブロックの計算で共通に使用する一時配列をコア毎に確保するためである。以上のことから旧コードで問題であった計算効率とメモリ使用効率について大幅な改善が達成されたことが確かめられた。

## 6. 並列処理性能のテスト

改良コードの大規模計算への対応の可否と並列処理性能について検討するために、航空機まわり流れの数値解析を行った。

### 6.1. 計算条件

解析対象はAIAA（米航空宇宙学会）の3rd Drag Prediction Workshop[5]で用いられた亜音速旅客機の翼胴形態である。図11に使用したマルチ・ブロック計算格子を示す。総格子点数は約980万点、分割ブロック数は222である。マッハ数0.75、迎角1.0[deg.]、レイノルズ数 $Re=5 \times 10^6$ で計算を行った。乱流モデルとしてSAモデルを用い、全域乱流を仮定した。

### 6.2. 並列計算性能測定環境

計算は前節で述べたJSSで実施された。ここでは、FLAT並列、IMPACT並列両方について並列性能を計測し、両者の比較も行った。

### 6.3. 計算結果と並列処理性能

図12に機体表面圧力係数 $C_p$ 分布を、図13に機体中心面から半スパン長41.1%位置での翼断面 $C_p$ 分布をそれぞれ示す。これより、翼面上で全幅に渡って、衝撃波が発生しており、横41%位置では前縁から30%局所コード長位置付近で発生していることがわかる。これらの結果は、3rd Drag Prediction Workshop[5]に参加した他の計算結果とよく一致していることが確認されている。コードの信頼性を確認するためにはさらに多くの検証計算を行っていく必要があるが、本コードが大規模計算に対応できることが確認できた。

同じ格子と流れ条件を用いて、使用するCPUのコア数



図 12 機体表面Cp分布

を変えて50回の反復計算に要する時間を計測した。図14に使用したコア数に対する並列化による速度向上率を示す。使用するコア数を増やすと、速度向上率が増加し、計算時間が短くなっていることがわかる。FLAT並列とIMPACT並列とを比較すると、同じコア数を使用する場合、FLAT並列の方が計算が速いが、大きな差はないことがわかる。

図14には参考としてアムダールの法則から求められる速度向上率も示している。アムダールの法則は並列計算の理論上の性能予測によく用いられており、速度向上率は次のように求められる。

$$(\text{速度向上率}) = \frac{1}{(1-r) + r/p} \quad (2)$$

ここで、 $p$ はプロセス数であり、コア数に対応する。 $r$ はコードの並列処理部の割合である。本コードについて並列処理部の割合を見積もった訳ではないが、計測結果に近い値を通る $r=0.985$ としたときの速度向上率を図14に示す。アムダールの法則には通信による遅延や待ち時間が含まれておらず、計測結果と単純に比較することはできないが、本計算の場合、並列処理部の割合が98.5%に相当する高い並列性能を本コードは達成しているといえる。

## 7. まとめ

JAXA超音速機チームで開発したCFD解析ソルバーADCSに対して、領域分割をブロック単位に、並列化手法をMPIにそれぞれ変更し、プログラム言語をFortran77からFortran90へ移行して、大規模計算への対応と計算の高速化、およびコードの汎用化を施した。並列化による計算精度への影響がないことを確認した。新旧両コードに対して同じ計算を実施し、旧コードに比べ計算時間、メモリ使用量が少ないことを示した。航空機まわりのCFD計算を実施し、大規模計算が可能であることを確認した。使用するCPUのコア数を変えて速度向上率を計測し、高い並列処理性能を有していることを示し

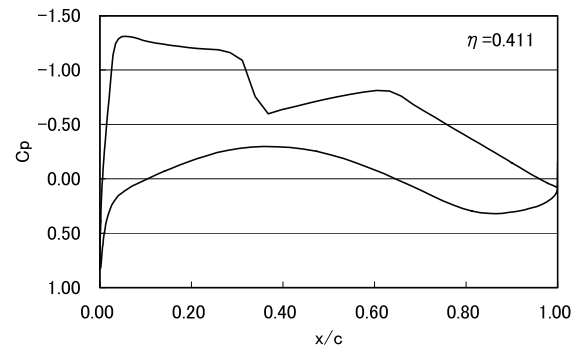
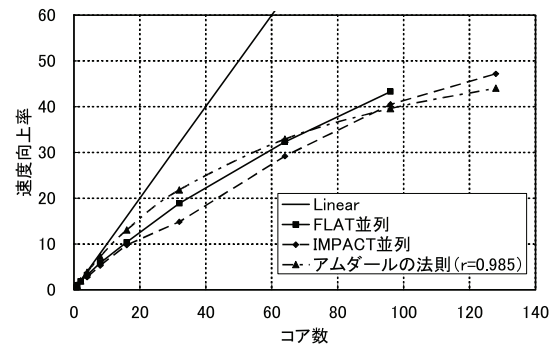
図 13 翼断面Cp分布 ( $\eta=0.411$ )

図 14 速度向上度の計測結果

た。

今後さらに検証計算を進め、コードの信頼性を高めていく予定である。

## 謝辞

本研究を行うにあたり、宇宙航空研究開発機構情報・計算工学センターの計算機を使用させて頂きました。

## 参考文献

1. 雷忠, “超音速機高揚力装置に関する数値解析及び考察”, 宇宙航空研究開発機構報告, JAXA-RR-07-050.
2. Spalart, P.R. and Allmaras, S.R., “A One-Equation Turbulence Model Aerodynamic Flows,” AIAA paper 92-0439, 1994.
3. Menter, F.R., “Zonal Two Equation  $k-\omega$  Turbulence Models for Aerodynamic Flows,” AIAA paper 93-2906, 1993.
4. Chakravarthy, S.R. and Osher, S., “A New Class of High Accuracy TVD Schemes for Hyperbolic Conservation Laws”, AIAA paper 85-0363, 1985.
5. 3rd AIAA CFD Drag Prediction Workshop, June 3-4, 2006, <http://aaac.larc.nasa.gov/tsab/cfdlarc/aiaa-dpw/>.
6. JAXAスーパーコンピュータシステムについて, 2008年3月28日, [https://www.jss.jaxa.jp/JX/manual/forum\\_vol1.pdf](https://www.jss.jaxa.jp/JX/manual/forum_vol1.pdf).

# 点緩和型陰的 Discontinuous Galerkin 法の収束加速

保江 かな子, 澤田 恵介

東北大学大学院 工学研究科 航空宇宙工学専攻

## Convergence Acceleration for Pointwise Relaxation Implicit Discontinuous Galerkin Method

by

Kanako Yasue and Keisuke Sawada (Tohoku Univ.)

### Abstract

Efforts are made to reduce computing time of the pointwise relaxation implicit Discontinuous Galerkin method for reaching convergence by utilizing  $p$ -multigrid scheme and also by solving a block diagonalized matrix instead of a fully loaded dense matrix to advance a time step. It is shown that computing time to obtain a converged solution for a typical test problem becomes 1/2 of the computing time of the original pointwise implicit relaxation method.

## 1 はじめに

近年, 非構造格子状においても高次精度を達成できる計算手法が多く研究されている. 中でも, 高次精度化が容易で, あらゆるセル形状において高次精度を厳密に達成することができる手法として, Discontinuous Galerkin 法 [1] が注目されている. この手法では, 解を再構築する際に周囲のステンシルを用いるのではなく, セル内部に自由度を与えることでセル内部の物理量分布を近似する. そのため依存域がコンパクトであり, 並列化にも高い親和性がある.

しかし高次精度 DG 法の実用化の課題は, 計算コストの高さにある. 従来の FVM と比べると, 例えば 2 次元 2 次精度では約 10 倍, 2 次元 3 次精度では約 100 倍の計算コストがかかると言われている. しかし, 昨今の CFD では複雑な流れ場の特徴を正確に捕らえることが要求されており, 高次精度手法の実用化が望まれる.

この課題を達成するためには, 高次精度手法の一番の欠点である計算コストの削減が必要であり, ベクトル, パラレル計算機への移植や, 特に定常解を求めるような流れ場には陰解法化による収束加速が必要となる.

我々はこれまでに点緩和型陰解法を用いた陰的 DG 法を構築してきた [2]. 点緩和型陰解法は DG 法の特徴と同様, 解の更新に隣接するセルの情報が必要ないため, 並列化に親和性があるという DG 法の長所を壊すことなく陰解法化が可能である [3].

しかし, 点緩和型陰的 DG 法は大きな CFL 数でも安定に計算が可能であるが, 隣のセルの情報を参照しないことから従来の陰解法に比べて必ずしも収束効率が高い

とは言えない. そこで, 本研究では, より高い収束性を得るために,  $p$ -multigrid 法 [4, 5] を適用する. また, ブロック対角化を導入することによって陰解法演算の大部分を占める行列演算の簡略化と行列成分の導出を省略して, さらなる計算時間の削減を試みる.

## 2 計算手法

### 2.1 Discontinuous Galerkin 法

各セル毎の内部の物理量分布を自由度  $Q_j$  と基底関数  $v_j$  を用いて,

$$Q_h(\mathbf{x}, t) = \sum_j Q_j(t) v_j(\mathbf{x}) \quad (1)$$

と表す. 添字  $j$  は精度に応じて決まる自由度の数であり, 3 次元 2 次精度の場合は 4 である. 基底関数にはヤコビ多項式 [6] を用いており,  $p$  次の多項式で展開すると, 空間精度は  $p+1$  次となる.

DG 法では, 次式のように支配方程式に基底関数  $v_i$  を乗じて, 計算セル  $\Omega_e$  で積分した弱形式を解くことで解を得る.

$$\sum_j \frac{dQ_j}{dt} \int_{\Omega_e} v_i v_j d\Omega + \int_{\partial\Omega_e} v_i \mathbf{F}(Q_h) \cdot \mathbf{n} d\sigma_e - \int_{\Omega_e} \mathbf{F}(Q_h) \cdot \nabla v_i d\Omega_e = 0 \quad (2)$$

ここで,  $\partial\Omega_e$  は各計算セルの境界を表している.

また, 式 (2) の左辺第二項の面積分および第三項の体積積分は, ガウスの求積法で評価する. セル境界における流束計算には, 近似リーマン解法を用いる.

## 2.2 点緩和型陰解法

点緩和型の陰解法はセル内の時間発展のみを考えればよい。そこで、次式で表されるような流束関数の線形化を最初に考える。

$$\mathbf{F}^{n+1} \cong \mathbf{F}^n + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial Q} \Delta Q \quad (3)$$

式(3)を用いると、式(2)における左辺第2項の面積積分は以下のように近似される。

$$\begin{aligned} \int_{\partial \Omega_e} v_i \mathbf{F}^{n+1} \cdot \mathbf{n} d\sigma_e &\cong \int_{\partial \Omega_e} v_i \mathbf{F}^n \cdot \mathbf{n} d\sigma_e \\ &+ \int_{\partial \Omega_e} v_i \left( \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial Q} \cdot \mathbf{n} \right)^+ \Delta Q d\sigma_e \quad (4) \end{aligned}$$

ここで、 $D = (\partial \mathbf{F} / \partial Q) \cdot \mathbf{n}$  とすると、ヤコビ行列の正射影は  $D^+ = \kappa(D + \lambda_{\max} I) / 2$  と定義される。 $\lambda_{\max}$  は流速  $U$ 、音速  $c$  を用いて、 $\lambda_{\max} = (|U \cdot \mathbf{n}| + c)$  で表される。また、LU-SGS[7]と同様に、 $\kappa = 1.05$  とする。

同様に、式(2)の左辺第3項の体積積分は以下のように近似される。

$$\begin{aligned} \int_{\Omega_e} \mathbf{F}^{n+1} \cdot \nabla v_i d\Omega_e &\cong \int_{\Omega_e} \mathbf{F}^n \cdot \nabla v_i d\Omega_e \\ &+ \int_{\Omega_e} \left( \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial Q} \cdot \nabla v_i \right) \Delta Q d\Omega_e \quad (5) \end{aligned}$$

式(4)、(5)における、 $\Delta Q$  は

$$\Delta Q = \sum_j \Delta Q_j v_j \quad (6)$$

とかける。式(2)の時間積分項は、

$$\sum_j \frac{dQ_j}{dt} \int_{\Omega_e} v_i v_j d\Omega = \frac{1}{\Delta t} \sum_j I_{ij} \Delta Q_j \quad (7)$$

となる。ここで、 $I_{ij} = \int_{\Omega} v_i v_j d\Omega$  は基底関数の積のモーメントであり、基底関数が直交性を持つとき、 $I_{ij}$  は対角行列となる。

以上より、最終的に次式で表される  $\Delta Q_j$  に対する代数方程式を得る。

$$\sum_j \mathbf{M}_{ij} \Delta Q_j = \mathbf{R}_i \quad (8)$$

ここで、

$$\begin{aligned} \mathbf{M}_{ij} &= \frac{1}{\Delta t} \sum_j I_{ij} + \int_{\partial \Omega_e} v_i \left( \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial Q} \cdot \mathbf{n} \right)^+ v_j d\sigma_e \\ &- \int_{\Omega_e} \left( \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial Q} \cdot \nabla v_i \right) v_j d\Omega_e \quad (9) \end{aligned}$$

および、

$$\mathbf{R}_i = - \int_{\partial \Omega_e} v_i \mathbf{F}^n \cdot \mathbf{n} d\sigma_e + \int_{\Omega_e} \mathbf{F}^n \cdot \nabla v_i d\Omega_e \quad (10)$$

である。 $\mathbf{M}_{ij}$  の大きさは、保存変数の数と自由度の数の積の二乗で表され、3次元2次精度の場合は、 $20 \times 20$  行列となる。

## 2.3 行列のブロック対角化

3次元2次精度を例に、式(8)を書き下すと次のようになる。

$$\begin{pmatrix} \mathbf{M}_{11} & \mathbf{M}_{12} & \mathbf{M}_{13} & \mathbf{M}_{14} \\ \mathbf{M}_{21} & \mathbf{M}_{22} & \mathbf{M}_{23} & \mathbf{M}_{24} \\ \mathbf{M}_{31} & \mathbf{M}_{32} & \mathbf{M}_{33} & \mathbf{M}_{34} \\ \mathbf{M}_{41} & \mathbf{M}_{42} & \mathbf{M}_{43} & \mathbf{M}_{44} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Delta Q_1 \\ \Delta Q_2 \\ \Delta Q_3 \\ \Delta Q_4 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{R}_1 \\ \mathbf{R}_2 \\ \mathbf{R}_3 \\ \mathbf{R}_4 \end{pmatrix} \quad (11)$$

ここで、 $\mathbf{M}_{ij}$  は  $5 \times 5$  行列である。

従来の点緩和型陰的 DG 法では、 $20 \times 20$  の逆行列を LU 分解に基づいて求めていた。ここでは、係数行列の1列目および対角項のみ考慮し、以下のように式(11)を近似的に解く。

$$\begin{aligned} \Delta Q_1 &= \mathbf{M}_{11}^{-1} \mathbf{R}_1 \\ \Delta Q_2 &= \mathbf{M}_{22}^{-1} (\mathbf{R}_2 - \mathbf{M}_{21} \Delta Q_1) \\ \Delta Q_3 &= \mathbf{M}_{33}^{-1} (\mathbf{R}_3 - \mathbf{M}_{31} \Delta Q_1) \\ \Delta Q_4 &= \mathbf{M}_{44}^{-1} (\mathbf{R}_4 - \mathbf{M}_{41} \Delta Q_1) \quad (12) \end{aligned}$$

これにより、(保存変数の数) $\times$ (自由度の数)の二乗の大きさの逆行列を求めるのではなく、(保存変数の数)の二乗の大きさの逆行列を(自由度の数)回求めることになり、計算時間を削減できる。3次元2次精度の場合には、 $5 \times 5$  の逆行列を4回求めればよい。

## 2.4 $p$ -multigrid 法の適用

収束加速を図る方法として、 $h$ -multigrid 法が一般的に用いられている。通常、格子サイズ程度の誤差成分は比較的早く減衰するが、長波長の誤差成分は減衰し難い。 $h$ -multigrid 法は、粗い格子で得られた解を用いて、細かい格子で得られた解の長波長成分の誤差を選択的に減衰させるという手法である。

一方、 $p$ -multigrid 法は、 $h$ -multigrid 法の考えを拡張したものであり、高次の階層的な多項式近似による解で減衰し難い長波長の誤差成分を、低次の多項式近似による解を使って減衰させるという方法である。その際、全ての近似レベルで同じ空間格子を用いる。また、高次の近似解と低次の近似解との変換にはオペレータを用いる。2次精度を例に具体的な手順を示す。

1. 次ステップの  $p = 1$  次解  $Q_{P_1}^{n+1}$  を求める。

$$Q_{P_1}^{n+1} = Q_{P_1} + \mathbf{M}^{-1} \mathbf{R}(Q_{P_1}^n)$$

2.  $p = 1$  次解  $Q_{P_1}^{n+1}$  と残差ベクトル  $\mathbf{R}(Q_{P_1}^{n+1})$  を  $p = 0$  次に補間する。

$$\begin{aligned} Q_{P_0}^* &= \mathbf{I}_{P_1}^{P_0} Q_{P_1}^{n+1} \\ \mathbf{R}_{P_0} &= \tilde{\mathbf{I}}_{P_1}^{P_0} \mathbf{R}(Q_{P_1}^{n+1}) \end{aligned}$$

3. 次ステップの  $p = 0$  次解  $Q_{P_0}^{n+1}$  を求める。

$$Q_{P_0}^{n+1} = Q_{P_0}^* + \mathbf{M}^{-1} \mathbf{R}_{P_0}$$

4. 修正項  $C_{P_0}$  を求める.

$$C_{P_0} = Q_{P_0}^{n+1} - Q_{P_0}$$

5.  $p = 1$  次の近似解  $Q_{P_1}^{n+1}$  を更新する.

$$\tilde{Q}_{P_1}^{n+1} = Q_{P_1}^{n+1} + J_{P_0}^{P_1} C_{P_0}$$

ここで,  $P_i$  は  $i$  次の多項式近似を示している. また,  $I_{P_0}^{P_1}$ ,  $\tilde{T}_{P_0}^{P_1}$  および  $J_{P_0}^{P_1}$  はそれぞれ, 状態制限オペレータ, 残差制限オペレータ, 状態延長オペレータである.

これまで,  $h$ -multigrid 法と  $p$ -multigrid 法を組み合わせた  $hp$ -multigrid 法は優れた収束性を示すことが報告されているが [5],  $h$ -multigrid 法を適用すると複数の格子が必要となり, 並列化の際の手順が煩雑となる. そのため本研究では, 高い並列効率を容易に実現できる点緩和型陰的 DG 法の利点を損なうことなく収束加速を図ることが可能な  $p$ -multigrid 法単独の検討を行った.

### 3 結果および考察

本手法を 3 次元 ONERA-M6 翼型周りの非粘性流れ場解析に適用し, 収束特性を検証した. 計算領域を 393,979 個の四面体で分割した. Fig.1 に翼近傍の計算セルを示す. マッハ数を 0.84, 迎角を 3.06[deg] とし, CFL 数は全て  $10^6$  で計算した. 時間積分には, 点緩和型陰解法を用い, 収束加速のために導入した手法を検証するために, Table 1 のように 4 ケースで計算をおこなった. 本計算は, METIS[8] による格子の領域分割および Message Passing Interface (MPI) Library を用いて並列化した. 計算は全て東北大学 流体科学研究所のスカラ並列計算機 SGI Altix3700Bx2 を用いて最大 64 並列で実行した.

翼表面およびルート面での圧力等高線図を Fig.2 に示す. 典型的なラムダ型の衝撃波が翼上面に捕らえられた. またこのときの圧力係数分布を実験により得られた分布 [9] と共に Fig.3 に示す. 非粘性計算であるので, 衝撃波位置が後退しているが, 概ね解の一致は良好である. 得られたステップ数に関する残差履歴および CPU 時間に関する残差履歴を Fig.4 および 5 に示す. Fig.4 より, case 2 では, case 1 の半分の反復回数, また約 3 分の 2 の CPU 時間で収束した. また, case 3 では, case 1 の収束特性を維持したまま, CPU 時間を約 30% 減らすこと

ができた. さらに, case 4 では, case 1 の半分の計算時間で収束解を得られることが示された.

最後に, 並列計算における速度向上率を Fig.6 に示す. 収束加速法を付加しても高い速度向上率を維持していることを確認した. Case 1 および Case 2 においては 64 並列で計算した際に速度向上率が落ちているが, この原因については現在検討中である.

行列の対角化および  $p$ -multigrid 法はどちらも高次精度化するほど効果が出ると考えられ, 計算コストの高い高次精度 Discontinuous Galerkin 法の実用化にこれらの収束加速法は有効と期待される.

### 4 まとめ

点緩和型陰的 Discontinuous Galerkin 法の収束加速を図るために, 行列のブロック対角化および  $p$ -multigrid 法を適用した. 行列のブロック対角化を適用することによって, 2 次精度計算では収束特性を変えることなく代数方程式の行列演算にかかる時間を 30% 削減できた. また,  $p$ -multigrid 法を併用することで, 反復回数ならびに計算時間のいずれもこれまでの点緩和型陰的 DG 法の約半分で収束解を得ることができた.

今後, 3 次精度以上への拡張, ならびに粘性流への拡張を検討する予定である.

### 参考文献

- [1] Cockburn, B. and Shu, C-W., Journal of Computational Physics, Vol. 141, 1989, pp. 199-244.
- [2] Yasue, K. Ohnishi, N., and Sawada, K., AIAA paper, 2006-3893.
- [3] 保江, 大西, 澤田, 第 20 回数値流体力学シンポジウム講演論文集, (2006), E7-1.
- [4] Luo H., Baum J. D. and Lohner, R., AIAA Journal, Vol. 46, No. 3, 2008, pp. 635-652.
- [5] Nastase C. R. and Mavriplis D. J., Journal of Computational Physics, Vol. 213, 2006, pp. 330-357.
- [6] Sherwin, S. J. and Karniadakis, G., International Journal for Numerical Methods in Engineering, Vol. 38, 1995, pp. 3775-3802.
- [7] Jameson A. and Turkel E., Mathematics of Computation, Vol. 37, No. 156, 1981, pp. 385-397.
- [8] Karypis, G. and Kumar, V. TR95-035, University of Minnesota, 1995, <http://www-users.cs.umn.edu/karypis/metis/>.
- [9] Schmitt, V. and Charpin, F. AGARD AR-138-B1, 1979.

Table 1 Numerical methods.

	$p$ -multigrid	block diagonalization
case 1	×	×
case 2	×	○
case 3	○	×
case 4	○	○

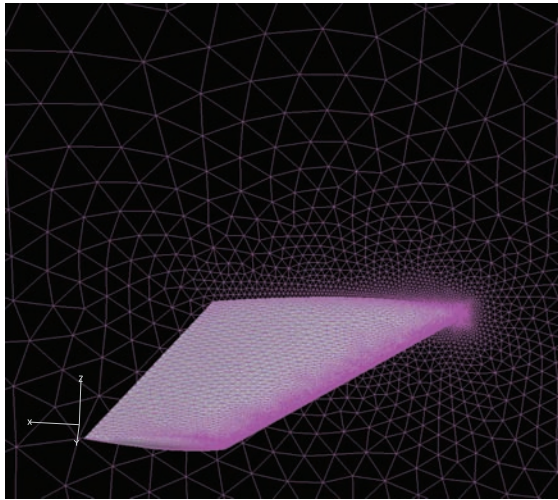


Fig. 1 Computational mesh around ONERA-M6 isolated wing.

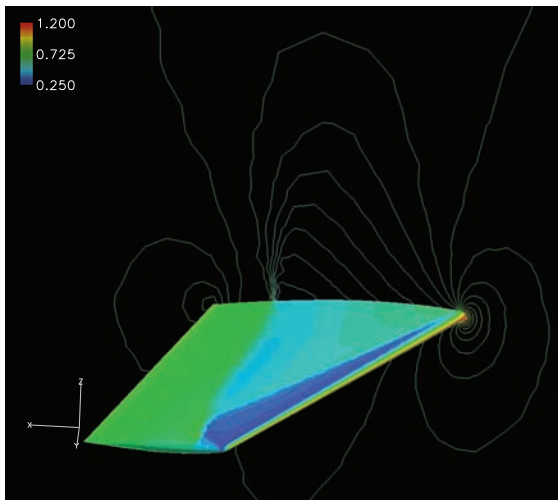


Fig. 2 Obtained pressure contours over ONERA-M6 isolated wing at  $M=0.84$  and  $AoA=3.06$  [deg].

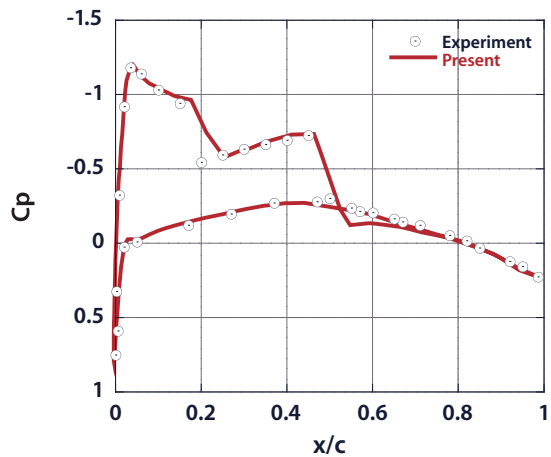


Fig. 3 Pressure coefficient at 65% spanwise location.

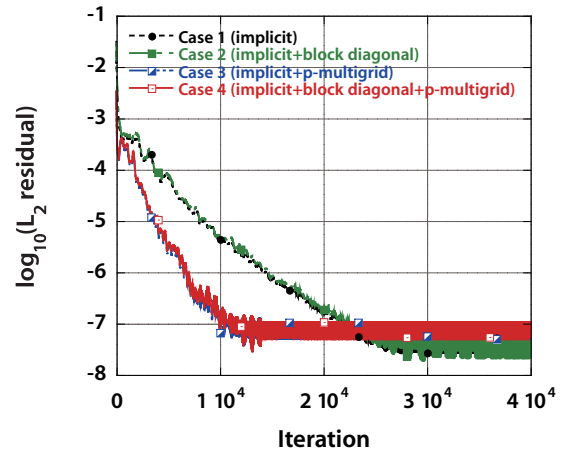


Fig. 4 Convergence histories associated with iteration.

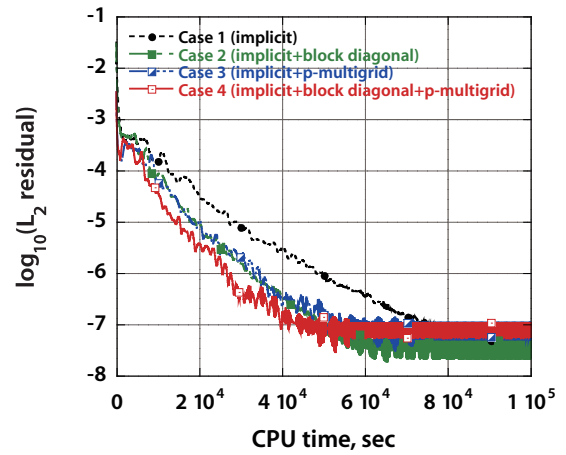


Fig. 5 Convergence histories associated with CPU times.

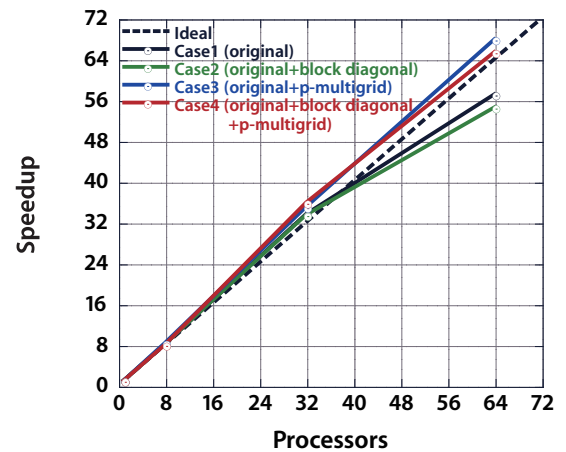


Fig. 6 Sustained speedup ratio.

# 高精度補間を導入した特性インターフェイス条件による マルチブロック計算法

住隆博, 黒滝卓司, 松山淳  
宇宙航空研究開発機構研究開発本部

## Multi-block Computation by Characteristic Interface Conditions with High-order Interpolation

by  
Takahiro Sumi, Takuji Kurotaki and Jun Hiyama

### ABSTRACT

In the previous study, the authors proposed high-order finite difference multi-block flow computation technique with the generalized characteristic interface conditions (GCIC) in the structured grid system. The GCIC can realize single point connection between adjacent blocks, and allows metric discontinuities on the block interface, however, the grid points of adjacent blocks have to be collocated correspondingly on the block interface. In this work, in order to enhance the flexibility of the GCIC, by incorporating the high-order interpolation method, multi-block flow computation technique with non-uniform staggered grid connection on the block interface is newly proposed. In this article, their theoretical concept is briefly presented, and some proper numerical test analyses are conducted in order to validate the proposed theory.

### 1. はじめに

近年, コンパクト差分スキーム<sup>(1)</sup>に代表される高次精度有限差分法が構造格子とともに LES や DNS 等の詳細な流体計算に広く用いられている. しかしながら, それらは単純形状によるものがほとんどであって, 複雑形状に適用された例は数少ない. それはこれらのスキームが高精度であるが故に境界条件に課する要求が厳しいからである.

複雑形状を取り扱う一つの選択肢としてマルチブロック法がある. 著者らはこれまで特性理論に基づくインターフェイス条件を構築し, 新たなマルチブロック計算法を提案してきた<sup>(2)</sup>. この手法はブロックの境界であるインターフェイス面においてメトリクスの不連続を許容するため, 複雑形状周りを比較的単純な幾何形状からなる格子で囲むことができる. しかしながら, この方法はその長所故に一般に格子点配置に無駄が多いという欠点を持ち合わせている.

もう一つの選択肢として補間を用いたオーバーセット法が考えられる. 近年, Sherer らは高次精度補間法と高次精度差分法を組み合わせ, 複雑形状周りに対していくつかの詳細な数値計算を実行している<sup>(3)</sup>. しかしながら, オーバーセット法は本質的に格子点配置や数値操作の面において複雑さや困難さを伴い, 特に三次元問題に対してこれらが顕在化する.

本報では, 高次精度補間法を導入し特性インターフェイス条件を拡張することで, 上記の欠点を払拭し, より柔軟なマルチブロック計算法を提案する.

### 2. 特性インターフェイス条件

特性インターフェイス条件は文献 2 に詳細な記述があり, ここではその概要を説明する. 図 1 上は特異性のある構造格子を示している. 黒丸で書かれた格子点では左右のメトリクスが不連続であるため単一格子での取り扱いができない. そこで, この特異性を避けるために, 図 1 下のように特異面に沿って二つのブロックに分離し, それを繋ぎ合わせるインターフェイス条件を考える.

Navier-Stokes 方程式はインターフェイスを横切る  $\zeta$  方向の移流項に着目して, 次のように書くことができる.

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \zeta_x \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial \zeta} + \zeta_y \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial \zeta} + \zeta_z \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial \zeta} + \mathbf{D} = 0, \quad (1)$$

ここで  $\mathbf{E}, \mathbf{F}, \mathbf{G}$  は非粘性流束項であり,  $\mathbf{D}$  は残りの移流項と粘性項からなる. 特性理論による考察を行うために, 保存変数  $\mathbf{U}$ , 原始変数  $\mathbf{V}$ , および特性変数  $\mathbf{W}$  よりなる次の二種類のヤコビアンを定義する.

$$\mathbf{P} = \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial \mathbf{V}}, \quad \mathbf{S} = \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial \mathbf{W}}. \quad (2)$$

これらを用いて(1)式は次のように書ける.

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \mathbf{PSL} + \mathbf{D} = 0, \quad (3)$$

ここで  $\mathbf{L}$  は特性波振幅変動ベクトルであり次式で表される.

$$\mathbf{L} = \mathbf{S}^{-1} \mathbf{P}^{-1} \left( \zeta_x \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial \zeta} + \zeta_y \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial \zeta} + \zeta_z \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial \zeta} \right). \quad (4)$$

著者らの提案する特性インターフェイス条件はインターフェイス面上における保存変数の時間発展が左右で一致するという直感的な事実に基づいている. すなわち,

$$\left( \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} \right)^l = \left( \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} \right)^r \Leftrightarrow \mathbf{P}^l \mathbf{S}^l \mathbf{L} + \mathbf{D}^l = \mathbf{P}^r \mathbf{S}^r \mathbf{L} + \mathbf{D}^r, \quad (5)$$

であり, 次の二通り,

$$\begin{aligned} \mathbf{L}^l &= (\mathbf{S}^l)^{-1} \left[ \mathbf{S}^l \mathbf{L} + (\mathbf{P}^l)^{-1} (\mathbf{D}^r - \mathbf{D}^l) \right], \\ \mathbf{L}^r &= (\mathbf{S}^r)^{-1} \left[ \mathbf{S}^r \mathbf{L} + (\mathbf{P}^r)^{-1} (\mathbf{D}^l - \mathbf{D}^r) \right], \end{aligned} \quad (6)$$

に書き直すことができる. ただし, 明らかに  $\mathbf{P}^l = \mathbf{P}^r$  が成立するとしている<sup>(2)</sup>. インターフェイス面法線方向の反変速度成分の符号に従って, ブロック内で既知のものについては(4)式より直接計算し, 未知のものについては(6)式よりも一方のブロックの影響を考慮して計算する. 結果として  $\zeta$  方向移流項は次のように修正される.



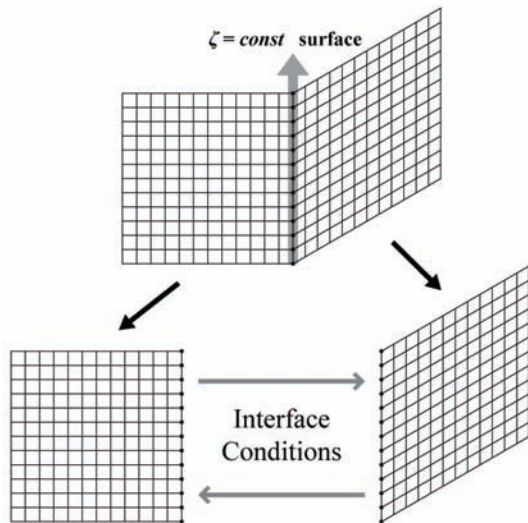


図1 特性インターフェイス条件の概念図.

$$\zeta_x \frac{\partial E}{\partial \zeta} + \zeta_y \frac{\partial F}{\partial \zeta} + \zeta_z \frac{\partial G}{\partial \zeta} = PSL^* \quad (7)$$

最後に、インターフェイス面上の値は内点と同様の手続きにより時間積分される。

$$\left( \frac{\partial U}{\partial t} \right)^* = -PSL^* - D \quad (8)$$

### 3. 補間法を導入した特性インターフェイス条件

オリジナルの特性インターフェイス条件では、左右ブロックの格子点はインターフェイス面上で厳密に一致する必要があった。ここでは、補間法を導入し特性インターフェイス条件を拡張することで、格子点が不一致の場合に対応

することを考える。図2は今回提案する補間法を導入した特性インターフェイス条件によるマルチブロック計算法の概念図である。前提として、左右 A, B のブロックは解析的に同一のインターフェイス面を共有しているとする。ただし格子点は一致していない。本手法の一連の手続きは以下のように進められる。

**Step 1.** 物理空間における情報を計算空間に写像する。

**Step 2.** 一方の計算平面 a, b における情報を他方の計算平面で定義される補間平面 a', b' にそれぞれ補間する： a → a', b → b'。

**Step 3.** 格子点位置の一致する計算平面 a, b と補間平面 a', b' の間に特性インターフェイス条件を適用し移流項を修正する： a ↔ b', b ↔ a'。

**Step 4.** それぞれの計算ブロック A, B 内で個別に方程式を解く。

**Step 5.** 計算空間から物理空間に再度写像する。

具体的には Step 2 から Step 4 を時間進行に合わせて計算中に繰り返し行うことになる。なお、Step 3 により(6)は以下のように修正を受ける。

$$L' = (S^l)^{-1} \left[ S^{r*} L^{r*} + (P^l)^{-1} (D^{r*} - D^l) \right], \quad (9)$$

$$L^r = (S^r)^{-1} \left[ S^{l*} L^{l*} + (P^r)^{-1} (D^{l*} - D^r) \right],$$

ここで、上添え字\*は補間された量を表す。

これらの補間操作は三次元問題では基本的に二次元面内で行われる。すなわち、一般に補間次元は空間次元より一つ少ない。本研究では補間法として多項式近似によるラグランジェ補間と区分多項式近似による B-スプライン補間の二種類を採用している。補間定式化に関するこれ以上の議論は紙面の都合上割愛する。

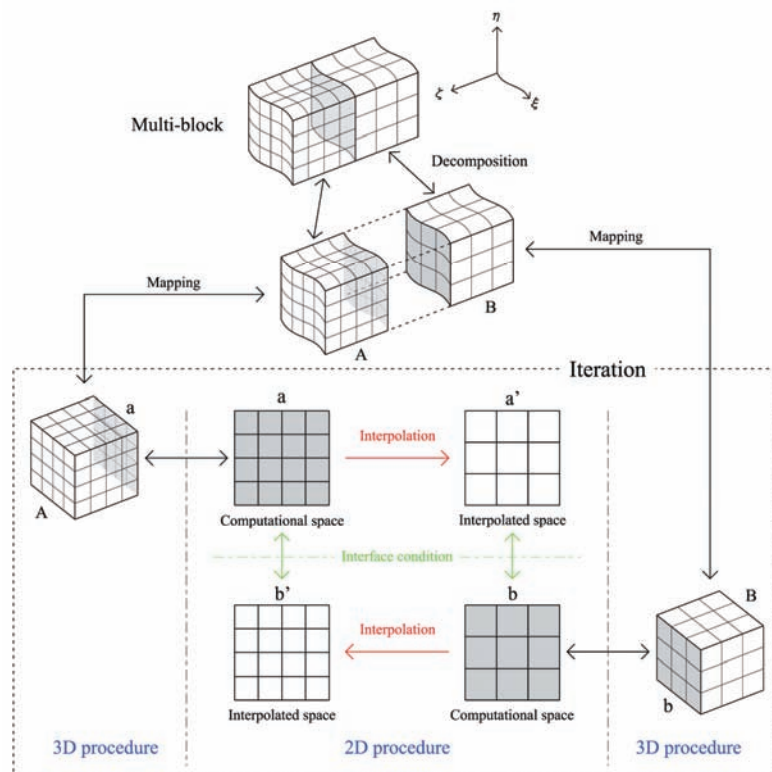


図2 補間法を導入した特性インターフェイス条件によるマルチブロック計算法の概念図.

4. 検証計算

この章では本研究の検証計算として、二次元非粘性渦の移流問題と二次元円柱周りの粘性流の問題を取り扱う。支配方程式が前者は非定常二次元 Euler 方程式、ならびに後者が非定常二次元 Navier-Stokes 方程式で異なる他は数値解法については全く同じものを用いる。移流項と粘性項の空間差分には Kim による Optimized 4th order penta-diagonal (OFOP) compact difference scheme<sup>(4)</sup>を用いる。このスキームは5重対角の Padé 形式を保ち、散逸誤差と分散誤差を同時に抑えつつ解像度を最適化したものである。時間積分には Stanescu らによる 2-step (5-6-stage) 4th order low-dissipation and low-dispersion Runge-Kutta (LDDRK) scheme の低容量型<sup>(5)</sup>を用いて陽的に行う。このスキームもまた散逸誤差と分散誤差を同時に抑えつつ、陽的時間積分における安定性と精度を最適化したものである。さらに、数値的不安定をもたらす高周波成分の除去には Gaitonde らによる 8th order Padé type compact filter scheme<sup>(6)</sup>を適用する。ここで、カットオフ周波数に関連するコントロールパラメータ  $\alpha$  は 0.48 に設定している。壁面および流入境界条件には Kim らによって一般座標系に拡張された NSCBC<sup>(7,8)</sup>を用いる。また、補間精度はラグランジェ補間法および B-スプライン補間法ともに5次精度とする。

4.1. 非粘性渦の移流

ここでは、隣接した2ブロック間のインターフェイスを通過する移流渦を考える。非粘性の一樣流中に置かれた二次元の移流渦の初期状態における圧力と速度成分は以下で与えられる<sup>(9)</sup>。

$$p_\infty - p = \frac{\rho C^2}{2R^2} \exp(-r^2),$$

$$u_\infty - u = \frac{C(y - y_c)}{R^2} \exp(-r^2/2),$$

$$v = \frac{C(x - x_c)}{R^2} \exp(-r^2/2),$$

$$r^2 = \frac{(x - x_c)^2 + (y - y_c)^2}{R^2},$$

ここで、渦の強さとして  $C = 0.167$  および特性半径として  $R = 0.2$  を与える。一樣流のマッハ数は 0.3 であり、結果として渦の最大旋回速度は一樣流速度の 50%、中心圧力が一樣流静圧より約 4%減少する。以下では図3に示すような二種類の異なる計算格子を用意して本理論の検証を行う。

(a) 格子線の急峻な変化を持って接続された計算格子

このケースでは、隣接する2ブロックがインターフェイス面において格子線の急峻な変化を持って接続されている。左右のブロックの計算座標の定義は同一であり、主流方向の  $\xi$  軸の接続角は 30 deg とする。上流側の Block U では、 $2.0 \times 4.0$  の矩形領域に  $\xi, \eta$  のいずれの方向にも  $1/60$  の間隔で、全体として  $121 \times 241$  の格子点を配置する。一方、下流側の Block D では、 $2.0 \times 4.0$  の平行四辺形領域に  $\xi$  方向は同様の  $1/60$ 、 $\eta$  方向に  $1/40$  の格子間隔で、全体として  $121 \times 161$  の格子点を配置する。

(b) 波状の曲率を持って接続された計算格子

このケースでは、隣接する2ブロックが波状の曲率をもつインターフェイス面ではほぼ滑らかに接続されている。左右のブロックの計算座標の定義は同一であり、格子生成には次の式を用いる<sup>(9)</sup>。

$$x = x_{\min} + \frac{L_x}{i_{\max} - 1} \left[ (i - 1) + A_x \sin(2\pi\omega\tau) \sin\left(n_x \pi \frac{j-1}{j_{\max} - 1}\right) \right],$$

$$y = y_{\min} + \frac{L_y}{j_{\max} - 1} \left[ (j - 1) + A_y \sin(2\pi\omega\tau) \sin\left(n_y \pi \frac{i-1}{i_{\max} - 1}\right) \right],$$

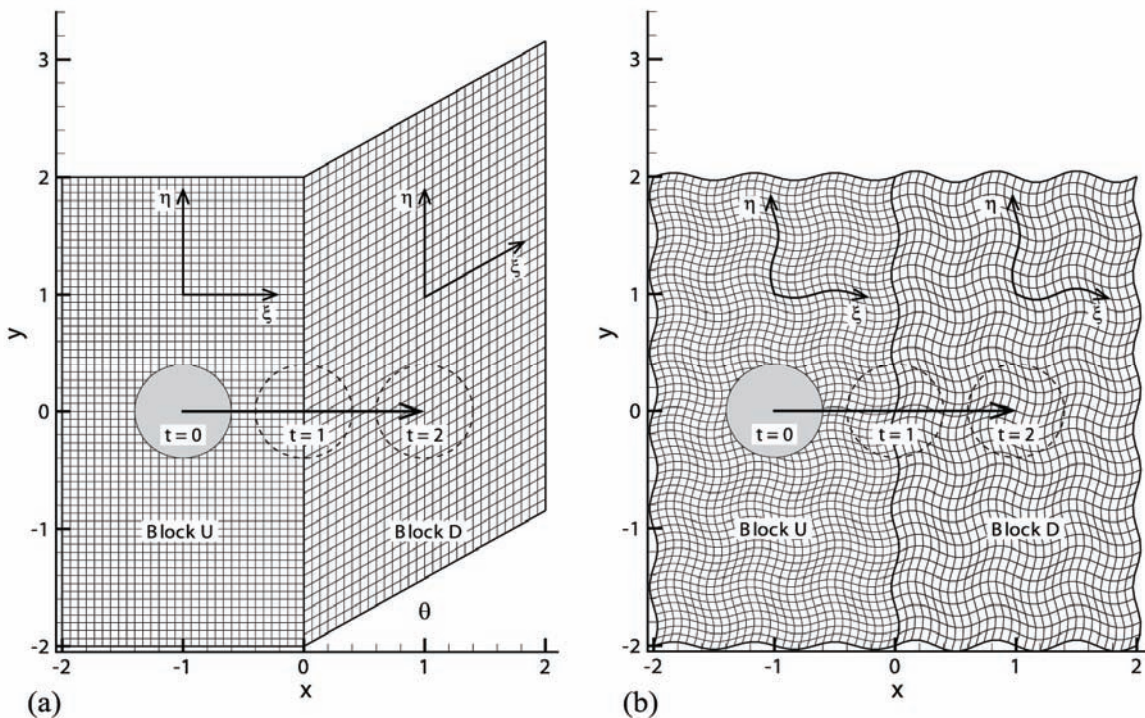


図3 計算格子と座標定義,  
(a) 格子線の急峻な変化を持って接続された計算格子, (b) 波状の曲率を持って接続された計算格子.

ここで、各種パラメータとして、

$$A_x = A_y = 2, n_x = 12, n_y = 6, \omega\tau = 0.25,$$

を与える。さらに、格子点および計算領域のパラメータは、上流側の Block U では、

$$i_{\max} = 121, j_{\max} = 241, L_x = 2, L_y = 4,$$

下流側の Block D では、

$$i_{\max} = 121, j_{\max} = 161, L_x = 2, L_y = 4,$$

とする。

単独渦は  $x$  軸に沿って一様流に乗りながら Block U から Block D へインターフェイスを横切って移流する。渦中心は初期状態の時刻  $t=0$  において  $x=-1$  に位置し、続いて中間状態の時刻  $t=1$  においてインターフェイス  $x=0$  を通過し、最終状態の時刻  $t=2$  において  $x=1$  に到達する。すなわち、インターフェイスを挟んで距離 2 の間を時間 2 を経て移流する。なお、計算におけるクーラン数は 0.8 に設定する。以上のように計算格子(a)と(b)はともに格子解像度の異なるブ

ロックを二つ結合させているが、細かい側はもとより粗い側のブロックにおいても移流渦を解像するに十分であることを予め確認している。

図 4 に B-スプライン補間法を用いて計算した際の静圧分布を示す。横並びの 3 つの図はそれぞれ代表時刻  $t=0, 1, 2$  における様子であり、図中央に位置する水平線は単独渦が沿って移流する  $x$  軸、および縦の太線はブロック間のインターフェイスをそれぞれ示している。図から分かるように、どちらの計算格子においても渦は滑らかにインターフェイスをまたいで移動し、初期状態から最終状態に至るまで完全な形状を保っている。なお、この様相はラグランジュ補間法を用いた場合でも全く同じである。

さらに定量的に評価するために、図 5 においてインターフェイス通過時  $t=1$  における静圧分布と旋回速度分布を厳密解（初期値）と比較する。一見して分かるように、補間法の種類によらず静圧分布と旋回速度分布はともに厳密解と一致している。このことはせいぜい 5 次精度程度の次数では本問題設定において補間法の種類に優位差が見られないことを表しているが、一方で GCIC に補間法を組み合わせた本論文の提案する手法が成功裏に機能していることも示している。

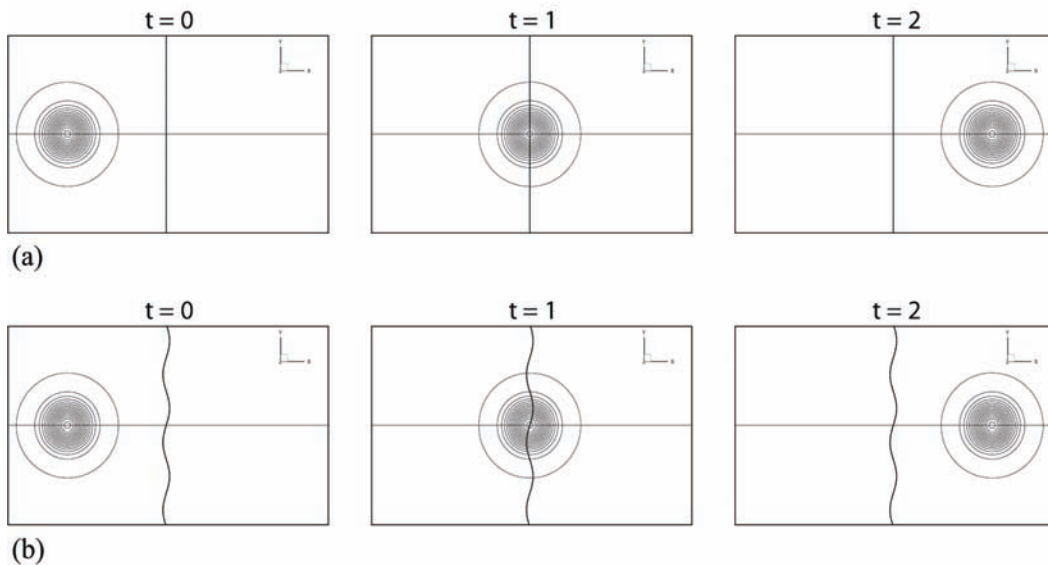


図 4 代表時刻における静圧分布 (B-スプライン補間), (a) 格子線の急峻な変化を持って接続された計算格子, (b) 波状の曲率を持って接続された計算格子.

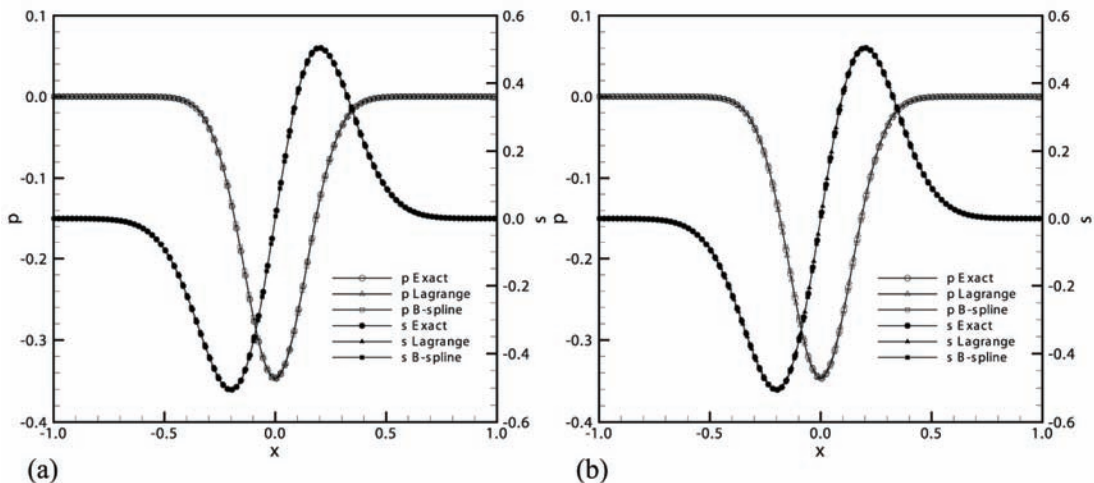


図 5 インターフェイス通過時  $t=1$  における静圧と旋回速度の水平軸上断面分布. (a) 格子線の急峻な変化を持って接続された計算格子, (b) 波状の曲率を持って接続された計算格子.

4.2. 二次元円柱周りの粘性流

本理論の粘性流への拡張を検証するために、低レイノルズ数における二次元円柱周りの流れの計算を行う。一様流のマッハ数とレイノルズ数はそれぞれ 0.3 と 400 である。Williamson の詳細な実験研究<sup>(10)</sup>によれば、一般にレイノルズ数 200 前後以降では円柱後流においてスパン方向にモードを持つ三次元渦構造の出現が指摘されている。すなわち、二次元円柱周りの流れにおいて 400 というレイノルズ数領域を議論するのであれば、本質的にスパン方向を考慮した三次元計算を行うべきであるが、ここでは理論の数値実験に焦点を当てるため、意図的に Kim らと同様の計算条件<sup>(7,8)</sup>で二次元計算を行うことにする。

図 6 に示すように、計算領域は円柱の直径を 1.0 とし太線で区切られた 8 区画のブロックに分かれている。補間なしのケース(a)では、半径 0.5 - 2.5 および周方向 90 度間の内部ブロックに 101\*91 点、半径 2.5 - 50.0 および周方向 90 度間の外部ブロックに同様の 101\*91 点を配置する。一方、B-スプラインを適用するケース(b)では、内部ブロックはケース(a)と同様に、外部ブロックの周方向はその 2/3 とし、101\*61 点とする。計算格子はカルマン渦の発生に起因する流れの変動を十分に捉えるために、壁面とインターフェイス近傍で最小幅 0.02 と細かくしており、逆に遠方境界では渦

を減衰させるために大幅に粗くしている。計算時間はクーラン数を 1.0 として 275,000 ステップ、無次元時刻約 225 まで計算する。

図 7 と図 8 にそれぞれ最終ステップにおける静圧と主流方向の速度成分の瞬間分布を示す。円柱表面に付着した境界層が剥離し、カルマン渦列を形成する様子をはっきりと捉えられている。計算は定常の一樣流の状態を初期条件として突発的に始めるために、流れの非対称性が観測され始める時刻が補間なしのケース(a)と補間ありのケース(b)では異なる。結果として同時刻におけるカルマン渦列の位相が違っているのはこのためである。両ケースともに分布はインターフェイスをまたいで滑らかに繋がっており、いかなる数値的な不連続や振動も観察されない。ところで、GCIC は一次元理論に基づくため、一般に多重点周りで脆弱になりやすい。これは同一の初期値から出発したとしても計算による丸め誤差が蓄積しやすいためである。しかしながら、原始変数に対して算術平均による処理を繰り返し行うことでこの問題は十分に解決することができる<sup>(2)</sup>。このように、高次精度補間を導入した特性インターフェイス条件が二次元円柱周りの粘性流の計算においても問題なく機能していることが示されている。

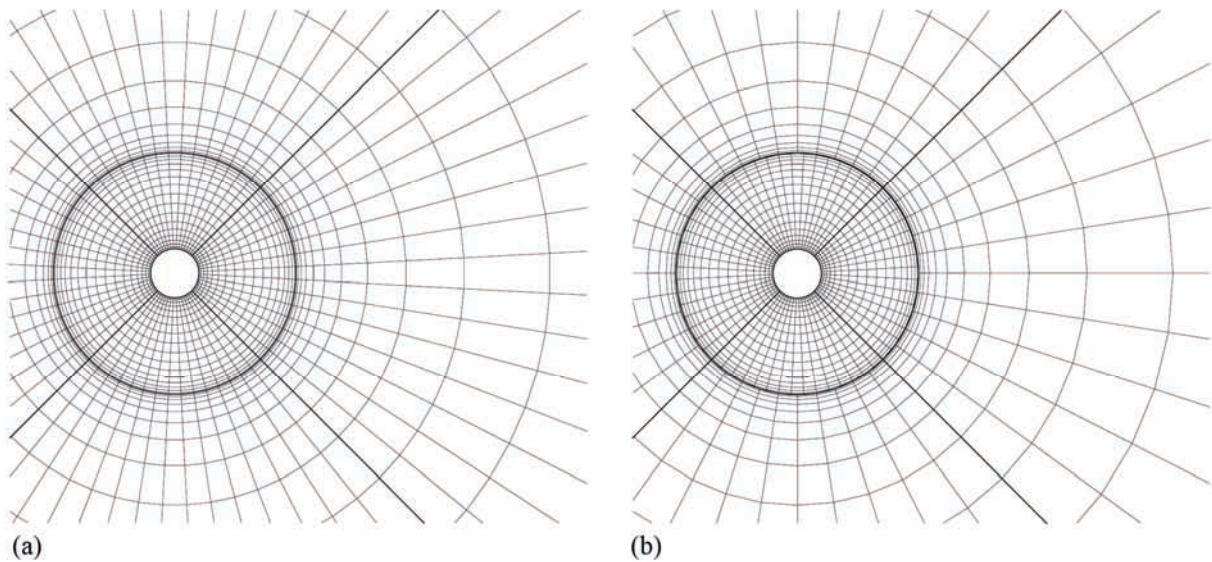


図 6 二次元円柱周りの計算格子, (a) 補間なし, (b) B-スプライン補間 (6 点おきに描画) .

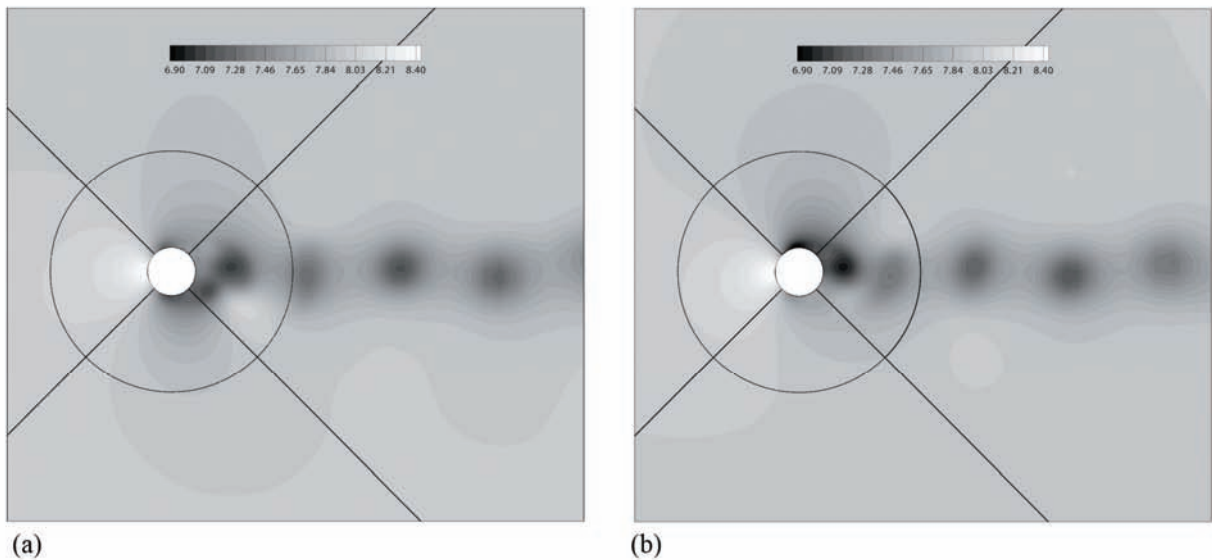


図 7  $T \approx 225$  における静圧の瞬間分布, (a) 補間なし, (b) B-スプライン補間.

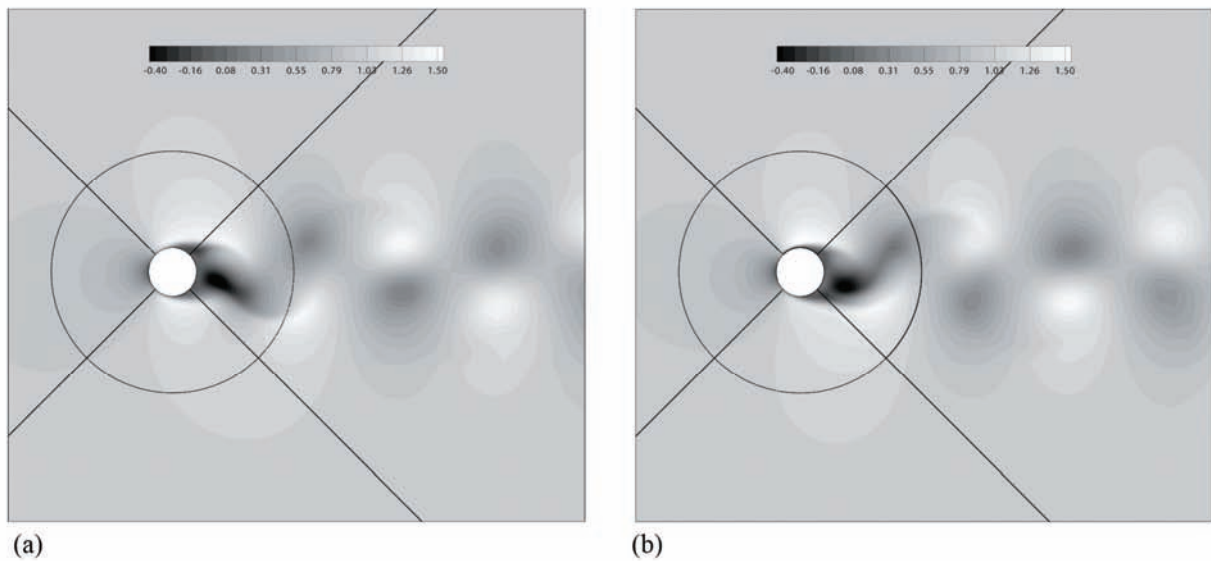


図8  $T \approx 225$ における主流方向速度成分の瞬間分布, (a) 補間なし, (b) B-スプライン補間.

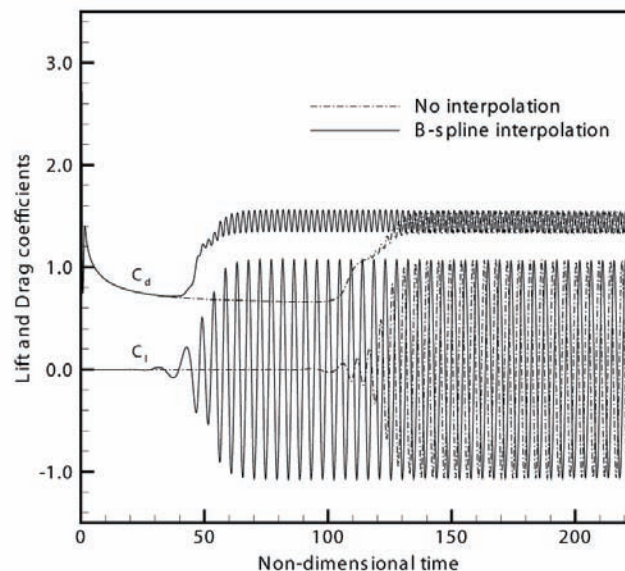


図9 揚力係数と抵抗係数の時間履歴.

次に計算結果を定量的な側面より検討するために、図9に揚力係数と抵抗係数の時間履歴を示す。揚力と抗力は円柱表面に加わる圧力と粘性応力を表面全体に渡って積分することで求める。初期条件によるある程度の過渡状態の後、カルマン渦の発生による一定の振動数と振幅を持った周期的な運動が観察される。これらにより算出されるストローハル数は両ケースともに約0.21と見積もられる。この値は同様の計算例である文献7, 8および古典的な実験値11と良い一致を示している。図ではB-スプライン補間法を適用したケース(b)が補間なしのケース(a)に対して周期モードへ至る時間が圧倒的に短いことが分かる。このことは、インターフェイス面における補間誤差がカルマン渦を誘起するための有効なトリガとなっていることを示している。しかしながらこの誤差は最終的な数値解に全く影響していない。

## 5. まとめ

高次精度補間を導入した特性インターフェイス条件によるマルチブロック計算法を新たに提案した。本報ではその理論的概要と数値手続きについて説明し、検証計算として

二次元非粘性渦の移流問題と二次元円柱周りの粘性流の問題を取り扱った。結果として本手法の良好な機能を確認し、構造格子における高次精度有限差分法を用いたマルチブロック計算法の汎用性を高めることが可能になった。

## 参考文献

- (1) S. Lele, J. Comput. Phys., Vol. 103, 1992.
- (2) T. Sumi et al., Int. J. Comput. Fluid Dyn., Vol. 21, 2007.
- (3) S. Sherer et al., J. Comput. Phys., Vol. 210, 2005.
- (4) J. Kim, J. Comput. Phys., Vol. 225, 2007.
- (5) D. Stanescu et al., J. Comput. Phys., Vol. 143, 1998.
- (6) D. Gaitonde et al., AIAA J., Vol. 38, 2000.
- (7) J. Kim et al., AIAA J., Vol. 38, 2000.
- (8) J. Kim et al., AIAA J., Vol. 42, 2004.
- (9) M. Visbal et al., J. Comput. Phys., Vol. 181, 2002.
- (10) C. Williamson, J. Fluid Mech., Vol. 328, 1996.
- (11) H. Schlichting, Boundary Layer Theory, McGraw-Hill, 1979.

## ソニックブーム伝播における大気擾乱効果

山下 博, 大林 茂  
東北大学流体科学研究所

## Sonic Boom Propagation through Atmospheric Turbulence

by

Hiroshi Yamashita and Shigeru Obayashi  
Institute of Fluid Science, Tohoku University

## Abstract

The effect of the homogeneous atmospheric turbulence on the sonic boom propagation has been investigated. The turbulence field is represented by a finite sum of discrete Fourier modes based on the von Karman and Pao energy spectrum. The sonic boom signature is calculated by the modified Waveform Parameter Method, considering the turbulent velocities. The results show that in 59 % of the cases, the intensity of the sonic boom had decreased, and in other 41 % of the cases had increased the sonic boom. In addition, atmospheric turbulence affected the propagation paths, which resulted in the variation in the reaching point of the sonic boom on the ground up to 1,820 ft in the north-south direction (flight direction) and 115 ft in the east-west direction.

## 1. 緒言

ソニックブームは超音速機から発生する衝撃波が実在大気を伝播し、地上で雷に似た爆発音を引き起こす現象である<sup>1</sup>。このブーム地上騒音の低減技術は、超音速機実現のためには必要不可欠であり、多くの研究が進められている<sup>2-6</sup>。一方、実在大気は一樣ではなく、その状態(風速分布、温度勾配、大気擾乱など)によっていろいろな形でソニックブームに影響をおよぼす。

本研究では、大気乱流スペクトルに基づき生成した一樣大気擾乱場を用い、大気擾乱がソニックブームに及ぼす影響を検討する。とくに、先端・後端ブーム強度とソニックブーム伝播経路に着目し、大気擾乱効果をあきらかにする。

## 2. 数値計算手法

図1に計算フローチャートを示す。本研究の計算手順は大きく三つに分かれている。はじめに、CFDにより近傍場計算をおこなった後、近傍場圧力波形を抽出する。次に、一樣大気擾乱場を生成する。最後に、抽出した近傍場圧力波形と大気擾乱場を入力として、修正された波形パラメータ法<sup>7,8</sup>を用いて地上ソニックブームを推算する。

大気擾乱の生成に関しては、ソニックブームへの大気擾乱効果を統計的に考察するため、擬似乱数により生成された異なる擾乱場による100ケースの試行を行う。なお、本手順の基本となっているのは、ソニックブーム伝播中は大気擾乱場の変動はないという仮定である。ブーム伝播時間は乱流場構造の進展時間より十分小さいと考えられる。以下に各手順の詳細を記す。

## 2.1 近傍場計算

近傍場計算はJAXA CFDコード(UPACS<sup>9</sup>)を用い、シアーズハック回転体<sup>10</sup>について3次元オイラー計算(非粘性)をおこなう。計算条件は、超音速巡航速度として想定されるマッハ数 $M_\infty=1.7$ 、迎角 $\alpha=0$ 度として計算を行う。計算対象にシアーズハック回転体を用いる理由は、地上ブ

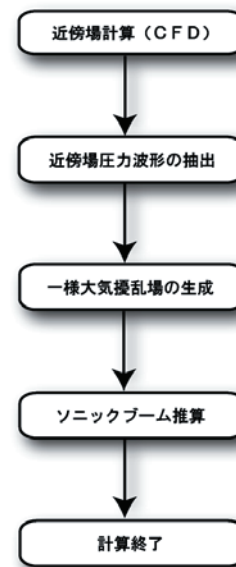


図1 計算フローチャート

ーム波形が単純N型となり大気擾乱効果の議論を簡単化できると考えたからである。形状定義を式(1)に示す。

$$\frac{r}{r_{max}} = \left[ 1 - \left( \frac{x}{l/2} \right)^2 \right]^{\frac{3}{4}} \quad \left( -\frac{l}{2} \leq x \leq \frac{l}{2} \right) \quad (1)$$

ここで全長 $l=1.0$ 、最大半径 $r_{max}=0.052$ 、体積 $V=0.005$ とする。

図2にシアーズハック回転体まわりの計算格子を示す。計算格子は衝撃波や膨張波を精度良くとらえるため、マッハ数 $M_\infty=1.7$ の衝撃波角に沿ったものとする。近傍場の計算領域は、物体全長の8倍までとっており、格子点数は空間全体で約300万点である。

## 2.2 一様大気擾乱場の生成

ここで取り扱う大気擾乱は大気中に存在する一様乱れとし、気象学における大気の運動としては、ミクروسケールに分類される乱れ<sup>11</sup>である。

3次元一様擾乱場は、Von Karman と Pao が示した式 (2) の乱流エネルギースペクトルから求める<sup>12,13</sup>。擾乱速度は式 (3) で示すランダムフーリエモードを用い、振幅  $u_m$  や位相  $\Psi_n$  などに擬似乱数を用いることで、空間的に一様に不規則な擾乱速度を作り出している。これまでの研究においても、一様擾乱場を作り出す手法として同様の手法が用いられている<sup>14</sup>。

$$E(k) = \left(\frac{2}{3}\right)^{\frac{3}{2}} \frac{K^{\frac{5}{2}}}{\varepsilon} \frac{(k/k_e)^4}{\left[1 + (k/k_e)^2\right]^{\frac{17}{6}}} \exp\left[-\frac{9}{4}\left(\frac{k}{k_d}\right)^{\frac{4}{3}}\right] \quad (2)$$

$$\mathbf{u}_t(\mathbf{y}) = 2 \sum_{n=1}^N \tilde{u}_n \cos(\mathbf{k}_n \cdot \mathbf{y} + \Psi_n) \boldsymbol{\sigma}_n \quad (3)$$

ここで (2) 式の乱流運動エネルギー  $K = 0.4 \text{ m}^2/\text{s}^2$ 、乱流のエネルギー散逸率  $\varepsilon = 1.15 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}^3$  とする<sup>15,16</sup>。また、 $k$  は波数をあらわしており、ピーク波数  $k_e = 6.28 \times 10^{-3} \text{ m}^{-1}$  および最大波数  $k_d = 628 \text{ m}^{-1}$  とする。これらの値は、上述の気象学における大気運動の分類に基づき決定されている。一方、式 (3) の波数モードは  $N = 200$  に固定する。以上の値を設定することで、平均擾乱速度  $V_{rms} = 2.5 \text{ m/s}$  の一様擾乱場を作り出すことができる。

擾乱速度を分布させる空間は、各軸方向で  $2 \text{ km} \times 15 \text{ km} \times 18.5 \text{ km}$  (格子幅  $100 \text{ m}$  等間隔) とする (図 4 参照)。この空間は、本研究で想定するソニックブームの伝播が、空間内部でおこなわれるために必要な大きさを考慮して決定されている。

図 3 は、今回もちいた 100 ケースの擾乱場における平均擾乱速度  $V_{rms}$  値を示している。いずれのケースにおいても  $V_{rms} = 2.5 \text{ m/s}$  の擾乱場が生成されていることが確認できる。

## 2.3 ソニックブーム推算

波線追跡計算とブーム強度計算は、大気擾乱を考慮できるように修正された波形パラメータ法をもとに計算を行う。図 4 に、一様大気擾乱場を伝播する波線の様子を示す。飛行高度から地面へ伝播する波線は、高度ごとにまわりの擾乱速度を参照し次の波線方向を決定する。本計算モデルでは、大気擾乱格子点と波線位置は一致しないため、Trilinear 補間を用いて大気擾乱速度を取り込むことにした (図 5 参照)。波線追跡式を式 (4) から式 (8) に示す。

$$\mathbf{R}(I+1) = \mathbf{R}(I) + \Delta \mathbf{R}(I) \quad (4)$$

$$\mathbf{N}(I+1) = \mathbf{N}(I) + \Delta \mathbf{N}(I) \quad (5)$$

$$\Delta \mathbf{R}(I) = [\mathbf{a}_0(I) \mathbf{N}(I) + \mathbf{V}_0(I)] \Delta t \quad (6)$$

$$\Delta \mathbf{N}(I) = \begin{bmatrix} \Delta N_x(I) \\ \Delta N_y(I) \\ \Delta N_z(I) \end{bmatrix} = F(I) \begin{bmatrix} N_x(I) N_z(I) \\ N_y(I) N_z(I) \\ -N_x^2(I) - N_y^2(I) \end{bmatrix} \Delta t \quad (7)$$

$$F(I) = N_x(I) \frac{dV_{0x}}{dz}(I) + N_y(I) \frac{dV_{0y}}{dz}(I) + N_z(I) \frac{dV_{0z}}{dz}(I) + \frac{da_0}{dz}(I) \quad (8)$$

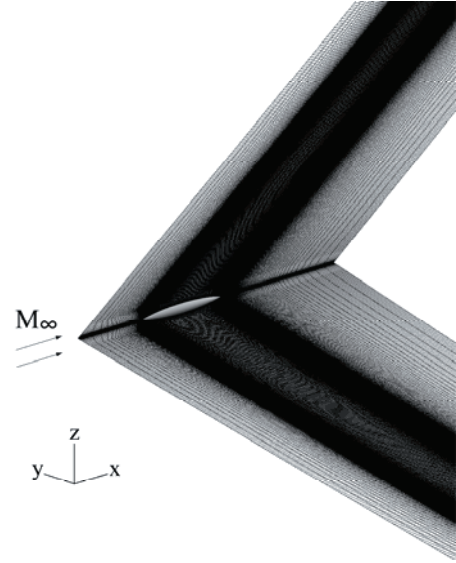


図 2 シアーズハック回転体の対称面における構造格子。格子はマッハ数  $M_\infty = 1.7$  の衝撃波角に沿って形成されている

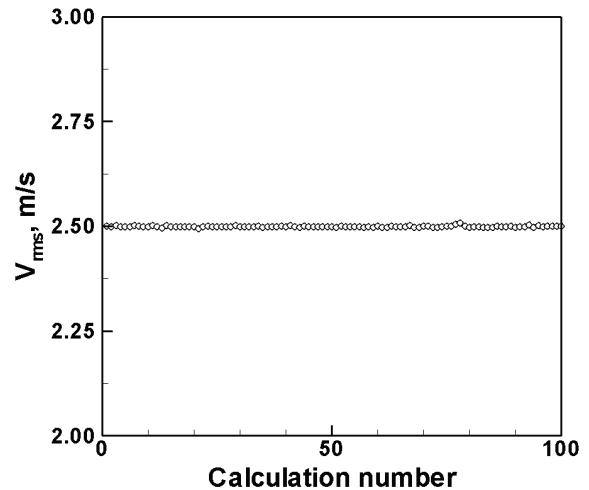


図 3 100 ケースの擾乱場における平均擾乱速度  $V_{rms}$  値

ここで  $\mathbf{R}$  は波線ベクトル、 $\mathbf{N}$  は波面の単位法線ベクトルである。 $\Delta t$  は波線計算における時間増分であり、本モデルでは、4次ルングクッタ法をもちいて経路計算をおこなう。また、この計算式では、擾乱速度が局所音速に比べ十分小さく、準層状の取り扱いが可能であると仮定し、高度方向の擾乱速度も波線追跡計算に用いている。実際、本研究における一様擾乱速度は  $V_{rms} = 2.5 \text{ m/s}$  と設定しており、飛行経路から地上までの局所音速は、およそ  $300 \text{ m/s}$  程度である。

計算条件は実飛行を想定した飛行マッハ数  $M_\infty = 1.7$ 、飛行高度  $H = 60,000 \text{ ft}$ 、モデル長  $ML = 1.0$  および機体長  $AL = 202 \text{ ft}$  (コンコルド機体長) とする。また、温度に関しては標準大気状態とし、温度の一様乱れは考慮していない。また、図 4 に示すように、本研究では機体直下のソニックブームを取り扱う。これは一般的に機体直下方向で、圧力波の地上への伝播経路が最短となり、ブーム強度が最大となるからである。

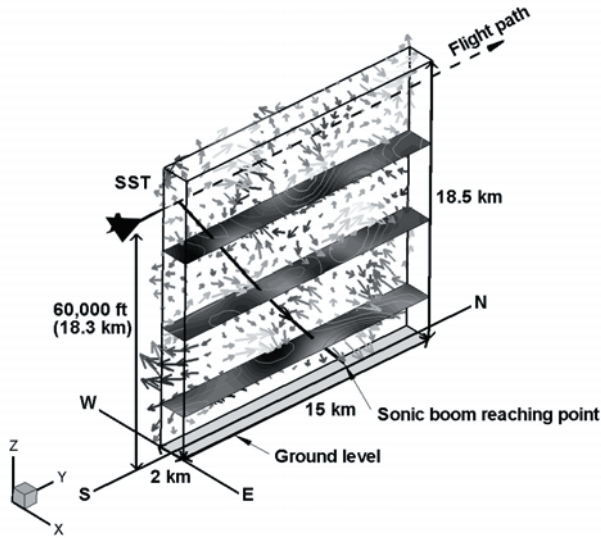


図4 座標系と波線追跡計算の概略図。実線は飛行経路から地上までのソニックブーム伝播経路を示す

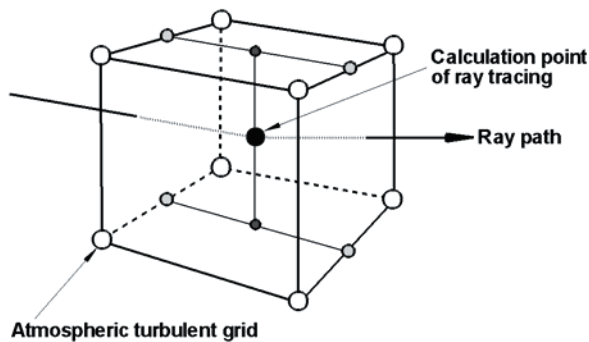


図5 波線追跡計算における一様擾乱速度の Trilinear 補間

### 3. 結果と考察

#### 3.1 近傍場圧力波形の決定

入力する近傍場圧力波形の選定では、格子依存性と3次元効果の影響を確認する必要がある<sup>17</sup>。図6に、機体直下方向に機体長の1から5倍 ( $h/l = 1.0 \sim 5.0$ ) 離れた位置の圧力波形を比較して示す。一方、図7に示すのは、図6の近傍場圧力波形を用いて計算したソニックブーム波形である。これらのブーム波形は、大気擾乱を含めずに計算された結果である。

図6から、近傍場で比較的遠方である  $h/l = 5.0$  位置において圧力波が明瞭にとらえられていることが確認できる。また、図7から入力波形位置を変化させても同様のブーム波形が得られることがわかる。この結果は、計算格子が近傍場圧力波を精度良くとらえており、格子依存性が小さいことを示している。加えて、計算対象が回転体であることから、3次元効果による影響は小さいと判断できる。したがって、大気擾乱効果の検討には機体長の5倍離れた位置  $h/l = 5.0$  における近傍場圧力波形をもちいた。

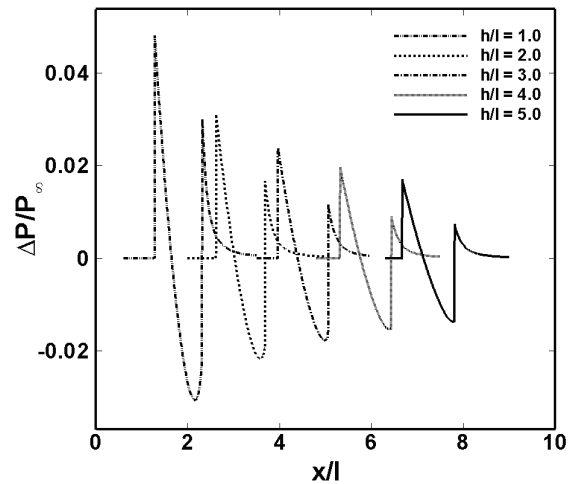


図6 各近傍場位置 ( $h/l$ ) における圧力波形の比較

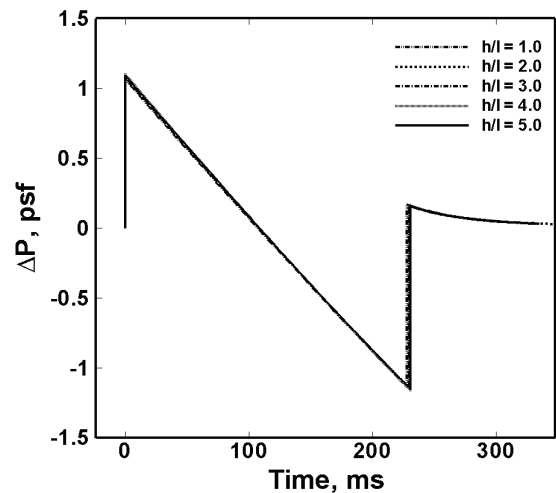
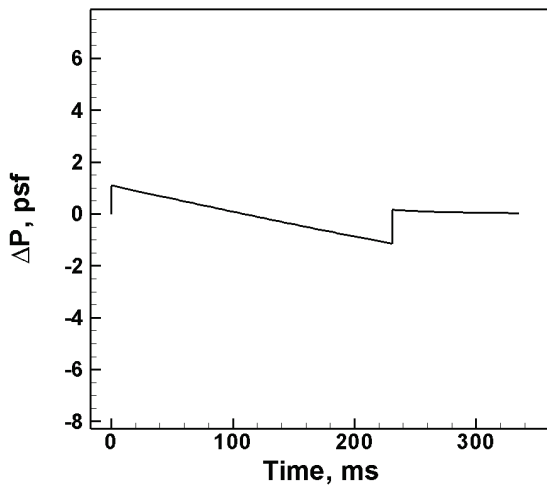


図7 各近傍場位置 ( $h/l$ ) の圧力波を入力として計算したソニックブーム波形の比較 (大気擾乱なし)。飛行マッハ数  $M_\infty = 1.7$ 、飛行高度  $H = 60,000$  ft、モデル長  $ML = 1.0$  および機体長  $AL = 202$  ft (コンコルド機体長)と設定

#### 3.2 ソニックブーム強度の変動

図8(a)に擾乱なしの場合のソニックブーム波形を示し、また、図8(b)に異なる100ケースの大気擾乱場で計算されたソニックブーム波形を示す。この結果から、同じ近傍場圧力波形をもちいても、大気擾乱場の違いにより波形がばらつき、先端・後端ブーム強度が変化することがわかる。また、図9に示すのは、これら100個のブーム波形から得られた先端・後端ブーム強度の相関図である。大気擾乱なしの場合は先端ブーム強度が  $\Delta P = 1.09$  psf、後端ブーム強度は  $\Delta P = -1.15$  psf となった。これに対して、大気擾乱により先端ブーム強度は  $\Delta P = 0.62 \sim 7.17$  psf、後端ブーム強度は  $\Delta P = -0.65 \sim -7.55$  psf の範囲で変動する結果となった。加えて、先端・後端ブームには強い相関関係が存在することが確認できる。





(a) 擾乱なし

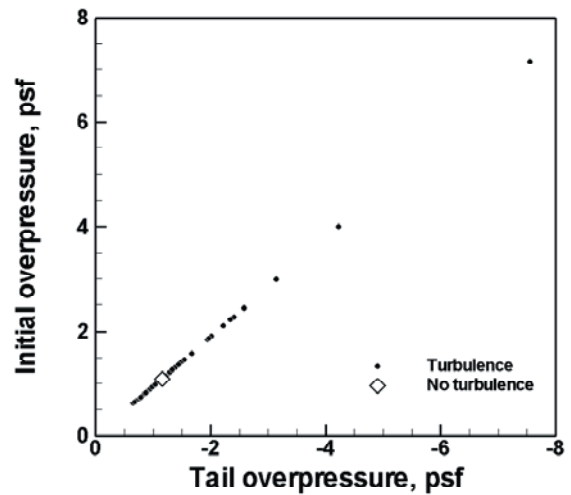
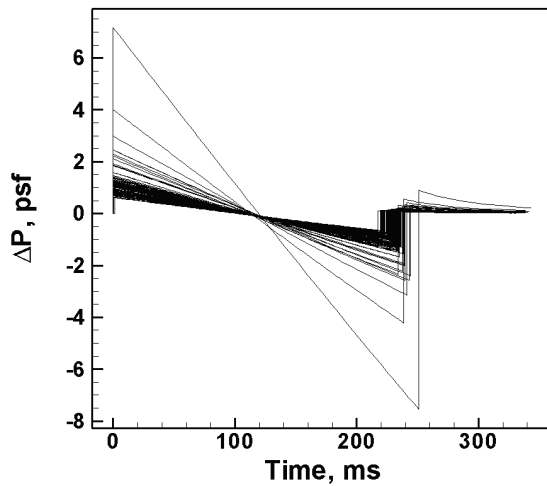
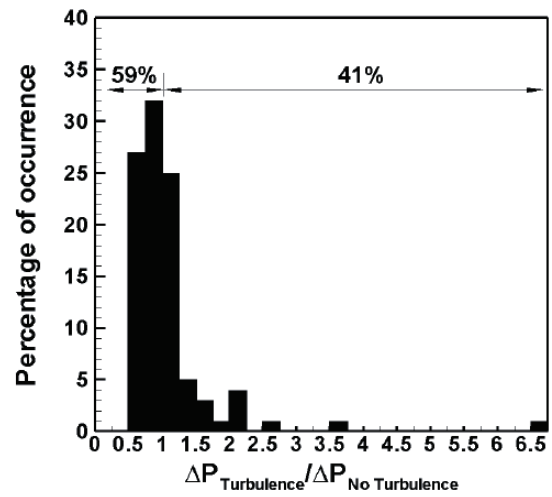


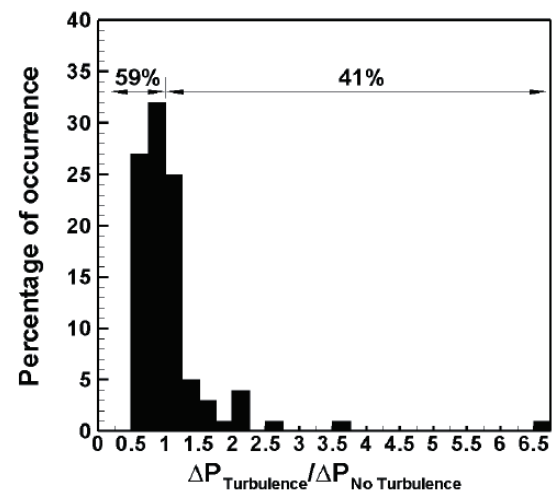
図9 先端・後端ブーム強度の相関図



(b) 擾乱を考慮した 100 ケースの波形  
図8 計算されたソニックブーム波形



(a) 先端ブーム

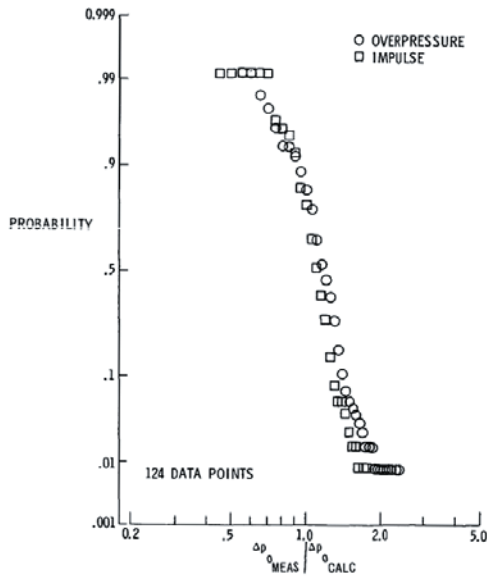


(b) 後端ブーム

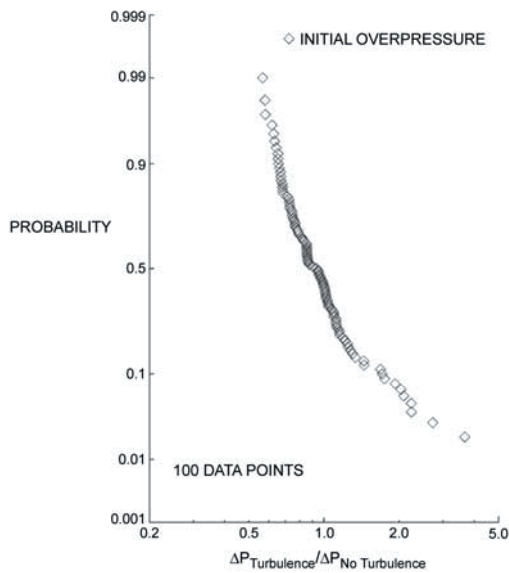
図10 先端・後端ブーム強度のヒストグラム

図10に先端・後端ブーム強度のヒストグラムを示す。横軸を大気擾乱の有無に対するブーム強度比とし、統計間隔を0.25とした。図10から、大気擾乱によってブーム強度が半分程度に減少する場合がある一方で、2倍以上に増加する場合も確認できる。このブーム強度のばらつきを過去の実験結果と比較する。図11に、1966年に実施されたXB-70の飛行実験結果<sup>18-20</sup>と、本モデルから得られた結果をあわせて示す。結果から、本モデルの計算結果から得られたブーム強度のばらつきは、実験結果と定性的によい一致を得ているといえる。

また、図10に示す100ケースの結果から、59%の波形でブーム強度が減少し、41%の波形でブーム強度が増加することがわかる。したがって、大気擾乱によって、確率的には地上に到達するブーム強度が減少する可能性が高いことが示された。同様の傾向は、異なる200および300ケースの擾乱場を用いた結果からも得られることを確認している。

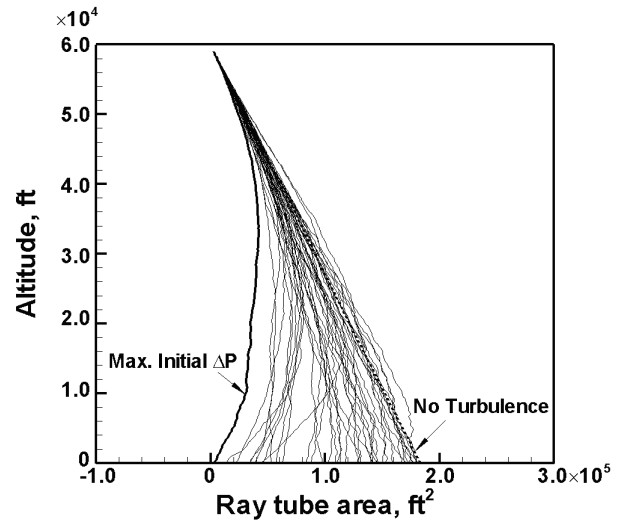


(a) XB-70 の飛行実験結果 (1966 年)<sup>18</sup>

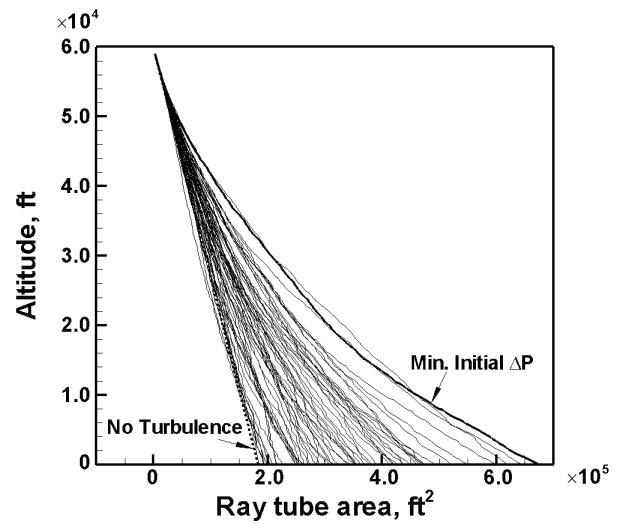


(b) 本モデルの結果

図 11 先端ブーム強度の累積確率分布



(a) ブーム強度増加のケース



(b) ブーム強度減少のケース

図 12 高度に対する波管断面面積変化の比較

図 12 には、得られた 100 ケースの計算結果の、高度に対する波管断面面積変化を比較して示す。図 12 (a) は大気擾乱によってブーム強度が増加した結果を示し、図 12 (b) は減少した結果を示す。この結果から、ブーム強度と波管断面面積が反比例し、大気擾乱による波管断面面積変化がブーム強度に一次的に影響を与えることがわかる。この傾向は、幾何音響学における波管理論と一致する。

### 3.3 ソニックブーム伝播経路と到達地点の変化

本研究では、超音速機が南から北へ飛行していると想定している。図 13 の伝播経路は、大気擾乱により南北方向のソニックブーム地上到達位置 (図 4 参照) が、最大・最小となった二つの経路と、大気擾乱なしの経路を比較したものである。この図から、三つの経路はおおよそ同一経路のように重なり合っていることがわかる。すなわち、大気擾

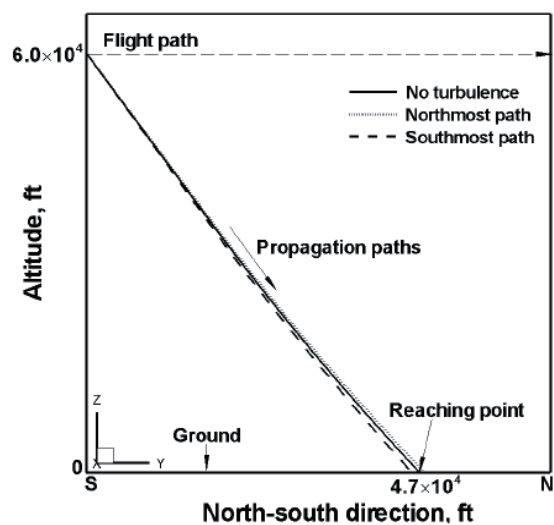


図 13 ソニックブーム伝播経路 (波線経路) の比較. 超音速機は南から北へ飛行していると想定している。

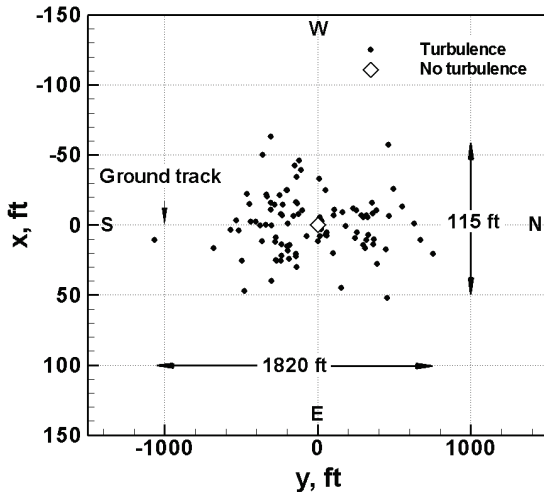


図 14 ソニックブーム到達地点の地上分布図。飛行経路は南から北と想定しており、グラウンドトラック ( $x=0$ ) は飛行経路 (60,000 ft) の直下に位置する

乱は飛行高度から地上への伝播経路を劇的に変化させるほど影響を及ぼさないことが確認できる。

最後に、図 14 に示すのは、大気擾乱計算から得られた 100 ケースのソニックブーム到達地点の地上分布である。縦軸の東西方向 0 ft 位置は飛行経路の直下を示し、横軸は南北方向を示す。この結果から、大気擾乱により地上到達位置にばらつきが生じ、東西方向で 115 ft、南北方向で 1820 ft にわたり分布することがわかった。

以上より、ソニックブームは伝播中に大気擾乱から影響を受け、その経路が劇的に変化することはないものの、地上到達位置においてばらつきを生じることが明らかとなった。この理由は、大気擾乱速度が各高度の局所音速に対して小さく、ブーム伝播経路の決定では局所音速の影響が大きいからである。

#### 4. 結言

本研究では、大気乱流スペクトルに基づき生成した一様大気擾乱場を用いて、ソニックブーム伝播における大気擾乱の影響を検討した。結果から、大気擾乱により波管断面積変化が主な要因となり、先端・後端ブーム強度が増減することが確かめられた。また、確率的には、ブーム強度が減少する可能性が高いことが示された。一方、ソニックブーム伝播経路も影響を受け、その経路が劇的に変化することはないが、ブーム地上到達点のばらつきが生じることが明らかになった。

#### 参考文献

- <sup>1</sup> 牧野光雄, ソニックブーム その現象と理論, 産業図書, 東京, 2000 年.
- <sup>2</sup> Yoshida, K., and Makino, Y., "Aerodynamic Design of Unmanned and Scaled Supersonic Experimental Airplane in Japan," *ECCOMAS 2004*, Finland, 2004.
- <sup>3</sup> Makino, Y., and Kroo, I., "Robust Objective Functions for Sonic-Boom Minimization," *Journal of Aircraft*, Vol. 43, No. 5, 2006, pp. 1301-1306.

- <sup>4</sup> Kusunose, K., Matsushima, K., Goto, Y., Yamashita, H., Yonezawa, M., Maruyama, D., and Nakano, T., "A Fundamental Study for the Development of Boomless Supersonic Transport Aircraft," *AIAA Paper 2006-0654*, Jan. 2006.

- <sup>5</sup> Pawlowski, J. W., Graham, D. H., Boccadoro, C. H., Coen, P. G., and Maglieri, D. J., "Origins and Overview of the Shaped Sonic Boom Demonstration Program," *AIAA Paper 2005-0005*, 2005.

- <sup>6</sup> Cowart, R., and Grindle, T., "An Overview of the Gulfstream / NASA Quiet Spike™ Flight Test Program," *AIAA Paper 2008-0123*, 2008.

- <sup>7</sup> Thomas, C. L., "Extrapolation of Sonic Boom Pressure Signatures by the Waveform Parameter Method," *NASA TN D-6832*, June 1972.

- <sup>8</sup> Thomas, C. L., "Extrapolation of Wind-Tunnel Sonic Boom Signatures Without Use of a Whitham F-Function," *NASA SP-255*, pp.205-217, 1970.

- <sup>9</sup> 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.

- <sup>10</sup> Sears, W., "On Projectiles of Minimum Wave Drag," *Quarterly of Applied Mathematics*, Vol. IV, No. 4, Jan. 1947.

- <sup>11</sup> Orlanski, I., "A Rational Subdivision of Scales for Atmospheric Processes," *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, Vol. 56, No. 5, May 1975, pp. 527-530.

- <sup>12</sup> Risso, F., Corjon, A. and Stoessel, A., "Direct Numerical Simulations of Wake Vortices in Intense Homogeneous Turbulence," *AIAA Journal*, Vol. 35, No. 6, 1997, pp. 1030-1040.

- <sup>13</sup> Hinze, J., *Turbulence*, McGraw-Hill, New York, 1959.

- <sup>14</sup> Bechara, W., Bailly, C., Lafon, P., and Candell, S. M., "Stochastic Approach to Noise Modeling for Free Turbulent Flows," *AIAA Journal*, Vol. 32, No. 3, 1994, pp. 455-463.

- <sup>15</sup> O., G., Chkhetiani, A. Eidelman and E. Golbraikh, "Large- and small-scale turbulent spectra in MHD and atmospheric flows," *Nonlin. Processes in Geophys.*, 13, 2006, pp. 613-620.

- <sup>16</sup> Warren, E., Heilman, and Xindi, Bian, "Combining Turbulent Kinetic Energy and Haines Index Predictions for Fire-Weather Assessments," *Proceedings of the 2<sup>nd</sup> Fire Behavior and Fuels Conference: The Fire Environment-innovations, Management and policy*, Destin, FL, USA, March, 2007, pp. 159-172.

- <sup>17</sup> Makino, Y., Aoyama, T., Iwamiya, T., Watanuki, T., and Kubota, H., "Numerical Optimization of Fuselage Geometry to Modify Sonic-Boom Signature," *Journal of Aircraft*, Vol. 36, No. 4, 1999, pp. 668-674.

- <sup>18</sup> Maglieri, D. J., "Sonic Boom Flight Research - Some Effects of Airplane Operations and the Atmosphere on Sonic Boom Signatures," *NASA SP-147*, Apr. 1967, pp. 25-48.

- <sup>19</sup> Maglieri, D. J., Huckel, V., Henderson, H. R., and Putman, T., "Preliminary Results of XB-70 Sonic Boom Field Tests During National Sonic Boom Evaluation Program," *LWP No. 382*, Mar. 1967.

- <sup>20</sup> Hubbard, H. H., Maglieri, D. J., and Huckel, V., "Variability of Sonic Boom Signatures With Emphasis on the Extremities of the Ground Exposure Patterns," *NASA SP-255*, Oct. 1970, pp. 351-359.

## 熱防御システムの高信頼性評価に向けた 誘導加熱風洞の高精度気流検定

藤田和央, 水野雅仁, 石田清道, 藤井啓介 (宇宙航空研究開発機構), 長井遵正 (株式会社エーイーエス)

Accurate Flow Characterization of ICP Wind Tunnel for  
High-Integrity TPS Performance Evaluation

Kazuhisa FUJITA, Masahito MIZUNO, Kiyomichi ISHIDA, Keisuke FUJII (JAXA),  
and Jyunsei NAGAI (AES)

*Keywords* : Spectrum fitting, Emission spectroscopy, High-enthalpy Flows, Flow diagnostics

### Abstract

In order to offer the detailed information about test flows in a 110-kW inductively-coupled-plasma heater at Aerospace Research Center of Japan Aerospace Exploration Agency, radiation spectroscopy associated with the line-by-line spectrum analysis was conducted. Radial distributions of the temperature and the species concentration were obtained in the test section by the numerical spectrum fitting procedure in a wide range of the input electric power with air and nitrogen as the working gas. Contributions of emission from impurities were incorporated into numerical spectra, from which radial distribution of impurities was determined as well. In an attempt to eliminate such impurities from the nitrogen test flow, ambient gas in the test chamber was replaced with the nitrogen gas before ignition of the heater. As a result, considerable reduction of NO and O was accomplished.

### 1 はじめに

大気再突入機や惑星探査のための大気突入プローブなどの極超音速飛行を行なう機体の熱防御システム (thermal protection system; TPS) の開発においては, 高エンタルピ風洞を用いた TPS 材料 (およびシステム) の試験が必須である. TPS は反応性の高エンタルピ気流と接触することで, 気流からの熱伝導による加熱に加え, 解離した原子の表面再結合 (触媒性再結合) による加熱や, 反応性活性種と壁面そのものの化学反応による侵蝕・変性を受ける. 従って TPS の性能を正確に評価するためには, 本質的に試験気流の詳細な物理情報が必要であり, これにもとづいて気流との相互作用を考慮した総合的な解析を行うことで, 試験結果の正しい評価が初めて可能となる. また, このような解析で正確な予測が可能となれば, その外挿として飛行環境での TPS 性能の予測が高信頼度で可能となる.

しかしながら現状では, アーク風洞や衝撃風洞など TPS の基本性能を評価する地上設備において, 試験気流の情報が正確に得られているとは言い難く, 特に分子の解離度にかかわる情報はほとんど得られていない. 従って現状の評価技術では, 気流エンタルピもしくは冷温壁加熱率に対する TPS の耐熱性, 耐酸化性, および断熱性といったおおよその評価に留まっており, 飛行環境での性能予測に不確定性が高い. このことは, 実機設計における冗長設計につながり, TPS 重量低減のための障害の一要因となっている.

このような背景を受けて JAXA 研究開発本部では, より正確かつ高信頼度の TPS 性能評価試験を実現することを目的として, 気流-TPS 連成解析技術の高度

Table 1: Tested flow conditions.

#	Gas species	flow rate (g/s)	Power (kW)	Pressure (kPa)
1	Simulated air	2.0	70.0	10
2	Simulated air	2.0	90.0	10
3	Simulated air	2.0	110.0	10
4	Nitrogen	2.0	70.0	10
5	Nitrogen	2.0	90.0	10
6	Nitrogen	2.0	110.0	10

化を図るとともに [1], 高エンタルピ風洞の総合的な気流検定プログラムを推進している. 歴史的には, これまで国内外でもアーク風洞の気流検定の試みは盛んに行われてきたが, 技術的な困難さから, 未だにアーク風洞の気流は十分に解明されていない. そこで本研究では, まず技術的に比較的容易な誘導加熱プラズマ (inductively-coupled plasma; ICP) 風洞について総合的な気流検定を行い, TPS 試験を行うユーザーへ詳細な気流情報を提供する.

### 2 試験方法

本研究では JAXA 研究開発本部の 110-kW 級 ICP 風洞 [2] の試験部の気流検定を行い, ユーザーに提供している代表的な試験気流について気流情報を提供する. 試験条件を Table 1 に示す. ここで Pressure とは試験部での雰囲気気圧である. 本 ICP 風洞はノズルを有しておらず, 試験部全域で低亜音速流であることに注意されたい. ICP ヒーターは内径 75 mm の放電室を有し, 3 ターンのコイルに 1.78 MHz の高周波電流を印加する

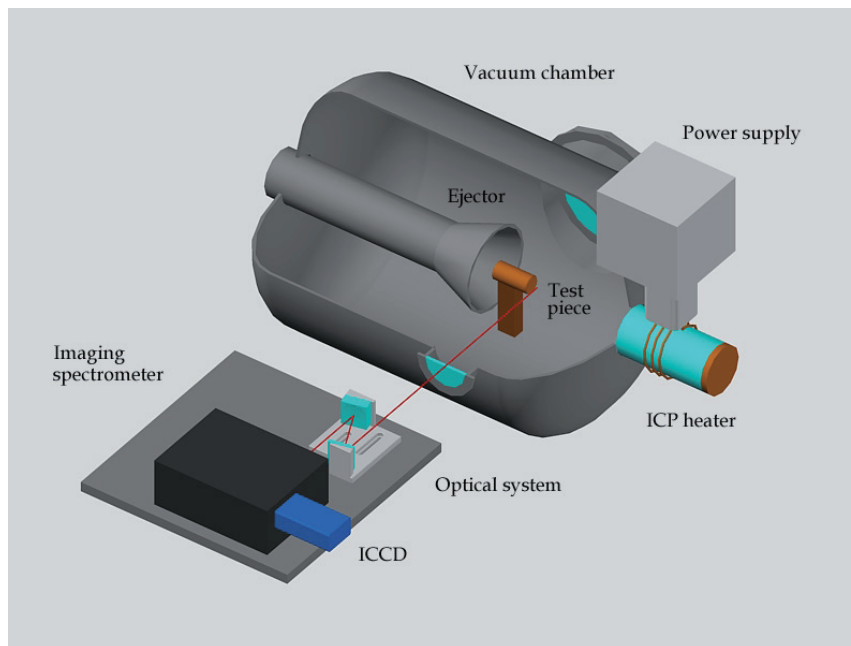


Fig. 1 : Schematic view of experimental setup.

ことで放電室に誘導加熱プラズマを発生する。ICPヒーターは風洞の試験チャンバーに水平にマウントされており、試験部にコア直径 100 mm 程度の弱電離プラズマ気流を発生する。その概念図を Fig. 1 に示す。本研究では、試験部試験面 (カロリメータによる冷温壁加熱率評価面) より 5 mm 上流のコア流れからの発光を分光測定し、スペクトルフィット法により温度と化学種の組成を決定する。

分光システムは収差フリーの反射光学系により構成され、コア流の半径方向イメージを分光器スリットに投影し、これをイメージ分光器 (Acton SpectraPro 500i) によりイメージ分光することで、半径方向のスペクトルを同時に取得することが可能となっている。検出器には ANDOR DH520 ICCD を用いた。SN 比を向上させるために、ICCD の空間方向 7 pixel を積算したマルチバンドイメージを取得している。これにより試験気流位置での 1.4 mm の空間解像度を実現している。光学システムを含めた分光システムは、あらかじめ紫外/可視の標準光源を用いて正確に校正されている。分光は 230 nm から 900 nm までの波長範囲で行った。一度に全ての波長範囲のスペクトルを得ることはできないので、波長範囲を 8 分割し、これを接続することで全波長スペクトルを取得した。スペクトルは再現性を確認した上で各波長範囲で 5 回ずつ取得して平均をとり、各波長点でアーベル逆変換を行うことで、半径方向の放射係数の分布に変換した。当該試験環境では試験気体は光学的に「薄い」ため、吸収を考慮する必要はない。また、試験気流は非常に安定なため、スペクトルの再現性も良好であった。なお、試験方法の詳細は文献 [3] を参照されたい。

得られた各半径位置での全波長スペクトルから温度を決定するために、本研究では SPRADIAN<sup>2</sup>[4] を用い

たスペクトルフィッティング法を用いた。試験気流として simulated air および N<sub>2</sub> を用いているが、後述するように試験気流には不純物が含まれており、強い発光が観測される。そこで化学種および電子遷移として、原子の線スペクトルとして H, C, N, O, C<sup>+</sup>, N<sup>+</sup>, O<sup>+</sup> を考慮し、分子のバンドスペクトルとしては C<sub>2</sub> (A ↔ X, C ↔ A, D ↔ X, E ↔ A, b ↔ a, d ↔ a, e ↔ a), N<sub>2</sub> (A ↔ X, B ↔ A, C ↔ B, a ↔ X, b ↔ X, b' ↔ X), O<sub>2</sub> (B ↔ X), N<sub>2</sub><sup>+</sup> (A ↔ X, B ↔ X, C ↔ X), CH (A ↔ X, B ↔ X), NH (A ↔ X, c ↔ a, c ↔ b), OH (A ↔ X), CN (A ↔ X, B ↔ X), CO (A ↔ X, B ↔ A, B ↔ X, C ↔ X, b ↔ a), および NO (A ↔ X, B ↔ X, C ↔ X, D ↔ X) を考慮し、原子の自由-束縛遷移については C + hν ↔ C<sup>+</sup> + e, N + hν ↔ N<sup>+</sup> + e, O + hν ↔ O<sup>+</sup> + e, および O<sup>-</sup> + hν ↔ O + e を考慮し、電子の自由-自由遷移については電子加速粒子として N<sub>2</sub>, N, O, およびイオンを考慮した。

### 3 試験結果

90 kW 運転時に得られた代表的なスペクトルを Figs. 2a および b に、試験気流をそれぞれ N<sub>2</sub> および simulated air とした場合について示す。Simulated air を用いた場合、もっとも強いスペクトルは紫外領域に広がる NO のバンドスペクトルであり、近赤外の N<sub>2</sub> (1+) もはっきりとした発光を示している。しかし一方で、CN, OH, NH など本来試験気流には含まれないはずの不純物からの強い発光が見受けられ、特に OH については外周部でもっとも強い発光を生じている。一方、N<sub>2</sub> 気流については、N<sub>2</sub> や N<sub>2</sub><sup>+</sup> の発光が支配的であるが、不純物として雰囲気ガスに含まれる酸素や水に由来する O 原子線の発光や、NO および OH バンドスペクトルの発光も見られる。

不純物中の H や C は壁面に吸着した水分子や炭素

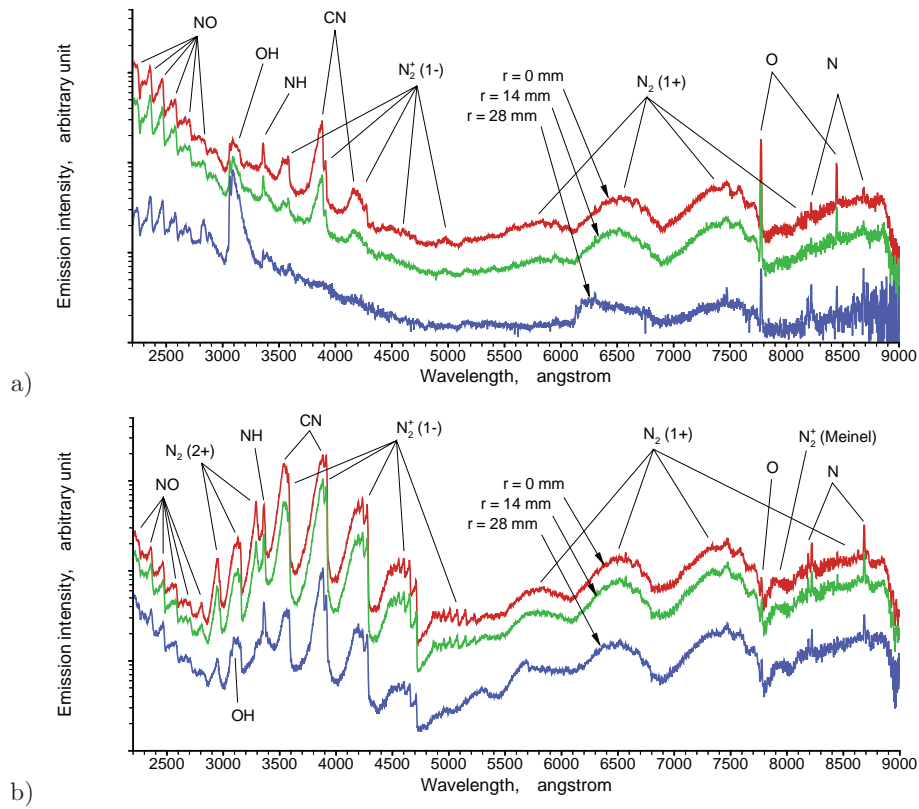


Fig. 2 : Overall spectra of emission intensity obtained in a) simulated air and b) nitrogen test flows.

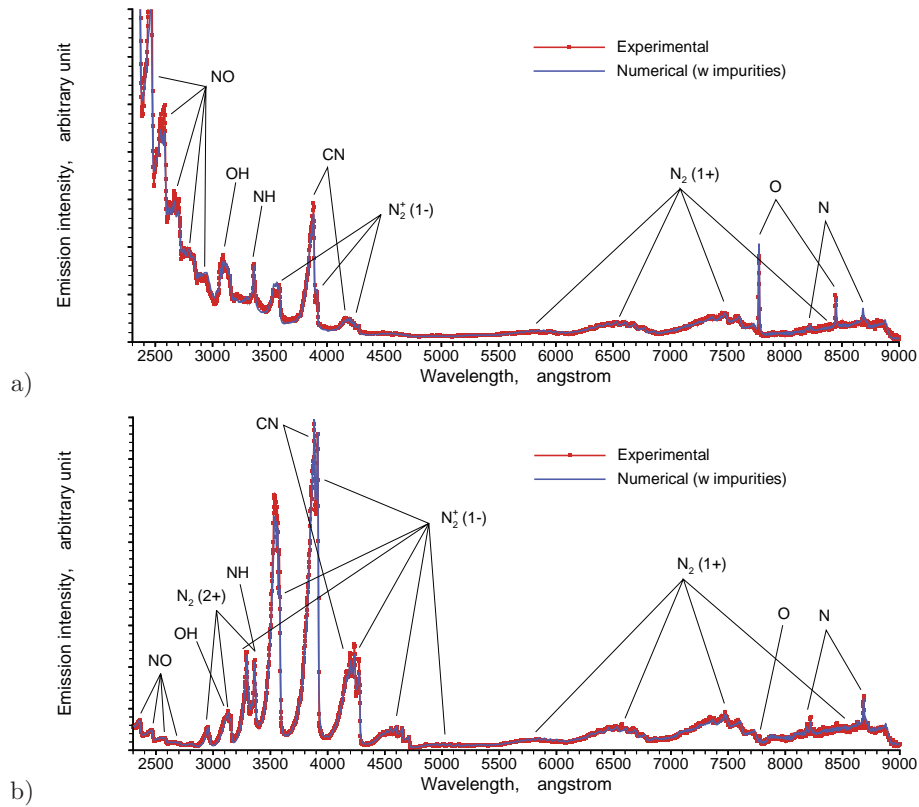


Fig. 3 : Comparison between numerical and calculated emission intensity at the center of a) simulated air and b) nitrogen test flow at 90 kW. Estimated temperature is a)  $5,600 \pm 100$  K and b)  $5,800 \pm 100$  K, respectively.

化合物のコンタミネーションに由来し、 $N_2$  中での O は上記水分子や、雰囲気ガスに残留している酸素分子に由来するものと考えられる。 $N_2$  気流を用いた試験の場合、試験直前にテストチャンバーの排気と  $N_2$  ガスでの置換が不十分なためである。この解決方法は後述するとして、ここで重要な点は、これら不純物の寄与が大きいため、不純物を考慮した密度、温度推定を行い、これに基づいたスペクトル予測、そしてスペクトルフィッティングを行わないと、逆問題として気流の温度、密度の予測ができないということである。逆に、これらの推定を完全に行うことで、主たる化学種の密度のみならず不純物の密度まで予測できるといえる。

#### 4 気流評定結果

得られたスペクトルに対しスペクトルフィッティング法により、密度と化学種の組成を以下に決定した。ICP 風洞が全域低亜音速であることと、雰囲気圧が 10 kPa と比較的高いことから、試験部で気流は局所平衡であることが推定されている。そこでまず気流の温度を仮定し、これに基づいた平衡組成を計算し、主要化学種からのスペクトルを計算する。もっとも観測スペクトルを再現できるものが物理的に正しい予測と考えられるため、気流の温度、主要化学種の組成がほぼ予測できる。しかし観測されるスペクトルは不純物からの発光を含むため、候補となるそれぞれのスペクトルについて、不純物の組成を仮定して不純物のスペクトルの寄与を付加し、観測されるスペクトルがもっとも良く再現されるように不純物の組成を変えて、最適のスペクトルを構成する。最終的に、もっとも観測スペクトルを再現できるスペクトルが得られると、温度、主要化学種の組成とともに、不純物の組成も決定される。

得られた数値スペクトルの一例を Fig. 3 に示す。Simulated air および  $N_2$  試験気流それぞれの場合について、不純物のスペクトルも含めて非常に良好に観測スペクトルが再現されていることが見て取れる。このようなスペクトルフィッティングを Table 1 の気流条件について行い、半径方向の各点について温度（および密度）分布を決定した。結果を Fig. 4 に示す。図でエンタルピは、各温度と雰囲気圧 10 kPa で推定される気流エンタルピである。試験気流は低亜音速であり運動エネルギーは無視できることから、推定されるエンタルピは気流の全エンタルピに等しいと考えてよい。また Fig 5 に  $N_2$  気流中の不純物を含めた組成を示す。不純物は雰囲気ガスの置換により低減されることが示されているが [4]、ここではその結果は割愛した。以上のように、現在 ICP 風洞では、試験気流の状態がほぼ完全に把握され、試験結果のより詳細な評価が可能となっている。

#### 参考文献

- [1] Suzuki, T., Sakai, T., and Yamada, T., *J. Thermophysics and Heat Transfer*, Vol.21, No.2, 2007, pp.257-266.
- [2] Ito, T., Kurotaki, T., Sumi, T., Fujita, K., Mizuno, M. and Ishida, K., AIAA Paper 2005-0189.
- [3] Fujita, K., Suzuki, T., Mizuno, M., and Fujii, K., AIAA Paper 2008-1254.
- [4] Fujita, K., Mizuno, M., Ishida, K., and Ito, T., AIAA Paper 2005-0173.

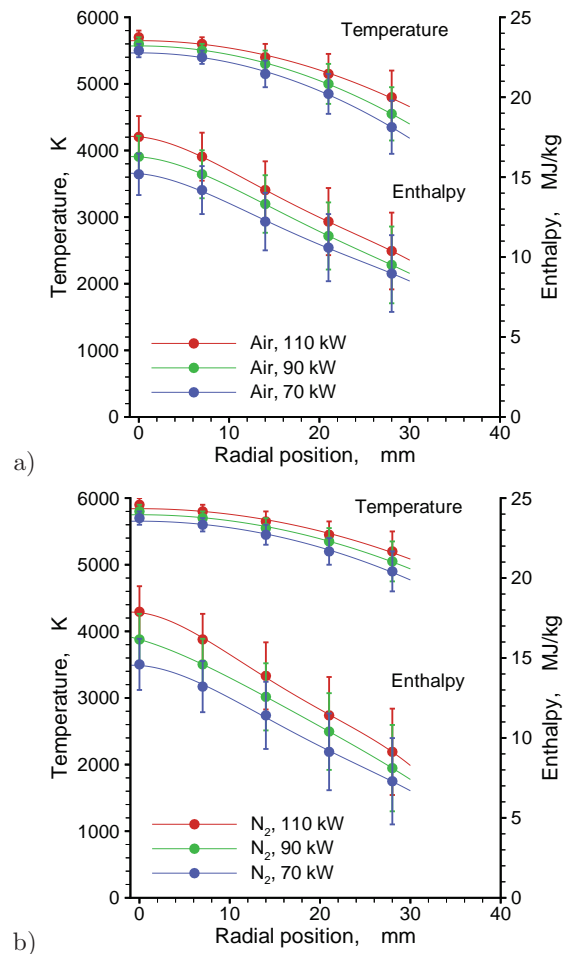


Fig. 4 : Radial distribution of temperature and gas enthalpy in a) simulated air and b) nitrogen test flows.

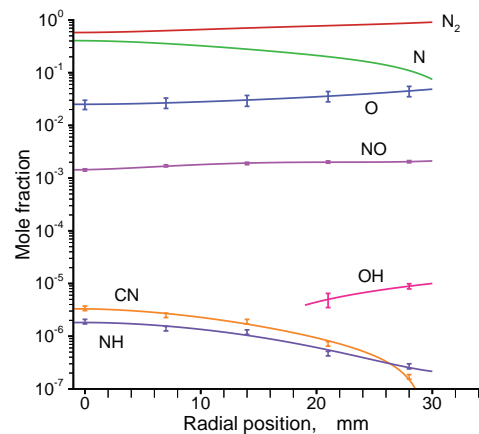


Fig. 5 : Radial distribution of chemical components including impurities in nitrogen test flow at 90 kW (without replacement of ambient gas by nitrogen).

## JAXAにおけるEFD/CFD融合に向けた試み ～ デジタル/アナログ・ハイブリッド風洞構想 ～

渡辺 重哉, 口石 茂, 加藤 裕之, 青山 剛史, 村上 桂一, 橋本 敦,  
藤田 直行, 岩宮 敏幸, 松尾 裕一 (宇宙航空研究開発機構)

### A Trial towards EFD/CFD Integration - JAXA Digital/Analog Hybrid Wind Tunnel -

by

Shigeya Watanabe, Shigeru Kuchi-ishi, Hiroyuki Kato, Takeshi Aoyama, Keiichi Murakami, Atsushi Hashimoto,  
Naoyuki Fujita, Toshiyuki Iwamiya, and Yuichi Matsuo (Japan Aerospace Exploration Agency, JAXA)

#### ABSTRACT

A trial towards integration of EFD (Experimental Fluid Dynamics) and CFD, development of a system called Digital/Analog Hybrid Wind Tunnel, is introduced. The aim of the system is to improve efficiency, accuracy, and reliability of aerodynamic characteristics evaluation in aerospace vehicle developments through mutual support between EFD and CFD. The function of the system consists of optimization of test planning utilizing pretest-CFD calculations, an accurate correction of the wind tunnel wall and support interaction effects through CFD, CFD data refinement based on EFD data, the most probable aerodynamic characteristics estimation based on both EFD and CFD data, database including EFD and CFD data for an identical condition, and so forth. Key technical challenges in the system development are addressed. The detailed system design will be conducted, further identifying the needs and available techniques suitable to the system.

#### 1. はじめに

航空機、宇宙機の空力特性の予測には、従来、解析的な手法や風洞を用いた空力実験(EFD: Experimental Fluid Dynamics)が主に用いられてきたが、1970年代以降の数値流体シミュレーション(CFD: Computational Fluid Dynamics)技術及び計算機能力の飛躍的發展に伴い、CFDの重要性が急速に高まってきている。現在、空力設計におけるEFDとCFDの相対的な重要度はほぼ拮抗していると言っても過言ではない。そのような状況の中で、EFDの補助的な役割でCFDを用いるだけでなく、両者の技術的な連携、融合による新たな高精度かつ高効率の空力特性予測技術の創出の重要性が高まってきている。

一方、単なる比較検証を超えた本当の意味でのEFDとCFDの融合に関する研究は世界的に見てもまだ成熟しているとは言えず、個別の研究者、技術者が単発的に試行錯誤を行っているのが現状である。特に航空機・宇宙機開発の現場で、EFD/CFD融合技術を部分的でもシステムの的に導入している例は、NASA Langley研究所の3次元仮想実験診断システム(ViDI: Virtual Diagnostics Interface System)<sup>1)</sup>がほぼ唯一であろう。このシステムは、風洞での光学計測の事前検討に3次元CADを活用してリスクを減らすとともに、事前に実施したCFD解析結果と風洞試験結果を実験中にほぼリアルタイムで厳密に比較、可視

化する機能を持つ(Live View 3D)。ただし、実験支援システムとしての位置づけが強く、CFDとの連携はリアルタイム比較表示という点に留まる。

宇宙航空研究開発機構(JAXA)では、これまで大型風洞での空力実験(EFD)技術(粒子画像流速測定法[PIV], 感圧塗料法[PSP]等)とCFD技術を空力研究ツールの両輪として技術研究開発を行ってきたが、このような状況を踏まえ、現状の風洞(実流れを対象とした「アナログ風洞」)に対してCFD(数値シミュレーションという意味での「デジタル風洞」)を強く連携させたコンカレントなEFD/CFD融合システム(通称、デジタル/アナログ・ハイブリッド風洞[略して、ハイブリッド風洞])の構築に向けた検討を開始した。本システムでは、CFD活用による風洞試験の効率化、精度・信頼性向上を目指した複数の機能を統合させ、ViDIシステムよりも一歩進んだEFD/CFD融合システムの構築を目指している。本講演では、その全体構想に関する予備的な検討結果について報告する。システム構成の詳細、EFDとCFDのデータフォーマットの統一化検討などについては文献2)を参照いただきたい。

#### 2. EFD、CFDの技術課題と融合の必要性

##### 2.1 個別技術課題



EFD側の課題としては、実飛行条件との差異（レイノルズ数、風洞壁/模型支持の存在、模型変形等）、計測量の制約（通常、力/圧力のみ。付加的に流れの可視化、詳細表面圧、速度場等の詳細計測を実施）、実験全体のリードタイムが長いこと（模型製作等）などがあげられる。一方、CFD側には、信頼性に関する不安（特に乱流、遷移、剥離、反応性流等の場合）があり常に実験による検証を必要とすること、高忠実度解析では計算時間が長い（データ生産性が低い）こと、（改善されつつあるが）計算格子生成に熟練と時間を要することなどの課題がある。これらの課題を個別に解決するには限度があり、EFD/CFD融合により相補的に解決する統一的なプラットフォームの整備が必要とされていると考えられる。

## 2.2 EFD/CFD比較検証の課題

CFD技術の進歩は、常にEFD結果との比較による適用範囲の確認、精度の検証を通じてなされてきた。しかし、比較検証は両サイドの密接な協力の元を実施されているとは限らず、気流条件の不一致（設定値と実際値の差）、天秤やスティングのたわみ補正の精度不足による模型姿勢角（迎角、横滑り角）の不整合、模型変形を考慮していないことによる模型形状の差異、風洞壁や模型支持系がCFDで考慮されていない、遷移点位置の設定の不一致などが原因で条件を完全に揃えた対等な比較がなされていない場合が大半である。その結果、CFDの問題点の把握が確実になされず、CFDの発展を阻害している状況がある。この状況の解決のため、常に対等な条件での両者の比較を保証する統一的なプラットフォームの整備がCFD技術の更なる向上のために必要である。

## 2.3 タイムスパンの違いに関する課題

一般に、風洞試験(EFD)は模型設計・製作などの準備期間が長く、実際にデータを取る試験期間は短い。一方、CFDはその逆で、格子作成などの準備作業は模型製作に比べれば短期間である(ただし十分短いとは言えない)が、高忠実度の解析の場合は1計算条件当たりを要する計算時間は、風洞試験でのデータ取得時間に比べるとはるかに長くなっている。また、風洞試験サイドでも、近年急速に適用が広がっている光学的な先進流体画像計測ではそのデータ処理に長時間を要するという問題もある。EFD、CFD両者のタイムスパンの差は、コンカレントな形で両者を融合させて行く際の障害となる。よって、模型の設計・製作の短期間化、光学画像計測データ処理の高速化、CFD格子生成およびCFD計算時間の短縮が望まれる。

## 3. デジタル/アナログ・ハイブリッド風洞構想

### 3.1 目的

2章で述べた課題を総合的に解決することにより風洞、

CFD両者の有用性を向上させ、航空・宇宙機の設計時間/コスト/リスクの低減、設計データ精度/信頼性の改善を行うことが、デジタル/アナログ・ハイブリッド風洞の目的である。具体的には、国産旅客機や超音速機の研究開発等のJAXAおよび航空宇宙産業界のプロジェクトに対し貢献することを目指す。また、このシステムの活用によりCFD技術の向上を強力に推進し、主要設計ツールとしてのEFDの地位のCFDへの移行を諸外国の先頭を切って加速することにより、国際競争力の獲得が可能となるものと期待される。さらには、ハイブリッド風洞を実験/シミュレーションの融合の成功例として、同様の手法を空力、流体以外の他分野へ広く展開することも視野に入れている。

### 3.2 ユーザ及び機能要求の設定

ハイブリッド風洞の主要ユーザとしては、JAXAや航空宇宙機メーカーの空力設計者、風洞試験担当者を考えている。メーカーの技術者は、風洞試験時に実際の風洞（アナログ風洞）の近くに配置される試験担当者や遠隔地のメーカーに残る空力設計者に分かれるため、両者への準リアルタイムなデータ配信が必要となる。当初の適用先となるアナログ風洞としては、航空機開発の主力風洞の一つであるJAXA 2m×2m遷音速風洞(TWT1)を予定しているが、将来的には他の大型風洞へも順次適用を広げていく計画である。

2章で述べた技術課題の分析より、ハイブリッド風洞の主要な機能要求として現段階では以下のようなものを想定している。風洞試験の効率化及びリスク低減の観点からは、事前CFD解析による模型製作を含む試験計画の最適化機能などが必要となる。風洞試験データの高精度化と信頼性向上のためには、CFD解析を用いた風洞壁干渉/模型支持干渉の高精度な補正機能、EFD/CFD両者のデータの不確かさや得失を考慮した最も確からしい空力特性推定機能などが必要となる。また、風洞試験中の計測データのタイムリーな妥当性評価のためには、EFD/CFD両データの準リアルタイムでの比較・可視化機能、遠隔地にいるユーザへのInternet経由でのリアルタイムデータ配信（ヴァーチャル風試参加）機能、流体画像計測データの高速処理機能などが要求される。一方、CFD技術の向上という観点では、風試データに基づく乱流モデル等のCFDパラメータ調整や格子の最適配置機能、対等な条件でのEFD/CFDの両データをセットとしたデータベース機能などが必要となる。これらの機能を実現するためにデジタル風洞側に共通的に要求されるのは、計算格子生成の自動化とCFDソルバの高速化である。

### 3.3 コンセプトと運用シーケンス

これらの機能を盛り込んだシステムのコンセプトを図1に示す。機体設計において風洞試験模型形状が定義

されたのち、デジタル風洞側では模型と風洞壁/支持を含めた事前CFD解析を行う。その結果はアナログ風洞側に送られ、試験計画や模型設計の最適化、壁/支持干渉の高精度補正に使われる。風洞試験においては、画像計測データが高速に処理されると共に、データは遠隔地のユーザにもほぼリアルタイムで送られる。風洞試験で計測された模型の変形量を含む、主要な風試データは随時デジタル風洞側に戻され、模型変形に合わせて格子を変形させたCFD解析の再実施、各種CFDパラメータの見直しがなされ、風洞試験全体が終了した時点では、完全に対等な条件でのEFD/CFDデータおよび両者を融合させた最も確からしい空力特性データがユーザに提供されると同時に、データベース化される。

ハイブリッド風洞の運用シーケンスの概要を図2に示す。風洞試験開始の3ヶ月前に事前CFD解析を開始し、風洞試験終了1ヶ月後には最終データをユーザ(空力設計者等)に渡すことを目標とする。

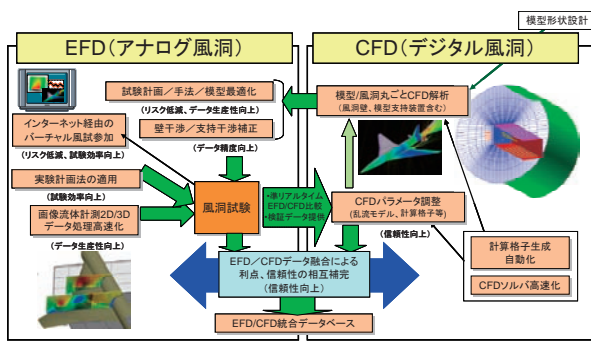


図1 デジタル/アナログ・ハイブリッド風洞のコンセプト

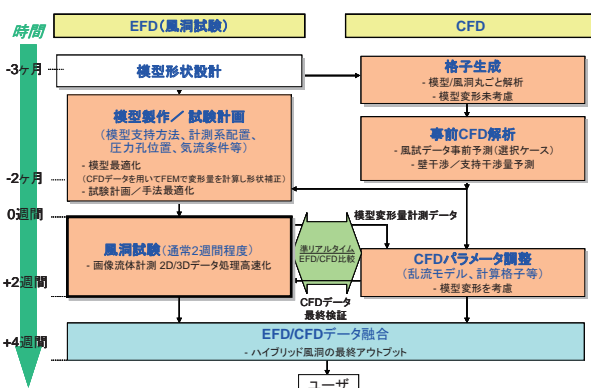


図2 ハイブリッド風洞の運用シーケンス

3.4 システム構成例

図3にハイブリッド風洞システムの構成の一例を示す<sup>2)</sup>。CFD解析には既存のJAXAスーパーコンピュータを、風洞試験には既存のJAXA風洞および個別の流体計測システムを使用する。CFDおよびEFDデータは機能毎のい

くつかのモジュールからなるハイブリッド風洞の中核部に送られ、フォーマット変換、比較・可視化等の処理がされるとともに、データベース化される。ユーザは、Webモジュールを介してシステムにアクセスすることになる。

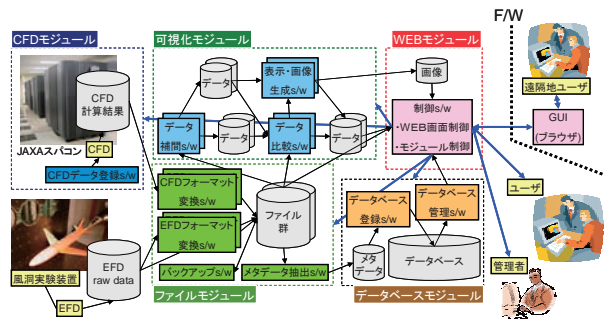


図3 ハイブリッド風洞のシステム構成例

4. ハイブリッド風洞の主要研究開発要素

4.1 デジタル風洞用自動格子生成法、ソルバの開発

デジタル風洞には、CFD解析の高速性と高精度性の両者が要求される。前者の目的には直交格子法を用いた自動格子生成<sup>3)</sup>と新規開発の高速ソルバで対応し、後者の目的には東北大学の開発した非構造Navier-Stokes解析コードTAS<sup>4)</sup>を改良して用いる。

直交格子を用いた自動格子生成の実現性の初期検討では、図4に示すように、PCを用いて約10分で航空機周りに1000万点の格子を自動的に生成できること、必要な場所(翼面上及び後縁等)に格子を集められること、TASコード用格子と同程度の格子品質を同等の格子点数で実現できることを確認した。また、3次元翼模型に対し境界層に細かい格子を使用した場合、実験とよく一致する圧力分布が得られた。

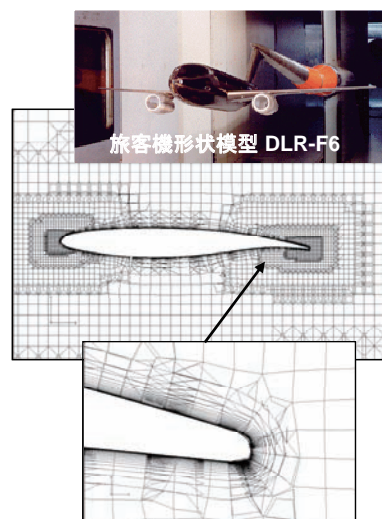


図4 旅客機全機模型周りの自動直交格子生成例

#### 4.2 アナログ風洞の画像計測データ処理高速化

現在、流体画像計測技術で最もデータ処理に時間を要しているのはPIVであるため、PIVデータ処理の高速化に絞った検討を実施している。図5に示すように、現在結果出力までに数時間要しているものを100倍程度の高速化により、数分で完了させることを当面の目標としている。高速化の手法としてはいくつか考えられるが、高速性、コスト、実現可能性、将来性等の観点で、CellまたはGPGPUを用いる方法とクラスタPCを用いる方法の2つの方法について検討を行っている。

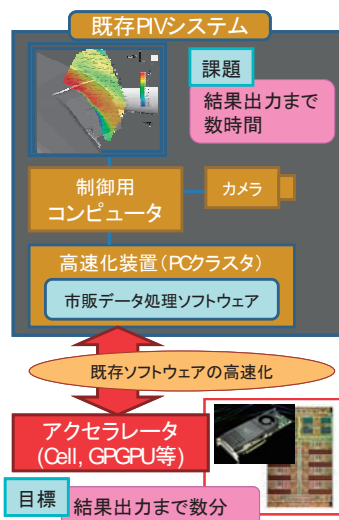


図5 PIVデータ処理の高速化

#### 4.3 EFD/CFD融合技術

ハイブリッド風洞の付加価値を決定するのがEFD/CFD融合技術である。技術としては多岐に及ぶが、1)データ比較技術、2)データ融合技術、3)EFDによるCFD支援技術、4)CFDによるEFD支援技術がハイブリッド風洞では柱となる。

データ比較は定量的、定性的両面での比較を想定しており、風洞試験進行に合わせた即時のユーザの判断を補助すること、比較を通じてEFD/CFD双方の技術課題を明確化し解決に役立てることを目的とする。定量的比較では、気流条件や計測点(格子点)位置に関するEFD/CFD両者の差異を埋めるための高速かつ高精度な内挿技術が一つのキーとなる。また、定性的比較では、特徴点抽出<sup>5)</sup>、エッジ検出、テンプレートマッチング等の可視化技術による流れの特長(渦、剥離線、衝撃波等)の強調化等の技術が重要となる。

データ融合技術は、EFD/CFD両データに基づく最も確からしい空力特性の推定を目的とする。適用する技術としては、Neural Network<sup>6)</sup>やデータ同化(Data Assimilation)技術<sup>7)</sup>などが考えられる。

EFDによるCFD支援、CFDによるEFD支援技術としては、前者は乱流モデルの最適選択<sup>8)</sup>、各種CFDパラメー

タの調整、計算格子の最適化が、後者としては模型/風洞統合CFD解析による高精度な風洞壁/支持干渉補正(2~3次元状態量を含む)、事前CFDによる最適かつ効率的な模型設計及び風洞試験・計測計画策定などが重要と考えている。

#### 5. まとめ

EFD/CFD融合技術を用いて風洞、CFD両者の有用性を向上させ、航空機・宇宙機の空力特性取得、空力設計技術を多面的に改善することを目的として開発を開始したデジタル/アナログ・ハイブリッド風洞について、その概要を報告した。まだ検討は緒についたばかりであり、今後機能要求、システム構成などの詳細検討を実施するとともに、このシステムをEFD/CFDを用いた実機空力特性推定という最終目標に向けてどのように生かすかについての検討も進めて行く予定である。実験/数値シミュレーション技術の融合の先導的な例として是非有効なシステムを開発したいと考えている。また、EFD/CFD融合技術は先に述べたように未開拓の分野であるため、「EFD/CFD融合研究会」などの場を利用して、産学官の研究者、技術者との連携を強化して関連研究を活性化し、先進的な技術を積極的にシステムに取り込んで行くことも重要と認識している。

#### 文献

- 1) Schwartz, R. J. and Fleming, G. A., "Virtual Diagnostics Interface: Real Time Comparison of Experimental Data and CFD Predictions for a NASA Ares I-Like Vehicle," Proc. ICIASF 07, R56, 2007.
- 2) 佐藤, 松原, 渡辺, "JAXAデジタル/アナログ・ハイブリッド風洞システムに関する予備技術検討," 第40回流体力学講演会/航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム2008 講演集, 1C13, 2008.
- 3) Lahur, P. R., "Automatic Hexahedra Grid Generation Method for Component-based Surface Geometry," AIAA Paper 2005-5242, 2005.
- 4) Nakahashi, K., Ito, Y., and Togashi, F., "Some Challenges of Realistic Flow Simulations by Unstructured Grid CFD," Int. J. Numerical Methods in Fluids, Vol. 43, Issue 6-7, 2003.
- 5) Takeshima, Y., et al, "Adaptive Visualization of Measurement-Integrated Simulation of Karman Vortex Sheet Based on Topological Skeltonization," Proc. 5<sup>th</sup> Int. Sympo. on Advanced Fluid Information, 2005.
- 6) Navarrete, J. A. and Meade, A. J., "Fusion of Experimental Data and Mathematical Model in the Simulation of Aerodynamic Coefficients," AIAA Paper 2004-952, 2004.
- 7) 中村, 上野, 樋口, "データ同化: その概念と計算アルゴリズム," 統計数理, Vol. 53, No. 2, 2005.
- 8) 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," JAXA-SP-04-012, 2005.

# JAXA デジタル/アナログ・ハイブリッド風洞システムに関する予備技術検討

佐藤幸男<sup>1</sup>, 松原聖<sup>1</sup>, 渡辺重哉<sup>2</sup>

1 アドバンスソフト株式会社, 2 宇宙航空研究開発機構

## Preliminary Study on the System Architecture of JAXA Digital/Analog Hybrid Wind Tunnel

by

Yukio Sato and Kiyoshi Matsubara (Advancesoft Corporation)  
Shigeya Watanabe (Japan Aerospace Exploration Agency)

### ABSTRACT

JAXA has a plan to develop the system which integrates EFD and CFD. This system has a database which stores both EFD data and CFD data. The user can obtain advanced information by searching, visualizing, and comparing EFD data and CFD data stored in the system. We report the system configuration, issue, and data format. Although the details of data format will be decided in the near future, we report an example about containing data in a data format.

### 1. 緒言

JAXA では、風洞実験と CFD を融合したシステム（デジタル/アナログ・ハイブリッド風洞）の構築を計画している。そのシステム実現のための技術検討のうち、本報告では、システム構成例とその課題、および、本システムの基盤となるデータフォーマットの 2 項目について報告する。

### 2. システム概要

JAXA ハイブリッド風洞システムは初期段階として完成後 10 年程度の運用を想定しており、新規に登録されるデータは毎年 10 テラバイトオーダーの量になると予想され、大容量のデータをハンドリングできるデータベースシステムが必須である。本システムの機能は、実験データや CFD の結果等をユーザがデータ検索・可視化・比較を行うことで、膨大なデータから抽出した高度な情報を提供するとともに、両データを統合的にデータベースに蓄積することである。

本システムでは実験データと CFD データの一元管理とユーザの利便性の両立を図るために「ゆるやかに」データの標準化を行うことが求められる。また新規の計測手法などへ対応しうる拡張性が必要である。

図 1 に本システムの概念図の一例を示す。ユーザは、本システムをユーザの PC から利用でき、将来的にデータ等を WEB で公開するシステムを想定している。本システムの基盤部分は、(1)ファイルモジュール、(2)データベースモジュール、(3)可視化モジュール、(4)WEB モジュールの 4 つのモジュールから構成される。

### (1)ファイルモジュール

本モジュールでは、ユーザが画像や数値を含む各種の実験データを保存する。図 2 に示すように CFD と風洞実験のデータは本モジュール内で集中管理する。後のデータ検索を容易に行えるようにデータそのもの(実データ)だけではなく、検索に使うキーワードなど(メタデータ)も格納する。メタデータの保存をする際に独立のファイルとして保存する「分離型」と対応するデータと同一のファイルに格納する「非分離型」が考えられる。分離型の場合には実験機器や計算機が出力したファイルを無加工のまま保存するため、その分処理速度が高速になる一方、1つの解析対象に関するデータが複数のファイルに分かれてしまうため、メタデータを記述したファイルが何らかの理由で失われた場合に実データがどのような条件で行われた実験のデータなのか、といった情報が失われてしまう恐れがある。非分離型では 1つのファイルに全てのデータとメタデータを格納するため、ファイルそのものが失われな限り実験条件や計算パラメータ等の情報だけが無くなってデータの識別が困難になると言ったことは起きない。一方何らかのファイルフォーマットを用いて全てのデータを保存することとなるため、変換処理を行う必要があり、その分処理速度の低下が発生する。

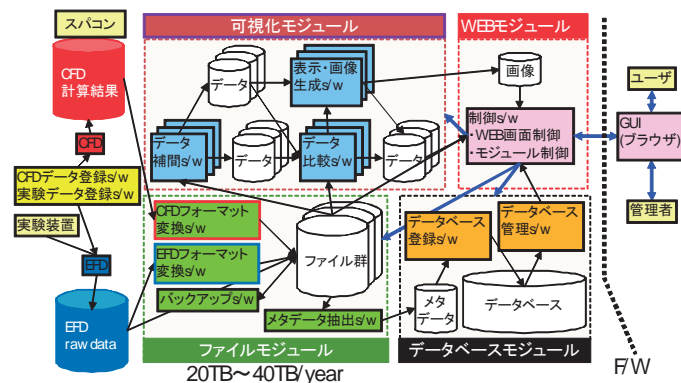


図 1 ハイブリッド風洞構成例

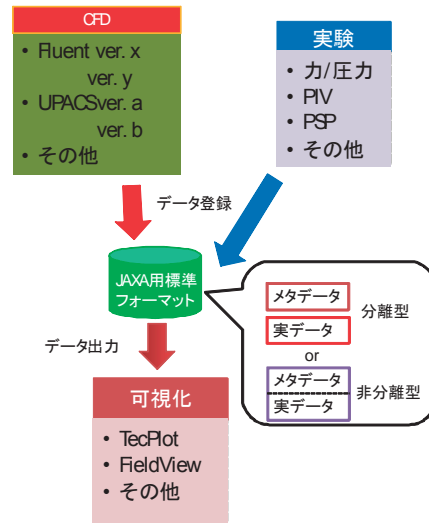


図 2 CFD・EFD データ格納用フォーマット

「分離型」、「非分離型」共に一長一短ではあるが、実験データの補正処理などにミスが発生した場合にもやり直しがきくという観点から実験データについては分離型が有利であると言える。逆に CFD データについては再計算のコストが高くない限りは非分離型が有効であると言える。

(2)データベースモジュール

このモジュールでは検索のキーとして利用するデータ部分を保持する。ファイルモジュールが生成したメタデータ部分を格納し、検索に利用する。なお、検索のキーとして利用するキーワード・項目は新規の実験・シミュレーションへの対応できるように拡張可能であることが求められる。

(3)可視化モジュール

このモジュールはファイルモジュールに格納された風洞実験・CFD データの可視化を行う。風洞実験データの各種干渉補正処理や CFD の補間処理を行った上で、風洞実験と CFD の相互比較検証処理を本モジュールが担当する。例えば実験データについては図 3 のように PSP の欠損値の補正や衝撃波の検出を行うためのエッジ検出処理などが例としてあげられる。CFD については補間処理を行って模型上の圧力ポートの位置における物理量を算出するといった処理が行われる(図 4)。

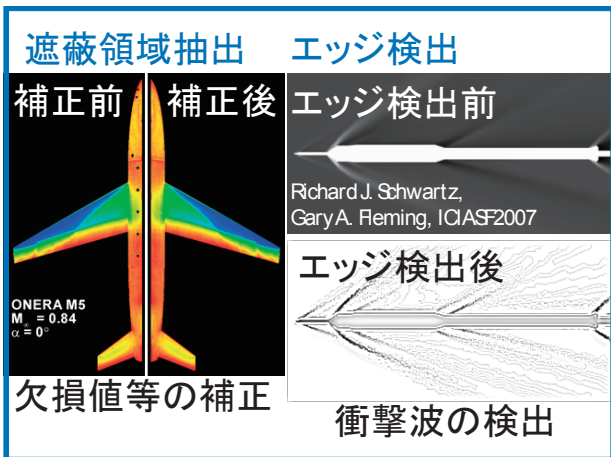


図 3 実験データの補正処理概念図[1],[2]

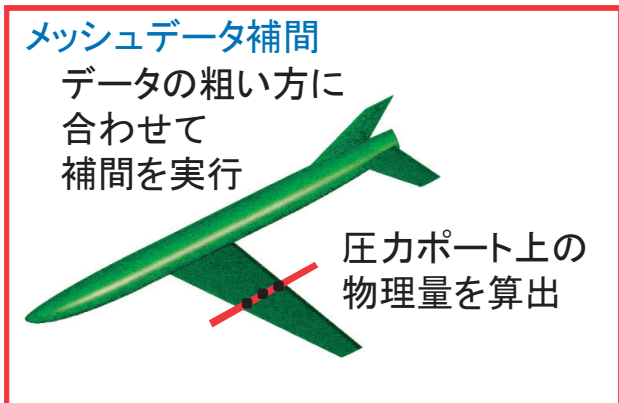


図 4 CFD データに基づく物理量の補間処理概念図

各種補正処理が完了した後に EFD と CFD を比較する処理が行われる。例としては図 5 のように流れ場の中の渦の位置や形状を EFD と CFD の双方について行うといったことが考えられる。このような処理の実現には特徴点抽出やテンプレートマッチングといった画像処理手法を適用する。これらの手法は物理量の数値データではなく画像データをもとに処理を行うため、実験で得られた撮影データを数値

化せずに処理可能であり、CFD のデータについても可視化後の画像に対して適用すればよい。速度ベクトルの数値がなければ処理出来ない、といったことがない分だけ適用範囲は広く、定性的な比較を行う上では有用である。

定量的な比較を行う場合には補間処理などであらかじめ実験と CFD の数値データを直接比較可能な状態に処理した上で図 6 のように 1 つの図で可視化する。図 6 では機体表面上の pressure tap における圧力係数の値を CFD と実験の双方について比較している。白線がグラフのベースラインで、機体表面の対応するタップの位置と直線で結ばれている。

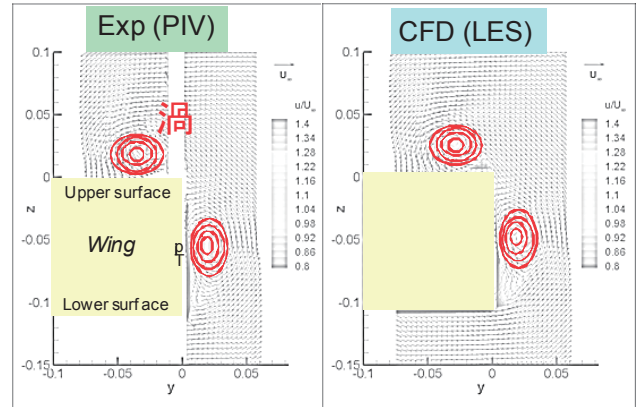


図 5 EFD と CFD のデータ比較概念図[3]

(4)WEB モジュール

本モジュールはユーザの PC から命令を直接受け取り、各モジュールの制御を行う。データの検索、可視化モジュールが生成した画像の表示が行われる。ユーザは図 7 のように WEB ブラウザ上から風洞実験のデータと CFD のデータの比較を行うことが可能である。

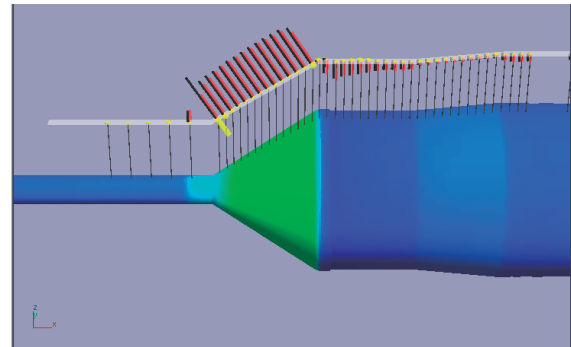


図 6 数値データと実験データの比較例[2]

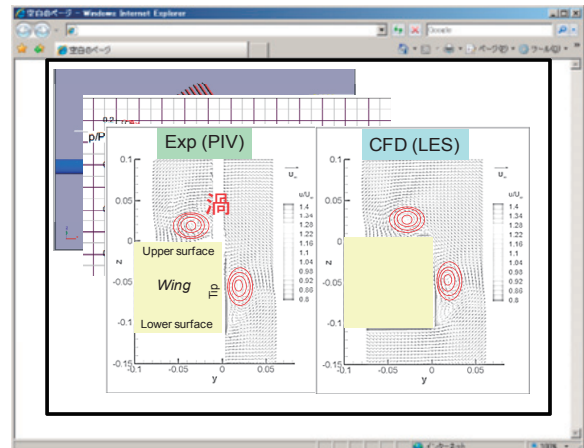


図 7 Web ブラウザ上での EFD と CFD のデータ比較

本システムでは素早く目的のデータが取り出せることが求められているが、データを取り出すことには2つの意味合いがある。1つ目は目的の実験・シミュレーションに関するデータのセットを手早く取り出すことであり、もう1つはあるファイルの中から補間処理などに必要な最低限のデータのみを抽出するということである。1つ目に関してはデータベースモジュールに実験やシミュレーションに関する条件などのパラメータをデータベースモジュールに格納することで対応可能であり、2つ目に関しては先述したJAXA標準フォーマット内部でのデータの格納方法を工夫することで実現する。本報告ではIT技術の側面からどのようにしてデータ検索の高速化を図るか、どのようなフォーマットでデータを蓄積するかの2点について検討した結果を報告する。

3. ファイルフォーマットの検討

先述したように実験条件・実験データとCFD条件・解析結果等のファイルについては、そのデータの特徴を示す部分(メタデータ)と数値データを一体化する方式と分離する方式が考えられるが、ここではメタデータと数値データを分離するシステム構成とする。なおここで分離対象となるデータは実験のrawデータである。いったん補正処理などを施したデータを作成すれば通常rawデータは使用する必要がないが、補正処理に不具合があった、より高精度な補正手法が開発されたので、過去のデータについても適用したい等といった場合にデータ源に立ち返る必要があるため、必ず保存することとする。この目的を満たすにはrawデータを無加工のまま保持する必要があることから、rawデータのみ分離することとする。

メタデータと数値データを分離する方式の特徴としてはデータベースそのものが保持するデータ量を最小限に抑制すること、必要な情報をデータベースとして独立させ、なおかつファイル名を検索のキーとして使用するため、大容量のファイルを格納しても検索の速度は劣化しないということがある。なお、CFDのデータについては入力ファイルがあれば容易に計算結果を再現できることから、実験データのようにCFDコードが出力したファイルそのものを保存する必要性は薄い。したがって変換プログラムを用意してCFDコードの出力したデータをJAXA標準フォーマットへ変換する、あるいはCFDコードにJAXA標準フォーマットによるデータを出力する機能を実装するといった方法が考えられる。

rawデータ以外の実験データとCFDデータ、メタデータを格納するためのデータフォーマットとして有力な候補としてXML[4]、HDF5[5]、CDF[6]があげられる。XMLは文書のデータ構造を定義するための言語で、科学技術計算に限らずあらゆる分野で広く採用されている。HDF5およびCDFについては科学技術計算のデータ格納を想定して開発されたデータフォーマットである。表1にこれらについて比較した結果を示す。これらのフォーマットには後々の新規実験やシミュレーションへ対応しうる拡張性と大容量のデータ入出力に耐えうるIO性能が求められる。どのフォーマットも階層構造によるデータ格納方式を採用しているため、フォーマットの拡張性という点では差が見られない。一方IO性能に関してはHDF5が最も高性能であり、その点においてハイブリッド風洞については適合性が高いといえる。

表1 ファイルフォーマット比較

項目	柔軟性	容量制限の有無	読み書きの速度	採用実績、将来性	総合評価
XML	○	×	×	○	×
HDF5	○	◎	○	◎	◎
CDF	○	○	不明	△	△

4. データベースの検討

データベース(DB)についても現在用いられているリレーショナルDB(RDB)、XMLDB、XML対応RDBの3種について比較した結果を表2に示す。データ格納の柔軟性・拡張性の点においてXMLDBの適合性が高い。XMLDBは速度の点でRDBに劣るが、メタデータのみを抽出することでデータベースの負荷軽減を図ることとする。なお、表2中の項目の傾向はあくまで大まかなものであり、最終的には個別の製品単位での比較・検討次第ではXML対応型のRDBが最適となる場合もあり得る。

表2 データベース比較

種類	柔軟性・拡張性	検索速度	実績・信頼性	コスト	総合評価
RDB	×	◎	◎	◎	△
XMLDB	◎	△	○	×	○
XML対応RDB	○	○	△	×	△

5. データ記述例

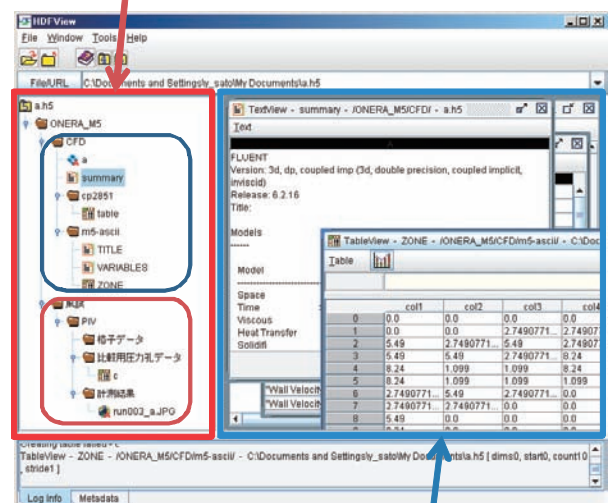
前節までの検討内容によりシステム内から目的の実験・CFDに関する一連のデータを取り出すことが可能となるが、さらにその中から個別のデータを効率よく取り出す方法について本節では検討する。

まず実験データとCFDデータを統一的なフォーマット(HDF5)を用いて実際に保存した例について述べる。この結果を踏まえた上で個別のデータを効率よく取り出すことが容易となるデータの格納方法について検討した結果を報告する。HDF5形式のファイル作成方法は以下の2つの方法がある。

(1)HDF専用ビュープログラム(HDF View)を用いて作成

HDF Viewは基本的にはHDF形式のファイルを開覧するためのソフトウェアであるが、ファイルの編集機能を有しているため、手動で図8に示すようなGUI画面を操作してファイル内に個々のデータを追加する。

階層構造でデータを格納



各階層が持つデータを表示

図 8 HDF View[7]による HDF5 形式の閲覧

どのようにデータが格納されているか目視で確認できるため分かりやすいのが HDF View の特徴である。HDF5 は階層構造でデータを格納するファイルフォーマットであり、ユーザが任意の階層構造を設けることが可能である。図 9 の例では CFD のデータと風洞実験のデータを独立の階層に格納している。さらに下位の階層において個別の詳細なデータが格納される。各階層が保持するデータは図 10 から図 12 のように表単位・文書単位・画像単位で格納される。目的のデータを探し出す場合には階層構造の根の部分から順にたどっていくこととなる。例えば風洞実験の比較用圧力孔データが必要な場合には ONERA\_M5、風試、PIV、比較用圧力孔データの順にたどる。この経路さえ維持されていれば常に同一のデータを取り出すことが可能である。したがって新しいデータを格納する必要が生じた場合でも任意の場所に新しい項目を追加するだけでデータ構造の拡張が完了し、既存のデータ項目には今まで通りアクセス可能である。こうすることで互換性を維持しつつ拡張することが容易となる。

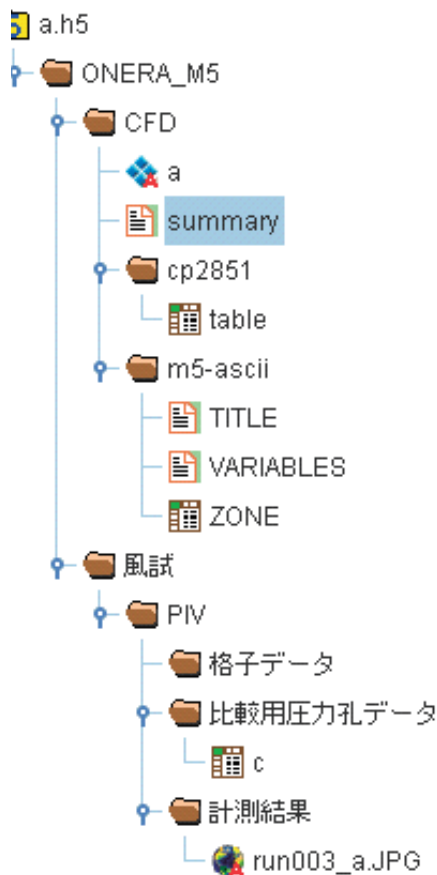


図 9 HDF5 の階層構造

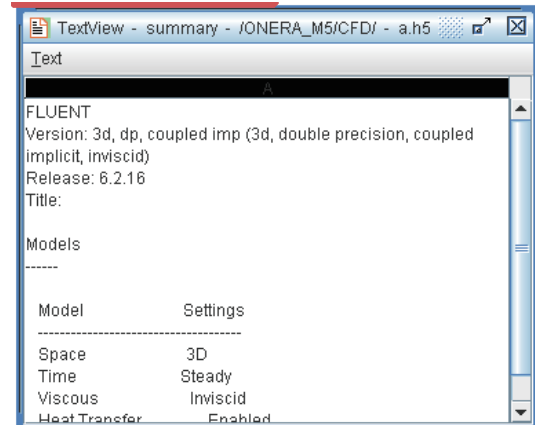


図 10 HDF に格納されるデータ例(テキストデータ)

	a	b
0	0.468893	0.547711
1	0.46974	0.548264
2	0.464952	0.541806
3	0.476343	0.559905
4	0.482885	0.570086
5	0.489467	0.582592
6	0.496085	0.600334
7	0.470709	0.151557
8	0.471194	0.152911
9	0.466474	0.141622
10	0.477629	0.177533
11	0.484046	0.199588
12	0.497171	0.237701
13	0.493206	0.226706
14	0.490625	0.219537

図 11 HDF に格納されるデータ例(数値データ)

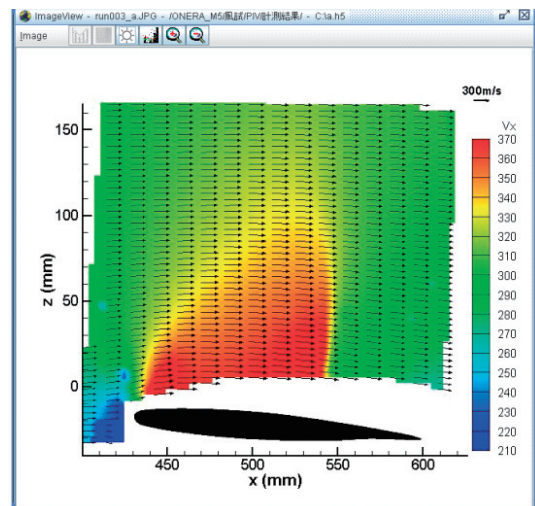


図 12 HDF に格納されるデータ例(画像データ)

## (2)HDF 入出力 API を組み込んだプログラム作成

HDF View は手で操作するため大量のデータの処理には向かないため、大量のデータを処理するには別途専用のプログラムを作成する必要がある。

HDF5 フォーマットの開発元が Windows・Linux・Mac 等の各 OS 向けに HDF5 形式でのデータ入出力を行うためのライブラリプログラムを公開しているため、これを自分の

プログラムに組み込むことで HDF5 形式による入出力機能を搭載する方法である。市販の可視化ソフトウェア等はこれらの API を自社製品に組み込むことで HDF5 形式への対応を行っている。Fortran・C等の各言語用 API が公開されているため、大抵の CFD コードへの組み込みは容易である。手元にソースコードがない場合やプログラム本体に手を加えたくない場合には別途これらの API を用いた変換プログラムを作成することで対応することも可能である。実際に Fortran プログラムにおいて HDF5 形式による入出力機能を実装した例を表3に示す。このプログラムでは図13のような2次元配列の書き込みを行っている。大まかには HDF5 の入出力機能の初期化、HDF5 形式のファイルを開く、データセット(個々の階層)を開く、データを書き込み、データセット、ファイルを閉じた後に終了処理を行うという流れとなっている。個々の処理はサブルーチンを1つ呼び出すのみとなっており、通常の Fortran プログラムによるファイル入出力と手間は大きくは変わらないことがわかる。

表3 Fortran プログラムでの HDF5 の使用例

```
PROGRAM RWDSETEXAMPLE
USE HDF5 ! This module contains all necessary modules

IMPLICIT NONE
CHARACTER(LEN=8), PARAMETER :: filename = "dsetf.h5"
CHARACTER(LEN=4), PARAMETER :: dsetname = "dset"
INTEGER(HID_T) :: file_id ! File identifier
INTEGER(HID_T) :: dset_id ! Dataset identifier
INTEGER :: error ! Error flag
INTEGER :: i, j
INTEGER, DIMENSION(4,6) :: dset_data, data_out ! Data buffers
INTEGER(HSIZE_T), DIMENSION(2) :: data_dims

do i = 1, 4
  do j = 1, 6
    dset_data(i,j) = (i-1)*6 + j;
  end do
end do

!FORTRAN インターフェースの初期化
CALL h5open_f(error)
!ファイルを開く
CALL h5fopen_f (filename, H5F_ACC_RDWR_F, file_id, error)
!データセットを開く
CALL h5dopen_f(file_id, dsetname, dset_id, error)
data_dims(1) = 4
data_dims(2) = 6
!データ書き込み
CALL h5dwrite_f(dset_id, H5T_NATIVE_INTEGER, dset_data, data_dims, error)
CALL h5dread_f(dset_id, H5T_NATIVE_INTEGER, data_out, data_dims, error)
!データセットを閉じる。
CALL h5dclose_f(dset_id, error)
!ファイルを閉じる。
CALL h5fclose_f(file_id, error)
!FORTRAN インターフェースの終了処理
CALL h5close_f(error)
END PROGRAM RWDSETEXAMPLE
```

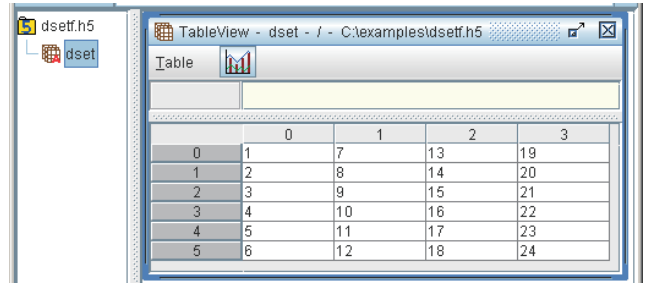


図13 サンプルプログラムによって生成される HDF5 データ

HDF5 内部の階層構造の設計には留意すべき点がある。1つ目は既存の HDF5 形式に対応する可視化ソフトウェアを利用する場合にはその可視化ソフトが定義する HDF5 形式にあわせて階層構造を作る必要がある。これは HDF5 ファイル内部で階層構造をたどっていく順番が変わってしまうと目的のデータが読み出せなくなってしまうからである。したがって最初にどのような可視化ソフトを利用するかを決定し、そのソフトウェアが HDF5 形式をサポートする場合にはそのソフトウェアが読み出せる階層構造を定義し、可視化には必要ないその他のデータについては別途階層構造を追加していくという方法をとるのが望ましい。後で項目を追加しても可視化ソフトは無視して必要なデータのみを読み込むため、互換性を維持しつつ、情報を付加していくことが可能となる。後々のデータ抽出が容易になるか煩雑になるかはこの HDF5 形式のファイル内部での階層構造をどのように組み立てるにかかっている。例えばテキストデータを格納する場合には1つのテキストデータを分割して格納することでテキスト内の必要とされる部分のみだけ取り出す、といった方法が考えられる。具体例としては表4のようにテキストデータを3分割してそれぞれを個別の項目として格納する(図14)ことが考えられる。HDF5 では格納するデータがテキストなのか、浮動小数点なのか、整数なのかを識別して格納することが出来るため、数値データが表形式で並べて格納されているような場合にはこの部分のみを浮動小数点の2次元配列として格納してしまうことで、読み込み後の処理の実装も容易となる。また、格子データの補間を行う場合には全格子のデータが必ずしも必要ではないため、分割して格納することで必要な格子データだけ取り出して高速に補間処理を行うといったことも可能である。

表4 テキストファイルの HDF5 への分割格納例

```
TITLE = "fluent6.2.16"

(ここで分割)

VARIABLES = "X"
"Y"
"Z"
"Pressure"
"X Velocity"
"Y Velocity"
"Z Velocity"
"body-force 0-1"
"body-force 0-2"
省略
DATASETAUXDATA Common.WVar="7"

(ここで分割)

ZONE T="fluid-2"
```



```

STRANDID=0, SOLUTIONTIME=0
N=1233349, E=1843032, ZONETYPE=FEBrick
DATAPACKING=BLOCK
DT=(DOUBLE DOUBLE DOUBLE DOUBLE DOUBLE
DOUBLE DOUBLE DOUBLE DOUBLE DOUBLE DOUBLE
DOUBLE DOUBLE DOUBLE DOUBLE DOUBLE DOUBLE
DOUBLE DOUBLE DOUBLE DOUBLE DOUBLE )
0.000000000E+00 0.000000000E+00 0.000000000E+00
0.000000000E+00 2.749077176E+01
0.000000000E+00 0.000000000E+00 2.749077176E+01
2.749077176E+01 5.498154353E+01
5.498154353E+01 2.749077176E+01 5.498154353E+01
2.749077176E+01 5.498154353E+01
5.498154353E+01 5.498154353E+01 2.749077176E+01
8.247231529E+01 8.247231529E+01
8.247231529E+01 1.099630871E+02 1.099630871E+02
8.247231529E+01 1.099630871E+02
省略

```



図 14 テキストデータの分割格納例

## 6. HDF5 のメリットと課題

HDF5 のメリットと課題についてまとめる。

### HDF5 のメリット

- エンディアンの違いなどを吸収するため使用者は CPU の違いを意識せずに済む
- ファイルの入出力が高速 である。
- 新たなパラメータを追加するなどの拡張が容易 である。

### HDF5 そのものの課題

画像ファイルは HDF5 内部では独自形式で保存されるため、HDF5 へ画像を保存するには下記の方法のうちいずれかを行う必要がある。

- HDF View を用いて jpeg ファイルを保存する
- gif2h5 コマンドを使って gif から HDF ファイルを生成する。
- 変換プログラムの自作

### HDF View の課題

これは HDF View というソフトウェア自身の実装に由来する課題であり、HDF5 形式そのものの制限に由来するわけではない。

- Undo に未対応であるため、編集結果が即座に HDF5 ファイルへ反映されてしまう。
- Jpeg 形式の画像ファイルのみ取り込み・出力可能 である。他の形式の画像を保存する場合には Jpeg 形式にいったん変換する必要があるため、画質の劣化を伴ってしまう。
- 大きな画像・データの入出力時にメモリ不足に陥る。具体的な数値は不明だが、Java VM の仕様が原因であるため、HDF View が Java で実装されている限りは回避が困難である。

- ファイルパスに日本語名が含まれる場合にはファイルの入出力に失敗する。

### 運用上の課題

- HDF ファイル内の階層構造とデータをどのように格納するかルールについては後々にデータの検索・抽出が容易になるように考慮する必要がある。
- 可視化ソフトウェアから直接読み込む場合には可視化ソフトにあわせて階層構造を定義してから、その他の情報を付加する必要がある。

## 7. 結言

本稿では、JAXA ハイブリッド風洞構想のシステム実現において、最も重要な項目であるシステム構成と基盤となるデータフォーマットについて検討した結果について述べた。今後、JAXA ハイブリッド風洞構想の概念検討および予備設計を実施する中でこれらを詳細化していく予定である。

### 参考文献

- [1] 中北、「大型実用風洞における感圧塗料技術の研究開発」、JAXA 第 1 回総合技術研究本部公開研究発表会 前刷集、2004. 3
- [2] Richard J. Schwartz, Gary A. Fleming, ICIASF2007
- [3] 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」、JAXA-SP-04-012、2005. 3
- [4] <http://www.atmarkit.co.jp/fxml/rensai/rexml01/rexml01.html>
- [5] <http://hdf.ncsa.uiuc.edu/HDF5/>: Mike Folk, "HDF and HDF5", HDF/HDF-EOS Workshop III, 1999.9
- [6] Goucher, G., and Mathews, J., "The National Space Science Data Center Common Data Format," Research and Technology R&T Report, NASA/Goddard Space Flight Center Publication, December 1994. : <http://cdf.gsfc.nasa.gov/>
- [7] <http://hdf.ncsa.uiuc.edu/hdf-java-html/hdfview>

## XMLデータベースを用いた実験・シミュレーション統合Webシステム

上島 豊 (株式会社キャトルアイ・サイエンス),  
西原 功修 (大阪大学レーザーエネルギー学研究中心, 株式会社キャトルアイ・サイエンス)

### Integrated Web system of experiment & simulation using XML database

Yutaka Ueshima(Quatre-i Science Co., Ltd.) and  
Katsunobu Nishihara (Institute of Laser Engineering, Osaka University and Quatre-i Science Co. Ltd.)

#### Abstract

Recently a lot of data are being produced because it has become easy to digitize and create data after the IT revolution. In addition, procedure of experiment and simulation and analysis methods of their data are getting more complicated. These facts make researchers more difficult to reach conclusions and reproduce same results. In the other words, efficiency and accuracy of the R&D processing, we call it R&D Chain, are getting lower. Especially the forefront fields such as space science, bio, nano, medical, nuclear engineering, and accelerator physics consider this problem seriously. In these fields, the cycle of changing methods is shorter; the number of output parameters is larger. This means that adopting fixed control system and solid relational database are not suitable. We developed a basic middleware, named "R&D Chain Management System Software (RCM)", to give appropriate solution of the problem. We report on an integrated system of experiment and simulation, as an example of better workflow management with application of RCM.

#### 1. はじめに

近年、高次元・高時空間分解計測器や高性能計算機、ネットワークの普及、高度可視化処理の増大により、大学・公的研究所のみならず民間においても多種多様な実験計測や数値シミュレーションおよびそれらの可視化解析が行われるようになってきた。

結果として出力されるデータが多種多様となり、データ分析のためのデータ組み合わせや解析手法のパターンも膨大になってきている。その結果、可視化解析画像や「その結論がなぜ導き出されたか?」の理由などの点で研究の再現性が保証し難くなってきた。研究の品質管理(QC:Quality Control)、品質保証(QA:Quality Assurance)の不確実性が高まってきているとも言え換えることができるだろう。

一方、公的研究機関の独立行政法人化やインターネットの普及により、外部機関との共同研究など、機関外部との連携が活発化してきている。これら外部機関との連携において、ITは、申請、契約などの事務手続き(電子申請)、研究者同士のコミュニケーション(電子メール)の簡便化をもたらしている。

しかしながら、研究データの管理や共有、公開の仕組みは、ITが普及する前より悪化している。PCの普及により、個人個人が独立で進める研究スタイルが進んだことが原因である。研究者一人一人の短期的視点では、PCは研究者の自由度を最大限に生かせ、研究に集中できる環境をもたらした。しかし、研究組織や中長期的観点、つまり、研究データの管理や共有、公開といった観点からは、旧来の中央集約的な仕組みの方が有利であった。

もちろん、現在のように大量のデータが発生する研究環境においては、旧来の方法でデータを管理していくことは、原理的に不可能で新たな方法の模索が必要である。

我々は、“R&Dの流れをマネジメント”し、これらの課題を解決するための基盤ミドルウェア(R&D Chain Management System Software)を開発した。本論文では、“R&Dの流れをマネジメント”するために必要な機能について明らかにし、それらを満たす基盤ミドルウェアの適用例に関して報告する。

#### 2. R&Dマネジメントに必要な技術コンポーネント

様々な非定型・非定常データ・情報が錯綜する研究開発現場において、“R&Dの流れをマネジメントする”ためには、何が必要であろうか?

研究データの管理や共有、公開を行うためには、研究にQC、QA的観点が無ければならない。QC/QAにおける最低限の条件は、研究が再現可能であることであり、トレーサビリティ性を持つことである。以下、研究・開発系業務の再現性、トレーサビリティを確保するために、必要な技術コンポーネントを説明していく。

##### 1) XMLデータベース

生産系や事務系の業務においては、業務手続のマニュアル化およびそれを支える各種情報のデータベース化を行うことでQC/QAを維持している。それを制度面から認定するのがISOであり、技術面から支援するのがERP(Enterprise Resource Planning)、SCM(Supply Chain Management)やグループウェアといったITシステムであ

る。その根幹に現在のデファクトスタンダードであるリレーショナルデータベース（RDB）が存在する。

研究・開発系の業務においては、業務系と比べ業務手続き＝プロトコルやデータフォーマットの変更が頻繁であり、プロトコルを見出すこと自体が仕事の場合さえある。一方、RDBは、データ構造をあらかじめ決定しておかなければならないので、研究の定型部分のみしか扱えない。つまり、RDBは、変更が多い研究・開発系業務の再現性、トレーサビリティを確保する目的での活用は、困難ということになる。実際、研究を包括的に管理するデータベースが運用されていない一番の理由は、RDBのこの特性にあるといっても過言ではない。

テーブル設計、正規化が必要なRDBではなく、データ構造を途中からも変更可能なXMLデータベース（XML-DB）を研究・開発系業務のコアに位置づけることで、上記課題をクリアできる可能性がある。

#### RDBデータベース構造

実験番号	初期値1	初期値2	結果File	結果jpg
1	3	0.2	0_3_02.dat	0_3_02.jpg
2	7	0.1	2_7_01.dat	2_7_01.jpg
3	2	0.2	5_2_02.dat	5_2_02.jpg
.....				
10	4	0.3	7_4_03.dat	7_4_03.jpg

初期値3を追加し、値を0.4にする

#### データベース再設計

#### XMLデータベース構造

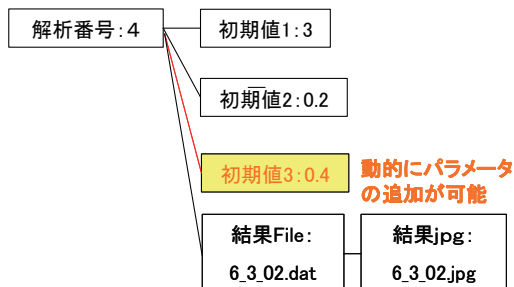


図.1 RDBとXML-DBの比較

#### 2) Webポータル、Webサービス

XML-DBを採用するだけで研究・開発系業務の再現性、トレーサビリティを確保することが可能になるかというと、そうではない。一昔前のように研究者各人にPCなどが無く、端末室や実験室に直接移動し、専用のシステムからしか研究業務を行わない場合は、そのシステムとXML-DBを連結するだけで事足りたはずである。しかし、現状は、ほとんどの業務が自分の机からPCで処理できるので、XML-DBをどこかに設置したところで、各研究者のPCと連携できなければ、ほとんど無意味である。

通常の事務系システムでは、各PCに専用のソフトウェアをインストールして、そのソフトウェアが、データベースとやり取りすることで、上記問題をクリアしている。

しかしながら、その方法では、専用のソフトウェアであるがゆえに、固定的な作業しかできず、折角のXML-DBのフレキシビリティが損なわれてしまう。

PCのブラウザをベースとしたWebサービスによるポータルは、上記課題を解決し、XML-DBのフレキシビリティを生かしたままシステムを構築できる可能性のあるものである。また、Webサービスを基盤としたシステムは、他の専用システムと比べ、ミドルウェアが充実しており高度なシステム構築が比較的容易で、インターネットとの親和性が高く、Public Key Infrastructure（公開鍵方式の暗号化基盤）によるセキュリティ確保やファイアーウォールを透過させることも容易であるという利点を持っている。

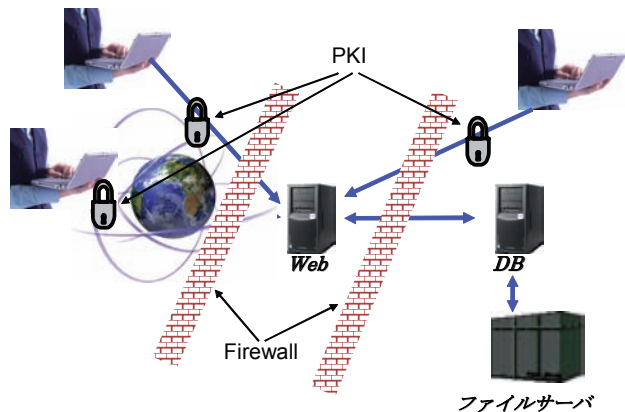


図.2 Webサービスによるポータル化イメージ

#### 3) リモートサーバ制御、ワークフロー

XML-DB、Webサービスを採用することで、変化の激しい研究・開発系の情報を格納するデータベースと各研究者の机に分散されているPCは連携が可能になる。しかし、研究・開発系業務の再現性、トレーサビリティを確保するには、まだ不十分である。

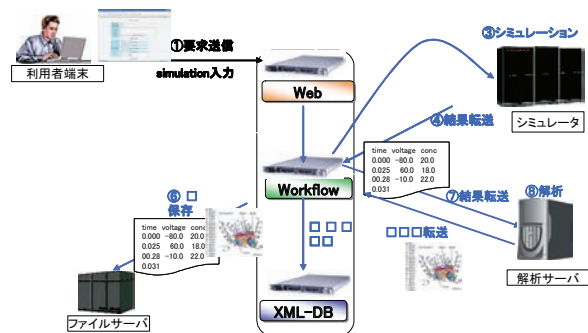
研究開発系業務は、研究者のクライアントPCだけでなく、実験装置やスーパーコンピュータ、専用の可視化装置など様々なコンピュータを使って作業が進められる。もちろん、ほとんどがネットワークに接続され、IPベースで情報、ファイルのやり取りができるようになっていく。その意味では、研究者は、自分のデスクから離れないでほとんどの作業が実施可能である。（SSHを使ってリモートサーバのターミナルを開き、SCPでファイルをPCに持ってくるといった作業が行われるのだろう）

上記作業の通りであれば、Webサービスは使われないし、当然、その先につながっているXML-DBにも何の情報も入らなくなり、やはり、システムとしては、意味を成さない状態である。Webサービスを使って、リモートサーバのファイルにアクセスでき、リモートサーバで解析ができる機能、つまり、リモートサーバアクセス・制

御機能が必要なのである。

Web、リモートサーバ制御、DBの3つの機能は、Webサービスシステムでは、標準的であり、3階層から構築されているところから、一般的に3-Layer Web systemと呼ばれている。

また、リモートサーバを利用するだけでなく、それらの作業内容をXML-DBに記憶させたり、記憶させた情報をXML-DBから引き出したりするためには、当然、作業が増えるので、それらを省力化するワークフローエンジンも必要である。



### 3. システム開発指針と基盤ソフトへの要求条件

前節で議論した技術コンポーネントをつなぎ合わせることで、R&Dをマネジメントするシステムが構築される。しかし、必要機能を実現するだけでは、R&D組織で十分に活用、運用できるシステムにはならない。

事務系の業務システムであれば、技術コンポーネントをつなぎ合わせて必要な機能が実装できれば、十分であり、その実装手法、システム化方法は、開発者の裁量で決められることが多い。これは、事務系の業務システムは、一度、仕様を決めてしまうと変更することは少なく、長期間同じシステムで運用を継続することが多いからである。

しかしながら、R&D組織では、あらかじめ十分な機能、仕様を列挙することが困難だけでなく、長期間全く同じシステムで運用を継続しなければならない環境は、R&D活動そのものを阻害することさえある。

それでは、R&D組織を対象にしたシステム開発の場合、どのような要求条件があるのだろうか？必要と思われる4つの条件を以下で列挙しておく。

#### 1) アプリケーション、ワークフロー、フレームワークごとに独立に開発・更新が可能なこと。

(a) **アプリケーション**とは、解析、可視化、データフォーマット変換等の機能要素であり、サーバを跨がないスタンドアロン動作が可能でソフトウェアを指す。

(b) **ワークフロー**とは、サーバ内で複数のアプリケーション

を連携させたり、他サーバへのファイル・情報を移動させることで、サーバ間のアプリケーション連携を可能にするためのインタプリタ言語である。

(c) **フレームワーク**とは、システム(Web, Controller, DB)を支える基盤部で、ユーザインタフェース、通信、ワークフロー言語を解釈し実行するワークフローエンジン、データベース等のWebシステムに必要な機能を提供するミドルウェアである。

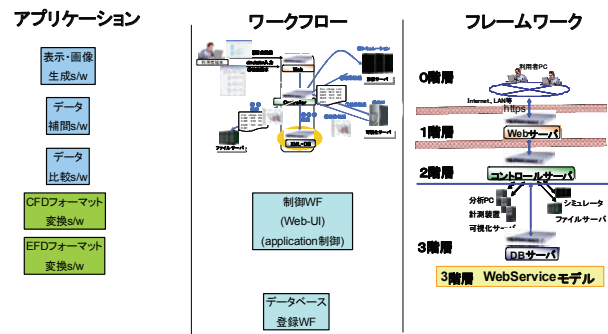


図.4 アプリケーション、ワークフロー、フレームワークの独立性

2) アプリケーションは、なるべくシステム的な動作を取り込まずスタンドアロン動作ができるように作成すること。開発速度、メンテナンス性およびFieldviewやAVSといった市販ツールとの連携という観点において重要である。逆に言うと、スタンドアロン動作ができるようにさえアプリケーションを作成すればシステム化が可能となるようなワークフロー、フレームワーク基盤が必要という意味である。サーバ間を跨ぐ処理は、ワークフローによるファイル授受で行うべきであるが、その部分がボトルネックとなる場合、共有ファイルシステム等をハード側で準備し、対処すべきである。

3) ワークフローは、デバック、改良が簡単なようにインタプリタ言語で書かれるべきである。ただし、記述言語は、PerlやPythonのような自由度の高い汎用言語ではなく、ワークフローを記述するのに最低限度必要な自由度のみを持つものが好ましい。なぜなら、汎用言語のように自由度が高いとワークフローに統一性と可読性を持たせるのが困難となるからである。また、ワークフロー自体の共有や書換禁止等のアクセス制御や検索絞込みが容易なようにXML-DBへ格納可能なXMLで記述されるべきである。同じ処理を各ワークフローに直接記述すると煩雑かつメンテナンス性が悪いので、他ワークフローをsubroutine的呼び出し連携ができる機能を有することが好ましい。

4) 任意のアプリケーション、ワークフローの変更ごと

に、フレームワーク部に変更もしくは、システムリブートが必要であれば、システムの保守性は極めて低下し、バグの混入、機能コンフリクト等が多発しうる。したがって、フレームワークが個別特注開発物の場合は、重大なバグが除去されきれていない可能性が高いので、他組織での動作実績があるソフトウェアであることが好ましい。また、個別特注開発物の場合、汎用性が不十分であり、新しいアプリケーション、ワークフローを実装するときに、システム全体の変更が必要になる可能性があり、大きなリスクを抱え込むことになる。また、データベースには、データ構造の変化に強いXML-DBが採用されるべきである。

#### 4. 実験・シミュレーション統合Webシステム

2,3章で説明した機能・条件を満たすミドルウェアを使い、実験・シミュレーション統合Webシステムを構築し、実際の研究開発分野で適用した例を以下で紹介する。

大阪大学レーザーエネルギー学研究所(以下、ILEと略記する)では、超高強度レーザーを使った様々な実験をしており、レーザー、計測装置、照射ターゲットの3つが主な研究開発対象であり、それらを使った実験およびシミュレーションで高エネルギー状態での物理物性等の研究をしている。

従来のILEでの実験・シミュレーションシステムは、実験データの一部分がRDBにより、データベース化されているが、改良が多いターゲットや新しく導入されたレーザーなどに関しては、データベース化が行われていない。また、シミュレーションに関しては、結果のグラフファイルの一部を研究者が個人的に残しているのみで、系統的には、ほとんどデータベース化されていない状況である。

また、ILE以外の様々な研究機関の実態を調査した結果、このような傾向は、研究機関の標準的な現況であり、研究機関が改善の為の問題意識が高いことが分かってきた。

ILEは、2006年に全国共同利用施設となり、従来のILE内部のみの実験データの管理体制から、外部機関との共同研究等に適した実験・シミュレーションシステムへの移行が検討され、様々な面から検証が進められている。外部機関との共同研究において、インターネット経由での安全なシステムのアクセスや共同研究関係者しかデータにアクセスできないアクセス制御機構、誰がいつ何をを行ったか等を追跡できるトレーサビリティなどが重要な必須機能である。

全国共同利用施設の共同研究を支える新しい実験・シミュレーションシステムの候補として、2章で説明した機能(ワークフローエンジンやXML-DB等)を満たした実験・シミュレーション統合Webシステムが検討され、プロトタイプが作成された。以下、プロトタイプの

主なシステム機能を列挙する。

- 1) HTTPSにて、研究者ごとのアカウントでログインができ、Kerberos認証を併用することでNAREGI Portalからもログイン可能になる。

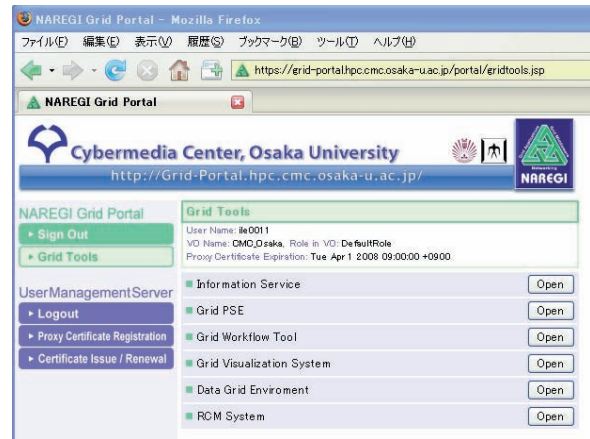


図.5 NAREGI Portal画面からのログイン

- 2) Workflowサーバ内にユーザごとに暗号化された秘密鍵を格納しておき、ログイン処理をトリガに内部的に秘密鍵を展開し、様々なサーバを利用するWorkflowにおいてシングルサインオン(SSO)実行を可能にしている。

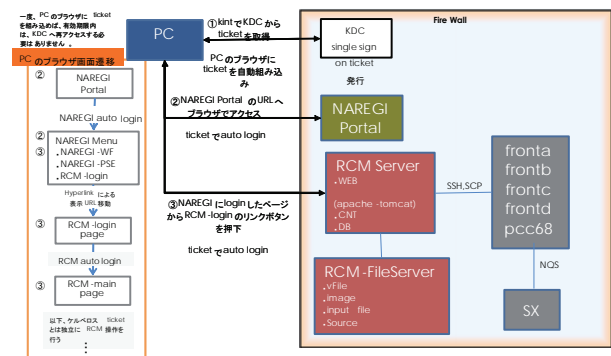


図.6 Kerberos認証とNAREGI連携によるSSO

- 3) ログインと同時にユーザ個別にあらかじめ設定された検索を自動実行し、検索結果を表示することができる。
- 4) 検索結果表示画面は、データ格納のXML階層構造を表示できる形であり、様々な種類のデータが入り混じる研究データを俯瞰することができる。表示画面の設定XMLを登録することで、画像ファイルを画面表示させたり、ファイルのダウンロードリンクを自動表示させたり、表示順序を様々な値でソートさせたりすることができる。

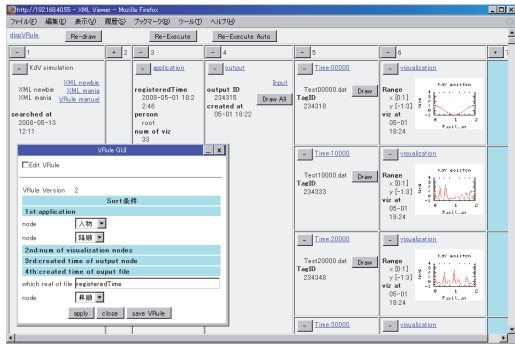


図.7 検索結果表示画面

5) 検索結果表示画面にWorkflow実行ボタンを付けることもできる。リモートサーバのファイル取得も同じ機構を使っており、URLリンクではなく、Workflowに基づく処理（認証、権限管理確認を伴う）であり、クラッキングに対する防護性が高くなっている。

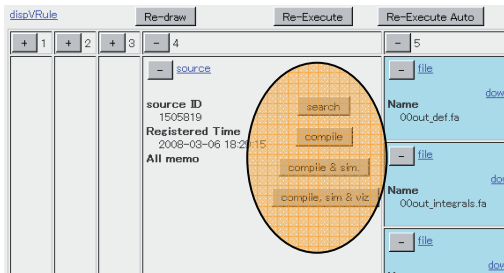


図.8 Workflow実行ボタンの設置

6) 検索結果表示画面に直接、コメントを入力したり、ファイルを添付、任意の研究者へメール発信をすることができ、研究ノート、グループ内の意見交換プラットフォームとしても利用できる。

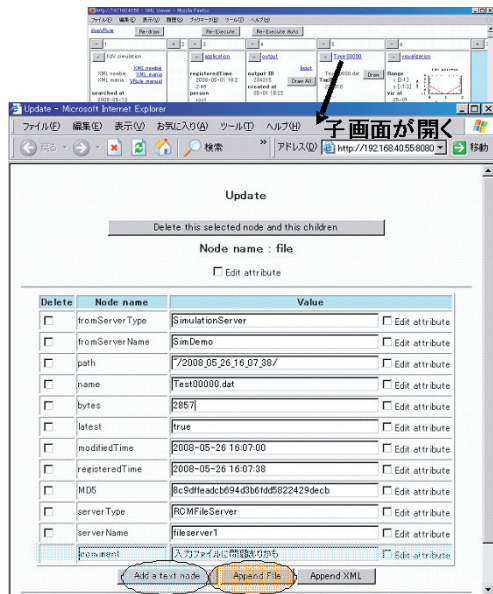


図.9 電子ノート感覚のデータベース書き込み

7) すべての情報（ファイルやその他の情報）は、XML-DBにより閲覧、書込のアクセス権限が設定されており、実体ファイルや情報をCOPYすることなく、機密情報、仮想グループ内共有情報、公開情報などを容易に管理できる。また、各ユーザが自由に仮想グループを定義することが可能であり、細かな権限管理がユーザレベルで容易に設定でき、運用において高い機動性を有している。

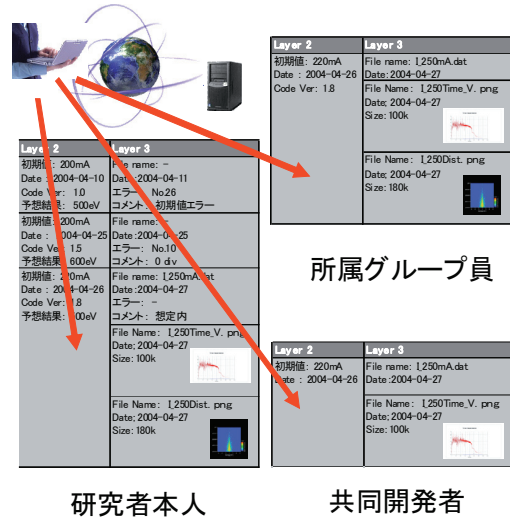


図.10 XML-DBによりアクセス制御

8) Java Web Start技術を使うことで、予めクライアントPCにサーバアプリケーション（SSHサーバ Tomcatサーバ等）の準備なしで、フレームワークからPC上のファイルをWorkflowで扱うことが可能である。

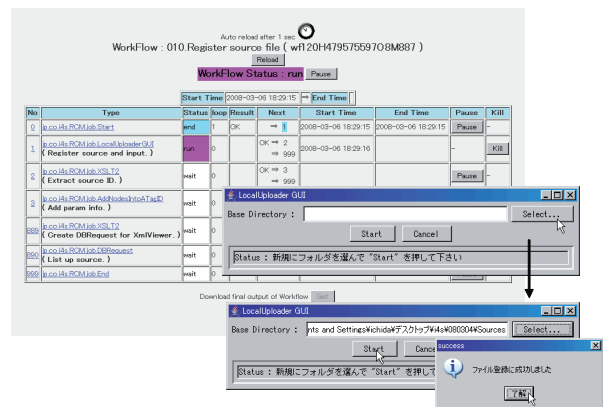


図.11 JavaWebStartによるPC内作業のWorkflow化

9) 履歴管理付きリポジトリ機能により、個人PC内のファイルをサーバにアップロードでき、更新履歴などの履歴管理ができる。

10) シミュレーションのソース管理、コンパイル、実行、可視化などを統合的に扱うことができるデータベース

ス連携型のシミュレーションポータル機能を有する。

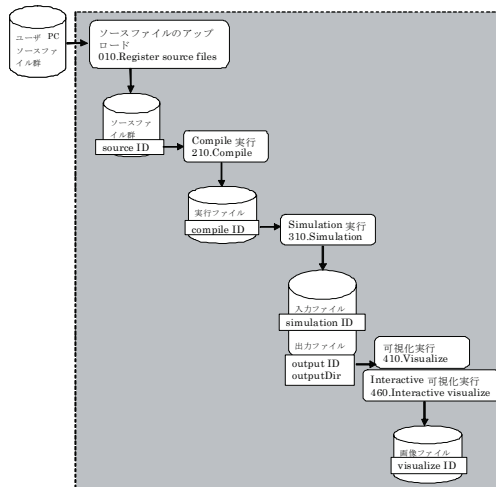


図.12 ポータルのWorkflowイメージ

実装している主要な機能は以下の通りである。

- コンパイルフェーズのコード開発支援機能
- シミュレーション自動実行機能
- バッチ可視化実行機能

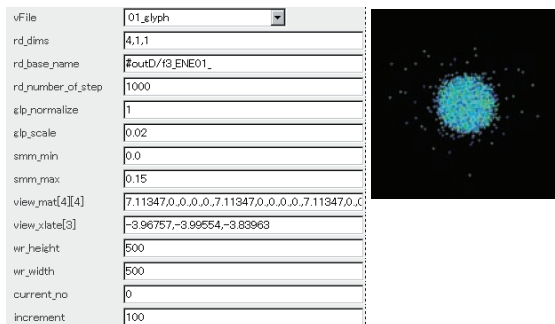


図.13 3次元空間内の粒子の散布図

- インタラクティブ可視化実行機能

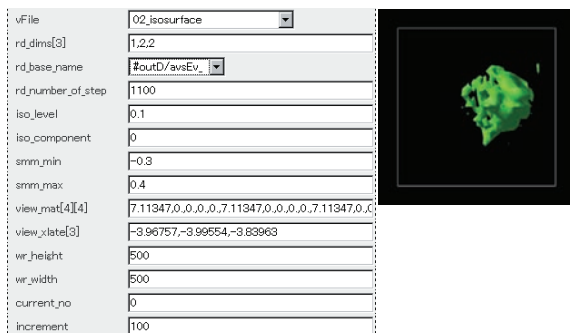


図.14 3次元場の等値面

- コンパイル、シミュレーション連動自動実行機能
- コンパイル、シミュレーション、可視化連動自動

実行機能

- パラメーターサーベイ型シミュレーション・可視化連動自動実行機能
- 様々な検索機能
- シミュレーション結果に対する表示機能
- 共同研究コラボレーション支援機能
- 電子メールによるシミュレーション結果通知機能
- 共同研究コラボレーションアクセス制御機能

11)可視化結果のみを永久保存し、rawデータ再現に必要な情報をデータベースに格納し、必要があれば、rawデータ再生成および可視化再現が可能となるシミュレーション再現機能を有する。

このシステムのすべての機能は汎用ミドルウェアで構築されており、設定・Workflowの記述のみでカスタマイズされている。PerlやJavaのような自由度の高い言語を使わないで構築ができるという点は、構築スキル、コスト、メンテナンス面で特筆すべきである。構築情報は、すべてXMLでXML-DB内に格納されており、検索、共有が可能で修正、更新も容易である。

ここでは、ILEの例を挙げたが、高エネルギー加速器研究機構のBelle実験、大阪大学医学部心臓細胞不整脈予測シミュレーション等、全く異なる分野においても同一ミドルウェアでシステム構築、運用されており、高い汎用性が実証されていることを付け加えておく。

## 5. 最後に

4章のシステム構築に使われた汎用ミドルウェアは、株式会社キャトルアイ・サイエンスが開発した研究開発統合支援ミドルウェア” R&D Chain Management System ”である。本ミドルウェアが、宇宙航空研究開発機構のHybrid風洞プロジェクトにおいても大きな力を発揮できることを期待して、本論文の結びとする。

## 参考文献

- 矢川元基 監修, ペタフロップス・コンピューティング, 培風館, ISBN978-4-563-01571-8
- 川田重夫、田子精男、他, PSE Book (応用編), 培風館, ISBN-4563015598
- 上島豊, 超並列計算機を使った超大規模光量子シミュレーションの現状と課題, Journal of the Japan Society for Simulation Technology, Vol. 19 No. 4 p. 27 - 36 (2000)
- Katsunobu Nishihara, Yutaka Ueshima, et. al., e-Science in high energy density science research, Fusion Engineering and Design, Vol. 83, Issues 2-3, p. 525-529 (2008)

# NACA0015 周りの trailing edge noise の数値シミュレーション

○黒滝卓司, 住隆博, 跡部隆(宇宙航空研究開発機構 研究開発本部), 桧山淳(三向ソフトウェア開発)

## Numerical Simulation around NACA0015 with Tonal Noise Generation

by

Takuji Kurotaki, Takahiro Sumi, Takashi Atobe (Aerospace Research and Development Directorate, JAXA) and Jun Hiyama (Sanko Software Dept.Co.,Ltd.)

### ABSTRACT

A new numerical simulation approach is applied to the flow around an NACA0015 aerofoil with tonal noise generation including the natural transition on the suction side. The acoustic fields clearly show the radiation of sound waves from just after the trailing edge region. Numerical simulations also capture a separated region at the trailing edge on the pressure side. The linear stability analysis on the pressure side shows the possibility of the existence of T-S waves and the most unstable frequency up to the separation almost coincides with the peak frequency. The power spectrum distribution of stream wise velocity fluctuation clearly indicates that the generation of T-S waves on the pressure side is strongly relevant to the determination mechanism of the selection of peak frequency of the tonal edge noise and that the self-excited feedback mechanism exists between just after the stagnation point at the leading edge and the trailing edge region.

### 1. はじめに

近年の計算機能力の発達に伴い、数値流体力学の分野では様々な計算手法が提案され、現象の解明や予測、航空機をはじめとする設計に活用されている。しかし、その成果に比例して、数値解析技術へ要求される能力も高くなり、従来では、風洞試験や理論解析でしか定量的に扱うことのできなかつた課題へ用いることが期待されている。空力騒音の予測も重要な課題の一つである。

ここでは、NACA0015 翼の後縁から発生する trailing edge noise の CFD 解析結果について扱う。Trailing edge noise は翼後縁から発生する音波と前縁部の流れ場が相互に関連する、いわゆるフィードバック音として知られているが<sup>1)3)</sup>、その詳細な機構は明らかにされていない。また、この現象を CFD で解析した例は最近いくつか存在するが、通常は二次元翼前半部を RANS で解き、後半部を LES または DNS で扱うため、後半部の流入条件を与える必要があり<sup>4)5)</sup>、フィードバック機構そのものを扱うには限界がある。

本研究では、suction side における自然遷移も含めて二次元翼全体周りを解析することにより、より本質的な現象を捕えることを目的とする。

### 2. 解析手法及び実験の概要

本研究で用いた解析コードは、3次元圧縮性ナビエ-ストークス方程式を基礎方程式とした高精度手法で、航空機の開発に必要な実用レベルでの比較的高いレイノルズ数領域における流体现象を、できるだけ少ない格子点数で、定量的に把握できる技術を目指して開発したものである。既に、本手法を用いて、二次元翼上の自然遷移現象や、フラップ付高揚力装置の解析の実績を有する<sup>6)7)</sup>。

具体的には、対流項と粘性項の差分には5重対角型の4次精度最適化コンパクトスキーム<sup>8)</sup>、時間積分には、低容量型の2-step最適化4次精度 Runge-Kutta スキーム(LDDRK)<sup>9)</sup>を用いている。また、LES のモデリングとしては、ADM (Approximate Deconvolution Model)<sup>10)</sup>によるアプローチを採り、一般座標系に拡張された高精度境界条件である Navier - Stokes characteristic boundary conditions (NSCBC)<sup>11)</sup>を組み合わせている。また、C型単一格子を用いるが、一般に翼後縁部から生じる特異線周辺の取り扱いに注意を要する。本解析では、上下面の単純平均を取る代わりに、計算領域同士の境界面を通過する物理量を特性波理論的に決定する方法を構築することによって

(Generalized Characteristics Interface Conditions)、解の低

精度化を避けている。この結合法は、一般に異なる計算領域を単点で結合し、かつ急峻なキックを許容するという優れた特徴を有している<sup>7)</sup>。

比較のために行われた実験は、コード長 0.4m の NACA 0015 二次元翼型を用いて、JAXA 研究開発本部流体グループの低乱風洞で行われた。実験のセットアップ図を図1に示す。迎角は-5度で、後縁部から約半コード長においてマイクによる騒音測定を行った。また、ホットワイヤーによる境界層の速度計測、スモークワイヤーによる流れの可視化等も行い、suction side では自然遷移が起こっていること、pressure side の後縁付近に剥離領域が存在していることを確認した。

### 3. 解析結果及び考察

解析は、表1に示すように一様流速 14.5, 20, 30 m/s の3ケースについて行った。

実験では、マイク位置におけるピーク周波数と一様流速の関係は、図2のように、 $U_{\infty}^{1.5}$  に沿うラダー構造を示し

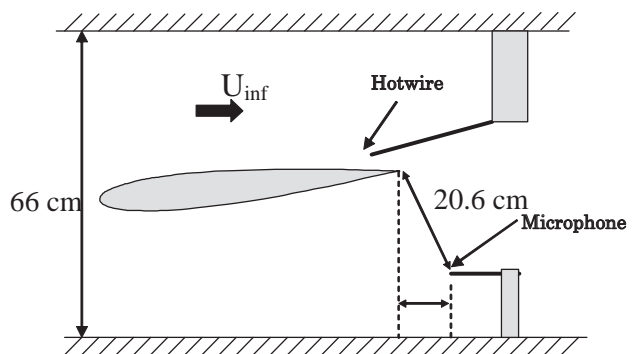


図1. Schematic diagram of experimental setup.



ている。対応する解析結果も定量的に良い一致を示す。わずかに見られる誤差は、実験で用いた風洞が閉塞型であり、かつライナー等の音響対策が十分でない等の理由であると考えられる。

それぞれの一樣流速度に対応する、解析から直接得られた圧力変動  $p - \bar{p}$  ( $\bar{p}$  は圧力平均値) 及びマイク位置での音圧分布をそれぞれ図3及び4に示す。図3からわかるように、数値解析により後縁直後からの音波の放出が捕えられている。図より読み取れる波形は、それぞれのケースにおけるピーク周波数に対応しており、その波長は一樣流速

度が 14.5 m/s から 30 m/s に増加するにつれ、およそ 3 コード長から 1 コード長に大きく変化する。

後縁近傍での流れ場を詳細に観察するために、一樣流速 14.5 m/s に対応する、pressure side のスパン方向の渦度瞬時値の等値面を図5に示す。対応する時刻のマイク位置における圧力波形も同時に付した。剥離領域が約 80% コード長以降に形成され、90% コード長付近から小さい渦が発生し、次第に成長しながら suction side で形成された乱流境界層と衝突している。その間に新たに小さい渦が発生し、1 周期後にほぼ初期の状態に戻ることがわかる。

表 1. Summary of numerical conditions.

	Case 1	Case 2	Case3
Aerofoil	NACA0015		
Chord length: $c$	0.4m		
Angle of attack: $\alpha$	-5 degrees		
Uniform flow velocity: $U_\infty$	14.5 m/s	20 m/s	30 m/s
Reynolds number: $Re_c$	$\square 4 \times 10^5$	$\square 6 \times 10^5$	$\square 8 \times 10^5$
Total grid points (circumferential $\times$ radial $\times$ span wise)	3.6 million (1001 $\times$ 71 $\times$ 51)		
Spanwise length	0.125 $c$		
Radial grid spacing on the wall surface	$2 \times 10^{-4} c$		

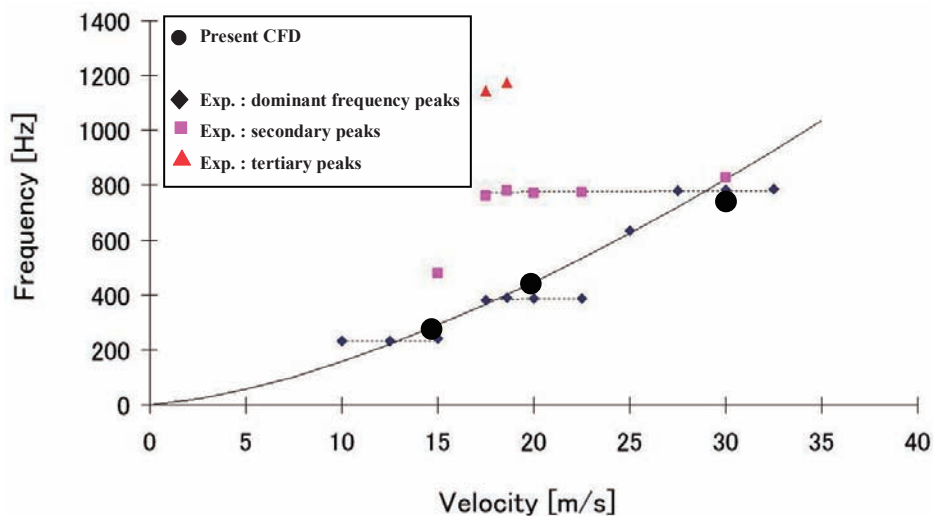
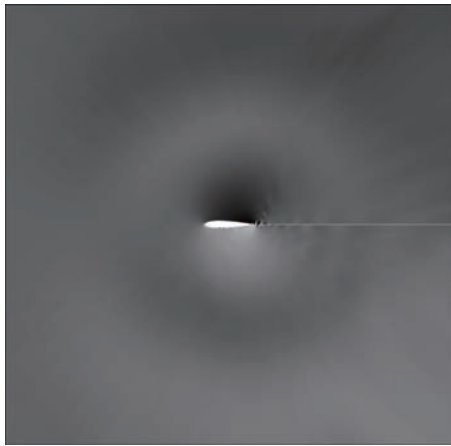
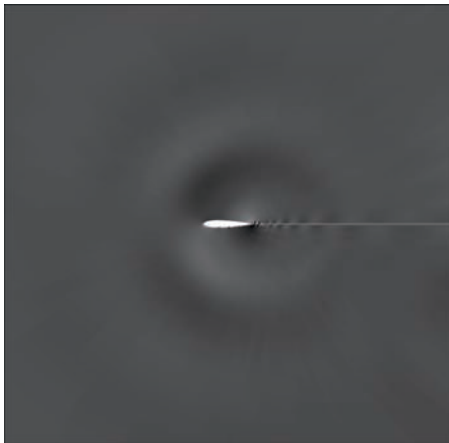


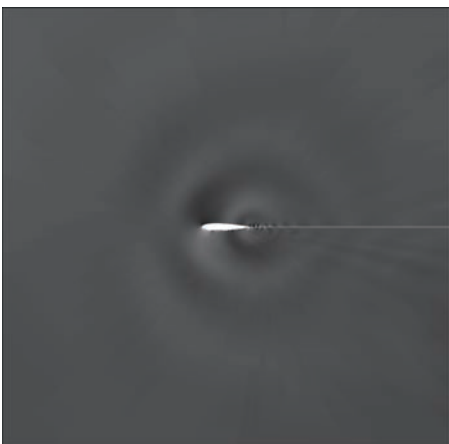
図 2. Velocity/frequency dependency, dotted lines:  $U^{0.8}$  dependency, solid line:  $U^{1.5}$  dependency.



(a) Case 1 ( $U_\infty=14.5$  m/s)

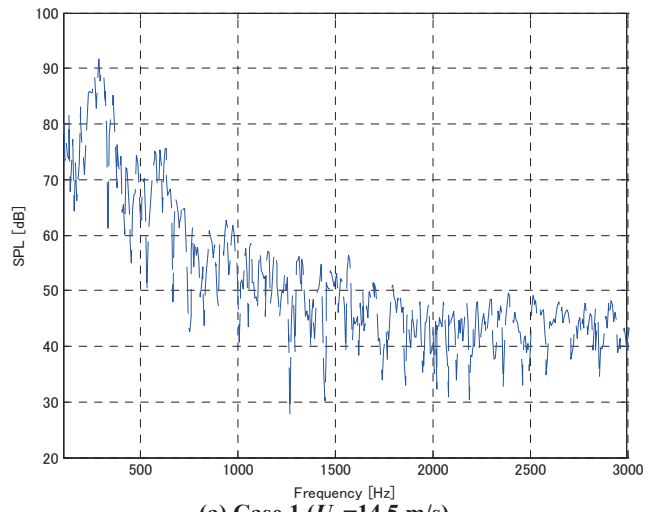


(b) Case 2 ( $U_\infty=20$  m/s)

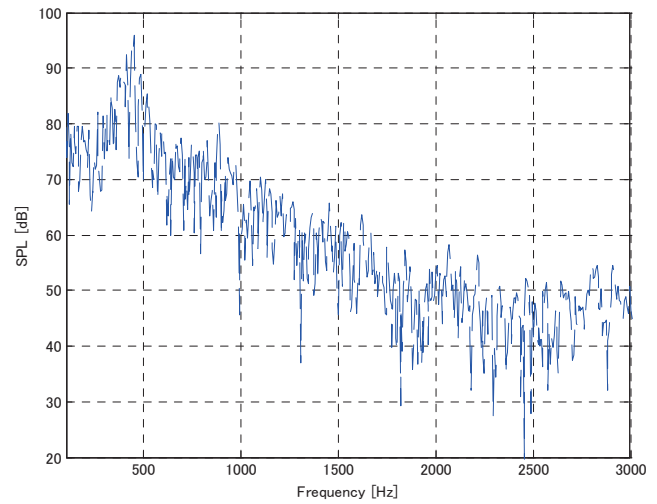


(c) Case 3 ( $U_\infty=30$  m/s)

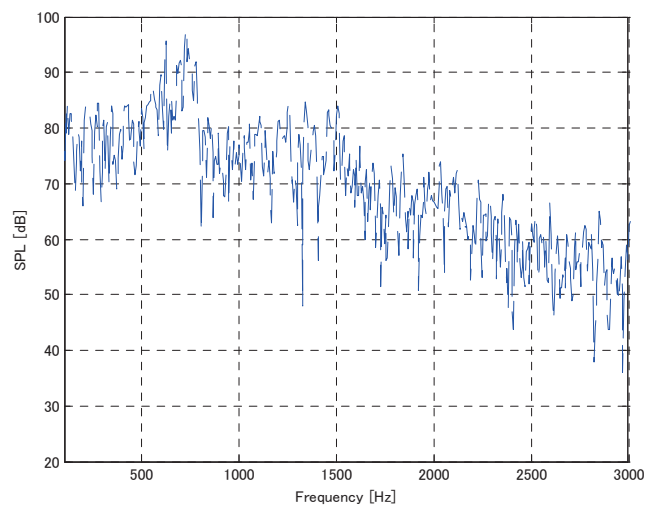
図3. Instantaneous pressure fluctuation  $p - \bar{p}$  around the airfoil at mid-span.



(a) Case 1 ( $U_\infty=14.5$  m/s)



(b) Case 2 ( $U_\infty=20$  m/s)



(c) Case 3 ( $U_\infty=30$  m/s)

図4. Frequency spectrum at the location of microphone.

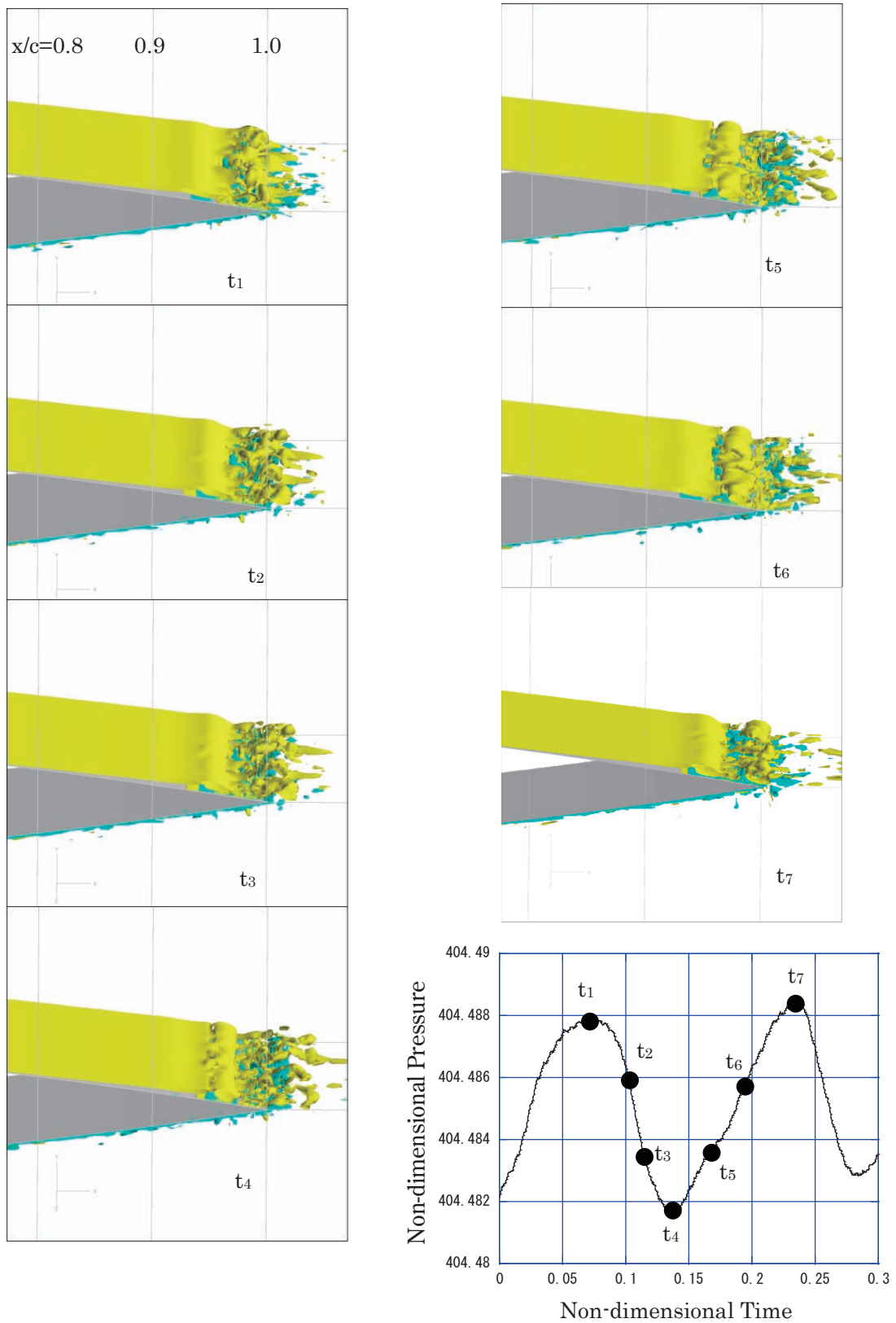


図 5. Change of instantaneous span wise vortex distribution at the trailing edge on the pressure side and corresponding time history of acoustic wave at the microphone ( $U_\infty=14.5$  m/s).

次に、trailing edge noise のフィードバックのメカニズムを調べるために、pressure side において前縁付近から剥離直前まで発生すると予想される攪乱波の不安定性を線形安定性解析を用いて定量的に調べた。攪乱の安定性に関しては2次元境界層方程式に平行流近似と線形性を仮定して得られる Orr-Sommerfeld 方程式を用いて行ない、数値計算から得られる平均速度場のデータを用いて、遷移位置予測等で一般的に用いられる  $e^N$  法によって不安定波の特性を評価した<sup>9)</sup>。

一様流速度 14.5 m/s に対応するケースについて、 $e^N$  法によって求めた  $N$  値を、各々の振動数をもつ攪乱波別にプロットしたのが図6である。横軸にコード位置、縦軸に  $N$  値をとり、剥離領域直前の70%コード長までの結果を示す。この結果によると、20%コード長までの境界層内の流れは安定で、それ以降不安定に転じる。これは、pressure side における T-S 波の存在を示唆しており、さらに興味深いこととして、剥離直前の70%コード長における最も不安定な周波数は約 250Hz となっており、これは実験及び CFD から得られた trailing edge noise のピーク周波数 (約 270 Hz) にほぼ一致する。この事実は既にいくつかの文献で指摘されており<sup>2)</sup>、ピーク音周波数と剥離領域より上流の流れとの相関を示唆していると考えられる。

さらに、CFD 結果から直接得られた境界層内速度変動の周波数分布を、各コード長位置でプロットしたものが図7である。淀み点直後の5%からほぼ剥離ラインの80%コード長位置まで、ピーク音の周波数である約 270 Hz に最大値を持つほぼ相似の分布が得られた。また、20%コード長を境にピーク周波数付近で安定から不安定に変化する傾向を示している。これらの結果から、後縁部で放射される音波の影響は淀み点直後から存在し、いわゆるフィードバック機構が淀み点直後と後縁部間で存在していることがわかった。

#### 4. 結論

NACA0015 から発生する trailing edge noise を CFD 解析によりシミュレートし、ピーク周波数に関して実験と良い一致が得られた。後縁直後から音波が放射しているのが直接捕えられ、これが pressure side の後縁部に形成される剥離領域内の渦の発生と関連していることが確認された。

安定性解析との比較により、pressure side の境界層内の T-S 波の存在が示唆され、さらに最も不安定な周波数領域とピーク音の周波数がほぼ一致した。また、CFD から直接得られた境界層内速度変動との比較から、後縁部で放射される音波の影響は淀み点直後から存在し、いわゆるフィードバック機構が淀み点直後と後縁部間で存在しているなどの知見が得られた。

#### 参考文献

- 1) Paterson, R.W., Vogt, P., Fink, M.R. and Munch, C.L., "Vortex noise of Isolated airfoils", J. of Aircraft 10, 1973, pp. 296-302.
- 2) Nash, E.C., Lowson, M.V. and McAlpine, A., "Boundary layer instability noise on airfoils", J. Fluid Mech., vol. 382, 1999, pp 27-61.
- 3) Tam, C.K.W., "Discrete tones of isolated airfoils", J. Acoust. Soc. Am. 55, 1974, 6.
- 4) Wang, M., "Computation of Trailing-edge noise at Low Mach number using LES and acoustic analogy", Annual Research Briefs-1998, Center for Turbulence Research, Stanford University/NASA Ames, 1998, pp. 91-106.
- 5) Mathey, F., "Computation of Trailing-Edge Noise Using a Zonal RANS-LES Approach and Acoustic Analogy", Conference on Turbulence and Interactions TI2006, 2006.
- 6) Kurotaki, T., Sumi, T., Atobe, T. and Hiyama, J., "Numerical Simulation around Airfoil with Natural Transition in High Reynolds Numbers", AIAA paper 2007-3841, 2007.
- 7) Sumi, T., Kurotaki, T. and Hiyama, J., "Generalized characteristic interface conditions for high-order multi-block computation", International Journal of Computational Fluid Dynamics, Vol. 21, 2007, pp. 335-350.
- 8) J. Kim and D. Lee, "Optimized Boundary Compact Finite Difference Schemes for Computational Aeroacoustics", Journal of Computational Physics, Vol. 225, 2007, pp. 995-1019.
- 9) D. Stanescu and W. Habashi, "2N-Storage Low Dissipation and Dispersion Runge-Kutta Schemes for Computational Aeroacoustics", Journal of Computational Physics, Vol. 143, 1998, pp. 674-681.
- 10) Stolz, S., Adams, N. A. and Kleiser, L., "The Approximate Deconvolution Model for LES of Compressible Flows and its Application to Shock-turbulent-boundary-layer Interaction", Phys. Fluids, Vol. 13, 2001, pp.2985-3001.
- 11) J. Kim and D. Lee, "Generalized Characteristic Boundary Conditions for Computational Aeroacoustics, Part 2", AIAA Journal, Vol. 42, 2000, pp. 47-55.

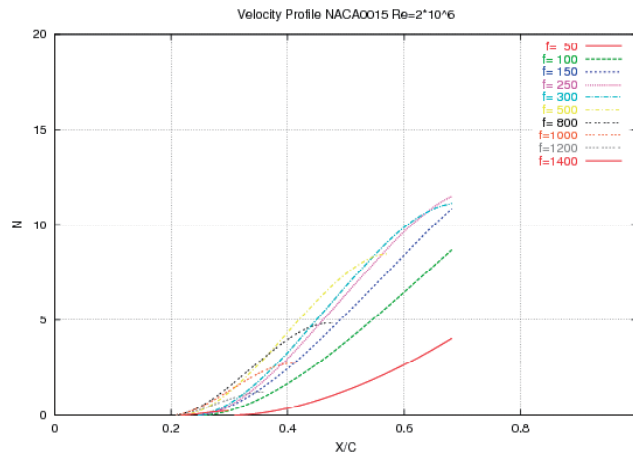


図 6. Variation of N factor with chord wise location  $x/c$  ( $U=14.5$  m/s).

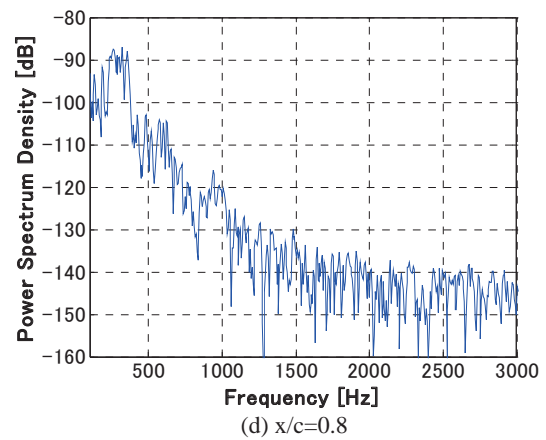
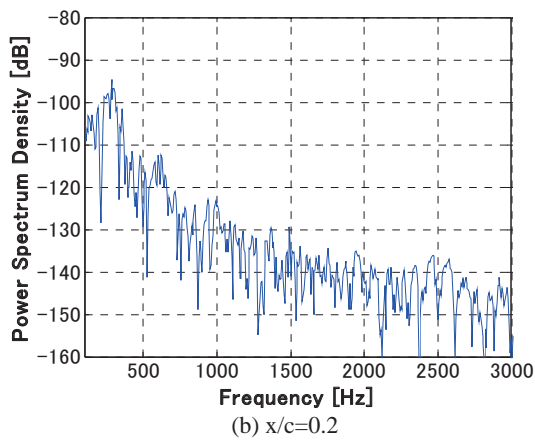
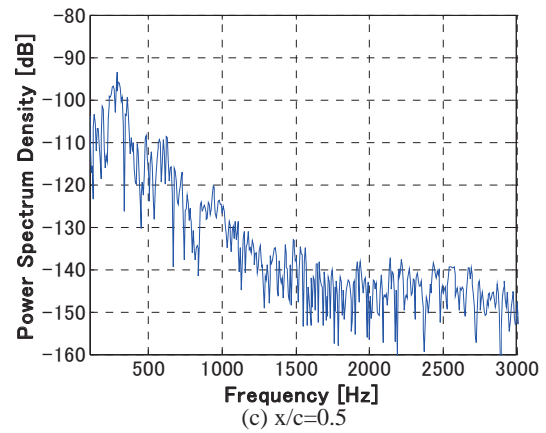
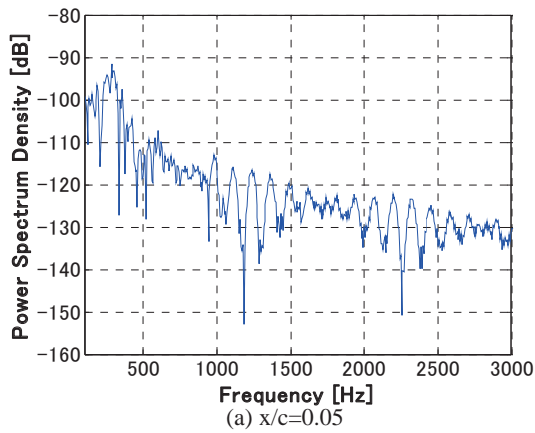


図 7. Power spectrum distribution of stream wise velocity fluctuation inside boundary layer at 0.64mm distant from wall surface ( $U=14.5$  m/s).

# FDTD 法による音響透過損失の数値解析

村上桂一, 青山剛史  
宇宙航空研究開発機構

## Numerical Analysis of Sound Transmission Loss using FDTD Method

by  
Keiichi Murakami and Takashi Aoyama

### ABSTRACT

This paper provides the results of a numerical analysis on sound transmission loss of a thin aluminum plate. The finite difference time domain (FDTD) method is used in this study because it simultaneously solves both sound wave propagation in fluid and elastic wave propagation in solid. The calculated value of sound transmission loss gives good agreement with that of mass law. Sound transmission of saw-shaped wave approximated by the sum of sine waves is also calculated. As a result, it is considered that even if a non-linear sound wave reaches to a thin plate, its high frequency components are reduced and the transmitted wave can be treated as a linear wave under the condition which an incident plane wave transmits to infinitely large thin plate.

### 1. はじめに

実際のフライトや実験によるロケット打上げ時の音響データが欧米に比べて少ない現状のなか、日本の射場やロケット形態にも適用可能な搭載衛星の音響振動に関する予測方法を確立することが重要である。そこで、JAXA では、ロケットペイロードの流体・音響・振動連成解析に関する研究を推進している。将来的には搭載衛星の音響試験を仮想的に行うことができ、得られた結果から音響振動の低減策を提案できることを究極の研究目標として定め、それに必要な要素技術の確立を目指している。具体的には、ロケットペイロードの音響振動に関する解析を以下の4項目に分けて考えている。

1. 音源解析：プルームに起因する音源の解析
2. 伝播解析：反射や回折を含む音響伝播の解析
3. 透過解析：フェアリングを透過する音波の解析
4. 振動解析：フェアリング内に伝わった音波によるペイロードの音響加振の解析

本稿では、これらの要素技術研究のうち、項目3. 透過解析の研究に関して、これまでに作製してきた流体・固体弾性波伝播解析コードを用いて薄い平板の透過解析を行い、得られた音響透過損失を理論値と比較した結果を報告する。解析手法には、電磁波伝播解析の分野で発展してきたFDTD法<sup>1)</sup>を用いた。FDTD法は、近年、流体・固体内弾性波伝播解析手法として、音響解析の分野でも脚光を浴びており、本研究でも、応力と粒子速度の微小変動成分を変数とするFDTD法に着目した。

### 2. 解法

#### 2.1 流体・固体内を伝播する弾性波の支配方程式<sup>1)</sup>

流体中を伝わる弾性波（音波）の支配方程式として、連続の式と運動方程式を考える。これら非線形な流体の支配方程式を、変数変化が小さいと仮定して線形近似することによって音波の支配方程式が得られる。3次元直交座標系 $(x, y, z)$ の場合、以下のように記述される。

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\kappa \left( \frac{\partial \dot{u}_f}{\partial x} + \frac{\partial \dot{v}_f}{\partial y} + \frac{\partial \dot{w}_f}{\partial z} \right) \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \begin{bmatrix} \dot{u}_f \\ \dot{v}_f \\ \dot{w}_f \end{bmatrix} = -\frac{1}{\rho_f} \begin{bmatrix} \frac{\partial P}{\partial x} \\ \frac{\partial P}{\partial y} \\ \frac{\partial P}{\partial z} \end{bmatrix} \quad (2)$$

ここで、 $p$ は圧力の増分、 $t$ は時間を表している。 $\kappa$ は流体の体積弾性率を、 $\rho_f$ は流体密度を表しており、これらは、圧力変化や体積変化が微小であることから一定と仮定している。また、 $u_f, v_f, w_f$ は $x, y, z$ 方向の流体要素の微小変位であり、その時間微分

$$\dot{u}_f = \partial u_f / \partial t, \dot{v}_f = \partial v_f / \partial t, \dot{w}_f = \partial w_f / \partial t$$

は、音波による流体粒子の速度変動に相当する。

一方、固体内の弾性波の支配方程式は、ひずみテンソル $S_{ij}$ と図1に示される応力テンソル $T_{ij}$ （添え字 $ij$ は $x, y, z$ を表す）との関係を表すフックの法則、及び、運動方程式である。ひずみテンソルも応力テンソルも、対角要素を中心として対称であるため、3次元応力テンソルの独立な要素は6成分となり、これらの成分を持つベクトル $\mathbf{S}, \mathbf{T}$ を用いたフックの法則は $\mathbf{T} = [\mathbf{c}] \cdot \mathbf{S}$ となる。ここで、 $[\mathbf{c}]$ はステイフネステンソルであり、その成分は、 $c_{ij} = c_{ji}$ の関係を持つ。フックの法則の両辺を時間微分した式、及び、運動方程式を具体的に記述すると、次式となる。

$$\frac{\partial}{\partial t} \begin{bmatrix} -T_1 \\ -T_2 \\ -T_3 \\ -T_4 \\ -T_5 \\ -T_6 \end{bmatrix} = -[\mathbf{c}] \begin{bmatrix} \frac{\partial}{\partial x} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{\partial}{\partial y} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{\partial}{\partial z} \\ 0 & \frac{\partial}{\partial z} & \frac{\partial}{\partial y} \\ \frac{\partial}{\partial z} & 0 & \frac{\partial}{\partial x} \\ \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial x} & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \dot{u}_s \\ \dot{v}_s \\ \dot{w}_s \end{bmatrix} \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \begin{bmatrix} \dot{u}_s \\ \dot{v}_s \\ \dot{w}_s \end{bmatrix} = -\frac{1}{\rho_s} \begin{bmatrix} \frac{\partial(-T_1)}{\partial x} + \frac{\partial(-T_5)}{\partial z} + \frac{\partial(-T_6)}{\partial y} \\ \frac{\partial(-T_2)}{\partial y} + \frac{\partial(-T_4)}{\partial z} + \frac{\partial(-T_6)}{\partial x} \\ \frac{\partial(-T_3)}{\partial z} + \frac{\partial(-T_4)}{\partial y} + \frac{\partial(-T_5)}{\partial x} \end{bmatrix} \quad (4)$$

ここでは、式の形を流体の支配方程式(1), (2)に合わせるため、応力ベクトル  $\mathbf{T}$  に負号を付け、固体粒子の速度  $\dot{u}_s$ ,  $\dot{v}_s$ ,  $\dot{w}_s$  を変数として式を整理した。図1に示される応力ベクトル成分の中で、 $T_1, T_3$  が  $x, z$  方向の垂直応力を、 $T_5$  がせん断応力をそれぞれ表す。また、3次元等方性固体モデルの場合、ステイッフネステンソルは次式となる。

$$[c] = \begin{bmatrix} c_{11} & c_{13} & c_{13} & 0 & 0 & 0 \\ c_{13} & c_{11} & c_{13} & 0 & 0 & 0 \\ c_{13} & c_{13} & c_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c_{55} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c_{55} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & c_{55} \end{bmatrix}$$

ここで、ヤング率  $E$  とポアソン比  $\nu$  を用いると、 $c_{11} = E(1-\nu)/(1+\nu)/(1-2\nu)$ ,  $c_{13} = E\nu/(1+\nu)/(1-2\nu)$   
 $c_{55} = (c_{11} - c_{13})/2 = E/2/(1-\nu)$  である。

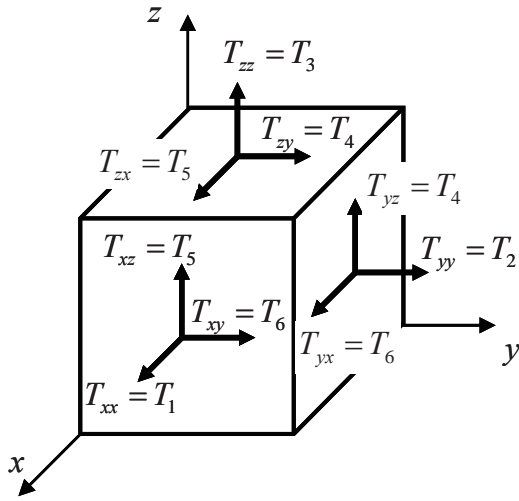


図1 応力の定義

## 2.2 FDTD 法

流体、固体の支配方程式とも、応力の時間微分が粒子速度の空間一階微分、粒子速度の時間微分が応力の空間一階微分で記述されている。FDTD 法は、式(1)から式(4)の支配方程式に対し、スタッガードメッシュを用いた蛙飛び差分法<sup>2)</sup>を適用したものであり、時間及び空間微分を2次精度中心差分で近似する。上述の通り、流体、固体とも支配方程式が同じ形式となるので、同様のスキームで解析が可能であることが、FDTD 法の特徴である。FDTD 法によって定式化された具体的な差分式を、参考までに、以下に示す。

流体：

$$\begin{aligned} P_{i,j,k}^{n+1/2} &= P_{i,j,k}^{n-1/2} \\ &- \kappa \frac{2\Delta t}{2\Delta x} \left\{ (\dot{u}_f)_{i+1/2,j,k}^n - (\dot{u}_f)_{i-1/2,j,k}^n \right\} \\ &- \kappa \frac{2\Delta t}{2\Delta y} \left\{ (\dot{v}_f)_{i,j+1/2,k}^n - (\dot{v}_f)_{i,j-1/2,k}^n \right\} \\ &- \kappa \frac{2\Delta t}{2\Delta z} \left\{ (\dot{w}_f)_{i,j,k+1/2}^n - (\dot{w}_f)_{i,j,k-1/2}^n \right\} \\ (\dot{u}_f)_{i+1/2,j,k}^{n+1} &= (\dot{u}_f)_{i+1/2,j,k}^n \\ &- \frac{1}{\rho_f} \frac{2\Delta t}{2\Delta x} \left\{ P_{i+1,j,k}^{n+1/2} - P_{i,j,k}^{n+1/2} \right\} \\ (\dot{v}_f)_{i,j+1/2,k}^{n+1} &= (\dot{v}_f)_{i,j+1/2,k}^n \\ &- \frac{1}{\rho_f} \frac{2\Delta t}{2\Delta y} \left\{ P_{i,j+1,k}^{n+1/2} - P_{i,j,k}^{n+1/2} \right\} \\ (\dot{w}_f)_{i,j,k+1/2}^{n+1} &= (\dot{w}_f)_{i,j,k+1/2}^n \\ &- \frac{1}{\rho_f} \frac{2\Delta t}{2\Delta z} \left\{ P_{i,j,k+1}^{n+1/2} - P_{i,j,k}^{n+1/2} \right\} \end{aligned}$$

固体：

$$\begin{aligned} (-T_1)_{i,j,k}^{n+1/2} &= (-T_1)_{i,j,k}^{n-1/2} \\ &- c_{11} \frac{2\Delta t}{2\Delta x} \left\{ (\dot{u}_s)_{i+1/2,j,k}^n - (\dot{u}_s)_{i-1/2,j,k}^n \right\} \\ &- c_{13} \frac{2\Delta t}{2\Delta y} \left\{ (\dot{v}_s)_{i,j+1/2,k}^n - (\dot{v}_s)_{i,j-1/2,k}^n \right\} \\ &- c_{13} \frac{2\Delta t}{2\Delta z} \left\{ (\dot{w}_s)_{i,j,k+1/2}^n - (\dot{w}_s)_{i,j,k-1/2}^n \right\} \\ (-T_2)_{i,j,k}^{n+1/2} &= (-T_2)_{i,j,k}^{n-1/2} \\ &- c_{13} \frac{2\Delta t}{2\Delta x} \left\{ (\dot{u}_s)_{i+1/2,j,k}^n - (\dot{u}_s)_{i-1/2,j,k}^n \right\} \\ &- c_{11} \frac{2\Delta t}{2\Delta y} \left\{ (\dot{v}_s)_{i,j+1/2,k}^n - (\dot{v}_s)_{i,j-1/2,k}^n \right\} \\ &- c_{13} \frac{2\Delta t}{2\Delta z} \left\{ (\dot{w}_s)_{i,j,k+1/2}^n - (\dot{w}_s)_{i,j,k-1/2}^n \right\} \\ (-T_3)_{i,j,k}^{n+1/2} &= (-T_3)_{i,j,k}^{n-1/2} \\ &- c_{13} \frac{2\Delta t}{2\Delta x} \left\{ (\dot{u}_s)_{i+1/2,j,k}^n - (\dot{u}_s)_{i-1/2,j,k}^n \right\} \\ &- c_{13} \frac{2\Delta t}{2\Delta y} \left\{ (\dot{v}_s)_{i,j+1/2,k}^n - (\dot{v}_s)_{i,j-1/2,k}^n \right\} \\ &- c_{11} \frac{2\Delta t}{2\Delta z} \left\{ (\dot{w}_s)_{i,j,k+1/2}^n - (\dot{w}_s)_{i,j,k-1/2}^n \right\} \\ (-T_4)_{i,j+1/2,k+1/2}^{n+1/2} &= (-T_4)_{i,j+1/2,k+1/2}^{n-1/2} \\ &- c_{55} \frac{2\Delta t}{2\Delta z} \left\{ (\dot{v}_s)_{i,j+1/2,k+1}^n - (\dot{v}_s)_{i,j+1/2,k}^n \right\} \\ &- c_{55} \frac{2\Delta t}{2\Delta y} \left\{ (\dot{w}_s)_{i,j+1,k+1/2}^n - (\dot{w}_s)_{i,j,k+1/2}^n \right\} \\ (-T_5)_{i+1/2,j,k+1/2}^{n+1/2} &= (-T_5)_{i+1/2,j,k+1/2}^{n-1/2} \\ &- c_{55} \frac{2\Delta t}{2\Delta z} \left\{ (\dot{u}_s)_{i+1/2,j,k+1}^n - (\dot{u}_s)_{i+1/2,j,k}^n \right\} \\ &- c_{55} \frac{2\Delta t}{2\Delta x} \left\{ (\dot{w}_s)_{i+1,j,k+1/2}^n - (\dot{w}_s)_{i,j,k+1/2}^n \right\} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 (-T_6)_{i+1/2,j+1/2,k}^{n+1/2} &= (-T_6)_{i+1/2,j+1/2,k}^{n-1/2} \\
 &\quad - c_{55} \frac{2\Delta t}{2\Delta y} \left\{ (\dot{u}_s)_{i+1/2,j+1,k}^n - (\dot{u}_s)_{i+1/2,j,k}^n \right\} \\
 &\quad - c_{55} \frac{2\Delta t}{2\Delta x} \left\{ (\dot{v}_s)_{i+1,j+1/2,k}^n - (\dot{v}_s)_{i,j+1/2,k}^n \right\} \\
 (\dot{u}_s)_{i+1/2,j,k}^{n+1} &= (\dot{u}_s)_{i+1/2,j,k}^n \\
 &\quad - \frac{1}{\rho_s} \frac{2\Delta t}{2\Delta x} \left\{ (-T_1)_{i+1,j,k}^{n+1/2} - (-T_1)_{i,j,k}^{n+1/2} \right\} \\
 &\quad - \frac{1}{\rho_s} \frac{2\Delta t}{2\Delta z} \left\{ (-T_5)_{i+1/2,j,k+1/2}^{n+1/2} - (-T_5)_{i+1/2,j,k-1/2}^{n+1/2} \right\} \\
 &\quad - \frac{1}{\rho_s} \frac{2\Delta t}{2\Delta y} \left\{ (-T_6)_{i+1/2,j+1/2,k}^{n+1/2} - (-T_6)_{i+1/2,j-1/2,k}^{n+1/2} \right\} \\
 (\dot{v}_s)_{i,j+1/2,k}^{n+1} &= (\dot{v}_s)_{i,j+1/2,k}^n \\
 &\quad - \frac{1}{\rho_s} \frac{2\Delta t}{2\Delta y} \left\{ (-T_2)_{i,j+1,k}^{n+1/2} - (-T_2)_{i,j,k}^{n+1/2} \right\} \\
 &\quad - \frac{1}{\rho_s} \frac{2\Delta t}{2\Delta z} \left\{ (-T_4)_{i,j+1/2,k+1/2}^{n+1/2} - (-T_4)_{i,j+1/2,k-1/2}^{n+1/2} \right\} \\
 &\quad - \frac{1}{\rho_s} \frac{2\Delta t}{2\Delta x} \left\{ (-T_6)_{i+1/2,j+1/2,k}^{n+1/2} - (-T_6)_{i-1/2,j+1/2,k}^{n+1/2} \right\} \\
 (\dot{w}_s)_{i,j,k+1/2}^{n+1} &= (\dot{w}_s)_{i,j,k+1/2}^n \\
 &\quad - \frac{1}{\rho_s} \frac{2\Delta t}{2\Delta z} \left\{ (-T_3)_{i,j,k+1}^{n+1/2} - (-T_3)_{i,j,k}^{n+1/2} \right\} \\
 &\quad - \frac{1}{\rho_s} \frac{2\Delta t}{2\Delta y} \left\{ (-T_4)_{i+1/2,j+1/2,k}^{n+1/2} - (-T_4)_{i+1/2,j-1/2,k}^{n+1/2} \right\} \\
 &\quad - \frac{1}{\rho_s} \frac{2\Delta t}{2\Delta x} \left\{ (-T_5)_{i+1/2,j,k+1/2}^{n+1/2} - (-T_5)_{i-1/2,j,k+1/2}^{n+1/2} \right\}
 \end{aligned}$$

これらの式で、 $n$  は時間ステップ、 $i, j, k$  はそれぞれ  $x, y, z$  方向の格子インデックスを示しており、 $\Delta t$  は時間離散間隔、 $\Delta x, \Delta y, \Delta z$  は空間離散間隔である。これらの式に示されるように、半整数  $n+1/2$  タイムステップの圧力を含む応力は、現時刻  $n$  の粒子速度と半整数タイムステップ前  $n-1/2$  での応力から求められ、現時刻の応力を必要としない。これは、この差分法が蛙飛び差分と呼ばれる所以である。また、これらの差分式から、圧力及び応力と粒子速度は  $\Delta t$  毎に交互に計算されるので、これらの値が同時に決まらないことが分かる。

2. 3 流体と固体が接する面の境界条件

図2は、2次元の場合の、流体領域及び固体領域に於ける変数と格子点の対応を示しているが、3次元の場合への拡張は容易である。図2の中で、黄色の点及び白色の点は半整数タイムステップ  $n+1/2$  での圧力及び応力を、黒色の点は整数タイムステップ  $n$  での粒子速度を表している。図2のように固体と流体が接する場合、その境界面の境界条件は、次のように計算される。まず、境界面に垂直な応力  $T_3$  と圧力  $P$  が等しくなるように、流体側の固体内部の仮想点（緑色の点）で、 $P = T_3$  とする。次に、この  $P$  を用いて青色の点での流体粒子速度  $\dot{w}_f$  を求め、固体粒子速度  $\dot{w}_s$  が  $\dot{w}_f$  と等しくなるように与える。また、流体の粘性は考慮していないので、固体表面でのせん断応力が  $0$  となるように、赤色の点で  $T_5 = 0$  とする。

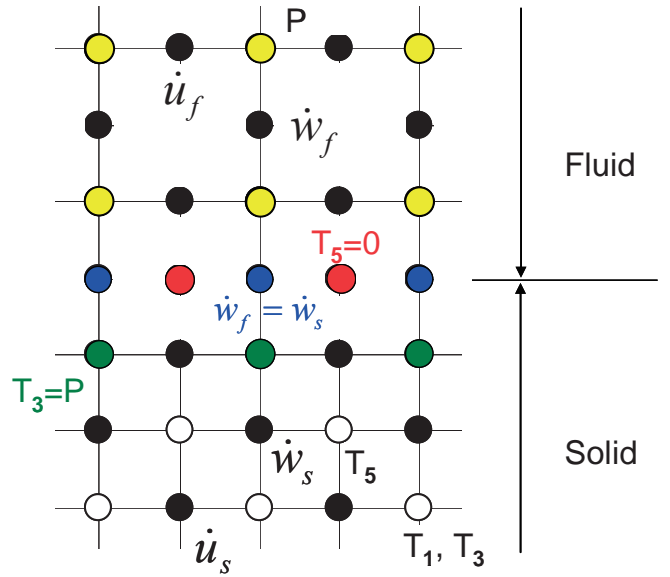


図2 FDTD法による変数とインデックスの対応

2. 4 吸収境界条件

計算領域の外側境界で不必要な音波の反射を防ぐために、必要に応じた精度の吸収境界条件を適用する。例えば、吸収境界に平行な方向の変化が小さいならば、Murの1次精度吸収境界条件<sup>3)</sup>を用いることができる。これは、境界面に垂直な方向の圧力に対する音速を  $c$  で表した1次元波動方程式

$$\frac{\partial^2 P}{\partial x^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} = 0$$

を、代数的に因数分解した次式

$$\left( \frac{\partial}{\partial x} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \right) \left( \frac{\partial}{\partial x} - \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \right) P = 0$$

から導かれる。即ち、 $x$  方向のインデックス  $i$  の面に吸収境界を設定するならば、そこから負の方向に進行する波が  $0$  となるように、次式を差分近似した式から境界での圧力を求める。

$$\frac{\partial P}{\partial x} = -\frac{1}{c} \frac{\partial P}{\partial t} \quad (5)$$

式(5)の差分式は、時間インデックス  $n$ 、空間インデックス  $i-1/2$  で求められるが、FDTD法における圧力  $P$  の時間と空間のインデックスは  $n+1/2$  と  $i$  なので、両隣の差分式の平均を用いる。具体的には、次式ようになる。

$$\left( \frac{\partial P}{\partial x} \right)_{i-1/2}^n = \frac{1}{2} \left\{ \left( \frac{\partial P}{\partial x} \right)_{i-1/2}^{n+1/2} + \left( \frac{\partial P}{\partial x} \right)_{i-1/2}^{n-1/2} \right\} \quad (6)$$

$$\approx \frac{1}{2\Delta x} \left( P_i^{n+1/2} - P_{i-1}^{n+1/2} + P_i^{n-1/2} - P_{i-1}^{n-1/2} \right)$$

$$\left( \frac{\partial P}{\partial t} \right)_{i-1/2}^n = \frac{1}{2} \left\{ \left( \frac{\partial P}{\partial t} \right)_i^n + \left( \frac{\partial P}{\partial t} \right)_{i-1}^n \right\} \quad (7)$$

$$\approx \frac{1}{2\Delta t} \left( P_i^{n+1/2} - P_i^{n-1/2} + P_{i-1}^{n+1/2} - P_{i-1}^{n-1/2} \right)$$

式(6)と(7)を式(5)に代入し、インデックス  $(i, n+1/2)$  における  $P$  を求めると、次式のように Mur の1次精度吸収境界条件式が得られる。



$$P_i^{n+\frac{1}{2}} = P_i^{n-\frac{1}{2}} + \frac{c\Delta t - \Delta x}{c\Delta t + \Delta x} \left( P_{i-1}^{n+\frac{1}{2}} - P_i^{n-\frac{1}{2}} \right) \quad (8)$$

本解析では、平面波の透過を解析対象としており、吸収境界における境界面の接線方向の圧力変化は小さいとみなせるので Mur の 1 次精度吸収境界条件式(8)を用いた。しかし、球面波の伝播解析など、接線方向の圧力変化が無視できない場合には、Mur の 2 次精度吸収境界条件<sup>3)</sup> や PML (Perfectly Matched Layer)<sup>4)</sup> などが一般的に用いられる。

## 2. 5 音源

本解析では、平面波が平板に対して垂直に入射するように音源を設定した。具体的には、平板と反対側の流体領域境界付近に、振幅 1 の正弦波を時間の関数として連続的に与えた。ただし、このような平面波音源の与え方では、平板で反射して音源の位置に戻ってきた音波が、音源でも反射されて再び平板に達してしまい、後に示すように解析結果の透過波が正弦波に漸近するまで、様な入射波が与えられない。そこで、透過波が正弦波に漸近するのに十分な周期の入射波が与えられるように、音源が存在する流体領域を十分に長く設定し、音源で反射した音波が再び平板に達するまで解析を行うこととした。具体的には、平板の厚さ 2mm に対し、音源側の流体領域の長さを 6m とした。

## 3. 薄い平板の音響透過損失

### 3. 1 理論式

ある遮音構造物に強さ  $I_i$  の音波が入射したとき、構造物の裏側から生じる透過波の強さを  $I_t$  とすると、透過損失  $TL$  [dB] は、次式で定義される。

$$TL = 10 \log_{10} \frac{I_i}{I_t}$$

図 3 のように、特性インピーダンス  $\rho a$  ( $a$  は音速) の気体中に音波の波長よりも十分薄く、広さが十分広い均質な平板があり、この平板に正弦平面波が角度 0 度で入射する場合を考える<sup>5)</sup>。平板の音響インピーダンス密度  $z_a$  が、平板に垂直方向の固体粒子速度  $\dot{u}_0$  を用いて  $z_a = p/\dot{u}_0$  と書けるならば、音圧のつり合い条件は

$$p_i + p_r = p_t + z_a \dot{u}_0$$

となる。粒子速度の連続条件は、薄い板への平面波の垂直入射では  $\dot{u}_t = \dot{u}_0$  と仮定できるので、

$$\dot{u}_i - \dot{u}_r = \dot{u}_t = \dot{u}_0$$

となる。平面波では、 $p = \rho a \dot{u}$  が成り立つので、粒子速度の式は、

$$p_i - p_r = p_t$$

となる。これらの式から  $p_r$  を消去し、次式を得る。

$$2p_i = 2p_t + z_a \dot{u}_0 = 2p_t + z_a \dot{u}_t = 2p_t + z_a \frac{p_t}{\rho a} \quad (9)$$

上式を変形すると、

$$\frac{p_i}{p_t} = 1 + \frac{z_a}{2\rho a}$$

となる。流体中の平面波においては、音の強さ  $I$  と音圧  $p$  の間に  $I = p^2/(\rho a)$  の関係が成り立つので、この場合の透過損失の式は次式となる。

$$TL = 10 \log_{10} \left| \frac{p_i}{p_t} \right|^2 = 10 \log_{10} \left| 1 + \frac{z_a}{2\rho a} \right|^2 \quad (10)$$

一方、薄い平板の振動方向に  $x$  軸をとり、 $m$  を平板の面密度として、単位面積当たりの平板の運動方程式を次式で表す。

$$\frac{1}{2} m \frac{d^2 x}{dt^2} = p_i - p_t$$

この式の解の形として、 $x = x_0 \exp(i\omega t)$  を仮定し、 $\dot{u}_0 = dx/dt$  について整理すると、 $i\omega m \dot{u}_0 = 2(p_i - p_t)$  となる。式(9)の最初の等式から  $z_a = 2(p_i - p_t)/\dot{u}_0$  なので、 $z_a = i\omega m$  と表せる。これを、式(10)に代入すると、角振動数  $\omega$  の垂直入射波に対する面密度  $m$  の薄い平板の透過損失  $TL$  [dB] は、次式の質量則で表される。

$$TL = 10 \log_{10} \left\{ 1 + \left( \frac{\omega m}{2\rho a} \right)^2 \right\}$$

気体として空気を考えて、空気の密度と音速を  $\rho = 1.226 \text{ kg/m}^3$ 、 $a = 340 \text{ m/s}$  とし、固体として金属を考えると、 $\omega m \gg 2\rho a$  と仮定できる。更に、入射音波の周波数  $f$  を用いて、 $\omega = 2\pi f$  を代入すると、質量則による透過損失の近似式が次式のように得られる。

$$TL \approx 20 \log_{10}(fm) - 42.5 \quad (11)$$

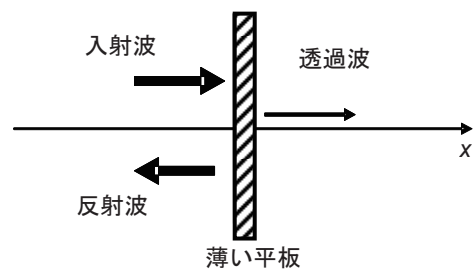


図 3 平板による遮音モデル

### 3. 2 質量則と計算結果の比較

平板の解析モデルとして、図 4 に示される模式図のように、静止流体中に置かれた固体に平面波が垂直に入射する場合を考える。具体的には、厚さ 2mm のアルミ板に、圧力変動の振幅が 1Pa の、800Hz と 1kHz の正弦波が入射する場合を考え、アルミ板の面密度を 5.4kg/m<sup>2</sup> に設定した。解析に用いた媒質定数を表 1 に示す。

表 1 解析に用いた媒質定数

	密度 [kg/m <sup>3</sup> ]	縦波伝播速度 [m/s]	横波伝播速度 [m/s]
流体(空気)	1.226	340	N/A
固体(アルミ)	2,700	6,420	3,040

FDTD 法による数値計算では、平板の垂直方向に少なくとも 4 セルが入るように最小格子幅  $\Delta d$  を 0.5mm に設定し、流体領域の格子幅も同様とした。平板に平行な方向には 50 セルとり、この方向の境界条件には、無限に広い平板を模擬する為に周期境界条件を設定した。クーラン数 CFL

を 0.5 とし、解析モデル設定の中で最速であるアルミ板内の縦波伝播速度  $V_p = 6,420\text{m/s}$  を用いると、時間刻み幅  $\Delta t$  は、次式で与えられる。

$$\Delta t = \text{CFL}\Delta d / V_p = 3.89 \times 10^{-8} \text{ s}$$

図5に、計算初期段階の過渡的な透過波を示す。この図からわかるように、本解析モデルの場合、計算時間を十分に取らなければ、透過波が正弦波にならない。しかし、図6に示されるように、透過波の波形は正弦波に漸近するので、計算時間を十分に取ったときの波形から透過損失を求める。計算結果の波形から透過損失を求める式として、次式を用いた。

$$TL_c = \log_{10} \left( \overline{p_i^2} / p_i^2 \right) \quad (12)$$

ここで、 $\overline{p_i^2}$  は入射波の音圧の2乗平均を表し、1周期の間に 10 タイムステップごとに保存した  $N$  個の音圧データ  $p_i^n$  を用いて、次式から求める。

$$\overline{p_i^2} = \frac{1}{\tau} \int_0^\tau p_i(t)^2 dt \approx \frac{1}{N-1} \sum_{n=1}^N \frac{(p_i^{n-1})^2 + (p_i^n)^2}{2}$$

$\overline{p_i^2}$  についても、透過波の計算結果から、図6の右端の1周期  $\tau$  のデータを用いて同様に求め、式(12)から  $TL_c$  を計算した。

式(11)の質量則から求めた理論値と、式(12)から求めた計算結果との比較を、図7に示す。この図から、作製したFDTD法による流体・固体弾性波伝播解析コードを用いて計算した透過損失が理論値と良く一致していることがわかり、このことから解析コードの妥当性が確認できる。

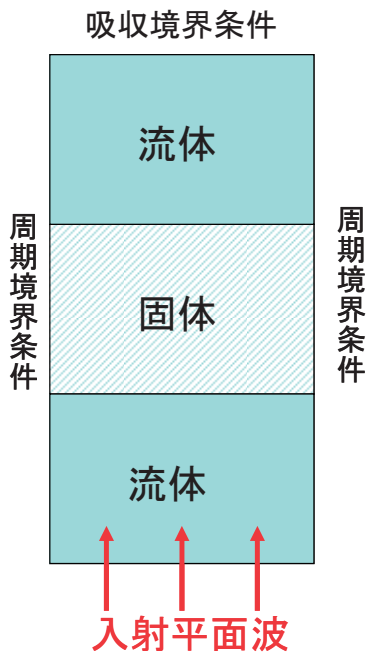


図4 解析モデルの模式図

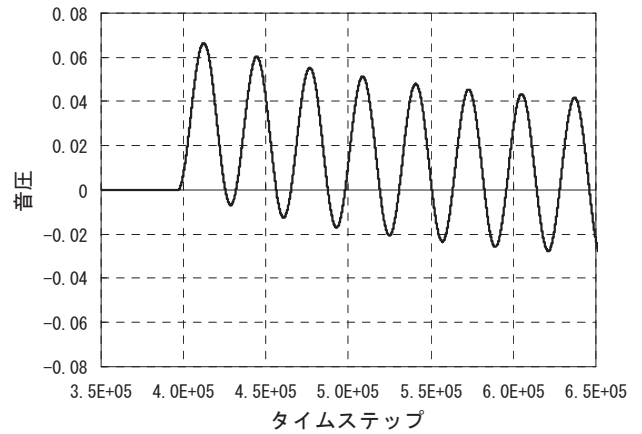


図5 過渡期の透過波

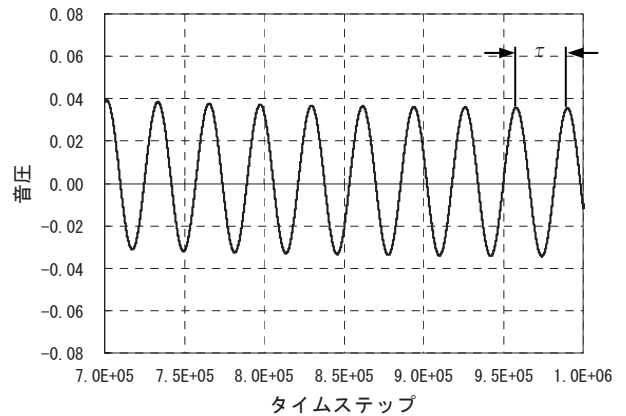


図6 計算時間を十分に取ったときの透過波

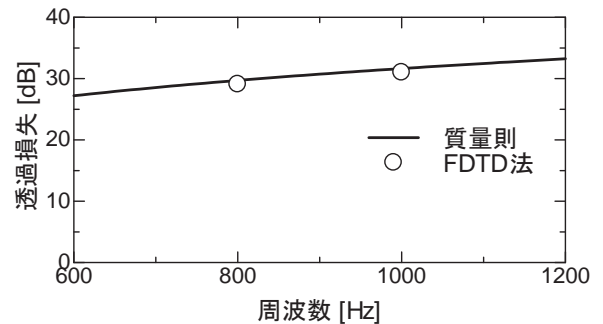


図7 質量則とFDTD法による計算結果の比較

#### 4. 近似鋸波の透過解析

ロケット打上げ時に排気プルームに起因して発生する音圧は、初期音圧レベルが高い故に、フェアリング到達時までに鋸波状の非線形波に成り得る。この非線形波の透過特性を知ることが、衛星などのロケットペイロード打上げの信頼性向上に必要である。

本解析コードでは音響伝播の支配方程式が線形を仮定しているため、非線形音波を直接扱うことは出来ないが、次式のように、正弦波の重ね合わせで得られる近似的な鋸波を考える。

$$F(t) = \frac{2}{\pi} \sum_{m=1}^{25} (-1)^{m+1} \frac{\sin(m\omega t)}{m} \quad (13)$$

式(13)の  $\omega$  に 1kHz に対応した値を与えるならば、 $F(t)$  は、25kHz までの高周波成分を含む。式(13)で与えられる入射鋸波の波形を図8に示す。

作製した FDTD 解析コードを用いて、式(13)で与えられる近似鋸波が、板厚 2mm の無限に広いと仮定されたアルミ平板に入射する場合の透過解析を行った。計算時間を十分に取ったときの透過波の波形を、図9に示す。図8と図9を比較すると、透過波の波形は入射波の波形とは、かなり異なることが分かる。これは、質量則が成立する範囲では、式(11)に示されるように、高周波成分ほど透過損失が大きく、近似鋸波の高周波成分が透過し難いためと考えられる。実際に、図10に示されるように、式(13)で与えられる近似鋸波とその透過波の FFT 解析結果を見ると、透過波の高周波成分のパワースペクトルの減少が顕著に見られる。ただし、図9に示される透過波の波形が正負対称にならない理由は、今のところ明らかになっていない。

これらの解析結果から、非線形波が薄い平板を透過するとき、本解析条件の範囲内では、高周波成分が透過の過程で減少するので、透過波を線形的に扱うことが出来ると考えられる。

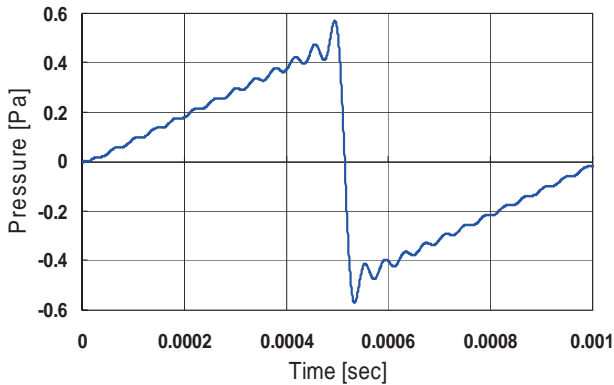


図8 近似鋸波の波形

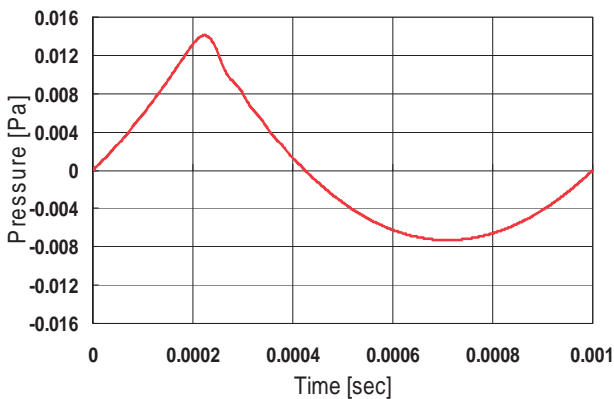


図9 近似鋸波が入射したときの透過波の波形

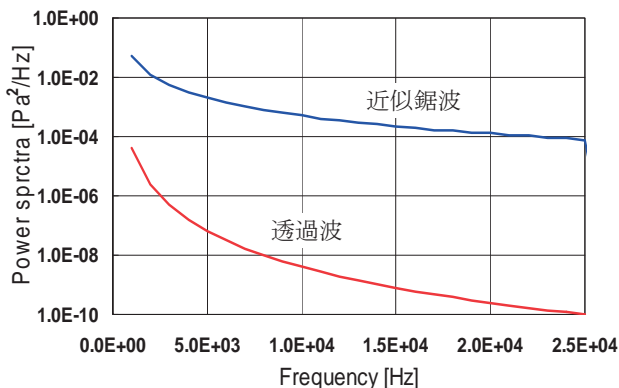


図10 近似鋸波及び透過波の FFT 解析結果

## 5. まとめ

作製した FDTD 法による流体・固体弾性波伝播解析コードを用いて、薄い平板の透過損失を計算した。質量則が成り立つ条件で計算した結果と、質量則の理論式から得られた値とを比較したところ、両者は良く一致しており、解析コードの妥当性が確認できた。

また、作製した FDTD 解析コードを用いて、薄い平板に対する近似鋸波の透過解析を行った。その結果、無限に広い薄い平板に平面波が垂直入射する条件の計算では、入射する近似鋸波の高周波成分の透過損失が大きく、透過波の波形が鋸波の波形とは大きく異なることが、確かめられた。今後の課題として、

- 透過損失の実験データとの比較による検証
  - 4辺を拘束した平板の透過損失
- 実際の3次元ハニカム形状への適用
  - フェアリングなどの一般形状への適用
    - 一般座標系の支配方程式へのFDTD法の適用
  - 薄い外板やコア部に起因する計算コストの削減
    - 音響透過特性を考慮したモデル化

などが挙げられる。

## 参考文献

- 1) 佐藤正弘, FDTD 法による弾性振動・波動の解析入門, 森北出版, 2003.
- 2) C. Hirsh, *Numerical Computation of Internal and External Flows*, Volume 1, JHON WILEY & SONS, 1989.
- 3) G. Mur, "Absorbing boundary condition for the finite-difference approximation of the time-domain electromagnetic-field equations," *IEEE Transactions on EMC*, Vol. 23, pp. 377-382, 1981.
- 4) J. P. Berenger, "A perfectly Matched Layer for the Absorption of Electromagnetic Waves," *J. Comp. Phys.* Vol. 114, pp. 185-200, 1994.
- 5) 社団法人 日本音響材料協会編, 騒音・振動対策ハンドブック, 技報堂出版, 1982.

## 波動ベース法による音響透過解析

高橋 孝<sup>1</sup>、村上桂一<sup>1</sup>、青山剛史<sup>1</sup>、金田英和<sup>2</sup>

<sup>1</sup>宇宙航空研究開発機構 研究開発本部

<sup>2</sup>計算力学研究センター

## Sound Transmission Analysis Using the Wave Based Method

by

Takashi Takahashi, Keiichi Murakami, Takashi Aoyama (JAXA), and Hidekazu Kaneda (RCCM)

### ABSTRACT

This paper focuses on sound transmission analysis with wide frequency range. In general, spacecraft are exposed to high acoustic pressure transmitted through payload fairings. Therefore, numerical prediction of vibroacoustic response with wide frequency range is quite important to design and develop reliable spacecraft and launch vehicles. Computational Fluid Dynamics (CFD) based on the finite volume methods etc. is sometimes used to predict unsteady acoustic environment with low frequency range at the launch site. As for steady-state vibroacoustic analysis in the low frequency range, the Finite Element Method (FEM) and Boundary Element Method (BEM) are often used. On the other hand, Statistical Energy Analysis (SEA) is applied in the high frequency range though it can provide only space- and frequency-averaged results. Therefore, there actually exists the mid-frequency range where we have no mature numerical methods. The authors focus on the Wave Based Method (WBM) which can produce detailed responses in steady-state vibroacoustic analysis for mid-frequency range. In this paper, 2D WBM is applied to sound transmission analysis. We examine discontinuous boundary conditions and compute the sound transmission loss (TL) using a model of a simple experimental facility. Moreover, numerical predictions of TL by the WBM are compared with those by the FEM to verify the WBM.

### 1. はじめに

ロケット打上げ時には、ロケット・エンジンからのジェットに起因した轟音がフェアリングを透過し、搭載宇宙機の構造を振動させる。信頼性の高いロケットや宇宙機を開発するためには、それらの構造が過酷な音響振動に耐えるか検証することが極めて重要となる。著者らは、数値解析に基づいてこのような音響問題を検討するために、音源解析、音響伝播解析、音響透過解析、及び音響構造振動解析という一連の解析技術についての研究を進めている。将来的にはこれらを統合した解析システムの開発を進める計画であるが、本論文では、音響透過問題に限定して基礎的な検討を行った結果について報告する。

ロケットのジェットや、プルームをロケット機体の後方へ逃がすための煙道などの音源について議論する場合には、非定常性を考慮する必要がある。数値解析においても、音源解析には非定常性を考慮した数値流体力学(CFD)が利用されるが、この場合、計算負荷の問題から数 10[Hz]程度の低周波領域に應用が限定されているのが現状である<sup>1)</sup>。一方、宇宙機設計時の検討や地上試験による検証では、一般に、宇宙機の音響応答を、ある時間帯(例えば、音圧レベルが最大となる打上げ直後数秒間)に固定して定常問題として取り扱う。これは、フェアリング位置が音源位置から比較的離れていることと、より安全側の評価となることから妥当性がある。そこで以下でも、励振源が時間調和振動するような定常問題として音響透過解析を取り扱う。

定常音響問題の数値解析は、高周波領域には統計的エネルギー解析(以下、SEA)に代表される確率統計的な手法が適用され、一方、低周波領域には有限要素法(以下、FEM)あるいは境界要素法(以下、BEM)のような決定論的な要素ベース手法が適用される。SEAは、その統計的な性質から、応答のモード密度が高いという仮定が必要となるために高周波領域の解析に限定され、一方、FEM等の要素ベース手法は、周波数が高くなるほど数値分散誤差(本来連続な支配方程式が離散化されることにより、音の重要な性質である分散関係が正しく表せないこと)を許容範囲に収めるために、空間を細かく離散化する必要がある(実際には、2次元(以下、2D)以上の解析で数値分散誤差をなくすことは事実上不可能)ために低周波領域の解析に限

定される。そのため一般に、音響振動解析において高周波側と低周波側の解析法の両方で解析困難な中間周波数帯(mid-frequency range)が存在する。宇宙機においては、これがちょうど搭載機器の固有周波数を含む極めて重要な帯域と一致していると考えられる。この中間周波数帯へ適用可能な解析手法として、間接トレフツ法に基づいた波動ベース法(Wave Based Method)<sup>2)</sup>(以下、WBM)に着目する。これは、支配方程式の同次式を厳密に満たす特異でない基本解(波動関数)の重ねあわせで解を表現するアプローチであり、FEM等の要素ベース手法で問題となる数値分散誤差を含まないため、小さな自由度のモデルで高精度な予測結果が得られる。したがって、より高周波の解析に適用可能であると期待できる。

そこで本論文では、著者らが開発した2D解析コードを用いてWBMの音響透過問題への適用性を検討した。最終的に実験により解析結果を検証するためには3次元(以下、3D)解析コードの完成を待たなければならないが、その前段階として、不連続なBCの取り扱いや、透過損失(transmission loss)(以下、TL)の計算、高い周波数領域における解析への応用性を確認した。特に、TLについては、FEMとの比較を行うことにより解析結果の検証を行った。

### 2. 波動ベース法

#### 2.1. 問題定義

2D定常内部音響構造連成問題について述べる。問題領域 $\Omega$ の位置 $\mathbf{r}$ における定常音圧 $p$ は、次のヘルムホルツ方程式(Helmholtz equation)により支配される。

$$\nabla^2 p(\mathbf{r}) + k^2 p(\mathbf{r}) = -j\rho\omega q\delta(\mathbf{r}, \mathbf{r}_q) \quad \mathbf{r} \in \Omega \quad (1)$$

ここで、 $\nabla = [\partial/\partial x \ \partial/\partial y]^T$ 、 $\omega$ は励振角周波数、 $k$ は音響波数、 $\rho$ は流体密度、 $\delta$ はディラックのデルタ関数、 $\mathbf{r}_q$ は線音源の位置ベクトル、 $q$ は単位面積あたりの面積速度、 $j = \sqrt{-1}$ である。演算子 $\mathbf{T}$ は、ベクトルと行列の転置を表す。一方、平板上の局所位置 $x'$ における定常面外変位 $w$ は、次のキルヒホッフ方程式により支配される。

$$\frac{d^4 w(x')}{dx'^4} - k_b^4 w(x') = \frac{f}{D} \delta(x', x'_f) + \frac{p(\mathbf{r}(x'))}{D} \quad (2)$$

ここで、 $k_b$  は構造波数、 $D$  は板の曲げ剛性、 $f$  は外部線状力、 $x'_f$  は  $f$  が作用する局所位置を表す。音響側から構造側への連成は、式(2)の右辺第2項から明らかである。

支配方程式(1)と(2)は、次の境界条件 (以下、BC) を課すことによって解かれる。

$$p(\mathbf{r}) = \bar{p}(\mathbf{r}) \quad \mathbf{r} \in \Gamma_p \quad (3)$$

$$\frac{j}{\rho\omega} \frac{\partial p(\mathbf{r})}{\partial n} = \bar{v}_n(\mathbf{r}) \quad \mathbf{r} \in \Gamma_v \quad (4)$$

$$\frac{j}{\rho\omega} \frac{\partial p(\mathbf{r})}{\partial n} = \frac{p(\mathbf{r})}{\bar{Z}(\mathbf{r})} \quad \mathbf{r} \in \Gamma_z \quad (5)$$

$$\frac{j}{\rho\omega} \frac{\partial p(\mathbf{r})}{\partial n} = j\omega w(\mathbf{r}) \quad \mathbf{r} \in \Gamma_s \quad (6)$$

ここで、 $\Gamma_p, \Gamma_v, \Gamma_z, \Gamma_s$  は、それぞれ、既知の圧力  $\bar{p}$ 、法線方向速度  $\bar{v}_n$ 、法線方向インピーダンス  $\bar{Z}$ 、構造の法線方向速度  $j\omega w(\mathbf{r})$  が課される境界面である。このとき、音響境界  $\Gamma_a$  は、 $\Gamma_p \cup \Gamma_v \cup \Gamma_z \cup \Gamma_s$  と表せる。BC(6)より、構造側から音響側への連成も考慮される。

さらに、弾性板に対しても、その両端位置  $x'_{\text{edge}}$  に BC が課される。例えば、両端固定の場合は次式で与えられる。

$$w(x'_{\text{edge}}) = \left. \frac{dw(x')}{dx'} \right|_{x'=x'_{\text{edge}}} = 0 \quad (7)$$

## 2.2. 波動関数による変数の展開

WBM では、支配方程式の同次式を厳密に満たす波動関数を用いて変数を展開する。下で説明する波動関数の性質から、数値解が厳密解に収束するためには、内部音響問題の領域をいくつかの凸部分領域に分割しなければならない<sup>2)</sup>。そこで、第  $\alpha$  部分領域  $\Omega^{(\alpha)}$  における圧力変数  $\mathbf{p}^{(\alpha)}$  を考えると、次のように展開される。

$$\begin{aligned} p^{(\alpha)}(\mathbf{r}) &\approx \sum_{i=1}^{n_a} p_i^{(\alpha)} \phi_i^{(\alpha)}(\mathbf{r}^{(\alpha)}) + \hat{p}_q^{(\alpha)}(\mathbf{r}^{(\alpha)}) \\ &= \boldsymbol{\phi}^{(\alpha)}(\mathbf{r}^{(\alpha)})^T \mathbf{p}^{(\alpha)} + \hat{p}_q^{(\alpha)}(\mathbf{r}^{(\alpha)}) \end{aligned} \quad (8)$$

ここで、 $\mathbf{r}$  は絶対位置、 $\mathbf{r}^{(\alpha)} (= [x^{(\alpha)} \ y^{(\alpha)}]^T)$  は第  $\alpha$  局所座標系における局所位置、 $\hat{p}_q^{(\alpha)}$  は式(1)の非同次式の特解、 $\boldsymbol{\phi}^{(\alpha)}$  は音響波動関数ベクトル (第  $i$  成分が  $\phi_i^{(\alpha)}$ ,  $i = 1, \dots, n_a$ )、 $\mathbf{p}^{(\alpha)}$  は未知の寄与係数ベクトル (第  $i$  成分が  $p_i^{(\alpha)}$ ,  $i = 1, \dots, n_a$ ) である。音響波動関数は、次式で定義される。

$$\begin{aligned} \phi_i^{(\alpha)}(\mathbf{r}^{(\alpha)}) &= \begin{cases} \phi_{ti}^{(\alpha)}(\mathbf{r}^{(\alpha)}) = \cos(k_{xri}^{(\alpha)} x^{(\alpha)}) \exp(-jk_{yri}^{(\alpha)} y^{(\alpha)}) \\ \phi_{si}^{(\alpha)}(\mathbf{r}^{(\alpha)}) = \exp(-jk_{xsi}^{(\alpha)} x^{(\alpha)}) \cos(k_{ysi}^{(\alpha)} y^{(\alpha)}) \end{cases} \end{aligned} \quad (9)$$

ここで、

$$(k_{xri}^{(\alpha)})^2 + (k_{ysi}^{(\alpha)})^2 = (k_{xsi}^{(\alpha)})^2 + (k_{yri}^{(\alpha)})^2 = k^2 \quad (10)$$

であり、 $k_{xri}^{(\alpha)}, k_{yri}^{(\alpha)}, k_{xsi}^{(\alpha)}, k_{ysi}^{(\alpha)}$  は、

$$(k_{xri}^{(\alpha)}, k_{yri}^{(\alpha)}) = \left( \frac{i_r^{(\alpha)} \pi}{L_x^{(\alpha)}}, \pm \sqrt{k^2 - (k_{xri}^{(\alpha)})^2} \right) \quad (11-a)$$

$$(k_{xsi}^{(\alpha)}, k_{ysi}^{(\alpha)}) = \left( \pm \sqrt{k^2 - (k_{ysi}^{(\alpha)})^2}, \frac{i_s^{(\alpha)} \pi}{L_y^{(\alpha)}} \right) \quad (11-b)$$

のように提案されている。ここで、 $L_x^{(\alpha)}$  と  $L_y^{(\alpha)}$  は、 $\Omega^{(\alpha)}$  に外接する矩形の寸法であり、 $i_r^{(\alpha)}, i_s^{(\alpha)} = 0, 1, 2, \dots$  である。

さらに、板の面外変位もまた、次のように展開される。

$$\begin{aligned} w(x') &\approx \boldsymbol{\Psi}(x')^T \mathbf{w} + \\ &\hat{w}_f(x') + \sum_{\alpha=1}^{n_\Omega} \zeta^{(\alpha)} \left( \hat{\mathbf{w}}^{(\alpha)}(x')^T \mathbf{p}^{(\alpha)} + \hat{w}_q^{(\alpha)}(x') \right) \end{aligned} \quad (12)$$

ここで、 $\boldsymbol{\Psi}$  は構造波動関数、 $\mathbf{w}$  は未知の寄与係数ベクトル、 $n_\Omega$  は部分領域の総数、 $\hat{w}_f, \hat{\mathbf{w}}^{(\alpha)}, \hat{w}_q^{(\alpha)}$  は、それぞれ、式(2)の外力、音圧、音源項を考慮したときの非同次式の特解である。また、 $\mathbf{n}^{(\alpha)}$  と  $\mathbf{n}_s$  を、それぞれ、 $\Gamma_a^{(\alpha)}$  と板の法線ベクトルとしたときに、 $\zeta^{(\alpha)} = \mathbf{n}^{(\alpha)T} \mathbf{n}_s$  ( $\Gamma_s^{(\alpha)} \neq \emptyset$ )、 $\zeta^{(\alpha)} = 0$  ( $\Gamma_s^{(\alpha)} = \emptyset$ ) で定義される。さらに、 $\boldsymbol{\Psi}$  の成分  $\psi_i$  は、

$$\psi_i(x') = \exp(-jk_b x') \quad (i = 1, \dots, 4) \quad (13)$$

と定義される。

## 2.3. システム方程式

式(8)と(12)の未知の寄与係数を解くために、音響 BC を近似的に満たすように重み付き残差法を適用する。FEM で用いられているガラーキン法と同様に、重み関数を、

$$\tilde{p}^{(\alpha)}(\mathbf{r}) = \tilde{\mathbf{p}}^{(\alpha)T} \boldsymbol{\phi}^{(\alpha)}(\mathbf{r}^{(\alpha)}) = \boldsymbol{\phi}^{(\alpha)}(\mathbf{r}^{(\alpha)})^T \tilde{\mathbf{p}}^{(\alpha)} \quad (14)$$

のように選択する。そして、次の重み付き残差式を用いる。

$$\begin{aligned} \int_{\Gamma_v^{(\alpha)}} \tilde{p}^{(\alpha)} R_v^{(\alpha)} d\Gamma + \int_{\Gamma_z^{(\alpha)}} \tilde{p}^{(\alpha)} R_z^{(\alpha)} d\Gamma + \int_{\Gamma_s^{(\alpha)}} \tilde{p}^{(\alpha)} R_s^{(\alpha)} d\Gamma \\ - \int_{\Gamma_p^{(\alpha)}} \frac{j}{\rho\omega} \frac{\partial \tilde{p}^{(\alpha)}}{\partial n} R_p^{(\alpha)} d\Gamma + \int_{\Gamma_c^{(\alpha)}} \tilde{p}^{(\alpha)} R_c^{(\alpha)} d\Gamma = 0 \end{aligned} \quad (15)$$

ここで、残差誤差関数  $R_v^{(\alpha)}, R_z^{(\alpha)}, R_s^{(\alpha)}, R_p^{(\alpha)}, R_c^{(\alpha)}$  は、条件として与えた境界値と、展開式(8)と(12)を用いて計算される境界値との間の差として定義される。また、境界  $\Gamma_c^{(\alpha)}$  は、部分領域間のインターフェイスであり、音圧と法線方向速度の連続性条件 (あるいは、数値粘性を入れたインピーダンス条件) が課される。これより、音響 BC (3)-(6) を重み付き残差式で近似的に満たすことによって、未知の寄与係数ベクトル  $\mathbf{w}$  と  $\mathbf{p}$  に関して次の形式の WBM システム方程式が得られる。

$$\begin{bmatrix} \mathbf{A}_s & \mathbf{C}_{sa} \\ \mathbf{C}_{as} & \mathbf{A}_a \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{w} \\ \mathbf{p} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{f}_s \\ \mathbf{b} \end{bmatrix} \quad (16)$$

ここで、 $\mathbf{A}_s$  は非連成構造行列、 $\mathbf{A}_a$  は非連成音響行列、 $\mathbf{C}_{sa}$  と  $\mathbf{C}_{as}$  は音響構造連成行列、 $\mathbf{f}_s$  は構造力ベクトル、 $\mathbf{b}$  は音響力ベクトルである。式(16)から、WBMにおいては、音響と構造がマトリクス連成していることが分かる。

以上のように、WBMは、間接トレフツ法に基づいている。従来のトレフツ法には悪条件問題が伴っていたが、WBMにおいては、式(9)等で示したような適当な波動関数を選択したことによってこの問題を克服している点、そして、空間離散化に基づかないために数値分散誤差を本質的に含まない点が極めて重要である。

### 3. 音響透過実験と解析モデル

図1に、今回の2D解析に用いたモデルの幾何形状を示す。これらのモデルは、内壁を吸音材で覆った音源室と受音室の2つの部屋から成る。音源室左端(図中の●の位置)のスピーカから放射された音波は、部屋の連結部に固定された弾性板を通じて受音室へ透過する。この弾性板は、フェアリング構造など音響透過特性を調べるための供試体であり、仕切り壁の一部に固定される。図1のいずれのモデルにおいても、仕切り壁の弾性体以外の部分は吸音材で覆われている。そして、全ての部屋は空気(密度  $\rho = 1.2[\text{kg/m}^3]$ 、音速  $c = 340[\text{m/s}]$ )で満たされており、弾性板(アルミニウム: 厚さ  $t_s = 1[\text{mm}]$ 、密度  $\rho_s = 2700[\text{kg/m}^3]$ 、ヤング率  $E = 70 \times 10^9[\text{N/m}^2]$ 、ポアソン比  $\nu = 0.33$ )以外の全ての吸音材部分はインピーダンスBCとしている。

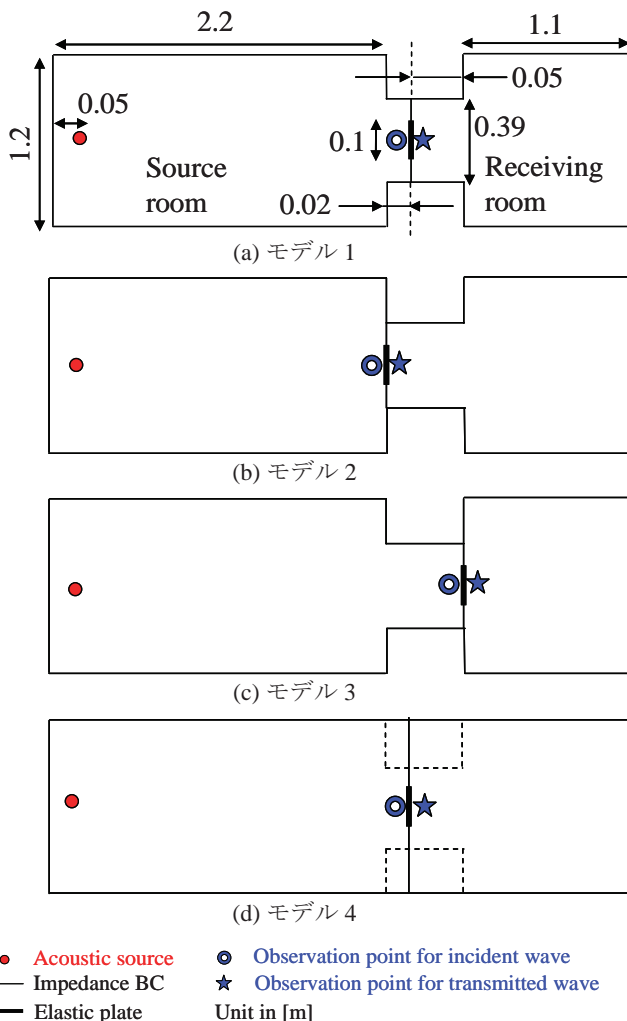


図1 解析モデル

一方、WBMでは、解が収束するための十分条件として、解析領域を凸な部分領域に分割する必要がある。ただし、今回は、音源室と受音室は著しく非凸な形状ではないので、単に2つの部分領域に設定しても、後述のように解析可能であった。

図1のモデル1~3は、部屋連結部のトンネルの存在がTLの値に影響する(ニッシュ効果(niche effect)、または、トンネル効果(tunneling effect)<sup>3)</sup>)かどうか調べるために用いる。モデル1は、連結部の内側に弾性板を設置したものであり、モデル2と3は、それぞれ、連結部の音源室側と受音室側の端に弾性板を設置したものである。また、モデル4には連結部は無い。また、図中の破線は、元の部屋の形状を分かりやすくするために記したもので、部分領域境界ではない。一方、実際に周囲4辺固定された弾性板の曲げの影響は、3D解析でのみ表現可能なので、2D解析では板の上下のみ固定であることに注意したい。つまり、板の振動は梁モードのみが生じる。また、後述するTLの計算には、図1中の○の位置で入射波のエネルギーのみを求める必要があるが、その際は、弾性板からの反射音を避けるために、音源室だけを取り出してインピーダンスBCのみで囲った(弾性板を含まない)モデルを用いる。透過音のエネルギーは、2つの部屋と弾性板の全てを含めた解析から、★の位置で求める。

### 4. インピーダンス境界条件の取り扱い

図1のモデルをWBMで解析する際の支配方程式は、前述したようにヘルムホルツ方程式と板の面外曲げを表すキルヒホッフ方程式である。また、音響領域のBCは、板の変位(速度)と吸音材部分のインピーダンスとなる。

音響領域のインピーダンス境界には、吸音材の音響特性を入力するので、実験でその値を同定する必要がある。ここでは簡単のため、理想的な吸音材であると仮定して空気の比音響インピーダンス( $\rho c$ )を入力することにする。

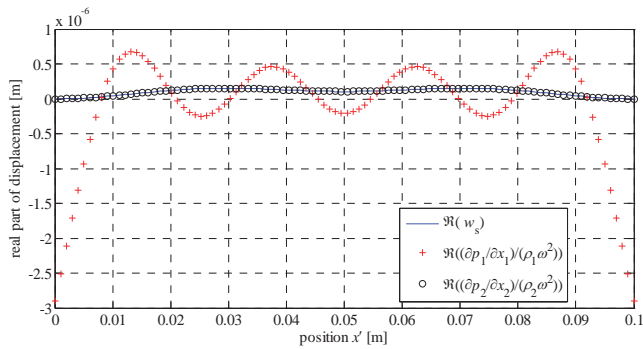
ところが、弾性板上下の固定位置では空気の法線方向速度は0であり、インピーダンスとしては無限大である一方、そのすぐ隣の吸音材では有限のインピーダンス( $\rho c$ )を有しているためにBCとしては不連続となる。実際にWBMを用いてBCが不連続のまま解析してみると、図2(a)に示すように構造変位と(特に音源室側の)空気の変位が一致して解けない。この現象は、ほぼどの解析周波数においても、また、図1のどのモデルにおいても起こる。そこで、インピーダンスを連続にするために、板と隣接する音源室側のインピーダンス境界に沿った位置  $x$  におけるインピーダンス  $Z$  を、次式の関数で表す。

$$Z = \frac{1}{(a-x)^n} + \rho c \tag{17}$$

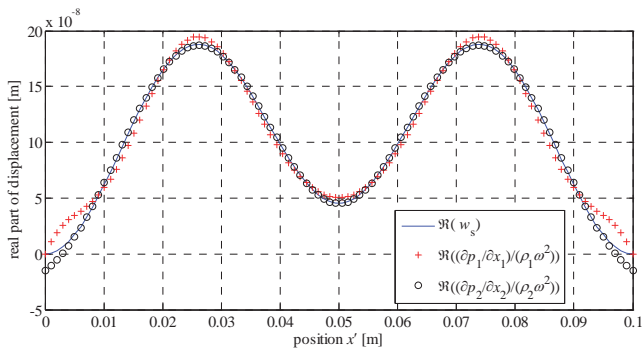
ここで、 $a$  は図3に示す長さであり、モデルの形状に依存して、モデル1と3では0.145を、モデル2と4では0.550を適用する。この関数を用いることにより、板の固定端に近づくにつれて滑らかにインピーダンスを無限大にすることができる。図4に示すように、 $n$  が小さいほど不連続モデルに近づくが、板の固定端近傍( $x = a$  近く)に積分点を多く設定する必要性が生じる。

そこで、 $n$  を1から徐々に大きくして、構造変位と流体変位が良く一致するような最小の  $n$  を調べたところ、100[Hz]から4[kHz]までの解析周波数帯では  $n = 2$  程度が良いことが分かった(図2(b)参照)。また、図5に関数(17)を用いないときと用いたときの音圧振幅の比較を示す。この図より、わずかではあるが受音室側の音波の広がりにも

影響が及んでいることが分かる。したがって、以下の解析では、弾性板と隣接する音源室側のインピーダンス境界に、 $n = 2$  とした関数(17)を利用した。



(a) 比音響インピーダンスのみ適用した場合



(b) 式(17)を用いた場合 ( $n = 2$ )

図2 弾性板と空気の変位振幅(実部)の比較  
(実線が構造変位振幅、+とoは、それぞれ音源室側と受音室側の空気の変位振幅。モデル4を4[kHz]で計算。)

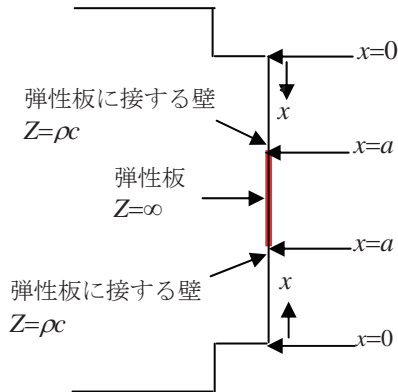


図3 部屋の連結部

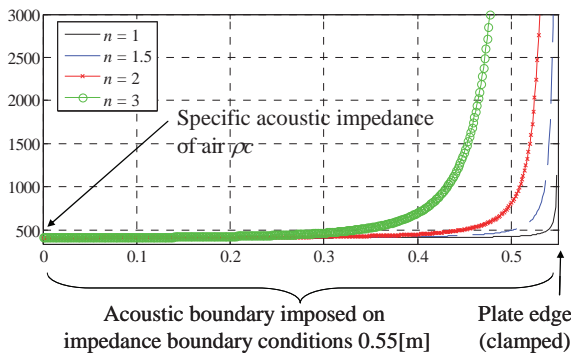
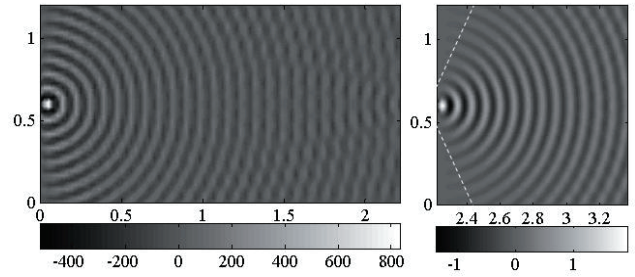
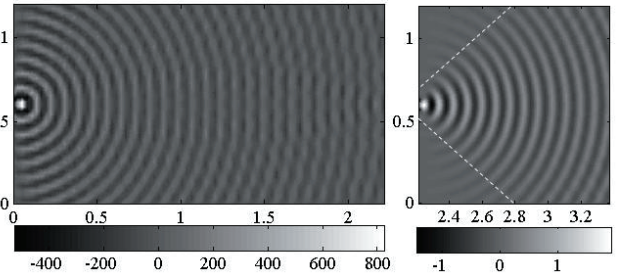


図4 インピーダンス関数



(a) 比音響インピーダンスのみ適用した場合



(b) 式(17)を用いた場合 ( $n = 2$ )

図5 音圧振幅(実部)の比較  
(モデル4を4[kHz]で計算。)

5. 透過損失の計算

図1に示した解析モデルを用いて、板のTLを計算する。

その前に比較のため、現実に広く利用されている(垂直入射)質量則について簡単に説明する。この理論は、無限に広い弾性平板をバネとダンパから成るサスペンションで支持した1次元的なモデルに基づいて導出される<sup>4)</sup>。これは、實際上、板の1次の固有モードの中央部の挙動を局所的にモデル化していることになる。このとき、入射側と透過側の流体の比音響インピーダンスをそれぞれ $\rho_1 c_1$ 、 $\rho_2 c_2$ とすると、角周波数 $\omega$ の音波が平板に垂直に入射される場合の透過損失係数 $\tau$ は、以下で定義される。

$$\tau = \frac{4n}{\left[ \frac{1}{\rho_2 c_2} \left( \omega m - \frac{s}{\omega} \right) \right]^2 + \left( \frac{\omega_0 m \eta}{\rho_2 c_2} + n + 1 \right)^2} \quad (18)$$

ただし、 $m$ は板の面密度、 $s$ は板支持部のバネ定数(板の剛性に相当)、 $n = \rho_1 c_1 / (\rho_2 c_2)$ 、 $\omega_0 (= \sqrt{s/m})$ は支持部の固有周波数(板の1次の固有周波数に相当)である。また、板支持部の減衰係数は、板の真空中の損失係数 $\eta$ を用いて $\omega_0 m \eta$ で表している。そして、TLは、次式で定義される。

$$TL = 10 \log_{10} \frac{1}{\tau} \text{ [dB]} \quad (19)$$

ここで、 $\rho_0 c = \rho_1 c_1 = \rho_2 c_2$ 、 $f = \omega / (2\pi)$ とすれば、

(i)  $\omega \ll \omega_0$

$$TL \approx 20 \log_{10} \left( \frac{s}{f} \right) - 20 \log_{10} (4\pi \rho_0 c) \quad (20)$$

(ii)  $\omega \gg \omega_0$

$$TL \approx 20 \log_{10} (mf) - 20 \log_{10} \left( \frac{\rho_0 c}{\pi} \right) \quad (21)$$

(iii)  $\omega = \omega_0$

$$TL = 0 \quad (\eta = 0) \quad (22-a)$$

$$TL \approx 20\log_{10}(mf_0\eta) - 20\log_{10}\left(\frac{\rho_0 c}{\pi}\right) \quad (\eta \neq 0) \quad (22-b)$$

が得られる。式(21)が、垂直入射質量則(normal incident mass law)である。つまり、1次固有周波数よりも大きな周波数領域では、TLが板の面密度の対数に比例するという広く知られた関係を表している。一方、式(20)は、剛性則と呼ばれることもある。

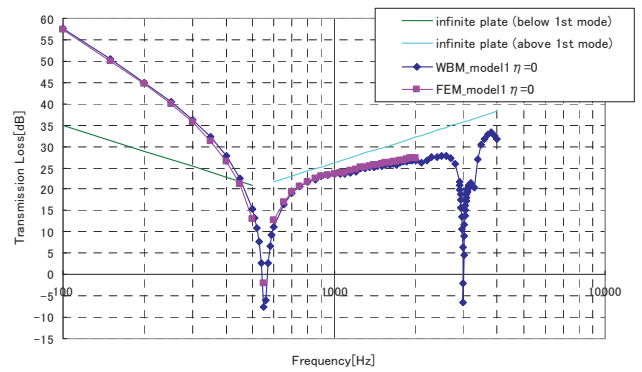
一方、解析で用いる板の固有周波数について考える。0.1[m]平方のアルミ平板の固有周波数は、上下2辺固定(その他自由)の場合、表1に示す値となる。このとき、梁の固有モードを考えると分かるように、1次と3次のモードが軸対称なモードとなる。

表1 弾性板の固有周波数 (Hz)

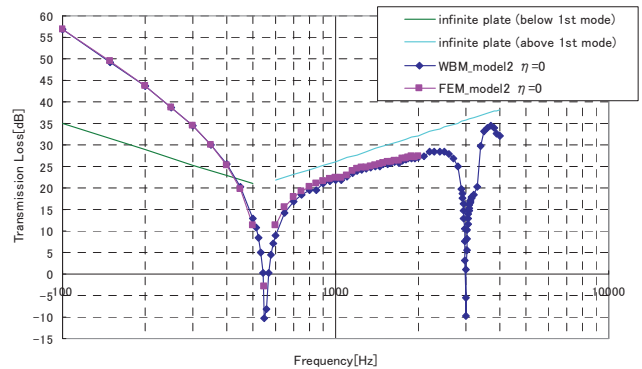
モード次数	固有周波数
1	523.38
2	1442.7
3	2828.6
4	4675.5

次に、図1の4つのモデルを用いてTLを計算し、WBMとFEMの結果を比較することを考える。FEMでは、数値分散誤差を許容範囲に抑えるための指標<sup>5)</sup>を考慮したかなり密なメッシュを利用する。図6は、弾性板の構造損失係数が0.0の場合であり、図7は0.05の場合である。解析周波数領域は、対称なモードの固有周波数が2つ入るように100[Hz]から4[kHz]までとした。質量則と剛性則の結果も示すが、それらに関連する式(20)-(22)は無限に広い板に基づくので、WBMの結果とは参考程度の比較となることに注意したい。

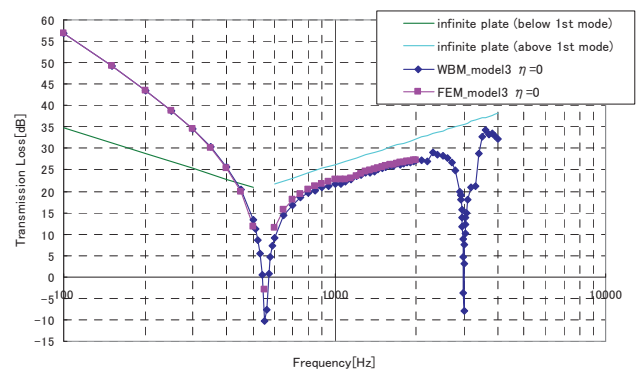
図6と図7の結果をみると、まずWBMとFEMの結果はほとんど一致しており、WBMの結果が妥当であることが分かる。一方、モデル間の違いもみられず、計算モデルではニッシュ効果が現れていない。これは、吸音材部分のインピーダンスとして理想的な空気比音響インピーダンスを使用しているためと考えられる。さらに、TLの値の周波数依存性に関しては、1次固有周波数よりも低い周波数領域では、板の剛性への依存性が大きいと考えられる。さらに、式(22-a,b)は1次固有周波数近傍でTLが急激に減少することを表すが、この現象も一致する。ただし、表1は、正確には真空中の板の固有周波数であり、図6と図7でTLが急激に減少するピークの周波数は、空気との連成の影響でこれよりも少し大きい値を示していると考えられる。そして、軸対称なモードで、1次モードよりも1つ大きなモード(3次モード)との間の領域で、質量則(式(21))に近い値を示している。このとき、非軸対称な2次モードによる影響はみられない。これは、ほぼ垂直に入射する平面波が音源室側の板表面に均一に当たっているために非軸対称なモードが物理的に生じないためである。さらに、WBMとFEMの計算では、質量則では考慮されない高次の3次固有周波数近傍でもTLが再び減少している。以上の現象は、構造減衰係数を変化させても同様であり、特に、TLが急激に減少する部分の挙動は、式(22-b)が示しているように、減衰係数が支配的であることが分かる。



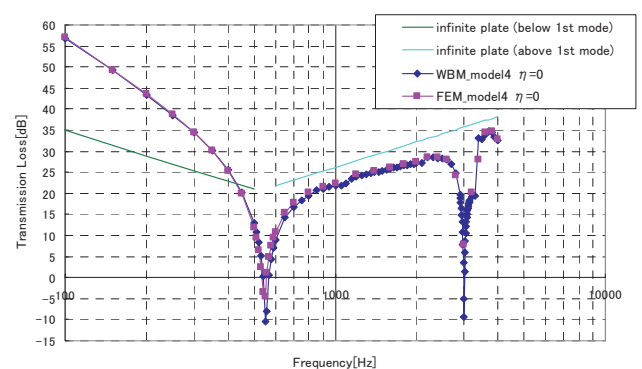
(a) モデル 1



(b) モデル 2



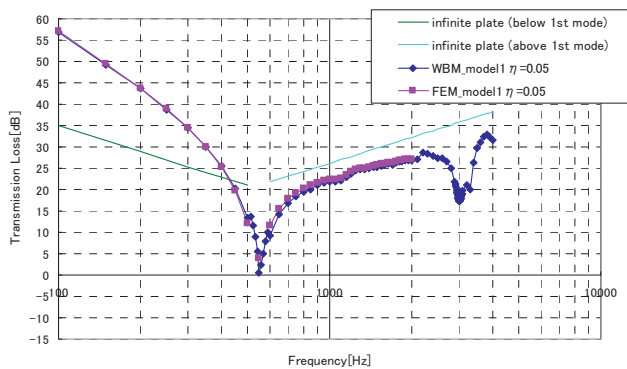
(c) モデル 3



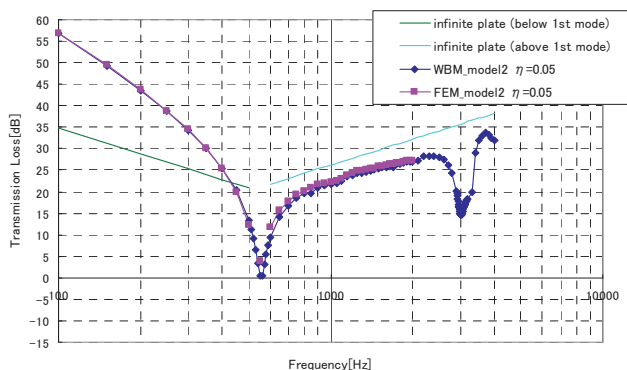
(d) モデル 4

図6 WBMとFEMによる透過損失の比較( $\eta = 0$ )

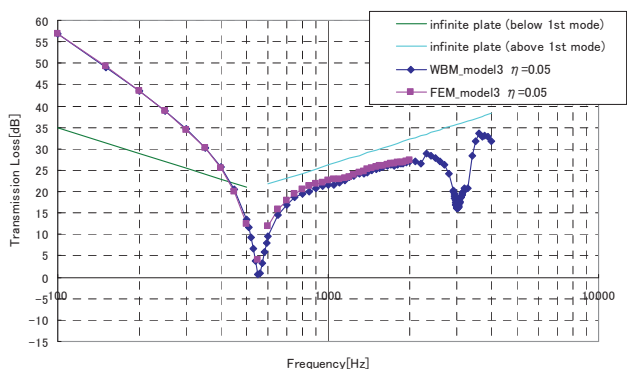




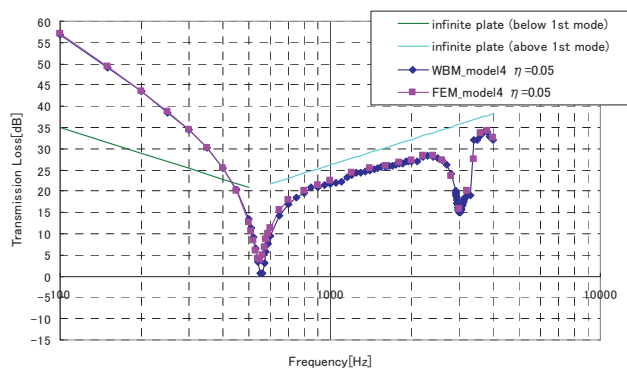
(a) モデル 1



(b) モデル 2



(c) モデル 3



(d) モデル 4

図 7 WBM と FEM による透過損失の比較( $\eta = 0.05$ )

## 6. 結論

中間周波数帯の定常音響構造連成解析が可能な WBM に注目し、2D 解析コードを用いて音響透過問題への適用性を検討した。インピーダンスが不連続な点は、滑らかに繋ぐ曲線を適用することで、BC をより正確に表現できることが分かった。さらに、TL の計算を FEM と比較することにより、WBM の理論の検証を行った。この計算から、有限な板でも、1 次固有周波数近くでは無限に広い板のモデルから導出される質量則などと傾向が一致することが分かった。ただし、高次モードの影響については、今回のように詳細な解析をする必要がある。今後は、WBM の解析コードを 3 次元化し、実験や FEM との比較を行うことによって検証するとともに、より高周波の解析が高精度に現実的な計算時間と計算リソースで行える WBM の優位性についてさらに検討を進める予定である。

## 参考文献

- 1) Murakami, K., Kitamura, K., Hashimoto, A., Aoyama, T., and Nakamura, Y., Research on Acoustic Environment during Rocket Launch, *Theoretical and Applied Mechanics Japan*, 56, pp.463-469, 2007.
- 2) Pluymers, B., Van Hal, B., Vandepitte, D., Desmet, W., Trefftz-based methods for time-harmonic acoustics, *Archives of Computational Methods in Engineering (ARCME)*, DOI: 10.1007/s11831-007-9010-x, pp.343-381, 2007.
- 3) Vinokur, R., Mechanism and Calculation of the Niche Effect in Airborne Sound Transmission, *J. Acoust. Soc. Am.*, 119 (4), pp.2211-2219, 2006.
- 4) Fahy, F. and Gardonio, P., *Sound and Structural Vibration (2nd ed.)*, Academic Press, 2007.
- 5) Ihlenburg, F. and Babuska, I., Finite Element Solution of the Helmholtz equation with high wave number Part I : The h-version of the FEM *Computers and Mechanics with Applications*, Vol.30, pp.9-37, 1995.

# 離散渦法を用いたエオルス音に関する 音響解析手法の検討

大藪一憲, 白石裕之

大同工業大学大学院工学研究科, 大同工業大学機械工学科

## Numerical Analysis Study on Aeolian Tones using Discrete Vortex Method

by

Kazunori Oyabu (Graduate School of Mechanical Engineering, Daido Institute of Technology)

Hiroyuki Shiraishi (Department of Mechanical Engineering, Daido Institute of Technology)

### ABSTRACT

An acoustic hybrid method using discrete vortex method, which is used for an incompressible and high Reynolds number flows as a numerical simulation method, has been developed. In the hybrid method, Curle's equation for sound pressure is effective by integrating time differential of pressure on the surface. Calculation results are verified by comparing with the results of the experiment, occurring by a rectangular and a triangle column, and the Finite Difference Lattice Boltzmann Method, another generalized numerical analysis in the case of Aeolian Tones.

### 1. はじめに

流体騒音は、流体工学において興味深い研究分野であるとともに環境工学においても大変重要な課題を含む分野である。例えば、新幹線のパンタグラフや電線、建築物と風との干渉音などがあり、現在に至るまで様々なアプローチによる研究が続けられているテーマである<sup>1)</sup>。

流体騒音の解析手法としては、高精度差分法や差分格子ボルツマン法などが用いられている。しかしながら、離散渦法の解析結果に基づいた音響解析についてはほとんど見られない<sup>2)</sup>。

そこで本研究では離散渦法の簡便さに着目し、その解析結果に基づいたハイブリッド法による流体音響解析手法を構築した。なお、本手法の妥当性を検証するため、実験結果及び、パッケージ化された差分格子ボルツマン法解析ツール(ACE-Flow)の結果との比較を行う。

### 2. 数値流体力学(CFD)を用いた流体音響解析

#### 2. 1 流体音響解析

CFDによる流体音響解析としては、差分法によりナビエーストークス方程式を直接的に解く手法(DNS, 直接数値計算)が広く知られている。しかし、音響解析に必要なとされる高精度な解析をしようとすると多大な計算時間を要することとなる。

本研究で用いるハイブリッド法では、近距離場の変動量のみを離散渦法を用いて求め、流体音はLighthill方程式に基づく遠距離場の理論により推算

する。本方法はDNSに比べて計算機に対する負荷が小さく、遠距離場の音が比較的簡単に求められる。

本研究では、まず離散渦法によって流れ場の数値流体解析を行い、そこで得られた圧力変動時間微分値を用いて音響解析を行う手法をとっている。

### 2. 2 離散渦法のハイブリッド音響解析への適用

#### 2. 2. 1 離散渦法

離散渦法とは、流体中に存在する渦度を離散的に表現し、自由渦の運動をラグランジュ的に追跡していく解析手法である。本手法は境界要素法に位置する方法で、流れ場を一様流と渦、吸い込み・吹き出しで表現しているため他の手法に比べて物理的解釈が容易であり、格子形成を必要としないため計算負荷が小さいといった利点がある。

#### a) 束縛渦点と評価点

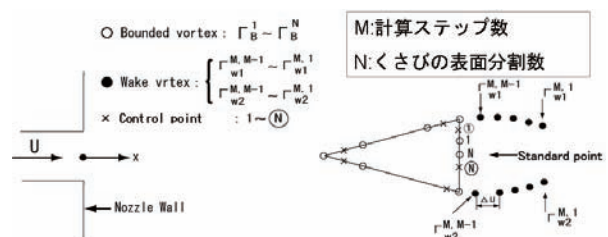


図2.1 くさび表面分割と束縛渦・後流渦

図2.1は、離散渦法における障害物上の束縛渦点と評価点の配置の仕方について、表面をN分割した場合のMステップ目において示したものである。ここ

ではくさびを例にとっている。

ここで、ノズル流れには吹き出し分布を、ノズル壁面については鏡像の原理によって表現している。なお、評価点とは流れが物体を貫かないという境界条件を満たす点のことである。ここでは、物体表面上に置かれた束縛渦の大きさが未知数となる。

**b) 後流渦放出方法**

本研究ではくさびや角柱の様に複数の尖端を有する障害物を扱う。本解析ではこのような形状について離散渦法を適用するため、後流渦放出方法として図2.2の様に、くさび背後を死水領域として先端の束縛渦を循環値をそのままにして後流渦として放出する方法を適用した。角柱においても同様に放出渦点を設定している。この方法では、渦の放出位置を作為的に決定する必要がなく、アルゴリズム、プログラミングが容易となる。

なお本方法では、未知数が束縛渦 $N$ 個であるのに対して、条件数については境界条件 $N$ 個と Kelvin の定理 1 個の合計  $N+1$  個であり、条件数が 1 個過剰である。そこで、最小自乗法を用いて条件式を 1 つ減ずる操作を施した<sup>3)</sup>。

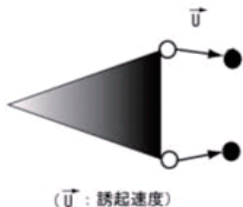


図2.2 後流渦の放出方法 (くさび)

**c) サブエレメント法**

離散渦法によって流れ解析をする際の困難性は、ノズルから放出された渦がくさび表面に接近する場合に、渦の離散化による影響を大きく受けることにある。そのため、表面付近の流れ場を精密に表現するためには表面分割数を細かく取る必要がある。しかしながら、表面分割数をあまりに細かく取りすぎると、膨大な計算時間を要することになる。

そこで本解析では、サブエレメント法を用いることでこの問題を解消している<sup>3)</sup>。具体的には、図2.3の様に各々の表面分割要素をさらに $N_{sub}$ 個の

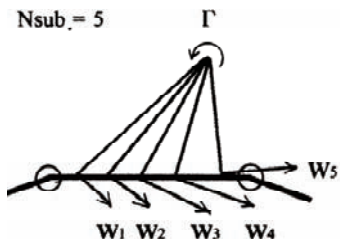


図2.3 サブエレメント法

サブエレメントに分け、各副要素 $k$ の誘起評価速度 $W_k(k=1\sim N_{sub})$ を個別に算出し、これらの平均値を誘起速度 $W$ とする方法である。

**2. 2. 2 圧力分布**

離散渦法により得られた結果をLighthill方程式にあてはめる場合、予め圧力分布及び圧力分布の時間微分を計算しておく必要がある。離散渦法における非定常圧力の計算は、非定常ベルヌーイの式によるものが一般的であるが、くさびの様に後方に2尖点がある場合においては積分経路が図2.4の様に渦領域を横切るために計算が困難になる。



図2.4 積分経路

図2.5 対象領域

本解析では、非圧縮流体に対するNavier-Stokesの方程式を基にして境界要素法による圧力計算の定式化を基にした、離散渦の強さ・速度・位置から直接圧力を計算する方法<sup>3)</sup>を用いている。

内部に渦度の存在する領域を図2.5の様に $\Omega$ とし、これを対象領域としている。実際には物体表面を $N_{sub}$ に分割し、表面以外はノズルからの放出渦 $2M$ 個、くさびからの放出渦 $2(M-1)$ 個の渦で離散化している。

ベルヌーイ関数 $H = p/\rho + u^2/2 + v^2/2$ に関する連立方程式は次の様になる。

$$-\frac{1}{2}H_i - \sum_{j=1}^N H_j \frac{\Delta S_j \cdot n_{xj}(x_j - x_i) + n_{yj}(y_j - y_i)}{2\pi((x_j - x_i)^2 + (y_j - y_i)^2)} \dots \textcircled{1}$$

$$= -2 \left\{ \sum_{k=1}^{2M} \frac{\Gamma_k \cdot v_k(x_k - x_i) - u_k(y_k - y_i)}{2\pi((x_k - x_i)^2 + (y_k - y_i)^2)} \right\}$$

ここで、①式において $H_i$ はくさび表面上の要素 $i$ におけるベルヌーイ関数、 $x_i, y_i$ はそれぞれ要素 $i$ 上に置いた束縛渦位置の $x$ 座標及び $y$ 座標である。また $n_{xj}, n_{yj}$ はそれぞれ物体表面上の要素 $j$ における $x, y$ 方向成分の表面勾配であり、 $\Delta S_j$ はくさび表面要素長さである。なお、ノズル、エッジ後方から放出される後流渦の循環は $\Gamma$ とし、 $u = dx/dt, v = dy/dt$ はその位置に誘起される速度の $x$ 成分及び $y$ 成分である。

①式を時間微分すると後流渦の循環 $\Gamma$ が時間変化しないことから次の様になる。

$$\begin{aligned}
 & -\frac{1}{2} \frac{\partial H_i}{\partial t} - \sum_{j=1}^N \frac{\partial H_j}{\partial t} \frac{\Delta S_j}{2\pi} \times \frac{n_{x_j}(x_j - x_i) + n_{y_j}(y_j - y_i)}{(x_j - x_i)^2 + (y_j - y_i)^2} \\
 & = -2 \sum_{k=1}^{2M} \frac{\Gamma_k}{2\pi \{(x_k - x_i)^2 + (y_k - y_i)^2\}^2} \times \\
 & \quad \left[ \{v_k u_k - u_k v_k\} \{(x_k - x_i)^2 + (y_k - y_i)^2\} \right. \\
 & \quad - \{v_k(x_k - x_i) - u_k(y_k - y_i)\} \\
 & \quad \times \{2(x_k - x_i)u_k + 2(y_k - y_i)v_k\} \left. \right] \\
 & - 2 \left\{ \sum_{k=1}^{2M} \frac{\Gamma_k}{2\pi} \times \frac{\partial v_k / \partial t (x_k - x_i) - \partial u_k / \partial t (y_k - y_i)}{(x_k - x_i)^2 + (y_k - y_i)^2} \right\} \dots \textcircled{2}
 \end{aligned}$$

ここで、束縛渦の移動はないため添え字*i*及び*j*に関する速度成分は0である。各表面分割要素*i*について②式を*N*個連立させることで、未知数 $\partial H_i / \partial t$  (*i*=1~*N*)が得られる。

### 2. 2. 3 音圧の算出方法

流体音響解析での音圧変動レベルは、通常の流れ場の圧力変動に比べ $10^3 \sim 10^5$ 倍と微小であり、流体音を通常の数値計算で捉えることは計算精度の面から困難である。

本解析では、流れ場の計算結果を基に遠距離場の音が比較的簡単に求められるCurleの式により音圧、スペクトルの評価を行うハイブリッド法を適用する。特に、本方法では計算負荷が小さい離散渦法を流れ場解析に使い、汎用PCで実行する。

ここで、本解析で音圧の計算に用いるLighthill方程式に基づく遠距離場の理論であるCurleの式では、物体から離れた任意の空間での局所音圧 $p_a$ を次式により求める。

$$p_a(\vec{y}, t) = \frac{1}{4\pi a_0} \int_S n_i \frac{y_i - x_i}{r^2} \frac{\partial p(\vec{x}, t - r/a)}{\partial t} dS(\vec{x}) \dots \textcircled{3}$$

ここで $a_0$ は空気の音速、 $n_i$ は物体表面上の外向き法線ベクトル $\vec{n}$ の*i*座標成分である。

$\vec{y}=(y_1, y_2)$ ,  $\vec{x}=(x_1, x_2)$ はそれぞれ観測点と音源となるくさび表面上の位置ベクトルであり、 $y_i, x_i$ はそれぞれの*i*座標成分である。なお、表記は総和規約に則っている。また、 $r$ は観測点と物体表面上の積分点の距離とし、 $S$ は単位厚さ当たりの面積要素、 $t$ は時刻である。また、式中の $\partial p / \partial t$ は、全分割要素について

の境界条件時間微分式と非定常ベルヌーイの式的时间微分値

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial p}{\partial t}(t, z) &= \rho \{ \gamma_B(t, 0) \frac{\partial \gamma_B}{\partial t}(t, 0) - \gamma_B(t, z) \frac{\partial \gamma_B}{\partial t}(t, z) \} \\
 &+ \rho \int_0^z \frac{\partial^2 \gamma_B(t, z)}{\partial t^2} dz \dots \textcircled{4}
 \end{aligned}$$

を連立させて各表面分割要素でのベルヌーイ関数時間微分値を求め、 $\partial p / \partial t = \rho \{ \partial H / \partial t - u(\partial u / \partial t) - v(\partial v / \partial t) \}$ によって求める。

### 2. 2. 4 ハイブリッド音響解析の具体的手順

本解析手法の具体的な流れは、図2.6に示す様なものとなる。なお、CFDにより流れ場・圧力場を計算する際には以下の様な手順をたどる。

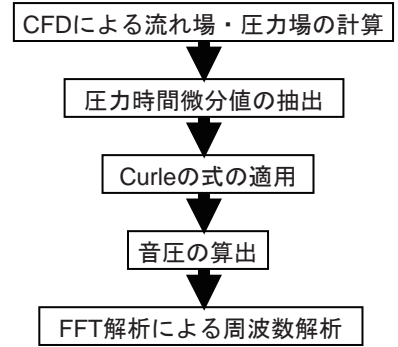


図2.6 数値解析の流れ

- 1) くさび表面上に束縛渦点、評価点を設定し、ノズルでの吹き出しも含めて流れを解く。
- 2) くさび後縁での誘起速度 $\vec{u}$ を計算し、 $\vec{u}\Delta t$ で移動して新たな後流渦として放出する。
- 3) 1)~2)を繰り返す。

なお、連立一次方程式を解く際には行列変形の際の打ち切り誤差による影響を最小限にするため、単精度から倍精度への変換を施している。

また、本解析にはビジュアルテクノロジー社製のPC(CPU: Intel Core2 2.66GHz, OS: Linux)を使用し、FORTRAN言語(DEC FORTRAN)をプログラミングに用いた。

### 3. 実験システム

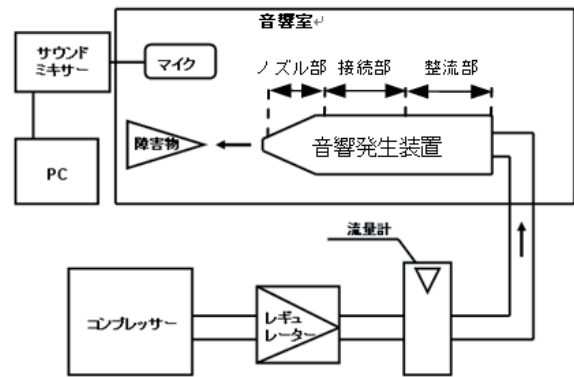


図3.1 実験系

本実験で扱う実験装置の系統図を図3.1に示す。空気をまずコンプレッサーで圧縮し、フィルタを通して水分などを除去した上でレギュレーター、流量計を通じて音響発生装置へと流れが導かれる様になっている。干渉音はマイクロホンで集音し、PCに入力

リアルタイムアナライザによって周波数解析を行う。なお、集音した干渉音はサウンドミキサーによってレベルを調整できる様になっている。音響発生装置を鉛板とガラスウールで防音加工した音響室内に設置し、外部の騒音を最小限の抑えられる様な環境で実験を実施した。

ノズル装置の材質はすべて製作が容易なアクリルであり、ノズル出口での流速を20m/sと想定したときに、コンプレッサーの能力を考慮して縦6mm×横50mmの長方形の出口形状とした。また、ノズル装置の空気流入口側には整流材として直径3mmのビーズを詰めてあり、出口部分には流れの乱れを防ぐために丸みがついている。さらに、音響発生装置自体から発生する騒音や振動を抑える目的で外側全体に鉛テープを巻きつけてある。また、音響室の形状は図3.2に示す様に固有振動が起りにくい非正六角形を採用した。

障害物形状としては、真鍮製のくさび(高さ6mm, エッジ角度28°)とアクリル製の角柱(10mm×10mm)の2種類を用いた。なお、角柱についてはハイブリッド法と条件を合わせるために、水平線から45°傾けた状態で実験を実施した。

集音の際にマイクロホンは単一指向性のものを使用しており、音響データはリアルタイムアナライザに入力して10秒あたりの平均を取っている。マイクロホンの設置位置は、障害物先端からの距離を $r$ 、音速を $a_0$ 、周波数を $f$ として、 $r \geq \frac{3a_0}{2\pi f}$ で表す遠距離場の条件式<sup>4)</sup>により0.4mに決定した。

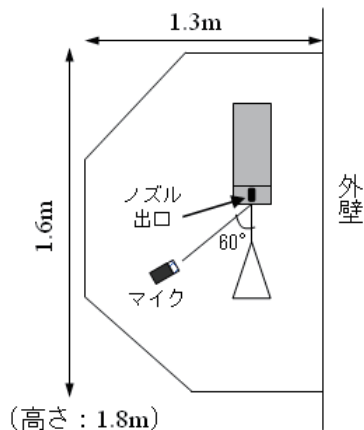


図3.2 音響室の形状と  
マイクロホン設置位置  
(平面図)

#### 4. 音響実験と数値解析との比較

##### 4.1 比較、検討の方法

本節では、本解析結果の比較・検証の手順について説明する。まず、流速や障害物形状などを設定した上でエオルス音について本解析手法(ハイブリッド法)を用いた音響解析を実施した。次に、解析に用いた条件で音響発生装置を用いて各障害物におけるエオルス音の測定、FFT解析を実施した。実験と並行して、差分格子ボルツマン法を用いたパッケージの数値解析ソフトウェアACE-Flow(アメリオ社

製)を使用した音響解析についても同一条件で行った。次に、くさびと角柱を障害物とした場合における音圧スペクトルを比較し、本解析手法、音響実験及びACE-flowによる解析での周波数ピーク値について考察する。

なお、いずれの障害物形状においてもノズル流速を20m/s、ノズル-障害物間距離を60mmに設定した。また、本解析手法及び差分格子ボルツマン法による解析にはFFT解析の際に窓関数として方形窓を乗じる作業を施した。

##### 4.2 各障害物形状におけるエオルス音の比較

実験及び数値計算結果を図4.1～図4.6に示す。各グラフはくさび、角柱を障害物とした場合における本解析手法、実験、差分格子ボルツマン法による解析での音圧スペクトルである。また、周波数ピーク値をまとめたものを表4.1に示しており、カッコ内は本解析手法との誤差である。

まず、くさびの場合に各手法における周波数ピークを比較すると、本解析と差分格子ボルツマン法による解析では周波数特性において酷似した結果となったが、音響実験と比べると音響実験の方がピーク値において4%ほど低い周波数となった。角柱の場合についても、くさびでの結果と同様に両数値解析結果に比べ音響実験結果の方が周波数ピークが低い傾向となった。

これらの結果の要因として、実験で用いたノズルでは噴流が一樣流を成さない構造であるのに対し、数値解析におけるノズル出口ではともに理想的な一樣流を仮定していることが考えられる。すなわち、実験においては実質的に平均流速が数値解析に比べ小さく、エオルス音の周波数ピークが低くなったことが原因であると推測できる。

	数値計算 (本解析手法)	音響実験	数値計算 (差分格子ボルツマン法)
くさび	375	362(-4%)	376(+0.3%)
角柱	459	430(-7%)	469(+2%)

表4.1 各手法における周波数ピーク値(単位: Hz)

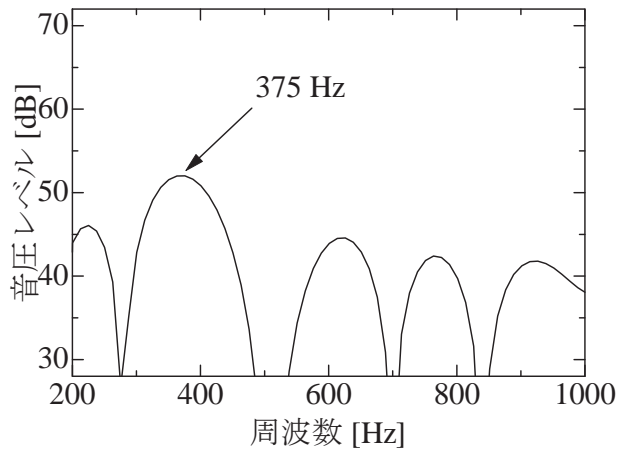


図4.1 くさびでの解析結果（本解析手法）

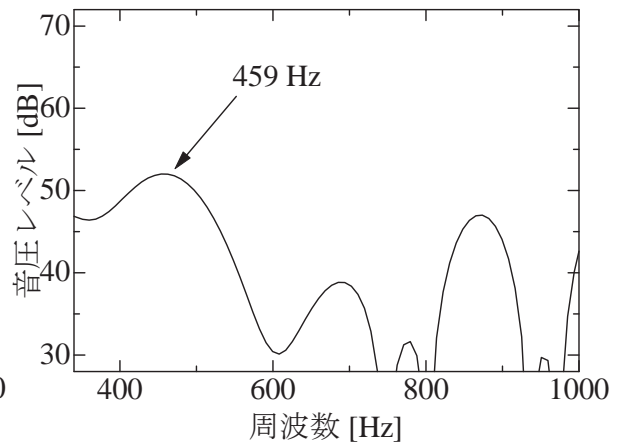


図4.2 角柱での解析結果（本解析手法）

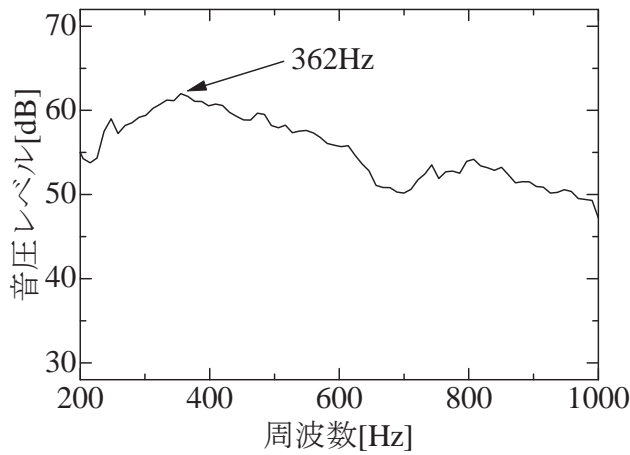


図4.3 くさびでの実験結果

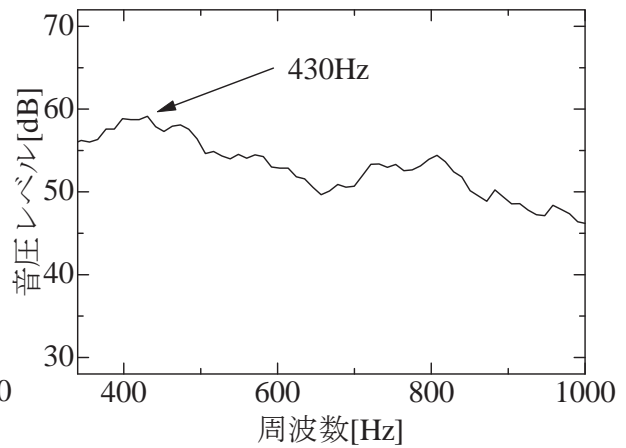


図4.4 角柱での実験結果

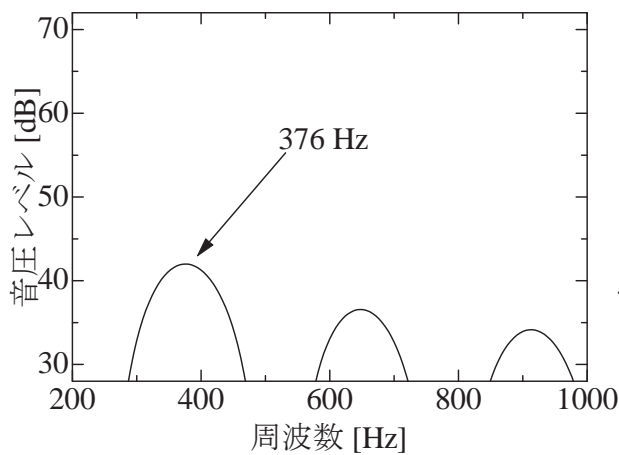


図4.5 くさびでの解析結果（差分格子ボルツマン法）

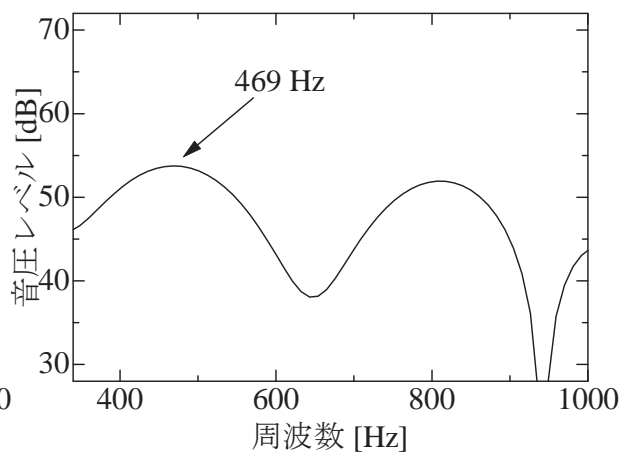


図4.6 角柱での解析結果（差分格子ボルツマン法）

## 5. 結論

本研究で構築した離散渦法によるハイブリッド音響解析についての検証を行うため、音響実験と他の数値解析手法として差分格子ボルツマン法のパッケージ(ACE-Flow)による解析との比較を行った。本研究を通して次のような結論が導き出せる。

- ・ 実験結果に関しては本解析手法よりも周波数ピーク値が若干低く出ており、これは実験で使用したノズル流の非一様性が一因であると推察できるが、それを含めても他の解析及び実験結果のいずれのケースにおいても誤差はせいぜい数%に留められた。
- ・ 本解析手法と差分格子ボルツマン法との比較において、両数値解析とも周波数特性においては結果が酷似している。差分格子ボルツマン法による数値解析には市販されている汎用ソフトウェアを使用しており、信頼できる比較手段とあってよい。このことから音圧レベルに相違はあるものの、本手法においても音響類推が可能であることが示された。さらに、解析所要時間も汎用PCにて十数時間程度であり、DNSに比べて遥かに短縮できることから、本解析手法は音響設計ツールとして有効な手段といえる。

## 6. 参考文献

- (1) 飯田明由：流体音響に関する模型実験，日本音響学会誌63巻9号(2007)，pp.549-554.
- (2) 佐々木壮一，林秀千人，児玉好雄，深野徹：一様流中の単独平板翼の後流渦に基づく空力音源の研究，日本機械学会論文集(B編)67巻663号(2001)，pp.2655-2661.
- (3) 新谷昌孝，白石裕之，赤松映明：粘性拡散モデルを用いた二次元離散渦法についての検討，日本機械学会論文集(B編)60巻572号(1994)，pp.1110-1117.
- (4) 機械工学便覧基礎編α4 流体工学，日本機械学会編，p.126

## 希薄水素プラズマ流の並進一回転非平衡性の検証

高間良樹, 鈴木宏二郎

東京大学大学院新領域創成科学研究科

## Assessment of translational-rotational nonequilibrium of rarefied hydrogen plasma flow

by

Yoshiki Takama and Kojiro Suzuki

## ABSTRACT

In the present work, we focused on translational-rotational nonequilibrium in rarefied hydrogen plasma flow. Hydrogen molecules are known as a gas that exhibits strong nonequilibrium. The rotational collision number of hydrogen molecules is reportedly around 200 - 400 up to 2000 K, whereas the rotational collision number of other molecules such as nitrogen and oxygen molecules is less than 10. Therefore, in the case of hydrogen molecules, care must be taken before assuming equilibrium between translational and rotational modes in the framework of the two-temperature model. It is important to establish a diagnostic method for the translational-rotational relaxation of hydrogen molecules. We presented the method to determine translational and rotational temperatures by emission spectroscopy. The translational temperature was determined by Balmer  $H_{\beta}$  line profile fitting, taking into account instrumental broadening, Doppler broadening, and spin-orbit coupling. Other effects such as Stark effect and Zeeman effect were not dominant in our experimental conditions, and were neglected. The rotational temperature was determined by line intensity fitting of the Fulcher- $\alpha$  band of molecular hydrogen. Then, we applied this method to our plasma wind tunnel and investigated the translational-rotational nonequilibrium in the hydrogen plasma flow. We conducted experiments for two conditions. The results revealed that translational-rotational equilibrium was obtained only in the case of higher stagnation pressure. In the other experimental condition, the translational-rotational nonequilibrium was observed. The results were reasonably explained by comparing the flow characteristic time with the translational-rotational relaxation time reported in the literature.

## 1. 序論

非平衡プラズマでは並進, 回転, 振動, 電子励起, 電子温度は異なる値を持つ. 各内部エネルギーモードは分子間衝突を介して熱平衡状態へと近づいていくため, 非平衡の度合いは衝突周波数とモード間の緩和衝突数によって決定される. 一般に, 並進モードと回転モードの緩和は非常に速く, 並進モードと振動/電子励起モードの緩和は遅い<sup>1)3)</sup>. そのため, 非平衡流を取り扱う代表的な方法である2温度モデルにおいては, 並進温度と振動温度を代表温度とし, 回転温度は並進温度に等しく, 電子励起温度と電子温度は振動温度に等しいとする<sup>4)</sup>.

水素分子は, その回転特性温度と振動特性温度が高いため, 非平衡性が非常に強い気体として知られている<sup>5)</sup>. 例えば, 並進一回転緩和に関する衝突数  $Z_r$  は 500-2000 K で 200~400 程度であり<sup>6)9)</sup>, 窒素分子や酸素分子のそれが 10 以下であるのとは対照的である<sup>3), 10)</sup>. これは, 水素では窒素や酸素と比べて並進一回転非平衡が起こりやすいことを示している. よって, 空気に通常で適用できる2温度モデルが水素には適用できない可能性がある. 例えば, 強い衝撃波背後の非平衡現象を考察する際や, プラズマ風洞の一樣流の全エンタルピを計算する際には, 並進温度と回転温度を別々に取り扱う必要がある. 従って, 並進温度と回転温度を別々に計測する方法を確立しておくことは重要である. しかしながら, エネルギーバランス<sup>6)</sup>を用いずに両者を別々に計測する方法は未だ確立されていない.

そこで本研究の目的は, 水素プラズマの並進, 回転温度を別々に計測して並進一回転非平衡を診断する手法を提示することである. この診断手法を確立することによって, 今後, 水素プラズマの非平衡現象及び緩和現象のより詳細な考察が可能となり, その理解が深まることが期待される.

本研究では, プラズマ診断手法として発光分光法に着目する. 発光分光法は非接触であり, プラズマに擾乱を与えないという利点を持つ. 並進温度は, 装置広がり, ドップラー広がり, スピン-軌道相互作用を考慮した, Balmer 系列  $H_{\beta}$  線のプロファイルフィッティングで求めた. スペク

トルプロファイルは様々な要因による広がりを持つため, 個々の要因を見積もり, 支配的な要因を正しく抽出することが求められる. 回転温度は Fulcher- $\alpha$  帯の線強度フィッティングから求めた. Fulcher- $\alpha$  帯は水素分子のバンドスペクトルであるため, 量子力学に基づいた詳細な議論によって発光線の線強度を計算することが求められる. 本研究ではこれらの困難を克服して, 発光分光法による並進・回転温度の計測法を提示する. その後, この診断手法を実際のプラズマ風洞に適用し, 得られた実験結果を既存の並進一回転緩和モデルと比較する.

## 2. 実験装置

本実験で用いたプラズマ風洞を図1に示す. プラズマは石英管(内径:46mm, 外径:50mm)の周りを4巻きしているRFコイルによる誘導加熱で生成される. 高周波電源の周波数は13.56MHz, 最大パワーは2kWである. RFコイルの下流にはDCコイルが設置されており, 最大パワー7.5kW, 最大電流256Aの直流電源に繋がれている. DCコイルは直径3mmの銅管を石英管の周りに巻きつけることで製作した. この銅管内は冷却水が流れている. プラズマに印加している磁場形状を図2に示す. 図2は, コイル電流が50Aのときの中心軸上での磁束密度の大きさを示しており, 計算から予測される通りの磁場が生成されていることがわかる. 1軸のテスラメータで磁束密度を計測しているためコイルの中心では計測ができないが, 計算結果よりコイル中心での磁束密度は42mTと予測される. この直流磁場によって, 生成されたプラズマが圧縮されてジェットとしてテストセクション内に噴き出される<sup>11)</sup>. 本研究における気流条件を表1に示す.

光学系も図1に示されている. 測定点は分光器手前のレンズによって決定される. レンズでフォーカスされた発光は光ファイバーを通して分光器(浜松ホトニクス, PMA-50)に導かれる. 本研究では, 表2に示す2種類のグレーティングを用いた. プラズマの発光強度の時間変動は $\pm 3\%$ 程度



であるため、生成されたプラズマジェットは定常であるとみなせる。

3. 回転温度計測法

回転温度は Fulcher- $\alpha$  帯の線強度フィッティングによって決定した<sup>12)</sup>。Fulcher- $\alpha$  帯は 590-640nm 付近に存在する水素分子のバンドスペクトルである(図4)。このバンドの中から、発光強度が大きく、他の線スペクトルと干渉しない8本の線スペクトルを取り出し、それらの線強度フィッティングによって水素分子の回転温度を決定した。

発光強度  $I$  は次式で表される。

$$I_{ul} = hv_{ul}A_{ul}N_u \tag{1}$$

添え字  $u$  と  $l$  は各々、Fulcher 上準位と下準位を表す。 $h$  はプランク定数、 $\nu$  は振動数、 $A$  は遷移確率、 $N$  は数密度である。発光は水素分子が基底準位から電子衝突励起によって Fulcher 上準位に励起された後、自然放出によって Fulcher 上準位から下準位に遷移する際に観測される。基底状態のボルツマン分布を仮定し、電子衝突励起が電子温度の関数であることを考慮すると、式(1)で表される発光強度は結局、回転、振動、電子温度の関数として記述される。これらの3温度を Fulcher- $\alpha$  帯の8本の線強度フィッティングによって決定する。フィッティングの例を図5に示す。計算された発光強度は実験結果と良く一致していることがわかる。本手法のフィッティング誤差に対する温度測定誤差は、回転、振動、電子温度各々に対して10%、30%、40%程度であり、回転温度は精度良く求めることができる。

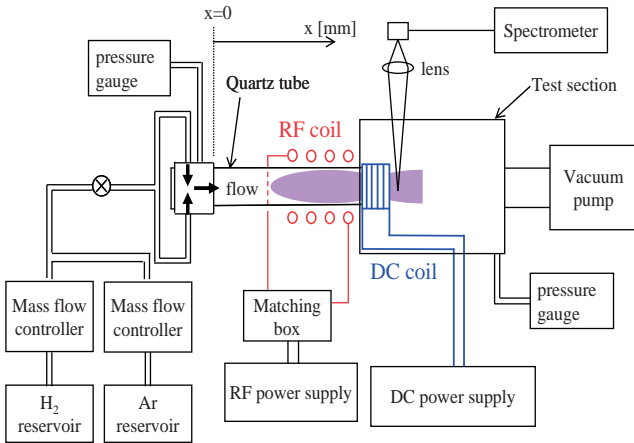


図1 誘導結合プラズマ風洞

表1 気流条件

		case 1	case 2
mass flow rate, H <sub>2</sub>	SLM	0.15	0.45
mass flow rate, Ar	SLM	0.010	0.015
input RF power	kW	1.0	1.0
DC coil current	A	50	50
DC magnetic field flux at the center of DC coil	mT	42	42
average specific enthalpy	MJ/kg	1233	575
stagnation pressure	Pa	16.8	33.4
Mach number at x = 610		0.19	0.21
Flow velocity at x = 610	m/s	300	420

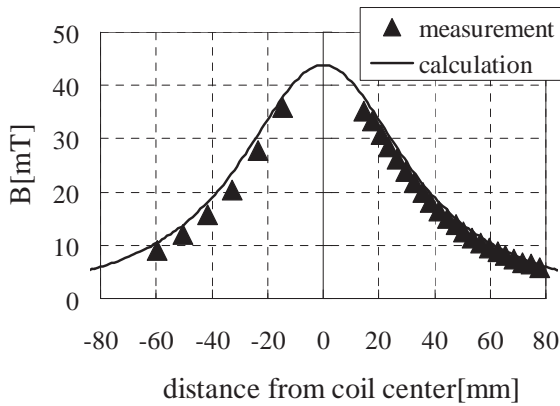


図2 直流磁場形状 (コイル電流 50A)

表2 グレーティング

measurement temperature		translational	rotational
number of grooves	gr/mm	3600	600
measurement resolution	nm	0.00780	0.080
wavelength width observed for a single data sampling	nm	7.98	82
exposure time	ms	20-1000	200-2000

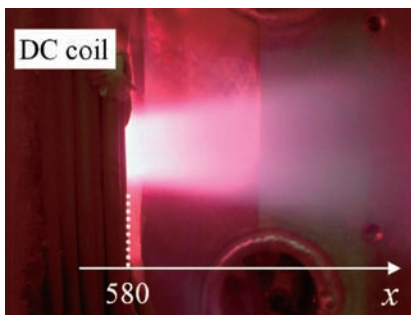


図3 プラズマジェット

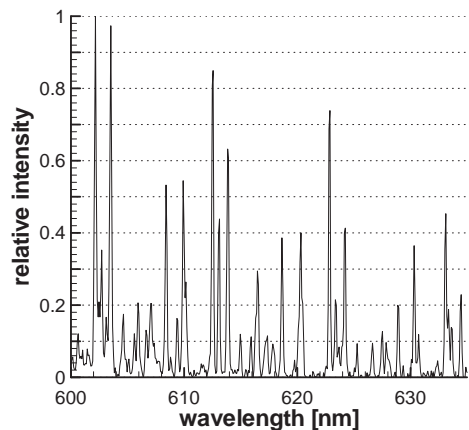


図4 Fulcher- $\alpha$  帯スペクトル

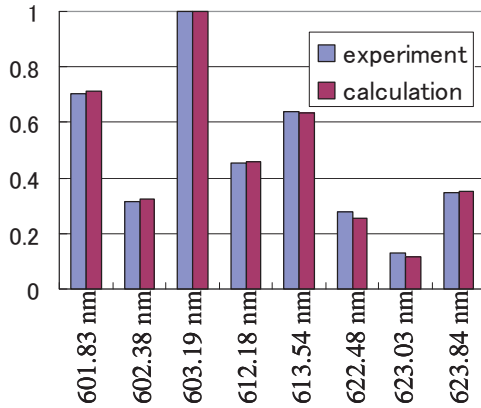


図5 Fulcher-α 帯フィッティング

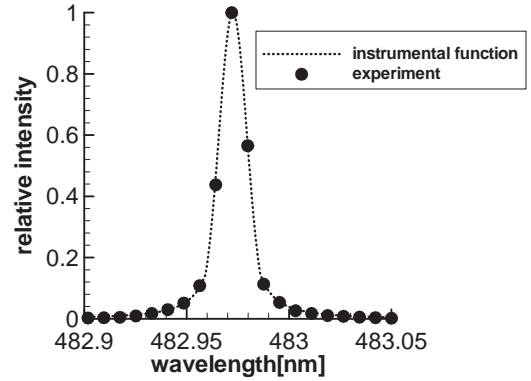


図6 装置関数

4. 並進温度測定法

並進温度は Balmer 系列  $H_\beta$  線のプロファイルフィッティングによって決定した。以下、種々のスペクトル線の広がり  
の要因について考察し、各々の寄与を見積もっていく。  
その後、本実験条件と照らし合わせて、広がり  
の主要因を特定し、並進温度決定法を述べる。

4.1 ドップラー広がり

スペクトル線のドップラー広がり  
はガウシアンプロファイルを持つ。

$$f_{Doppler}(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_D} \exp\left[-\frac{(\lambda - \lambda_0)^2}{2\sigma_D^2}\right] \quad (2)$$

その半値全幅(FWHM)は並進温度  $T_{tra}$  と原子量  $M_A$  の関数として、次式で与えられる。

$$\Delta\lambda_{Doppler} = 2\sqrt{2\log 2}\sigma_D = 7.16 \times 10^{-7} \lambda_0 \sqrt{\frac{T_{tra}}{M_A}} [\text{nm}] \quad (3)$$

4.2 装置広がり

装置広がり  
はキセノン校正ランプの 482.9708nm の線スペクトルを用いて決定した。本研究の光学系の装置関数  $f_{inst}$  は次式で与えられる。

$$f_{inst}(\lambda) = \begin{cases} \exp\left[-\frac{(\lambda - \lambda_0)^2}{2\sigma^2}\right] & |\lambda - \lambda_0| < 1.33506 \times 10^{-2} \text{ nm} \\ \frac{\alpha^2}{\alpha^2 + (\lambda - \lambda_0)^2} & |\lambda - \lambda_0| > 1.33506 \times 10^{-2} \text{ nm} \end{cases} \quad (4)$$

ここで  $\sigma = 6.795 \times 10^{-3}$ ,  $\alpha = 5.508 \times 10^{-3}$ ,  $\lambda_0$  は中心波長である。 $f_{inst}$  を図6に示す。

4.3 自然広がり

$H_\beta$  線は主量子数  $n=4 \rightarrow n=2$  の遷移に伴う発光である。波長を  $\lambda$ , 光速を  $c$ , 放射寿命を  $\tau$  とすると、自然広がり  
は次式で与えられる。

$$\Delta\lambda_{natural} = \frac{\lambda^2}{2\pi c} \left( \frac{1}{\tau_{n=4}} + \frac{1}{\tau_{n=2}} \right) \quad (5)$$

放射寿命に関して、例えば  $\tau_{n=4}$  は  $n=4 \rightarrow n=1,2,3$  の全ての遷移に対する遷移確率<sup>13)</sup>の総和の逆数として計算できる。 $\tau_{n=4}$  は  $3.31 \times 10^{-8}$ s,  $\tau_{n=2}$  は  $2.13 \times 10^{-9}$ s と計算できるので、 $H_\beta$  線の自然広がり  
は式(5)によって、 $\Delta\lambda_{natural} = 6.27 \times 10^{-5}$ nm と  
なる。

表3  $H_\beta$  線の詳細構造

symbol	upper state	lower state	wavelength[nm]	relative intensity
(a)	$4^2D_{5/2}$	$2^2P_{3/2}$	486.13614	288/9
(b)	$4^2D_{3/2}$	$2^2P_{3/2}$	486.13650	32/9
(c)	$4^2D_{3/2}$	$2^2P_{1/2}$	486.12785	160/9
(d)	$4^2P_{3/2}$	$2^2S_{1/2}$	486.12869	10
(e)	$4^2P_{1/2}$	$2^2S_{1/2}$	486.12977	5
(f)	$4^2S_{1/2}$	$2^2P_{3/2}$	486.13748	8/9
(g)	$4^2S_{1/2}$	$2^2P_{1/2}$	486.12883	4/9

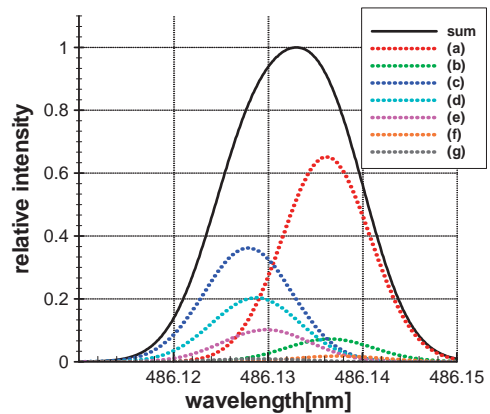


図7  $H_\beta$  線の詳細構造

4.4 シュタルク広がり

シュタルク広がり  
は Touma によって表にまとめられている<sup>14)</sup>。シュタルク広がり  
は電子温度と電子数密度両方の関数ではあるが、電子温度依存性は非常に弱いので、事実上、電子数密度  $N_e$  のみの関数とみなせる。Touma のデータに基づき関数フィッットを  
すると、シュタルク広がり  
は次式で与えられる。

$$\log_{10} \Delta\lambda_{Stark} [\text{nm}] = 0.686 \log_{10} N_e [\text{m}^{-3}] - 15.13 \quad (6)$$

4.5 ゼーマン広がり

磁場存在下ではゼーマン効果によってスペクトル線は分裂する。その波長シフトは次式で計算される。

$$\delta\lambda_z = \frac{\lambda^2}{c} \frac{\mu_B B}{h} (g_2 m_2 - g_1 m_1) \quad (7)$$

$\mu_B$ はボーア磁子,  $B$ は磁場強度,  $m$ は磁気量子数である.  $g$ はLandéの  $g$  因子で, 次式で与えられる<sup>15)</sup>.

$$g \approx 1 + \frac{j(j+1) + s(s+1) - l(l+1)}{2j(j+1)} \quad (8)$$

$s$ はスピン量子数,  $j$ は電子の全角運動量に関する量子数である.  $m$ に関する遷移則は $\Delta m=0, \pm 1$ なので, ゼーマン効果による波長シフトは式(8)によって計算することができる.

4. 6 スピン-軌道相互作用

スピン-軌道相互作用によって  $H_\beta$  線は7つの要素に分裂し(表3), 観測されるスペクトルはその7つの要素の重ね合わせとなる. 各要素の相対強度は Condon らの方法によって計算した<sup>16)</sup>. 具体例として, 並進温度 1000K のドップラー広がりのみを考慮したときの7つの詳細構造とその和のスペクトル形状を図7に示す.

4. 7  $H_\beta$  線の広がり の 主要因

図8に, 装置広がり, 自然広がり, シュタルク広がり, ドップラー広がり の FWHM の比較を示す. シュタルク広がり は電子数密度のみの関数, ドップラー広がり は並進温度のみの関数である. 本実験条件は矢印で図に書き加えられている. 図8より, 本実験条件においては, シュタルク広がり と自然広がり は無視できることがわかる. また, 本実験条件におけるゼーマンシフトは最大で  $5.2 \times 10^{-4}$  nm であるため, ゼーマン広がり も無視した.

以上より, 本研究では以下の手順で水素プラズマの並進温度を決定した.

- (1) 並進温度を予測する.
- (2) 7本の詳細構造に対してドップラー広がり を計算し, 重ね合わせる.

$$f_d(\lambda) = \sum f_{Doppler}(\lambda)$$

- (3) (2)で得た関数と装置関数をコンボリューションする.

$$f_{cal}(\lambda) = \int_0^\infty f_d(\lambda') f_{inst}(\lambda - \lambda') d\lambda'$$

- (4)  $f_{cal}(\lambda)$  を実験データと比較する.
- (5) (1)~(4)を繰り返す, 実験データを最も良く再現する並進温度を決定する.

$H_\beta$  線のフィッティング例を図9に示す. 計算結果は実験結果を精度良くフィッティングできていることがわかる.

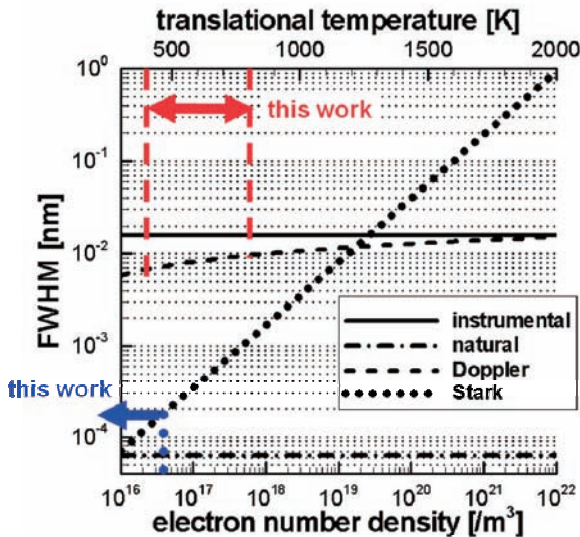


図8  $H_\beta$  線広がり要因の寄与の比較

5. 実験結果

第3章及び4章で述べた発光分光手法を用いて, 第2章のプラズマ風洞の並進-回転非平衡診断を行った. 振動温度と電子温度は各々, 2200K, 17000K で軸方向にほぼ同様である. また, 半径方向にトラバースしてアーベル逆変換をしたところ, 半径方向の温度分布はほぼ同様であることがわかった. 回転温度の半径方向分布を図10に示す. よって, 以下に示す結果はアーベル逆変換を施していない, 中心軸上で測定した発光スペクトルを解析して得られたものである. 並進温度と回転温度の軸方向分布を図11に示す. case2では発光が観測されるジェット長さ が case1より短いため, プロットされている点の数が少なくなっている. 図11より, 表1の case1の条件では並進-回転非平衡, case2の条件では並進-回転平衡になっていることがわかった.

水素分子の並進-回転緩和時間  $\tau_r$  は Billing によって与えられている<sup>9)</sup>. 表1に示されている気流速度を代表速度  $U$  とし, 石英管直径を代表長さ  $L$  とすると, 流れ場の代表時間  $\tau_f$  は  $L/U$  として計算できる.  $\tau_r$  及び  $\tau_f$  を表4に示す. case1では  $\tau_r$  と  $\tau_f$  は同じオーダーであるため並進-回転非平衡, 一方 case2では  $\tau_r$  が  $\tau_f$  の25%程度であるため, 並進-回転平衡と予想される. これらの予想は表4に示される実験結果と合致し, 本研究の分光手法が妥当であることが示唆された.

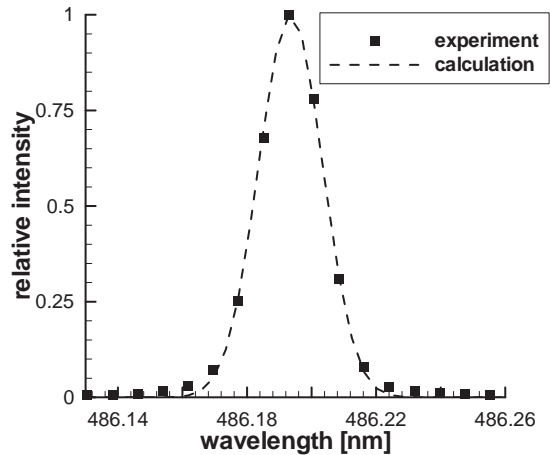


図9  $H_\beta$  線フィッティング例

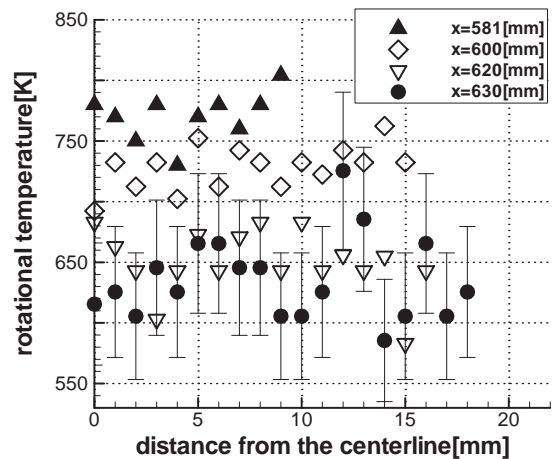


図10 回転温度の半径温度分布(case1)

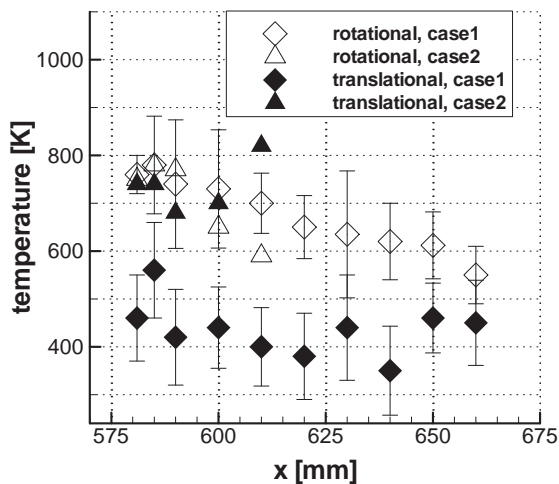


図 11 並進温度及び回転温度の軸方向分布

表 4 並進一回転緩和時間

		case1	case2
rotational relaxation parameter	atm·s	$2.5 \times 10^{-8}$	$1 \times 10^{-8}$
rotational relaxation time, $\tau_r$	s	$1.5 \times 10^{-4}$	$3.0 \times 10^{-5}$
flow characteristic time, $\tau_f$	s	$1.7 \times 10^{-4}$	$1.2 \times 10^{-4}$

## 6. 結論

本研究では、希薄水素プラズマ流の並進一回転非平衡性の発光分光診断手法を提示し、それを実際のプラズマ流に適用した。並進温度は Balmer 系列  $H_\beta$  線のプロファイルフィッティングから求め、回転温度は Fulcher- $\alpha$  帯の線強度フィッティングから求めた。得られた実験結果は、並進一回転緩和時間と流れの特性時間の比較によって物理的に説明可能で、本手法が妥当であることが示唆された。

## 謝辞

本研究は科学研究費補助金基盤研究(B)No.17360408、及び科学研究費補助金特別研究員奨励費 No.18・11672 の支援を受けて行われた。ここに感謝の意を表す。

## 参考文献

- 1) Vincenti W G et al 1967 *Introduction to Physical Gas Dynamics* (Florida: Krieger Publishing Company) p 197
- 2) Bird G A 1994 *Molecular Gas Dynamics and the Direct Simulation of Gas Flows* (Oxford: Clarendon Press) p 413-4
- 3) Parker J G 1959 *Phys. Fluids* **2** 449-62
- 4) Gnoffo P A et al 1989 *NASA Technical Paper* 2867 p 10
- 5) Boyd I D 1997 *Phys. Fluids* **9** 3086-95
- 6) Gallagher R J and Fenn J B 1974 *J. Chem. Phys.* **44** 3492-9
- 7) Boyd I D et al 2003 *J. Fluid. Mech.* **280** 41-67
- 8) Winter T G and Hill G L 1975 *J. Acoust. Soc. Am.* **42** 848-8
- 9) Billing G D 1977 *Chem. Phys.* **20** 35-42
- 10) Lordi J A et al 1970 *Phys. Fluids* **13** 291-308
- 11) Takama Y and Suzuki K 2008 *Plasma Sources Sci. Technol.* **17** 015005
- 12) Takama Y and Suzuki K 2007 *J. Thermophys. Heat Transf.* **21** 630-7
- 13) Wiese W L et al 1966 *Atomic Transition Probabilities Volume I Hydrogen Through Neon* (Washington D. C.: United States Department of Commerce, National Bureau of Standards) p 2-6

- 14) Touma J E et al 2000 *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **65** 543-71
- 15) Cowan R D 1981 *The Theory of Atomic Structure and Spectra* (Berkeley: University of California Press) p 487
- 16) Condon E U et al 1959 *The Theory of Atomic Spectra* (Cambridge: Cambridge University Press) p 69 99 132-4

## 抽気孔径が半球模型の極超音速空力特性に及ぼす影響

今村 幸<sup>1</sup>, E. Rathakrishnan<sup>2</sup>, 綿貫忠晴<sup>1</sup>, 鈴木宏二郎<sup>3</sup>

<sup>1</sup>東京大学大学院 工学系研究科 <sup>2</sup>インド工科大学カンプール校 <sup>3</sup>東京大学大学院 新領域創成科学研究科

### Effect of Bleed Hole Diameter on Hypersonic Aerodynamic Characteristics of a Hemisphere Model

by

Osamu Imamura, Rathakrishnan Ethirajan, Tadaharu Watanuki, and Kojiro Suzuki

#### ABSTRACT

Bleeding blunt nose model is proposed in order to control the aerodynamic characteristics in hypersonic region. The air is bled from the top of the model and it exhausts to the base. The increase in the base pressure is expected and, as a result, the reduction of drag force is expected. This paper reports the experimental results of hemisphere model with different bleed holes in hypersonic wind tunnel and the effect of the bleed hole diameter is discussed. The experiments are performed in a hypersonic wind tunnel, University of Tokyo, in Kashiwa. This wind tunnel enables the Mach number 7 flow of 120 mm in diameter for 60 seconds. In this study, the stagnation pressure is 950kPa, stagnation temperature is around 600K and Reynolds number is  $1.6 \times 10^5$ , respectively. The prototype model is a hemisphere in 40 mm diameter with a bleeding hole in 5mm and 10mm diameter. From the shadowgraph images, the shock distance becomes shorter with the increase of the bleed hole diameter and the shock wave shape becomes concave at the center for larger bleed hole diameter. From the measurement of balance system, drag force coefficient reduces with the increase in the bleed hole diameter and the maximum reduction of drag force coefficient is 10% of that without bleeding. The main reason for the reduction of drag force is estimated to be increase of the base pressure from the measurement result of base pressure. The base pressure increases with the increase of the bleed hole diameter.

#### 1. はじめに

極超音速飛行する鈍頭物体の空力および空力加熱の制御方法として、物体前面にエアロスパイクを設ける方法や前方にエネルギーを加える方法が知られている[1-4]。例えばスパイクを物体前方に設けると物体前方の流れの様子が変化し、空力加熱の低減や空気抵抗低減の効果が得られる。しかしながらこれらの方法は、構造上の問題などにおいて好ましくない傾向もあり、広く使われているとは言い難い状況である。

本報では、極超音速飛行体における空力および空力加熱の制御方法として抽気を利用する方法を提案する。提案するシステムは鈍頭物体のよどみ点付近に小孔を設けて物体前方から抽気を行い、そのガスを物体後方へと排気するものである。抽気に伴い物体前方の流れの様子が変化することによって、空力加熱や空気抵抗に影響を及ぼすことが期待される。また抽気したガスを排気することによって、ベース圧上昇に伴う空気抵抗の低減が見込まれる。なお超音速領域においては、提案するシステムにおいて基礎的な検討が行われている[5]。

以上のような背景から、抽気を用いるシステムの有効性について調べるため、抽気孔を有する模型を試作して極超音速風洞試験を行った。試作した模型は半球模型のよどみ点付近に小孔を設けたものであり、抽気孔の大きさが異なる模型を用いて抽気孔径が特に空力特性に及ぼす影響について実験的に調べた。

#### 2. 実験設備および供試模型

風洞実験は東京大学柏キャンパスに設置されている極超音速高エンタルピー風洞を用いて行われた。図1に風洞の外観図を示す。この図に示されるように本風洞はノズルの上流にペブル式の加熱器を有しており、また測定部下流には真空槽(容量 147m<sup>3</sup>)を有している。加熱器上流で設定圧に調圧された空気は、加熱器内でペブルと熱交換をしたのち極超音速ノズルに導入される。極超音速ノズルの出口はフリージェットの試験部となっており、空気は熱交換器を介して真空槽に排気される。極超音速ノズルの設計マッハ数は7、ノズル出口は直径 200mm、気流のコアは直径 120 mm程度であり[6]、最大で 60 秒間気流を維持することが

可能である。ノズル上流での温度、圧力をよどみ点状態として、本報告での試験を含む気流条件の一例を示したものが表1である。気流マッハ数  $M$  は、測定室圧力  $p_1$  とよどみ点圧力  $p_0$  から算出している。表には 18 回の通風試験の平均とその標準偏差を示してあるが、よどみ点圧力  $p_0$  がおよそ 950kPa、よどみ点温度  $T_0$  が 600K 程度で安定しており、気流マッハ数  $M$  は 7.0~7.1 の間に収まっている。気流の平均条件におけるレイノルズ数は模型直径基準で  $1.6 \times 10^5$  程度である。本風洞では気流静定後に模型を気流中に投入する模型射出装置を備えており、本試験ではすべての実験において、風洞が起動してから約 10 秒後に模型を気流内に投入している。

Table. 1 Flow condition

	$p_0$ , kPa	$T_0$ , K	$p_1$ , kPa	$M$
Av.	952	600	0.22	7.07
S.D.	0.9	54	0.01	0.036

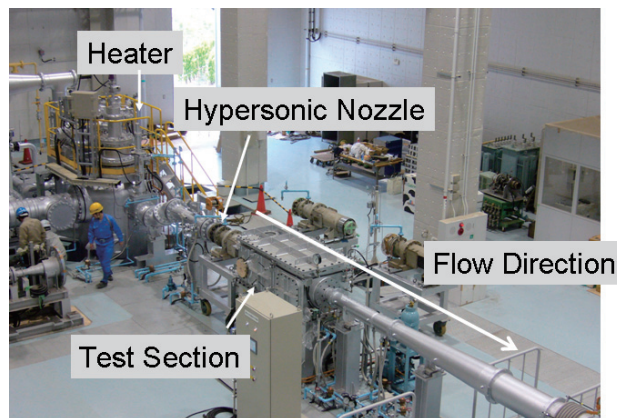


Fig. 1 Overview of UT-Kashiwa Hypersonic Wind Tunnel



Fig. 2 A photograph of prototype model

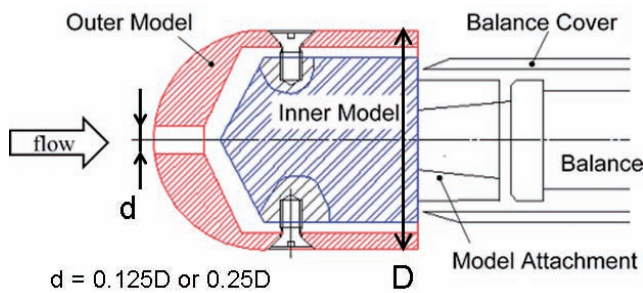


Fig. 3 Setup of the prototype model with the balance system

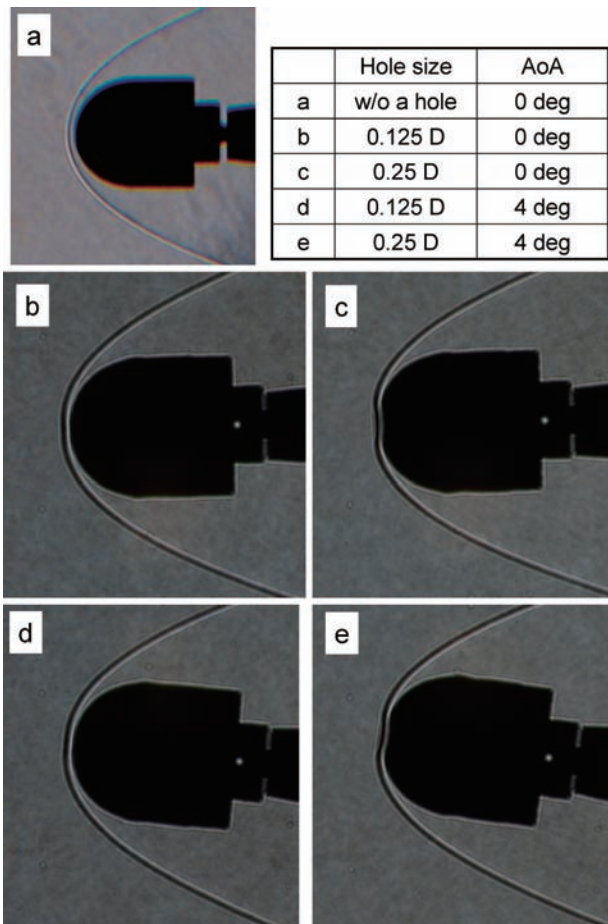


Fig. 4 Typical shadowgraph photographs

図2には実験に使用した模型の写真、図3にはその組立取り付け部を示す。模型はステンレス製で主として外殻部と内核部からなっており、外殻部は頭頂部に直径  $d=5\text{mm}$  もしくは  $10\text{mm}$  の抽気のための小孔を設けた直径  $D=40\text{mm}$  の半球形状である。図2の写真は抽気径が  $5\text{mm}$  の場合である。外殻部と内核部は円環状の  $2\text{mm}$  の間隔を持ってボルトで連結されており、前方の抽気孔から導入された気体は外殻部と内核部の間の円環状のスリット部を介して下流側へ排気される。内核部の頭頂部は半頂角約  $60^\circ$  の円錐状になっており、下流側はアタッチメントを介して天秤に固定され、模型に加わる空気力を計測できるようになっている。抽気の影響について調べるため、抽気孔なしの半球模型（直径  $40\text{mm}$ ）も同時に作成し、比較実験を行っている。（ただし模型長は、抽気孔ありの場合が  $48\text{mm}$  に対して、参照模型は  $43\text{mm}$  である。）以下では、抽気孔の径  $d$  を半球直径  $D$  で除した値を用いて、抽気孔径が  $5\text{mm}$ 、 $10\text{mm}$  の模型を  $0.125D$  小孔径の模型 または  $0.25D$  小孔径の模型と称することとする。また参照用の抽気孔なしの模型を  $0D$  の模型と称する。

### 3. 結果および考察

#### 3-1 流れ場の様子

図4に典型的なシャドウグラフ写真を示す。すべての写真において写真左側が上流である。この図から迎え角によらず安定した離脱衝撃波が確認され、また抽気孔を設けることによって衝撃波の形状が変化していることがわかる。図5は図4に示されたシャドウグラフ写真から暗線の部分を抽出して、各抽気孔径における衝撃波形状の変化の様子を比較したものである。なお図においては、衝撃波形状の変化を観察しやすくするため流れ方向は2倍に引き伸ばしてあり、合わせて模型の表面も示してある。この図から、抽気孔を設けることによる衝撃波形状の変化は抽気孔近傍に限られることがわかり、特に  $d=0.25D$  の模型の場合は衝撃波が凹状に変形していることがわかる。次に模型表面と衝撃波面との距離であるが、半球模型の先端を基準として衝撃波面までの距離を図から見積ると、 $0D$  の模型（半球模型）では模型の中心軸上で  $2.2\text{mm}$  ( $0.056D$ )程度であるが、これが  $0.125D$  小孔径の模型では  $1.5\text{mm}$  ( $0.038D$ )程度であった。  $0.25D$  小孔径の模型では模型の中心軸上では  $1.8\text{mm}$  ( $0.045D$ )程度であったが、抽気孔の端よりやや外側において、流れ方向への距離で  $1.32\text{mm}$  ( $0.033D$ )程度と模型と衝撃波の距離が一番短くなっていた。すなわち、抽気孔の大きさが大きくなることによって衝撃波と模型の最短距離が縮まっていることがわかる。他方、迎え角を取った場合であるが、この場合も同様に抽気孔を設けることにより、衝撃波と模型表面の距離が短くなっている。その距離であるが、 $0D$  の模型の場合で  $2.2\text{mm}$  ( $0.055D$ )程度、 $0.25D$  小孔径の場合は小孔のやや外側で  $1.4\text{mm}$  ( $0.035D$ )程度であり、模型と衝撃波の距離は迎え角  $0^\circ$  の場合と同程度であることが明らかとなった。

#### 3-2. 空気抵抗

各々の模型においてステップモードで  $2^\circ$  おきに迎え角を変化させながら、模型に加わる空気力を測定し、それをもとに抵抗係数を求めたものが図6である。各迎え角に  $10$  秒間固定して実験を行っており、その間空気力が安定していることを確認している。抵抗係数を求めるにあたり代表面積は模型の軸方向投影面積であり、いずれの模型においても直径  $40\text{mm}$  の円である。図6から本研究の範囲内において顕著な抵抗係数の迎え角依存性は確認されなかったが、いずれの迎え角においても抽気孔を設けることによって、抵抗係数が減少していることがわかる。その低減の程度は

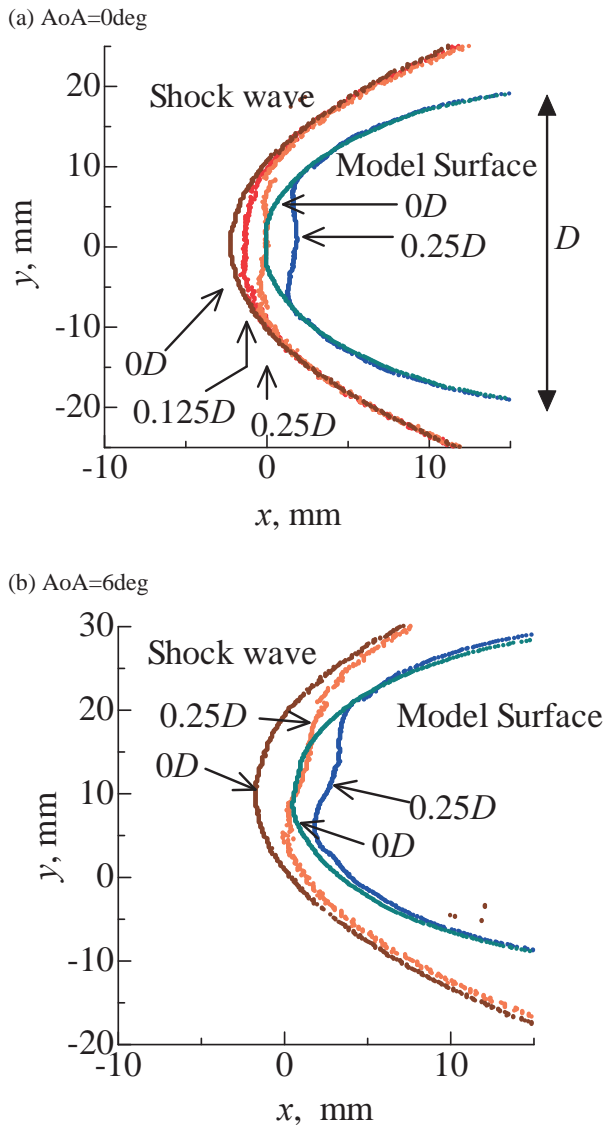


Fig. 5 Comparison of shock wave position with different bleed holes

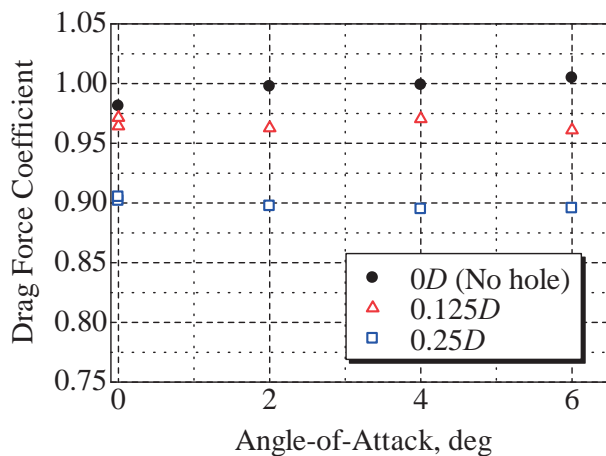


Fig. 6 Drag force coefficient vs. Angle-of-Attack

抽気孔なしの半球模型に比べて、0.125D小孔径の模型で2.5%、0.25D小孔径の模型で10%程度である。なお半球模型と孔付模型では模型長が異なるが、孔付模型の方が模型長は長く、抽気孔の影響がなければ摩擦抵抗によって孔付模型の方が抵抗係数が大きくなるはずであり、図中における抵抗低減の効果は抽気孔を設けたことに起因すると考えられる。

3-3. 模型後方の圧力測定と考察

空気抵抗の減少の要因として、抽気したガスの排気によるベース圧の上昇が予想される。そのため内部流路内および模型後方の圧力測定を行った。以下ではすべて迎え角0度で実験および解析を行っている。圧力の計測であるが、本来は小孔なしの模型と比較すべきであるが、ここではおよその傾向を把握することを目的として、図7に示されるようにスリット出口の近傍に流れ方向に圧力導管を差込み、スリット出口からの距離を変えて計測を行った。圧力測定の測定結果を表2に示す。なお外殻部と内核部間の流路断面積は上流から下流に向けて基本的に拡大するように設計してある。内核部と外殻部で挟まれた流路内(ξ=-10mm)においては0.125D小孔径の場合に1kPa程度の圧力、0.25Dの場合には7kPa程度の圧力が計測されている。抽気の排気付近においては、0.125D小孔径の場合にはスリットの出口付近(+1mm)で0.7kPa程度の圧力が計測されているが、それより下流では気流の静圧(0.21kPa)と同程度の値となっていることがわかる。一方で0.25D小孔径の場合には、スリット出口から7mm程度離れたところでも1kPa程度の圧力が観察されており、気流静圧に対しておよそ5倍程度のベース圧となっている。

以上の圧力計測の結果を踏まえて、抵抗係数の低減を見積もったものが表3である。見積りの方法についての概略は図8に示されているとおり、小孔を設けることによる外殻部分の抵抗の減少、および内核部分が露出することによる抵抗の増加についてはニュートン流解析を用いた。ベース部分の圧力上昇による抵抗増減に関しては、ベース圧として0.125D小孔径の場合には0.26kPa、0.25D小孔径の場合には、1.11kPaを採用し、排気された気体の運動量に起因する推力に関しては考慮していない。表3は各々の抵抗係数に及ぼす寄与を半球模型の抵抗係数を1とした場合の割合で表記したものである。その結果、先頭部分においては外殻部分の抵抗低減の効果と内核部分の抵抗増加の効果はおおよそ相殺しており、先頭部分における抵抗低減の効果は1%~2%程度である。すなわちベース圧の上昇の効果分が、抵抗低減の効果分と予測される。このようにして表3で見積もられた抵抗低減の効果は、計測や見積りの精度を考えるとおよそ図6にて示された抵抗低減の効果と整合が取れていると言える。

このように本研究における抵抗低減の効果はベース圧の上昇によるところが大きいですが、風洞実験の都合上、ベース部分にはアタッチメントなどが付属しているため、ベース圧の上昇の効果が完全に反映されているとは言い難い。すなわち実飛行体を考えると、ベース圧を上昇させることによる抵抗低減の効果は本報で見積もられたものよりも、より効果的であることが予測される。

Table. 2 Measured Base Pressure (unit: kPa)

Position	-10mm	+1mm	+3mm	+7mm
0.125D model	1.26	0.72	0.26	--
0.25D model	7.08	--	--	1.11

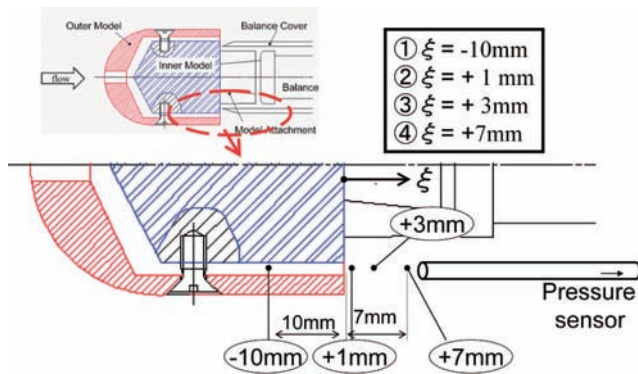


Fig. 7 Positions of pressure measurement

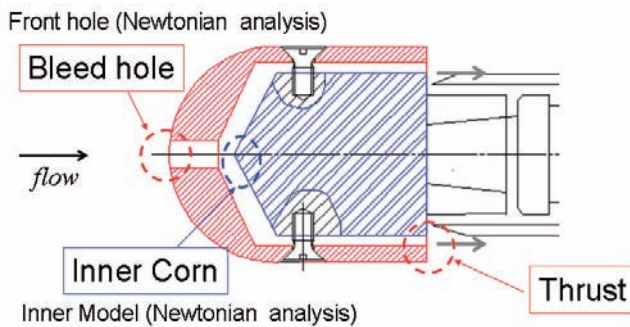


Fig. 8 Estimation of drag force coefficient

Table. 3 Detail of drag force coefficient reduction

Position	Bleed hole	Inner Corn	Thrust	Total
0.125D model	-3.1%	+2.4%	-2.4%	-3.1%
0.25D model	-11.4%	+9.7%	-10.4%	-12.1%

3-4. 内部流路の温度

今回の模型のように、比較的頂角が開いた円錐を内核に用いた場合に外殻と内核の抵抗係数変化がほぼ相殺していることから、より抵抗が少ないと思われる形状を内核に用いれば頭部でも抵抗軽減効果が得られるものと期待される。この場合、内核部においても空力加熱が問題となることが予測されるため、内部流路における気流温度計測を行った。その結果を図9に示す。図には、ほぼ同じ全温における模型のよどみ点近傍(CaseA)および内部流路(CaseB)にて計測した温度の時間履歴を示している。内部流路温度は試験時間中に定常に達してないため外挿して求めた。その結果、通風開始前の模型の表面温度(常温)と気流の温度差を比較すると、外殻部前方に比べて内核部前方の温度差は45%程度であった。これから内核部も高温の気体に曝されるものの、その気流温度は外殻部のものと比べると十分に低いといえる。

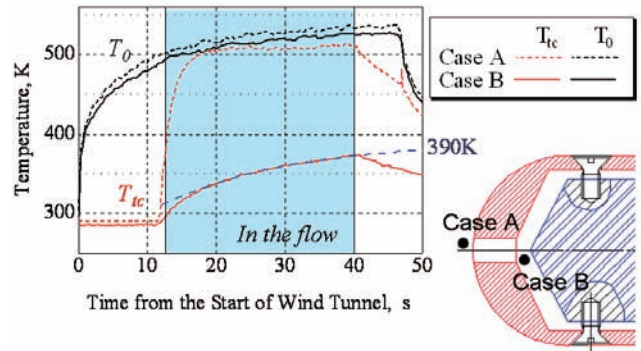


Fig. 9 Temperature of interior path

4. 結論

頭頂部に大きさの異なる抽気用の小孔を設けた半球模型を用いて、空気の抽気および抽気孔径が主に空力特性に与える影響について、極超音速風洞試験を行い実験的に調べた。その結果、得られた主な結論は以下のとおりである。

1. 抽気孔を設けることにより、衝撃波-物体間の距離が短くなることが明らかとなった。特に半球直径の1/4の径の小孔を用いた場合には衝撃波の中心部分が凹となるように変形した。
2. 抽気孔を設けることにより抵抗係数が減少することが明らかとなった。特に半球直径の1/4の径の小孔を用いた場合には、約1割の抵抗係数の低減が確認された。ベース圧の測定を行った結果、抽気孔を設けることでベース圧が大きく上昇しており、このベース圧の上昇が抵抗係数の低減の主要因と推定された。
3. 内部流路における気流温度計測を行った結果、内核部も高温の気体に曝されるものの、その気流温度は外殻部のものと比べると十分に低いことが明らかとなった。

参考文献

- 1) 久保田弘敏, 鈴木宏二郎, 綿貫忠晴, "宇宙飛行体の熱気体力学," 東京大学出版会 (2002), pp. 156-161.
- 2) Crawford, D. H., "Investigation of the flow over a spiked-nose hemisphere-cylinder at a Mach number of 6.8", NASA TN, D-118 (1959)
- 3) 坂越中, 三原健, 綿貫忠晴, 久保田弘敏, "エアロスパイクによる極超音速空力加熱軽減効果の評価", 第31回流体力学講演会, pp.25-28, (1999)
- 4) 高木亮二, "Direct Energy Air Spikeによる空力加熱率現象の数値シミュレーション", 日本航空宇宙学会論文集 第50巻 pp.123-128 (2002)
- 5) Vashishtha, A., Sharma, H., Lovaraju, P., Rathakrishnan, E., "Breathing Blunt Nose Concept for Drag Reduction in Supersonic Flow", 26<sup>th</sup> ISTS, 2008-e-14, (2008) (in CD-Rom)
- 6) 今村 宰, 綿貫忠晴, 鈴木宏二郎, 柏風洞 WG "東京大学 柏キャンパス極超音速風洞の気流特性について", JAXA-SP-07-016, pp.50-55 (2008)



# 有限要素法を用いた圧縮粘性流れにおける形状最適化

中島修治\*, 川原睦人\*\*

\* 中央大学大学院 理工学研究科 土木工学専攻

\*\* 中央大学 理工学部 土木工学科

## Shape Optimization in Compressible Viscous Flows Based on the Finite Element Method

by

Shuji Nakajima and Mutsuto Kawahara

### ABSTRACT

The objective of this paper is to determine the optimal shape of a body - a two-dimensional elliptical cylinder in this study - located in a compressible viscous flow governed by the Navier-Stokes equations, such that the fluid force acting on the surface of the body is minimized. The optimal state is defined as the state in which the performance function - the integration of the square sum of the fluid force on the surface of the body - is minimized due to a reduction in fluid force on the body. A gradient of the performance function is computed by using the adjoint variables. The weighted gradient method is used as the minimization algorithm. The volume of the body is assumed to be constant. For the discretization of both the state and adjoint equations, the mixed interpolation method based on the bubble function interpolation presented previously by the authors is employed. Both the structured mesh around the surface and the smoothing procedure are employed for the gradient. As numerical studies, the shape optimization of a body in a uniform flow field is carried out. The initial shape of the body is assumed to be an ellipse. Finally, a stable optimal shape determination of a body in a compressible viscous flow is obtained by using the presented method.

### 1. 序論

本研究では、圧縮粘性流れにおける物体の流体力最小化問題を解くことにより、物体形状の最適化を実施する。圧縮非粘性流れにおいて、物体の面積が一定を仮定した場合、物体にかかる圧力が最小となる理論的な最適形状は無限長さの平板である。前研究において、圧縮非粘性流れの形状最適化問題は解かれ、数値解析的に平板の形状が得られた<sup>1)</sup>。流体力最小化問題について、圧縮粘性流れにおける物体形状の最適化を同手法によって行なう。

本研究では、評価関数は流体力の二乗和の積分で構成される。評価関数の拘束条件に、状態方程式の圧縮性 Navier-Stokes 方程式を用いる。評価関数の勾配は随伴方程式によって計算され、評価関数を最小にすることにより、形状が最適化される。最小化アルゴリズムには、重み付き勾配法が使われる。また、物体の面積は初期形状の面積から変化せず、一定として形状更新する。状態方程式及び随伴方程式の離散化には有限要素法が適用され、空間方向の離散化として気泡関数要素を用い、時間方向の離散化に $\Theta$ 法を用いる<sup>2)3)</sup>。時間項における気泡関数に基づいた混合補間は、気泡関数の節点値をプログラム上で保存する必要がなく効率的かつ安定に解くことが可能である。それゆえ、形状最適化問題を容易に扱うことが可能である。最適形状は勾配を用いて形状の導出を行なうため、アルゴリズムにおける重要な過程は、表面座標に関する評価関数の勾配を計算することである。勾配は物体表面に面した不均等なメッシュに依存する。その上、物体表面の節点間隔は形状の更新が進むにつれ、狭くなる。そのため、物体周りの構造メッシュ及び物体表面における等間隔の節点配置は、スムーズな勾配を得るのに必要となる。本研究では、リメッシング法に物体表面の節点間隔を一定とする方法を適用した Delaunay 三角分割法を用い<sup>4)</sup>、スムージング法も同時に導入する<sup>5)</sup>。これらによって、物体表面に対する勾配の安定な計算が可能となる。

数値解析例として、一様流に置かれた物体の形状最適化を実施する。初期形状には楕円を用いる。楕円は物体

の流体力を減少させる形状に更新され、圧縮粘性流れにおける最終形状が得られる。

### 2. 基礎方程式

基礎方程式として、保存変数による圧縮性 Navier-Stokes 方程式を用いる。

$$\dot{U} + A_j U_{,j} - (K_{ji} U_{,i})_{,j} = 0 \quad \text{in } \Omega, \quad (1)$$

$$U = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u_i \\ \rho e \end{bmatrix} \equiv \begin{bmatrix} \rho \\ m_i \\ \rho e \end{bmatrix} \quad (2)$$

$A_j$ 及び $K_{ji}$ はヤコビ行列であり、 $U$ の $\rho$ 、 $u_i$ 、 $e$ は密度、流速、エネルギー密度を示す。本研究では理想気体を仮定するため、以下の状態方程式を用いる。

$$p = (\gamma - 1)\rho e \quad (3)$$

$$e = \varepsilon + \frac{u_i u_i}{2} \quad (4)$$

ここで、 $\gamma$ は比熱比である。また、粘性係数と温度の関係式には Sutherland の公式を用いる。

初期条件には一様流を与え、図1に示す境界 $\Gamma_B$ 、 $\Gamma_O$ 、 $\Gamma_S$ は、最適形状問題における解析時間域 $I$ において、以下のように定義する。

$$U = \hat{U}(x_i, 0) \quad \text{in } \Omega \quad (5)$$

$$\begin{aligned} u_t &= \hat{u}_t \quad \text{on } \Gamma_I \times I \\ (\tau_{1j}, u_2, q_n) &= (0, 0, 0) \quad \text{on } \Gamma_S \times I \\ (p_0, \tau_{1j}, q_n) &= (\hat{p}_0, 0, 0) \quad \text{on } \Gamma_O \times I \\ (u_i, q_n) &= (0, 0) \quad \text{on } \Gamma_B \times I \end{aligned} \quad (6)$$

ここで、 $q_n$ 及び $p_0$ は法線方向の熱流束と静圧である．流入境界 $\Gamma_I$ はリーマンの不変量及び等エントロピー条件により，以下のように定義する．

$$\begin{aligned} u_t &= \hat{u}_t, \quad \text{on } \Gamma_I \times I \\ R_\infty &= u_n - \frac{2c}{\gamma-1}, \quad \text{on } \Gamma_I \times I \\ c^2 &= \gamma(\gamma-1)(e - \frac{1}{2}u_i u_i), \quad \text{on } \Gamma_I \times I \\ S &= \ln(p\rho^{-\gamma}), \quad \text{on } \Gamma_I \times I \end{aligned} \quad (7)$$

ここで、 $u_t$ 及び $u_n$ 、 $c$ 、 $R_\infty$ 、 $S$ は、それぞれ、接線方向及び法線方向の速度、音速、リーマン不変量、エントロピーである．

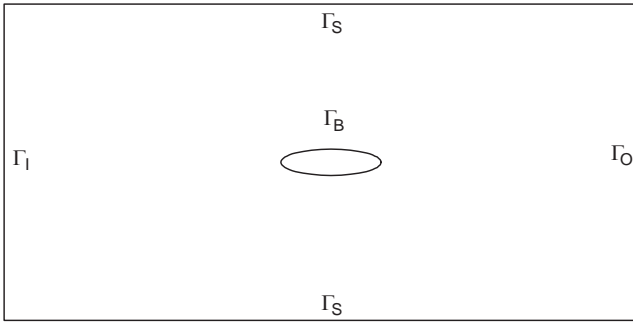


図1 解析領域及び境界条件

### 3. 評価関数

流体力最小化問題として、物体表面の流体力を直接的に用いた評価関数 $J$ を最小とする物体形状の座標を求め．拘束条件の式(1)を考慮した拡張評価関数 $J^*$ は以下の式となる．

$$\begin{aligned} J^* &= \frac{1}{2} \int_I (F_i - \bar{F}_i) Q_{ij} (F_j - \bar{F}_j) dt \\ &+ \int_I \int_\Omega \Lambda^T \cdot \{ \dot{U} + A_j U_{,j} - (K_{ji} U_{,i})_{,j} \} d\Omega dt, \end{aligned} \quad (8)$$

$$\Lambda = \begin{bmatrix} \xi \\ \eta_i \\ \zeta \end{bmatrix} \quad (9)$$

$F_i$ 及び $\bar{F}_i$ 、 $Q_{ij}$ は、それぞれ、流体力及び目的とする流体力、重み定数であり、 $\xi$ 、 $\eta_i$ 、 $\zeta$ は随伴変数である．最適化における必要条件は拡張評価関数 $J^*$ の第一変分による停留条件

$$\delta J^* = 0 \quad (10)$$

によって得られる．これにより、次の随伴方程式及び随伴変数に対する境界条件、終端条件が導かれる．随伴方程式は

$$\begin{aligned} -\dot{\Lambda} &= (\bar{A}_j \Lambda)_{,j} + \bar{A}_{j,j} \Lambda - (\bar{K}_{ji}^1 \Lambda_{,i})_{,j} \\ &+ \bar{K}_{ji,j}^1 \Lambda_{,i} - \bar{K}_{ji,j}^2 \Lambda_{,i} = 0, \quad \text{in } \Omega \times I \end{aligned} \quad (11)$$

であり、 $\bar{A}_j$ 及び $\bar{K}_{ji}^1$ 、 $\bar{K}_{ji}^2$ を以下に示す．

$$\bar{A}_j = \begin{bmatrix} 0 & \frac{1}{2} \delta_{j1} \bar{\gamma} u^2 - u_j u_1 & \frac{1}{2} \delta_{j2} \bar{\gamma} u^2 - u_j u_2 \\ \delta_{j1} & \delta_{j1} u_1 - \delta_{j1} \bar{\gamma} u_1 + u_j & \delta_{j1} u_2 - \delta_{j2} \bar{\gamma} u_1 \\ \delta_{j2} & \delta_{j2} u_1 - \delta_{j1} \bar{\gamma} u_2 & \delta_{j2} u_2 - \delta_{j2} \bar{\gamma} u_2 + u_j \\ 0 & \delta_{j1} \bar{\gamma} & \delta_{j2} \bar{\gamma} \\ (\bar{\gamma} u^2 - \gamma e) u_j \\ \delta_{j1} \bar{\varepsilon} - \bar{\gamma} u_j u_1 \\ \delta_{j2} \bar{\varepsilon} - \bar{\gamma} u_j u_2 \\ \bar{\gamma} u_j \end{bmatrix} \quad (12)$$

$$\bar{\gamma} = \gamma - 1, \quad u^2 = u_i u_i, \quad \bar{\varepsilon} = \gamma e - \bar{\gamma} \frac{u_i u_i}{2} \quad (13)$$

$$\bar{K}_{ji}^1 = \begin{bmatrix} 0 & -\{ \mu (\frac{m_1}{\rho^2} \delta_{ji} + \frac{m_j}{\rho^2} \delta_{1j}) + \lambda^* \frac{m_j}{\rho^2} \delta_{1i} \} \\ 0 & \frac{\mu}{\rho} (\delta_{ji} + \delta_{1j} \delta_{1i}) + \frac{\lambda^*}{\rho} \delta_{1j} \delta_{1i} \\ 0 & \frac{\mu}{\rho} \delta_{1j} \delta_{2i} + \frac{\lambda^*}{\rho} \delta_{2j} \delta_{1i} \\ 0 & 0 \\ -\{ \mu (\frac{m_2}{\rho^2} \delta_{ji} + \frac{m_j}{\rho^2} \delta_{2j}) + \lambda^* \frac{m_j}{\rho^2} \delta_{2i} \} & (\bar{K}_{ji}^1)_{14} \\ \frac{\mu}{\rho} \delta_{2j} \delta_{1i} + \frac{\lambda^*}{\rho} \delta_{1j} \delta_{2i} & (\bar{K}_{ji}^1)_{24} \\ \frac{\mu}{\rho} (\delta_{ji} + \delta_{2j} \delta_{2i}) + \frac{\lambda^*}{\rho} \delta_{2j} \delta_{2i} & (\bar{K}_{ji}^1)_{34} \\ 0 & (\bar{K}_{ji}^1)_{44} \end{bmatrix} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} (\bar{K}_{ji}^1)_{14} &= -\{ \mu \frac{m_k m_k}{\rho^3} \delta_{ji} + \frac{m_j m_i}{\rho^3} (\mu + \lambda^*) \\ &+ \lambda^* \frac{m_i m_j}{\rho^3} + \frac{\gamma \mu}{Pr} (\frac{e}{\rho} - \frac{1}{\rho^3} m_k m_k \delta_{ji}) \} \\ (\bar{K}_{ji}^1)_{24} &= \mu \frac{m_1}{\rho^2} \delta_{ji} + \mu \frac{m_j}{\rho^2} \delta_{1i} + \lambda^* \frac{m_k}{\rho^2} \delta_{1j} \delta_{ki} - \frac{\gamma \mu}{Pr} \frac{m_1}{\rho^2} \delta_{ji} \\ (\bar{K}_{ji}^1)_{34} &= \mu \frac{m_2}{\rho^2} \delta_{ji} + \mu \frac{m_j}{\rho^2} \delta_{2i} + \lambda^* \frac{m_k}{\rho^2} \delta_{2j} \delta_{ki} - \frac{\gamma \mu}{Pr} \frac{m_2}{\rho^2} \delta_{ji} \\ (\bar{K}_{ji}^1)_{44} &= \frac{\gamma \mu}{Pr} \frac{1}{\rho} \delta_{ji} \end{aligned} \quad (15)$$

$$\bar{K}_{11}^2 = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ (\mu - \lambda^*) \frac{m_l}{\rho^2} \{ (\frac{m_1}{\rho})_{,l} - (\frac{m_k}{\rho})_{,k} \delta_{l1} \} \\ -(\mu - \lambda^*) \frac{1}{\rho} \{ (\frac{m_1}{\rho})_{,1} - (\frac{m_k}{\rho})_{,k} \} \\ -(\mu - \lambda^*) \frac{1}{\rho} \{ (\frac{m_1}{\rho})_{,2} \\ 0 \end{bmatrix} \quad (16)$$

$$\bar{K}_{12}^2 = \bar{K}_{21}^2 = 0 \quad (17)$$

$$\bar{K}_{22}^2 = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ (\mu - \lambda^*) \frac{m_l}{\rho^2} \{ (\frac{m_2}{\rho})_{,l} - (\frac{m_k}{\rho})_{,k} \delta_{l2} \} \\ -(\mu - \lambda^*) \frac{1}{\rho} \{ (\frac{m_2}{\rho})_{,1} \\ -(\mu - \lambda^*) \frac{1}{\rho} \{ (\frac{m_2}{\rho})_{,2} - (\frac{m_k}{\rho})_{,k} \} \\ 0 \end{bmatrix} \quad (18)$$

$$\lambda^* = -\frac{2}{3} \mu \quad (19)$$

ここで、 $\mu$ 及び $Pr$ は粘性係数及びプラントル数である．随伴量の境界条件及び終端条件は

$$\begin{aligned}
(\eta_i, \zeta) &= (0, 0) \quad \text{on } \Gamma_I \times I \\
(\bar{\xi}, \bar{\eta}_i, \bar{\zeta}) &= (0, 0, 0) \quad \text{on } \Gamma_O \times I \\
(\bar{\xi}, \bar{\eta}_1, \eta_2, \bar{\zeta}) &= (0, 0, 0, 0) \quad \text{on } \Gamma_S \times I \\
(\eta_i, \zeta_n) &= -(F_j - \bar{F}_j)Q_{ij}, 0 \quad \text{on } \Gamma_B \times I \\
\Lambda(x_i, t_f) &= 0, \quad \text{in } \Omega
\end{aligned} \tag{20}$$

である．ここで， $\zeta_n$ は法線方向 $n_j$ における $\zeta_j$ の流束であり， $\bar{\xi}$ ， $\bar{\eta}_i$ ， $\bar{\zeta}$ は

$$\begin{aligned}
\bar{\xi} &= \left\{ -u_i u_j + \frac{1}{2} \bar{\gamma} u_k u_k \delta_{ij} \right\} \eta_i + (\bar{\gamma} u_k u_k - \gamma e) u_j \zeta \Big\} n_j \\
&\quad - \left\{ \mu(\eta_{i,j} + \eta_{j,i}) + \lambda^* \eta_{k,k} \delta_{ij} + \mu \left( \frac{m_i}{\rho} \zeta_{,j} + \frac{m_j}{\rho} \zeta_{,i} \right) \right. \\
&\quad \left. + \lambda^* \frac{m_k}{\rho} \zeta_{,k} \delta_{ij} \right\} \frac{m_i}{\rho^2} n_j
\end{aligned} \tag{21}$$

$$\begin{aligned}
\bar{\eta}_i &= \left\{ \xi \delta_{ij} + (u_k \delta_{ij} - \bar{\gamma} u_i \delta_{kj}) \eta_k + \eta_i u_j \right. \\
&\quad \left. + (\bar{\varepsilon} \delta_{ij} - \bar{\gamma} u_i u_j) \zeta \right\} n_j + \left\{ \mu(\eta_{i,j} + \eta_{j,i}) + \lambda^* \eta_{k,k} \delta_{ij} \right. \\
&\quad \left. + \mu \left( \frac{m_i}{\rho} \zeta_{,j} + \frac{m_j}{\rho} \zeta_{,i} \right) + \lambda^* \frac{m_k}{\rho} \zeta_{,k} \delta_{ij} \right\} \frac{1}{\rho} n_j
\end{aligned} \tag{22}$$

$$\bar{\zeta} = (\bar{\gamma} \delta_{ij} \eta_i + \gamma \zeta u_j) n_j \tag{23}$$

である．次の関係式：

$$\delta m_i = \delta(\rho u_i) = u_i \delta \rho + \rho \delta u_i = u_i \delta \rho + \rho u_{i,l} \delta x_l \tag{24}$$

を用いて， $\delta x_i$ に関する拡張評価関数 $J^*$ の勾配が以下の式で表される．

$$\begin{aligned}
grad(J^*)_l &= \left\{ \rho \xi \delta_{ij} + (\rho e + p) \zeta \delta_{ij} + \mu(\eta_{i,j} + \eta_{j,i}) \right. \\
&\quad \left. + \lambda^* \eta_{k,k} \delta_{ij} \right\} u_{i,l} n_j
\end{aligned} \tag{25}$$

拡張評価関数 $J^*$ の勾配は，基礎方程式及び随伴方程式を解くことによって得られる．

#### 4. 離散化手法

基礎方程式に対する時間方向の離散化として，陰的解法である $\Theta$ 法を適用する．

$$\begin{aligned}
\frac{1}{\Delta t} (U^{n+1} - U^n) + \mathbf{A}_j(U^*) U_j^{n+\Theta} \\
- \{ \mathbf{K}_{ji}(U^*) U_{,i}^{n+\Theta} \}_{,j} = 0, \tag{26}
\end{aligned}$$

ここで， $U^*$ は Adams-bashforth 公式により，線形近似として得られる状態量である．

空間方向の離散化には，通常 Galerkin 法を適用する．補間関数として安定化気泡関数を用い，時間項に対し混合補間を適用する<sup>23)</sup>．すなわち，適用される補間関数は，時間項に一次要素を，その他の項及び重み関数に気泡関数要素を用いる．気泡関数の安定化パラメータを安定化有限要素法の安定化パラメータ<sup>6)</sup>と等価にすることにより安定化作用を得る．

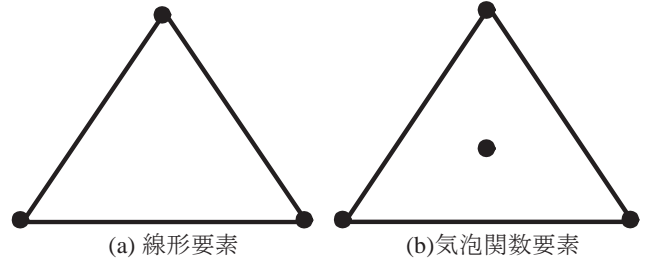


図1 補間要素

#### 5. 衝撃波補足項

マッハ数の高い流れの数値的な安定性を確保して解くために，Tezduyar らの衝撃波捕捉項を導入する<sup>67)</sup>．

#### 6. リメッシング法及びスムージング法

評価関数の第一変分より，得られた勾配は物体周りのメッシュの不規則性に依存し，さらに，物体表面の節点間隔は形状の更新が進むにつれ，狭くなる．そのため，物体境界上の節点間隔は，リメッシングの過程で等間隔となるようにし，物体の周囲を構造メッシュで分割した後，その外部領域を Delaunay 三角形分割法により分割する<sup>4)</sup>．初期形状の物体面積と更新された物体の面積を一定とする条件を付加するために，リメッシングは2度行なわれる．

また，数値的な振動のない勾配を得るために，スムージング法を導入する<sup>7)</sup>．

$$G_i - \epsilon \frac{\partial^2 G_i}{\partial^2 L} = grad(J^*)_i \tag{27}$$

ここで， $G_i$ はスムージングにより得られる勾配である．上式の離散化には，Galerkin 法を適用する．

#### 7. 最小化手法

本研究では，最小化手法として重み付き勾配法を適用する．物体の更新座標 $x_i^{(l+1)}$ が以下の式で得られる．

$$W_{ij}^{(l)} x_j^{(l+1)} = W_{ij}^{(l)} x_j^{(l)} + G_i. \tag{28}$$

ここで， $(l)$ 及び $W_{ij}$ は繰り返し回数及び重み定数である．また，計算アルゴリズムは次のようになる．

- (1) 初期の物体表面座標を設定する．
- (2) 初期の状態量を求める．
- (3) 初期の評価関数を求める．
- (4) 随伴変数を求める．
- (5) スムージングをした勾配を求める．
- (6) 表面座標を求める．
- (7) もし，物体境界同士が交わって壊れた場合，重みを $W^{(l)} = 2.0W^{(l)}$ として，(6)へ．  
その他は(8)へ．
- (8) 計算領域をリメッシングする．
- (9) 物体面積を一定になるように，表面座標を移動し，流れに平行となるように物体の両端を基準に回転移動させる．
- (10) 計算領域をリメッシングする．
- (11)  $E = \|x_i^{(l+1)} - x_i^{(l)}\|$ により，収束判定をする．  
もし， $E < \bar{E}$ ならば，終了  
その他は(12)へ．
- (12) 状態量を求める．

- (13) 評価関数を求める.
  - (14) 重み定数を更新する.
- もし,  $J^{(l+1)} \leq J^{(l)}$ ならば, (4)へ,  
 その他は,  $W^{(l)} = 2.0W^{(l)}$ として(6)へ.

ここで,  $\bar{E}$ は物体形状の収束判定基準である.

8. 数値解析例

圧縮粘性流れに置かれた物体の流体力最小化問題を解き, 流体力を減少させた物体形状を導出する. 本研究では, 抗力の減少について考え,  $Q_{11} = 1.0$ 及び  $Q_{22} = 0.0$ とし, 目的の流体力  $\bar{F}_i$  をゼロと設定する. 長軸と短軸の比が6対1の楕円を初期形状とする. 計算領域及び境界条件を図2に示す. 各計算条件は  $\gamma = 1.4$ 及び  $Re = 10000$ ,  $Pr = 0.72$ とする. 一様流を  $\rho = 1.0$ 及び  $u_1 = 1.0$ ,  $u_2 = 0.0$ ,  $\theta = 1.0$ ,  $M_\infty = 0.8$ ,  $\theta_\infty = 216.7[^\circ K]$ と設定する. 物体周りにおける初期形状及び最終形状における4種類の有限要素分割を図3に示す. 4種類の有限要素メッシュ(1)から(4)の初期形状における節点数及び要素数, 物体周りの節点数, 物体周りの最小要素幅について表1に示す. それぞれのメッシュは物体周りに20層の構造メッシュを用い, さらに外側をDelaunay 三角形分割法により分割する. 外側が構造メッシュでなく, Delaunay 三角形分割法であるため, 最終形状の節点数及び要素数は初期形状のものと異なる. なお, 最終形状の物体周りの節点数及び物体周りの最小要素幅は初期形状のものと同じである. 各パラメータは,  $\Theta = 1.0$ 及び  $\Delta t = 0.005$ ,  $\epsilon = 1.0$ ,  $W = 1.0$ である. 形状決定は3000ステップ順解析を行なった後に, 145ステップの逆解析により行なう. 収束判定  $\bar{E} = 10^{-6}$ とする.

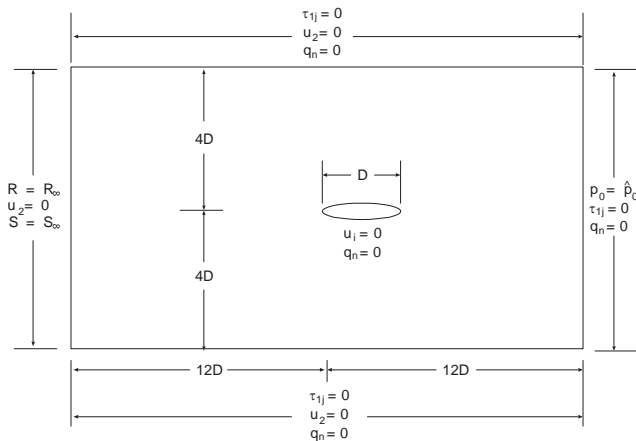
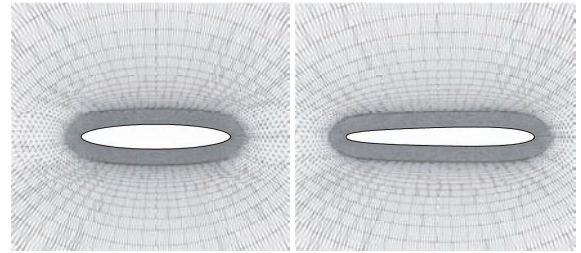


図2 境界条件及び計算領域

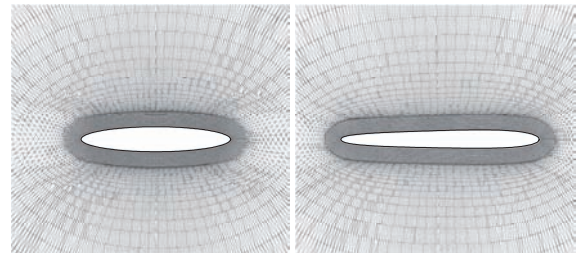
表1 各メッシュの節点数及び要素数

メッシュ	節点数	要素数	物体周りの節点数	物体周りの最小要素幅
メッシュ(1)	17268	34028	256	0.005
メッシュ(2)	20964	41288	320	0.005
メッシュ(3)	31824	62628	512	0.005
メッシュ(4)	22500	44360	320	0.002



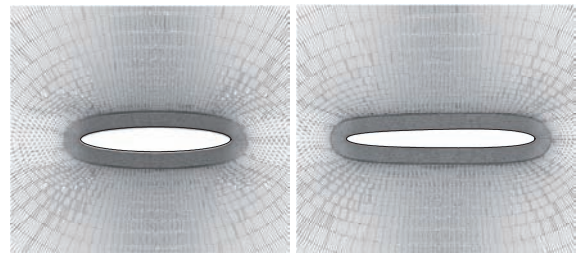
初期形状 最終形状

(a) メッシュ(1)



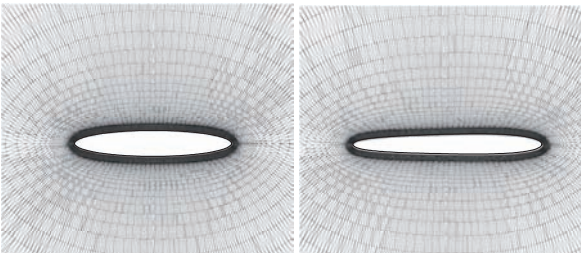
初期形状 最終形状

(b) メッシュ(2)



初期形状 最終形状

(c) メッシュ(3)



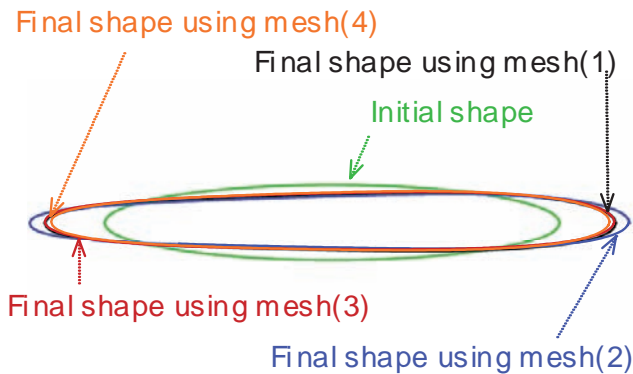
初期形状 最終形状

(d) メッシュ(4)

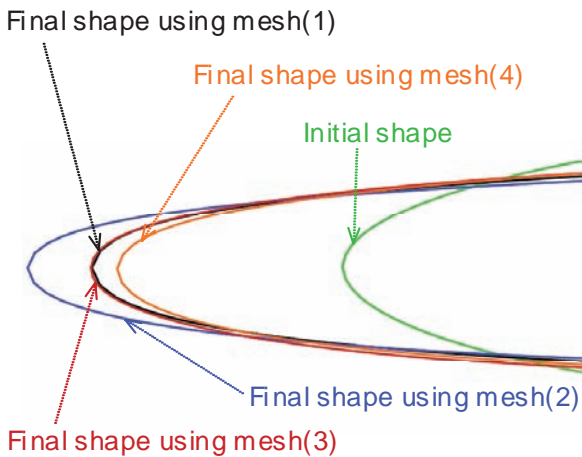
図3 初期形状及び最終形状における物体周りの有限要素分割

初期形状及び最適化により得られた最終形状の形状比較を図4に示す. 順に, 物体形状の全体図, 物体前方及び後方の拡大図を示す. 各メッシュを用いたケースで, 評価関数は一定値に収束した(図5). メッシュ(4)において評価関数の収束率が悪いのは, 初期の繰り返し計算において, 重み  $W_{ij}$  が大きく変化したため, 物体形状の移動量が小さくなったからである. 評価関数の減少率を表1に示す. メッシュ(1)より, 物体回りが細かいメッシュ(2)を用いた場合のほうが評価関数は, より減少し, 左右に伸びた形状となった. これは, 形状決定において, 細かな有限要素分割が必要となることを示す. しかしながら, メッシュ(3)に関しては, さらに細かいメッシュを用いたが評価関数は, 他と比べて減少率が小さかった. メッシュ(4)で

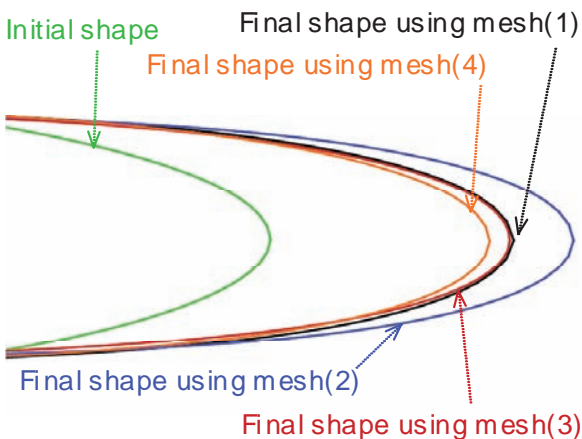
は物体回りの最小要素幅を変えて形状を導出したがメッシュ(3)同様に、評価関数はメッシュ(1)及びメッシュ(2)のように減少しなかった。これは、より細かいメッシュを用いることにより、物体周りの流れを正確に解析できたため、物体周りのせん断応力が強く影響したと考えられる。この影響に関しては圧力分布図から確認できる。



(a) 全体図



(b) 前方部分の拡大図



(c) 後方部分の拡大図

図4 最終形状の比較

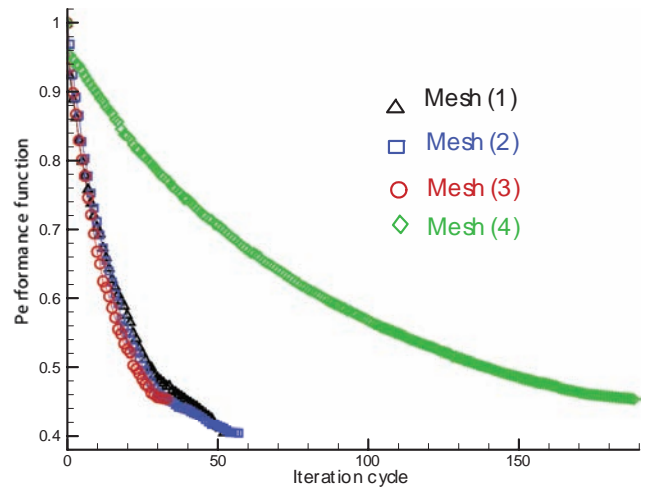


図5 評価関数の比較

表2 各メッシュにおける評価関数の減少率

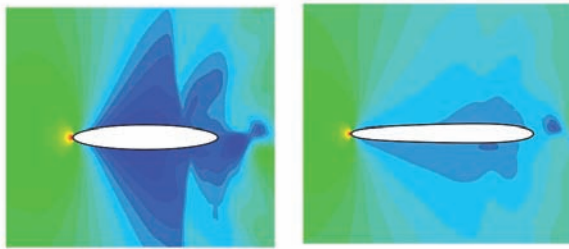
	物体周りの節点数	物体周りの最小要素幅	評価関数
メッシュ(1)	256	0.005	40.55%
メッシュ(2)	320	0.005	40.52%
メッシュ(3)	512	0.005	45.55%
メッシュ(4)	320	0.002	45.48%

図6に初期形状及び最終形状の圧力分布を示す。全ての図は3000ステップ後の圧力分布図である。圧力分布図から、流れに圧力振動は発生せず、安定に数値解析を行なえたことが分かる。初期形状の圧力分布図においては、同一の初期形状であるにも関わらず、渦の発生状況が物体の上下面の後方で異なった。この違いはメッシュ(1)及び(2)と、メッシュ(3)及び(4)において発生した。これは、メッシュの細かさによって捉えられる現象の違いがあることを示している。前述したようにメッシュ(3)及び(4)の方が正確に解析されたと考えられる。また、得られた最終形状の物体表面から衝撃波が消えたが、物体後方における渦は完全には消えなかった。物体後方の渦が完全に消えない傾向は非圧縮粘性流れにおける形状最適化の結果においても確認されている<sup>8)</sup>。これは、導出された形状が唯一の最小解ではなく、局所的な最小解に収束した可能性があると考えられる。

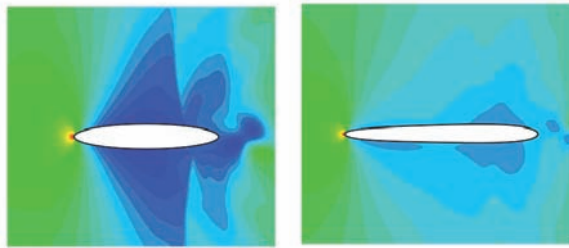
9. 結論

圧縮粘性流れにおける物体形状の最適化問題において、評価関数を減少させ、一定値に収束させた形状を導出できた。よって、本手法は、圧縮粘性流れにおいて安定に形状最適化が行なえるといえる。また、物体周りにおける有限要素分割による細かさの違いからは、導出される形状が異なることを示した。導出された形状は、圧力分布から局所的な最小解である可能性がある。

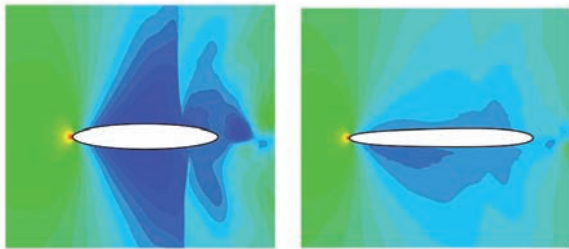
今後は、大域的な最小解となる形状の導出を検討するとともに、三次元物体における形状の導出の検討を行う。



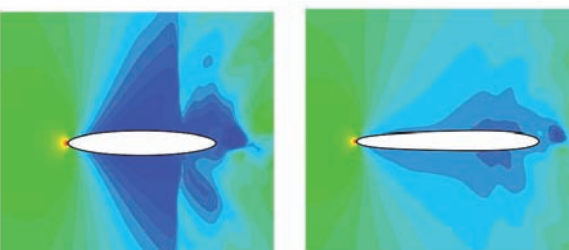
初期形状 最終形状  
(a) メッシュ(1)を用いた場合の圧力分布



初期形状 最終形状  
(b) メッシュ(2)を用いた場合の圧力分布



初期形状 最終形状  
(c) メッシュ(3)を用いた場合の圧力分布



初期形状 最終形状  
(d) メッシュ(4)を用いた場合の圧力分布

図6 初期形状及び最終形状における圧力分布

参考文献

- 1) S.Nakajima and M.Kawahara, Shape Optimization of a Body in Compressible Inviscid Flows, *Comp. Meth. Appl. Mech. Engrg.*, 197, pp.4521-4530, 2008.
- 2) Nakajima,S. and M.Kawahara, New Finite Element Formulation Based on Bubble Function for the Transient Compressible Euler Equations, *Commun. Numer. Meth. Eng.*, 2008 (in press)
- 3) 中島修治, 川原睦人: 圧縮性オイラー及びナビエ・ストークス方程式を解くための気泡関数要素を用いた有限要素法, 第39回流体力学講演会/航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム2007 論文集, JAXA-SP-07-016, pp.154-159, 2007.
- 4) K.Nojima and M.Kawahara, Three-Dimensional Shape Identification of Body Located in Viscous Fluid Flow, *I.C.H.E.*, 2006.
- 5) H.Yagi and M.Kawahara, Numerical Optimal Shape Determination of A Body Located in Incompressible Viscous Fluid Flow, *Comp. Meth. Appl. Mech. Engrg.*, 196, pp.5084-5091,2007.
- 6) T.E.Tezduyar and M.Senga: Stabilization and Shock-Capturing Parameters in SUPG Formulation of Compressible Flows, *Comp. Meth. Appl. Mech. Engrg.*, 195, pp.1621-1632,2006.
- 7) T.E.Tezduyar and Y.Osawa: Finite element stabilization parameters computed from element matrices and vectors, *Comp. Meth. Appl. Mech. Engrg.*, 190, pp.411-430, 2000.
- 8) 中島修治, 川原睦人: 非圧縮粘性流れにおける部分的制御アルゴリズム及び気泡関数要素を用いた最適形状問題, *応用力学論文集*, vol.10, pp.175-186, 2007.

# 超音速機高揚力装置形態に関する格子自動生成

○永田 靖典(株式会社 菱友システムズ), 雷 忠(宇宙航空研究開発機構 航空プログラムグループ)

Automatic Grid Generation for a Supersonic Transport Configuration with High-Lift Devices

Yasunori Nagata (Ryoyu Systems Co., Ltd.) and Zhong Lei (Japan Aerospace Exploration Agency)

Key Words : High-lift device, Automatic Grid Generation, CFD

## Abstract

An automatic grid tool for a supersonic transport configuration with leading- and trailing-edge flaps was developed. It employed the commercial software Gridgen to modify the shape and grid for different combination of flap deflection angles. With the automatic tool, time cost for shape modification and grid generation is dramatically reduced. In this paper, the automatic process of shape modification and grid generation are described, and examples of the generated grid and computational result are presented.

## 1. はじめに

近年、計算機性能の飛躍的な進捗によりCFD (Computational Fluid Dynamics) 解析と最適化手法を組み合わせることによって形状を最適設計することが実用的になりつつある。非線形性を織り込んだCFD解析によって、より高いレベルの最適化を実現できると考えられる。この手法は従来の風洞試験を中心とする手法に対して時間、経費を大幅に短縮、削減することが可能な技術である。

一方、CFDを用いた設計には設計パラメータ数と最適化手法によって、数十から数百ケースの形態を解析することが必要であり、形態変更の際に形状作成や、計算格子の生成などの前処理に多大な労力を要する。これは実機設計に適用するCFD最適化設計にとって、大きな障害になっている。設計期間を短縮し、コストを低減するために、より高性能な計算機と計算手法の改善が要求され、それと同時に形状作成と格子生成を自動化にすることが必要となる。

宇宙航空研究開発機構航空プログラムグループは次世代超音速旅客機の研究開発を進めてきた。超音速機の離着陸性能を改善するために、高揚力装置は不可欠である[1]。本研究では、比較的簡単な機構により実現できる前・後縁フラップを採用した。この前縁フラップは、翼前縁の一部を下方へ折り曲げることによって、翼前縁から剥離の形成を抑制する装置である。翼に働く抵抗力を低減させ、揚抗比が改善される。後縁フラップは内翼後縁付近にヒンジ・ラインを軸にして翼の一部だけを下方へ折り曲げることで揚力を増加させ、離着陸時に必要な揚力を得る装置である。フラ

ップによる空力性能向上の効果はフラップの形状と折り曲げる舵角に大きく依存する。CFDを用いた最適化設計システムは前処理 (形状生成と計算格子生成) と性能評価 (CFD解析) と最適化プロセスにより構成される。フラップ効果を最大限に得るためには、設計パラメータを組み合わせた多くの解析が必要となる。パラメータを変更すると、機体形状とCFD解析に必要な計算格子の修正を行わなければならない。多数の形状について計算を行う必要があるため、格子生成に非常に多くの時間が割かれることになる。

本研究では、形状と格子生成に要する時間を短縮するために、主翼の前・後縁にフラップを有する超音速機形態まわりの自動格子生成ツールを開発することを目的とする。米国POINTWISE社が開発したGridgen [2]を利用して、フラップを操舵させた際に超音速機高揚力形態について形状と計算格子を自動修正する手法を述べる。

## 2. 機体形状

図 1に本研究の対象である超音速機の高揚力形態を示す。以降、この形状についてフラップ操舵していない状態を基本形態と呼ぶ。基本形態の平面形は、宇宙航空研究開発機構航空プログラムグループで進められた小型超音速ジェット実験機の第01次形状として採用された機体の翼胴形態を8%に縮小したものである。寸法緒元は、全長1.36[m]、翼幅 $b=0.419$ [m]×2、翼面積 $S_w=0.292$ [m<sup>2</sup>]、主翼のアスペクト比 (AR)=2.42、空力平均コード長0.459[m]である。基本形態の主翼は厚さ30[mm]を持つクランクド・アロー平板翼であり、

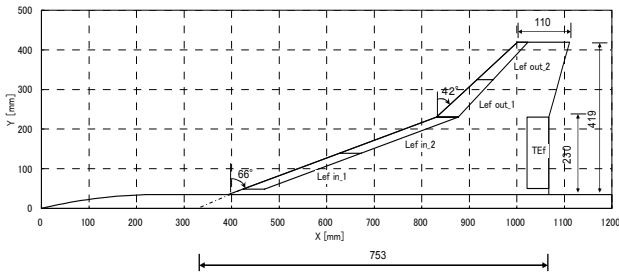


図 1 JAXAジェット実験機01次形状高揚力形態

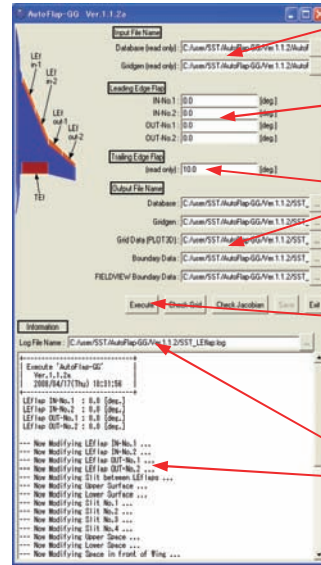
前・後縁および翼端を30° 頂角で尖らせたものである。主翼の平面形には、超音速巡航時 ( $M=2.0$ ) で設計した結果としてArrow型が採用され、内翼が後退角 $\lambda=66[\text{deg.}]$ を持つ亜音速前縁であり、低速と遷音速性能の改善を考慮して外翼が後退角 $\lambda=42[\text{deg.}]$ を持つ形状である。機体軸から翼端方向にsemi-spanの55%位置をキंकとして内翼と外翼がつながる。

高揚力装置には、効果的かつ実用的と見られる簡素な前縁フラップと後縁フラップを採用した。各フラップはフラップの平面形状を固定し、単にヒンジ・ラインまわりに下方に折り曲げる簡素な構造である。内翼前縁、外翼前縁にそれぞれ2枚、後縁に1枚、計5枚のフラップを取り付ける。内翼と外翼の前縁フラップはセグメント2枚ずつで構成される。それぞれのフラップセグメントに個別に舵角を設定する。前縁フラップのヒンジ・ライン（回転軸）は内翼と外翼で異なり、前縁に対して平行にとっている。フラップ間には操舵時に互いに重なり合うのを避けるため、隙間を設けている。

### 3. 格子自動生成ツールAutoFlap-GGの概要

AutoFlap-GG ( Automatic Flap deflection-Grid Generator) は、前節で述べた超音速機高揚力形態についてフラップ操舵に伴う形状と計算格子の自動修正を行うツールである。格子はマルチ・ブロック構造格子を対象とする。本ツールは、市販格子生成ソフトGridgen V15.10を用いてあらかじめ作成した基本形態の形状・格子に対して、形状と格子の修正を行う。フラップ操舵に伴う形状・格子の修正についてはGridgen独自のスクリプト言語であるGlyphを用いて作業を自動化した。Gridgenは格子生成が主な機能であるが、形状データを編集する機能もいくつか搭載しており、それらを用いて形状修正を行っている。

GlyphはTcl/Tkをベースとしたスクリプト言語であり、Tkを用いてGUI (Graphical User Interface) を実装することが可能である。そのため本ツールもGUIを実装している。図 2にAutoFlap-GGのパラメータ設定用



基本形態データファイル名

- Geometry Data

- Grid Data

前縁フラップ舵角

- LEf in-1, 2

- LEf out-1, 2

後縁フラップ舵角

舵角変更後の出力ファイル名

- Geometry Data

- Grid Data

- Boundary Data

実行ボタン

- 舵角変更処理の実行

- 格子の確認

- 処理後の格子の保存

- 終了

実行履歴出力ファイル名

実行経過

図 2 パラメータ設定用GUI

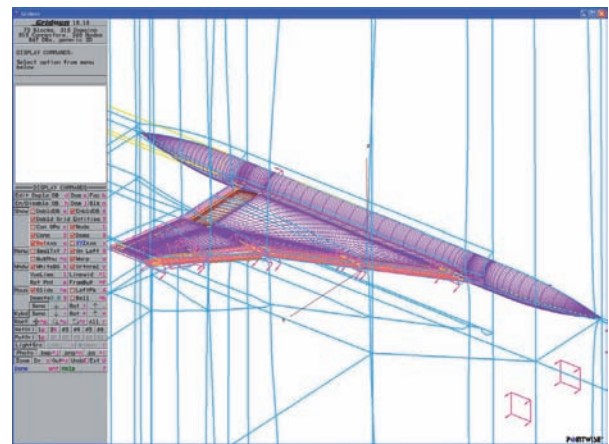


図 3 Gridgen実行画面

GUIを示す。このGUIは、基本形態データファイル名表示欄、パラメータ入力欄、実行ボタン群、および実行経過表示欄で構成される。基本形態データとして形状と格子の2つのファイルがあり、これらのファイル名が基本形態データファイル名表示欄に表示される。パラメータ入力欄には、前縁フラップセグメント4枚の各舵角と出力ファイル名を入力する。出力ファイルには、形状・格子データのファイルに加えて、CFD解析に必要な境界条件データファイルが含まれる。パラメータ入力後、実行ボタンを押すことで形状・格子の修正が自動的に行われる。図 3は自動処理中の実行画面を示しており、処理の経過とともに形状・格子が変化していく様子を確認することができるようになっている。処理の経過は実行経過表示欄にメッセージとして表示される。ここに表示される内容はそのまま実行履歴ファイルにも出力され、後日舵角等を確認する際にこのファイルは有用である。正常に格子が生成さ



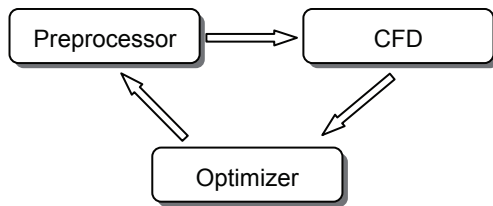


図 4 最適化設計ループ

れたのを確認後、保存ボタンを押すことで結果がファイルに出力される。なお、現時点で後縁フラップの操舵については未対応であり、今後対応していく予定である。

本ツールは高揚力装置の最適化設計システムに組み込む予定である。図 4に示すような、本ツールと CFD解析ソルバー、Optimizerを組み合わせたシステムを構築することで、高揚力装置の設計に要するコストの削減が期待できる。このような場合に対応するため、本ツールは人が GUIを用いて行うことと同じ処理を、バッチ処理によって自動的にに行わせることも可能となっている。これにより、様々な設計パラメータの組み合わせに対して、自動的に形状と格子を生成することができる。

図 5に AutoFlap-GGの処理の流れを示す。起動スクリプトによって Gridgenが起動し、続けてパラメータ設定用 GUIが表示される。GUI上の実行ボタンが押されると、入力されたパラメータがパラメータファイルに書き出され、その後形状・格子修正の自動処理部に入る。バッチ処理時には、あらかじめパラメータファイルを用意しておき、バッチモードで AutoFlap-GGを起動することで、GUIを表示せずそのまま自動処理部に入る。このように、パラメータファイルを介して自動処理部に舵角等のパラメータを渡すことで、GUI使用時、バッチ処理時ともに共通のコードを自動処理部で使用できるようにしている。自動処理部では、まずパラメータファイルから舵角や出力ファイル名を読み込み、基本形態の形状・格子データファイルを読み込む。次に、基本形態データに対して形状・格子の修正処理を行う。生成された格子に対して、品質チェックとしてセル体積に相当する座標変換のヤコビアン の値を調べる。格子の品質チェックでは、他にセルのねじれやアスペクト比なども調べる必要があるが、ここでは取り扱わない。ヤコビアン の値が全ての格子点に関して正であれば、ブロックを分割し、データをファイルに出力する。ここでブロックの分割は、CFD計算時の並列計算効率を高めるために行っており、計算効率を考慮して、あらかじめ決められた分割位置でブロックを分割する。

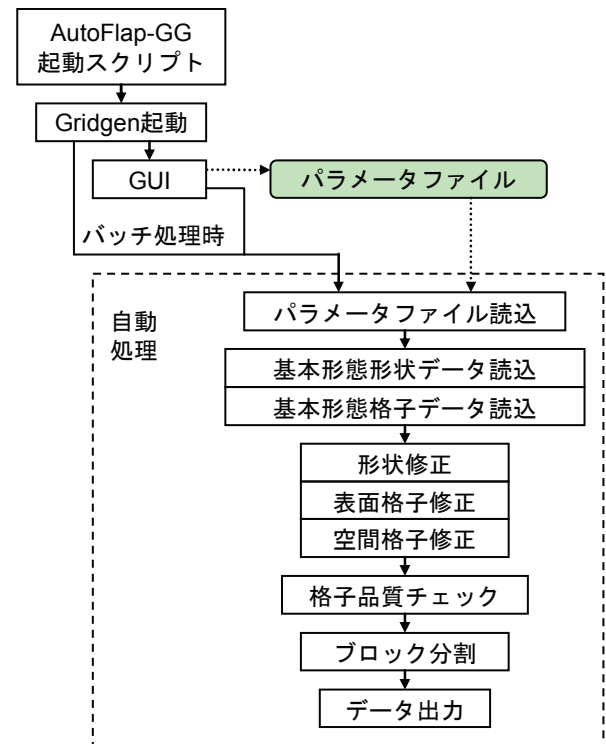


図 5 AutoFlap-GGの処理の流れ

#### 4. 形状・格子生成の流れ

3次元マルチ・ブロック構造格子を生成するには多くの手順を踏まなければならない、これらを一から全てコードに組み込むことは困難である。また、格子点数や格子間隔の変更にも柔軟に対応できるツールが望ましい。そこで AutoFlap-GGでは、フラップ操舵前(舵角 = 0[deg.])の基本形態格子に修正を加えることによって、フラップ操舵後の格子を自動生成している。基本形態格子のトポロジーや格子点数、格子間隔等は操舵後の格子にそのまま反映されるようにしている。そのため、AutoFlap-GGのコードを修正すること無しに、基本形態格子を変更することによって、生成後の格子をある程度変更できるようになっている。格子生成処理の手順は Gridgenにおける一般的な格子生成の流れと同じである。すなわち、

1. 形状修正
2. 表面格子修正
3. 空間格子修正

の順に処理を行っている。

##### 4.1. 形状修正

まず、格子作成の基準となる機体表面形状の修正を行う。フラップ操舵に必要な処理は、

1. サーフェイスの回転
2. 回転によって生じるギャップの修復

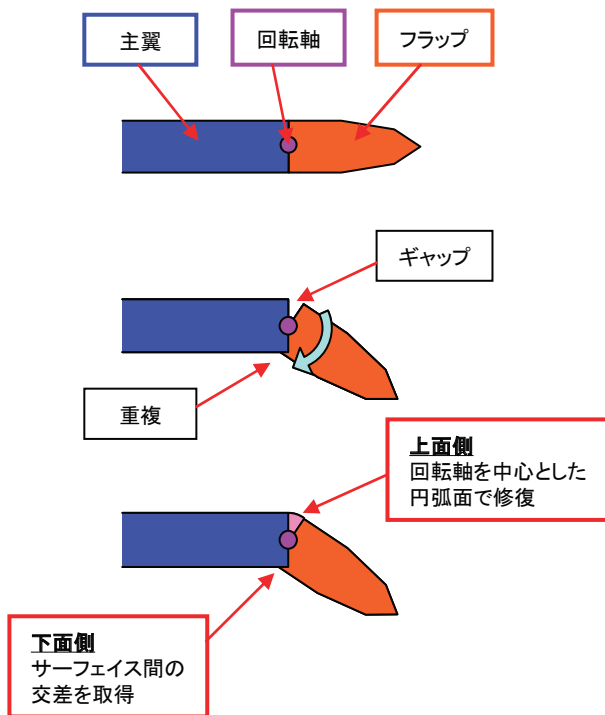


図 6 形状修正処理

3. 回転させたサーフェイスと翼下面との交差線の取得

である。このときの概念図を図 6 に示す。これらは比較的単純な処理であるが、交差線の取得については鈍角の大きさによって、交差線の数が変わることがあるため注意を要する。これは次の表面格子修正の処理にも影響する。ここでは、Gridgen 内での交差線の ID の順番が変わらないよう、交差を一度にはとらず、順番にとるようにした。ギャップの修復の方法は様々なものが考えられるが、ここでは単純に、ヒンジ・ラインを中心とした円筒面を用いて修復を行った。以上の処理を全てのフラップに対して行う。

4.2. 表面格子修正

表面格子は物体形状を正確に再現するために重要である。Gridgen では面格子 (surface grids) をドメイン、ドメインを囲む曲線状の格子 (curve grids) をコネクタと呼んでいる。ブロックは体積格子 (volume grids) であり、ドメインで囲むことによって作成される。

修正した形状に合わせてコネクタを修正し、その後ドメインの修正を行う。表面格子修正の流れを図 7 に示す。サーフェイス上もしくは交差線上のコネクタの位置は3次元座標系ではなく、図 8 に示すようなパラメトリック座標系で全て指定した。これによりコネクタが確実に形状上に乗ることが期待でき、形状データ

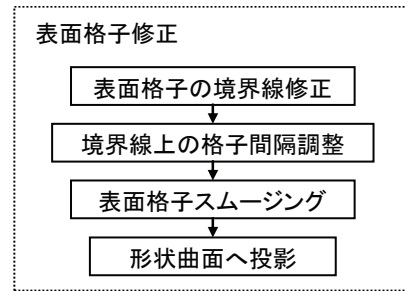


図 7 表面格子修正の流れ

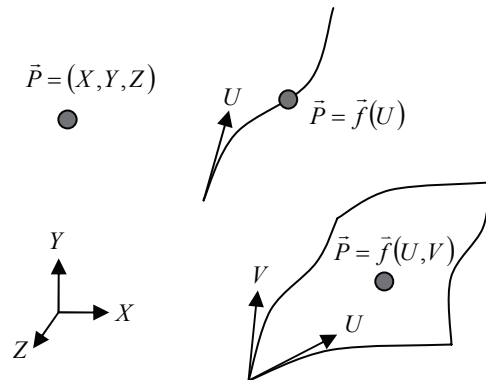


図 8 3次元座標系とパラメトリック座標系

が正しく作られていれば形状を正しく再現できることになる。また、コネクタは既存のものに修正を加えるのではなく、新しいコネクタを作成し、その後古いものと置き換えるようにした。このとき格子点数や分布は元のをコピーして、新しいものに反映させている。既存のコネクタに修正を加えた場合、処理の内容によっては他のコネクタやドメインに変更が加えられてしまう可能性がある。また、中間点の有無など、それぞれのコネクタに合った処理ルーチンを組み合わせる必要がある。それに対してコネクタを新たに作成する場合には、既存のコネクタの状態に依存せず、各点の座標がわかればよいので、処理ルーチンを一般化することができる。

コネクタ修正後、ドメインの修正を行い、格子点を機体表面上へ投影移動させる。Gridgen では代数型格子生成法 (TransFinite Interpolation, TFI) を用いて格子を生成し、楕円型格子生成ソルバー (elliptic PDE solver) を用いてスムージングを施すことができる。フラップ面上のドメインなど、多くの箇所はTFIだけで良好な格子を得ることができ、比較的領域の広い翼面上のドメインについてはスムージングを施した。スムージングを施すことによって、ドメイン内部の格子が滑らかになるだけでなく、境界付近の格子も隣接するドメインと滑らかにつながるように修正される。

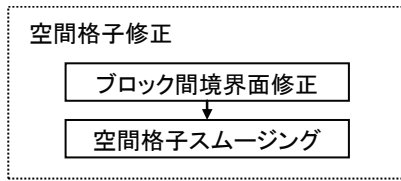


図9 空間格子修正の流れ

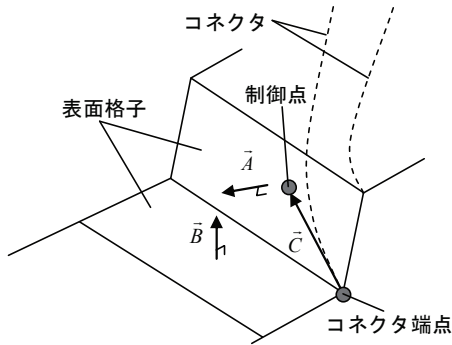


図10 空間中のコネクタ修正

4.3. 空間格子修正

空間格子の品質は、計算精度に影響を与える。空間格子修正の流れを図9に示す。トポロジーの関係から、フラップ間の隙間に位置するブロックは舵角が大きくなるとひずんでしまうが、同一のトポロジーで格子を生成するため、ここでは問題とはしない。ただし、ヤコビアン値は正になるよう調整した。空間格子の修正は主に機体表面から外に向かうコネクタを修正することで対応している。コネクタはBezier曲線で表現することができ、制御点を修正することで、格子の直交性をある程度制御可能である。制御点の位置はコネクタ端点に隣接する表面格子の法線ベクトルを用いて決定し、このときの概念図を図10に示す。制御点位置を決めるためのベクトルCは以下の式で求めた。

$$\vec{C} = w_A \vec{A} + w_B \vec{B} \tag{1}$$

ここで、 $\vec{A}, \vec{B}$ は隣接する表面格子の法線ベクトル、 $w_A, w_B$ はそれぞれのベクトルの重みである。 $w_A, w_B$ は試行錯誤を繰り返して、適切な値を求めた。フラップ舵角が大きくなるとCの主翼に垂直な成分が小さくなり、格子を適切に生成することができないため、さらにCの値に制限を設けるなどで対応範囲を拡げた。

コネクタ修正後、ドメインとブロック内部の格子点はTFIを用いて修正した。舵角の組み合わせによっては、形状が複雑であるためにブロック内部の格子線が交差し、ヤコビアン値が負になる場合がある。ヤコビアンが負の場合には、ブロックを適切な位置で分割し、分割によってできたそれぞれのブロックに対してTFIを施すことで、格子の不具合を解消するようにし

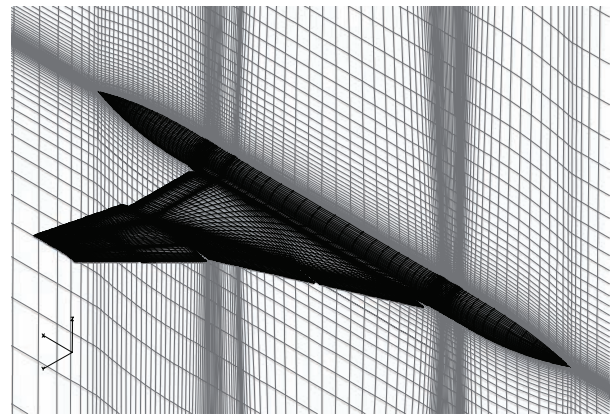
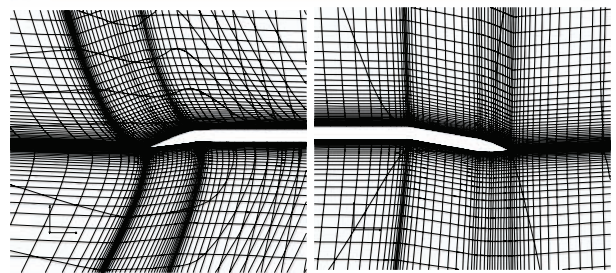
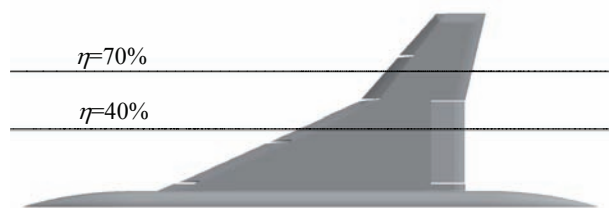
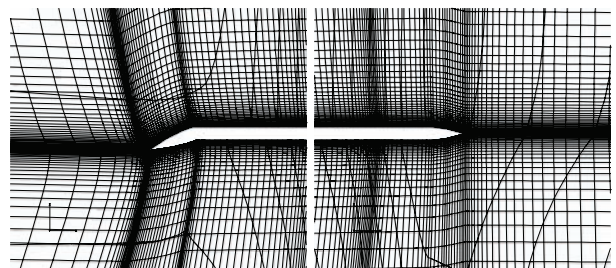


図11 AutoFlap-GGを用いて生成した格子



(a) η=40%



(b) η=70%

図12 翼断面格子

た。

5. 格子生成結果と計算例

本ツールで生成したフラップ操舵後の格子の一例として全体図を図11、前・後縁フラップを操舵した際の内、外翼断面の形状および格子を図12に示す。格子点数は約430万点である。格子トポロジーはH-H型格子を使用し、フラップ間に一つのブロックを配置している。計算効率を考慮して、最終的に計算格子は72個のブロックに分割される。従来の手作業による格子生成

表 1 計算例の入力値

フラップ	舵角[deg.]
LE-in_1	29.00
LE-in_2	31.00
LE-out_1	23.30
LE-out_2	26.70
TE	10.00

表 2 計算パラメータ

支配方程式	RANS方程式
乱流モデル	Menter's SST
一様流マッハ数	0.088
迎角	12 [deg.]
レイノルズ数	$0.945 \times 10^6$

では1ケースで約1週間程度の期間を要するが、本ツールでは数分だけで完了する。

JAXA超音速機チームが独自に開発したCFD解析ツールを用いて、機体まわりの流れを解析した。図13に代表的な解析結果を示す。このときの形状パラメータを表1に、計算条件を表2に示す。図13のコンターは機体表面の圧力係数 $C_p$ 分布を、等値線は総圧を示している。このような大きな後退角を持つ翼の場合、前縁剥離渦が発生するが、前縁フラップを操舵することによって前縁剥離渦が小さくなり、剥離が抑制されて、空力性能が向上することが期待される。

## 6. まとめ

高揚力装置として前縁・後縁フラップを採用した超

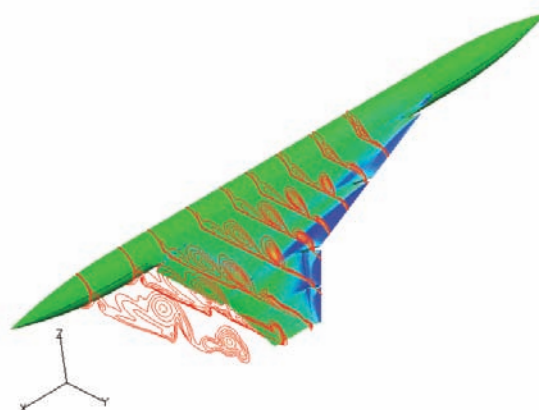


図13 CFD解析結果

音速機に対して、フラップ操舵後の形状と計算格子の自動生成を行うツールを開発した。市販格子生成ソフトGridgenを利用し、Gridgen独自のスクリプト言語であるGlyphを用いて、超音速機高揚力形態のフラップ操舵に伴い発生する形状作成と格子生成の操作作業を自動化した。従来の手作業に比べ、このツールを用いることで、格子生成に要する時間を飛躍的に短縮できるようになった。

今後、生成される格子品質のさらなる向上を図るとともに、パラメトリックスタディおよび最適化設計に本ツールを適用し、超音速機高揚力装置の設計を行う予定である。

## 参考文献

1. 雷忠, “超音速機高揚力装置に関する数値解析及び考察”, 宇宙航空研究開発機構報告, JAXA-RR-07-050.
2. Pointwise Inc., “Gridgen User Manual,” Version 15, 2006.

## 超音速機概念設計ツール CAPAS の開発

牧野好和  
宇宙航空研究開発機構

牧本卓也  
菱友システムズ

### Development of CAPAS, Conceptual Design Tool for Supersonic Aircraft

by  
Yoshikazu Makino(Japan Aerospace Exploration Agency)  
and Takuya Makimoto(Ryoyu systems Co.,Ltd.)

#### ABSTRACT

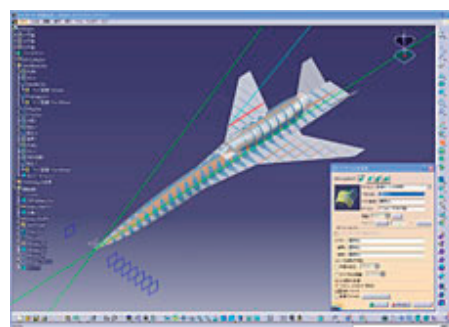
A new design system called CAPAS(CAD-based Automatic Panel Analysis System) has been developed for design automation in the S-cube (Silent SuperSonic) program at JAXA. CAPAS has a java-based GUI(Graphical User Interface) for designers to use it easily and effectively. The system comprises 4 design processes; geometry definition of airplane components, airplane CAD model generation, aerodynamic analysis, and sonic-boom analysis. The geometries of some airplane components defined by a designer are combined in a full airplane configuration automatically by CAD-based program that utilizes the geometry definition API(Application Programming Interface) of CATIA® V4/V5. The A502 Panair analysis is executed in this system after setting the analysis parameters such as Mach number or angles of attacks. The near-field pressure signatures calculated by A502 analysis as well as force data is extrapolated to the ground by the Thomas code based on a modified linear theory to estimate the sonic-boom.

#### 1. はじめに

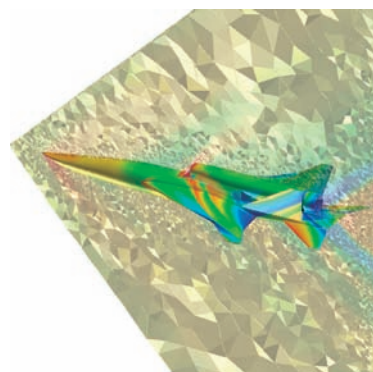
宇宙航空研究開発機構 航空プログラムグループ 超音速機チームでは超音速機のソニックブーム低減技術の飛行実証を第一の目的とする研究機プログラム「静粛超音速研究機<sup>1)</sup>」の研究開発を進めている。本プログラムにおいては、「コンピュータによる多分野統合・多目的最適設計技術」が静かな超音速旅客機を実現する鍵となる技術と位置付けているが、その様な最適設計技術を活用する際には、図1に示す CAD 等を用いた機体形状定義や CFD 解析用の計算格子作成、あるいは構造解析用のモデル作成などの作業が必要となるため、これらの作業を含む「設計プロセスの自動化」が重要となる。なぜならば、この様な作業を手作業で行おうとすれば、そこで一旦最適設計サイクルを止める必要があるため人手も時間も要することになる上、ランダムサンプリングをベースとする遺伝的アルゴリズムや、勾配法であっても設計変数の多い最適化手法においては現実的には最適設計が困難となると考えられるためである。

そこで静粛超音速機プログラムにおいては、研究機概念設計ツールとして線形パネル法を利用した自動空力解析ツール「CAPAS」(CAD-based Automatic Panel Analysis System)の開発を行った。CAPAS は、胴体形状や主翼形状等の要素形状定義からパネル法解析に必要な機体表面パネルを作成する過程を、CAD ソフトウェア CATIA®の API を利用することにより自動化している。また JAVA をベースとした GUI により、機体要素形状定義作業を使いやすくするとともに、縦 3 分力データの自動表示や超音速機のソニックブーム解析等の空力解析後処理機能を組み込み、設計者が扱いやすいツールとすべくツール開発が行われている。

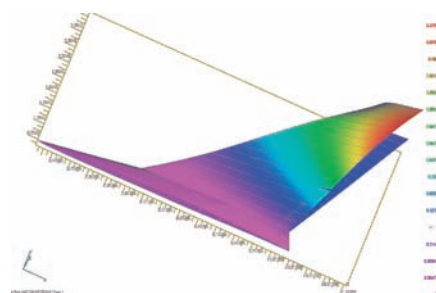
本論文では、CAPAS の構成と GUI、および CAPAS に組み込んだ CAD ベースの自動パネル生成プログラム PANAUTO の開発について述べる。特に PANAUTO の開発においては、Surface モデルを取り扱う CATIA V4 をベースとした PANAUTO V4 と、Solid モデルを取り扱う CATIA V5 をベースとした PANAUTO V5 の開発方針の違いについても述べる。



(a) CADモデル作成



(b) CFD 格子生成



(c) 構造モデル作成

図1 コンピュータによる最適設計に必要な作業例

2. CAPASの構成とGUI

今回開発した自動パネル法解析ツール CAPAS のシステム構成を図2に示す。本システムは機体要素（胴体・主翼・尾翼）を定義するプログラム GEOMETRY と各要素形状を組み合わせて全機形状定義（CAD モデル生成）と表面パネル作成を行う CAD ベースのプログラム PANAUTO、空力解析用線形パネル法プログラム及び後処理として超音速機のソニックブームを推算するプログラム BOOM から成っており、それらを統合し、設計者とのインターフェースを担う GUI（Graphical User Interface）が JAVA プログラムによって整備されている。

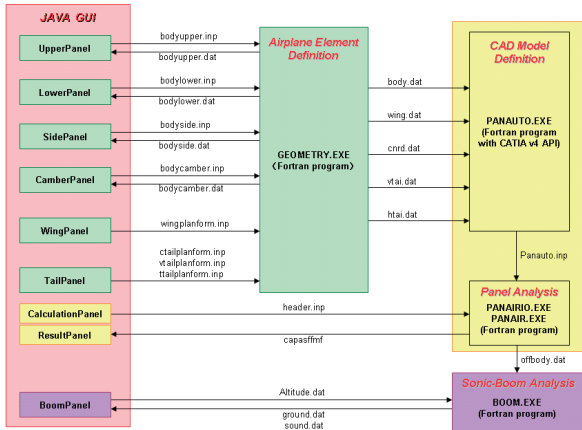
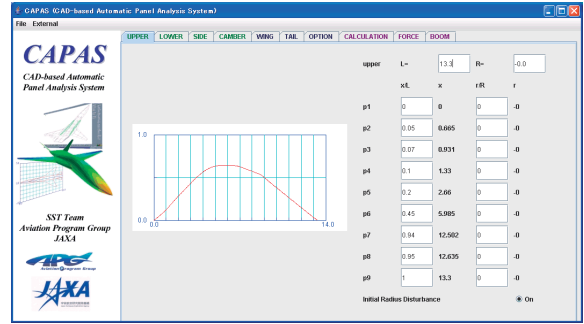
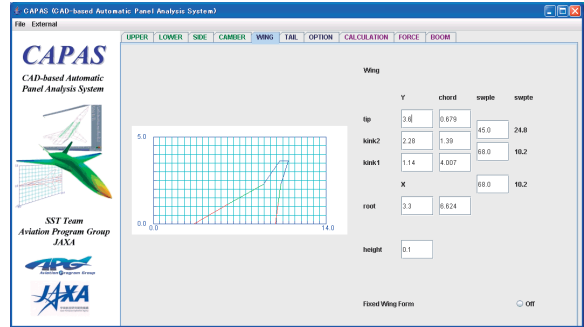


図2 CAPASの構成

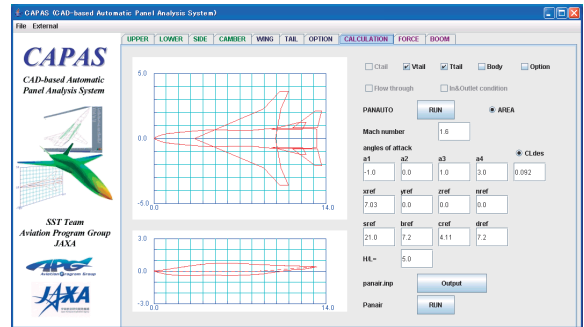
この GUI によって設計者は胴体形状や主翼平面形などの機体形状を定義し、パネル法解析及びブーム解析により空力性能及びソニックブーム強度評価をすることが可能となる。具体的な GUI を図3に示す。図3(a)に示す GUI は胴体形状定義パネルの一例で、胴体上面半径分布が表示されている。パネル上部のテキストボックスに胴体全長と胴体最大径を入力し、パネル中央部のテキストボックスに9点の制御点の座標 (X,R) を入力すると、そこから定義される Akima Spline 曲線<sup>2)</sup>によって半径分布が決められグラフに表示される。また、パネル下部に用意されている 'Initial Radius Distribution' と表示されたラジオボタンを選択することにより、設計者が事前に定義した半径分布曲線（テキストデータ）を読み込み、上記 Akima Spline 曲線との足し合わせで半径分布を定義することも可能である。上記「上面(Upper)」パネルと同様に「側面(Side)」「下面(Lower)」「胴体中央線(Camber)」のパネルが用意されており、各半径分布から胴体断面が上下半楕円で定義される。図3(b)に示す「主翼(Wing)」パネルでは11個のテキストボックスにコード長、スパン長、キंक位置等のパラメータを入力することにより、主翼平面形が2つのキंकを有するクランクアロー翼で定義される。また下部のテキストボックスに主翼取り付け高さを入力することで胴体との相対位置を制御するとともに、胴体パネル同様最下部に 'Fixed Wing Form' と表示されたラジオボタンが用意されており、設計者が事前に用意した主翼データ（翼断面のテキストデータ）を読み込むことも可能である。ただし現状の CAPAS では翼型や Warp<sup>3)</sup>（翼の捻り分布とキャンバ）定義は GUI 化されておらず、GEOMETRY プログラムの読み込みデータであるテキストデータを直接編集するか、事前に Warp 設計された主翼データを先程のラジオボタン選択で読み込むことで反映させる。「主翼」パネルに類似した「尾翼(Tail)」パネルも用意されており、水平・垂直尾翼の定義が可能である。



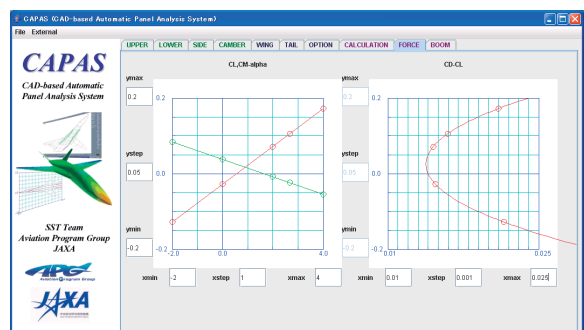
(a) 胴体形状定義パネル



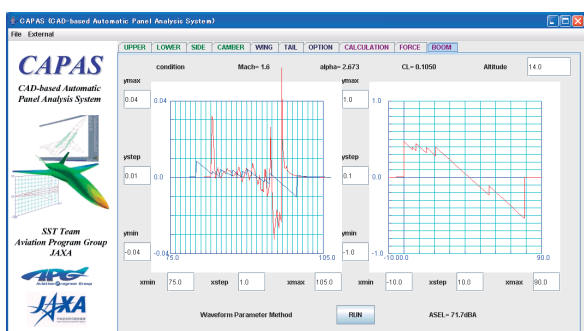
(b) 主翼平面形定義パネル



(c) 空力解析実行パネル



(d) 空力解析結果表示パネル



(e) ソニックブーム解析パネル

図3 CAPASのGUI

上述の胴体・主翼・尾翼パネルは図2中の GOEMETRY プログラムと連動しており、そこで定義された機体構成要素形状は図3(c)に示す「計算(Calculation)」パネル中で PANAUTO に送られて全機 CAD モデルが生成されることになるが、PANAUTO 実行ボタンの上部には機体構成要素がチェックボックススタイルで選択できる様になっており、胴体のみ、翼胴、翼胴尾翼の組み合わせで全機形状 CAD モデルが生成される。また、PANAUTO 実行ボタンの右には'Area'と表示されたラジオボタンが置かれ、これを選択することにより作成された全機 CAD モデルの機軸方向の相当回転体断面積分及びソニックブーム設計用のマッハ面切断断面積分分布が自動計算される。また、PANAUTO プログラムは全機 CAD モデル作成後に空力解析用のパネル作成も自動で行う。図4(a)に PANAUTO によって作成されたパネルの一例を示す。PANAUTO が終了したら、「計算」パネル中央部に用意されたテキストボックス群に、マッハ数、迎角(最大4ケース)等の空力解析条件や、基準面積、縦横基準長等の機体緒元、ソニックブーム解析用の機体近傍場圧力波形推算位置(H/L)を入力する。その後、線形パネル法解析ツール PANAIR<sup>4)</sup>用の入力ファイル作成ボタンをクリックすると、入力した解析条件や PANAUTO により作成された機体表面パネル、近傍場圧力波形を求める点群の座標値等が1つの入力ファイルにまとめられ、「計算」パネル最下部のボタンにより PANAIR による空力解析が実行される。図4(b)に PANAIR によって解析された機体表面 Cp 分布の一例を、図4(c)に近傍場圧力波形推算例示す。PANAIR 解析においては最大4ケースまでの迎角指定が可能であるが、CAPAS においては更に設計 CL 条件指定が可能となっており、「計算」パネル中央部の迎角指定テキストボックスの右に CL 指定 ON/OFF のラジオボタンと CL 指定テキストボックスが用意されている。設計 CL を指定すると通常の PANAIR 解析の後処理として指定された CL 時の迎角を推算してカデータの補間を行うとともに近傍場圧力波形についても設計 CL での波形を他の迎角における推算波形からの補間により求め、設計条件におけるソニックブーム波形を推算することが簡単にできるようになっている。図3(d)に示す空力解析結果表示パネルには PANAIR 解析出力データを読み込んで CL- $\alpha$ , Cm- $\alpha$ 及び Polar 曲線が示される様になっている。最後に「ソニックブーム解析(Boom)」パネルを図3(e)に示すが、本パネルには PANAIR により推算された近傍場圧力波形データ(機体直下)が左のグラフに表示されるが、線形理論に基づく線形パネル法 PANAIR では衝撃波本来の非線形性が考慮されていないため、ソニックブーム推算の前に非線形性を考慮した Aging 補正を行う必要がある。CAPAS では修正線形理論に基づく Whitham<sup>5)</sup>の方法に従って衝撃波の模擬を行っている。具体的には下記(1)式で定義される Whitham の F 関数を PANAIR 推算波形の Cp 値から求め、F 関数から(2)式で推算される波形の歪み量を求めて波形を修正する。結果として2値以上の値を有してしまった波形を等面積則に従って補正して衝撃波による不連続的圧力上昇を模擬している。

$$F(x) = \sqrt{\frac{\beta r}{2}} C_p \quad (1)$$

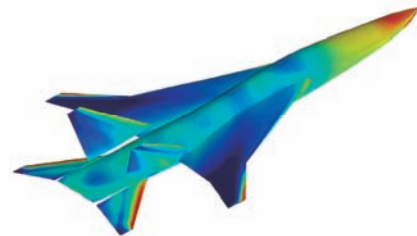
$$\Delta x = -\frac{(\gamma+1)}{\sqrt{2\beta^3}} \sqrt{r} F(x) \quad (2)$$

結果として得られた Aging 補正波形もパネル左のグラフに補正前の波形とともに表示される。続いてパネル右上

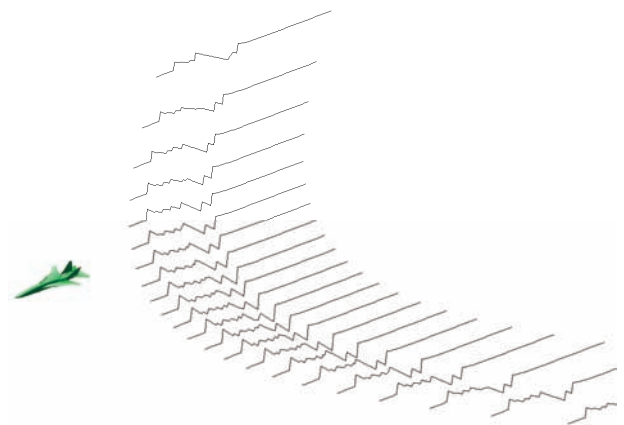
に用意されたテキストボックスに飛行高度を入力した後、パネル下部の Boom 解析ボタンをクリックすると Aging 後の近傍場圧力波形を入力波形として Thomas の波形パラメータ法<sup>6)</sup>によって地上におけるソニックブーム圧力波形が推算される。地上波形はパネル右側のグラフに時間を横軸、圧力値を縦軸に表示され、パネル下部には周波数解析により A 特性評価のデシベル値が表示される。



(a) 解析用パネル



(b) パネル法解析結果



(c) 近傍場波形 (Aging 補正後) 解析例

図4 パネル法解析例 (静粛超音速研究機)

### 3. 自動パネル作成ツール PANAUTO

CAPAS に組み込まれている CAD ベースのプログラム PANAUTO とは、点列(points)データとして与えられる胴体・主翼・尾翼等の形状データを CAD ソフトウェア CATIA に取り込み、CATIA の中で点列をつないで胴体断面や翼型等の曲線(curve)モデルを、さらにそれらの曲線をつないで Surface (曲面) モデルを作成し、各要素の曲面モデルを結合・トリミングした後パネル法用のパネルを曲面上に自動的に作成するプログラムである。ここで用いた CATIA には V4 と V5 があり、一般的に CATIA V4 の場合は UNIX 環境、CATIA V5 の場合は Windows 環境で用いられ、それらの API(Application Programming Interface)も異なっていることから PANAUTO も V4 版と V5 版を別々に開発した。

### 3. 1 PANAUTO V4

CATIA V4はSurfaceモデルをベースとしたCADソフトウェアであり、CATGEO<sup>7)</sup>と呼ばれるAPIを備えている。CATGEOはFortranプログラムから呼び出すことが可能な形状定義ライブラリ集であり、CAD操作者がCATIA V4で行う作業のほとんどをプログラムで記述することが可能であり、PANAUTOはCAD操作者が与えられた形状データ(点列データ)からパネル法解析に必要なパネル作成を行う作業をCATGEOにより自動化したプログラムである。その作業内容は上述の通り点列(cst)データから各要素のSurfaceモデルを生成し、要素同士の結合線の抽出・トリミング処理を行った後に、各要素上に指定された間隔で表面パネルを作成してPANAIRの入力フォーマットで出力するものである。図5にPANAUTO V4の作業イメージを、付録1にプログラムソースの例を示す。プログラム中太字で表示されているサブルーチンがCATGEOのライブラリ呼び出し部であり、(x,y,z)の座標値からCADの中に点を作成するgiwptや、その逆にCADの点の座標値を取得するgirmat、平面と曲面の交線を求めるgscxpsなどの機能を組み合わせて作業の自動化が行われる。CATGEOに用意されているライブラリに関しては文献7)が詳しい。

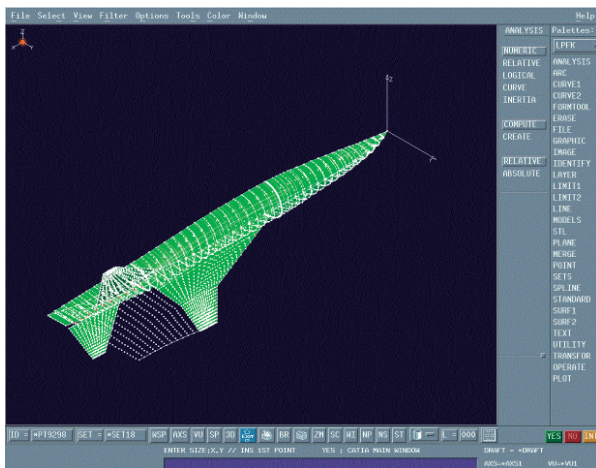


図5 PANAUTO V4 作業イメージ

### 3. 2 PANAUTO V5

CATIA V5は、Windows上で多く使用されており、そのAPIはVB(Visual Basic)からも扱うことができる。PANAUTO V5はそのAPIを介して外部からCATIA操作を自動的に行うプログラムであり、基本的な作業はPANAUTO V4と同様である。CATIA V5はSolid(固体)モデルを取り扱えるのでPANAUTO V5においてはV4同様に作成されたSurfaceモデルからSolidモデルを作成し、断面積計算等に利用している。図6にCATIA V5画面におけるPANAUTO V5の作業イメージを、付録2にプログラムソースの例を示す。プログラム中太字で表示されているものがCATIA V5のAPIであり、V4のCATGEOに相当する形状定義ライブラリがクラスとして用意されている。例えば**Part**はパーツに対するクラスでありCADモデルの更新等に用いられる。また**HybridBody**は形状セットに相当するクラスであり、そのメソッドである**AppendHybridShape**を用いることで形状セットにSurfaceオブジェクト等を登録することができる。具体的な点や曲線や曲面を作るメソッドが用意されているクラスは**HybridShapeFactory**であり、**AddNewPointCoord**, **AddNewSpline**, **AddNewLoft**等のメソッドによってそれぞれ点オブジェクト、曲線オブジェクト、Surfaceオブジェクト等を作成できる。CATIA V5のAPIについては文献8)に詳細が載っている。

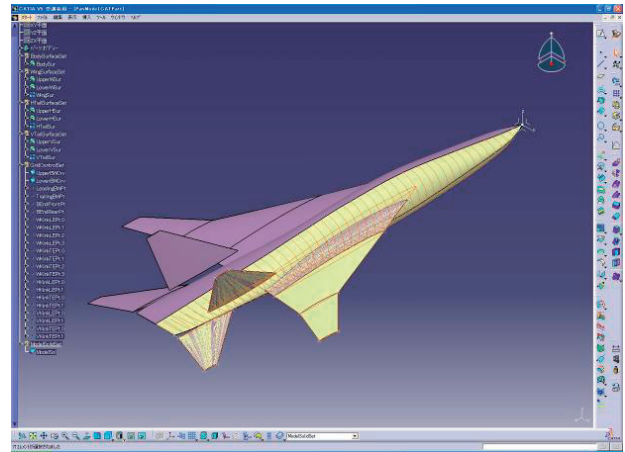


図6 PANAUTO V5 作業イメージ

## 4. まとめ

CADソフトウェアCATIA V4/V5のAPIを活用した自動CADモデル/空力解析用パネル作成プログラムPANAUTO V4/V5を開発し、線形パネル法PANAIRやソニックブーム推算手法等のプログラムとともにJAVAのGUIに組み込んだ超音速機概念設計ツールCAPASを開発した。本ツールにより、空力解析を専門としない設計者にも機体形状を自由に変更して空力性能やソニックブーム強度を評価することが可能となるとともに、空力解析の前処理・後処理の自動化によって空力解析ツールを最適設計へ適用することが容易となった。

今後はフルポテンシャル解析ツールやEuler CFD解析ツール等のHi-fidelityツールへの拡張を進める予定である。

## 参考文献

- 1) A. Murakami: Silent Supersonic Technology Demonstrator Program. 25th International Congress of the Aeronautical Sciences, ICAS 2006-1.4.2, 2006.
- 2) Akima, H., "A Method of Univariate Interpolation that has the Accuracy of a Third Degree of Polynomial," ACM Transaction on Mathematical Software, Vol. 17, No. 3, 1991, pp. 341-366.
- 3) Carlson, H.W. and Middleton, W.D., "A Numerical Method for the Design of Camber Surface of Supersonic Wings with Arbitrary Planform," NASA TN D-2341, 1964.
- 4) R. I. Carmichael and L. I. Erickson: PANAIR - A Higher Order Panel Method for Predicting Subsonic or Supersonic Linear Potential Flows about Arbitrary Configurations. AIAA Paper 81-1255, 1981.
- 5) G. B. Whitham: The Flow Pattern of a Supersonic Projectile. Communications in Pure and Applied Mathematics, Vol.5, 1952, pp.301-348.
- 6) C. L. Thomas: Extrapolation of Sonic Boom Pressure Signatures by the Waveform Parameter Method. NASA TN D-6832, 1972.
- 7) CATIA.3D Wireframe Version 4 Application Programming Interface Reference Manual Publication No.SH52-0619-14, Dassault Systems, 1995.
- 8) CATIA V5 日本語マニュアル,SK3T-4124-18, [http://www-06.ibm.com/jp/manufacturing/prod/catia/v5/v5manual\\_cd.html#syouga](http://www-06.ibm.com/jp/manufacturing/prod/catia/v5/v5manual_cd.html#syouga)



## 付録1 : PANAUTO V4 プログラムソース例

## 主翼面上のパネル作成

```

do j=nint(real(mnwg(i+1))/2.),1,-1
  coord(1)=xwg(i+1,j,1)
  coord(2)=ywg(i+1,j,1)
  coord(3)=zwg(i+1,j,1)
  call giwpt(mnum,coord,jpt(1),ier,*9999)
  call gspopo(mnum,jpt(1),xpln,jpl(1),ier,*9999)
  iedg=0
  call gscxps(mnum,jpl(1),sbdm,iedg,ncv,jcv,ier,*9999)
  call gsoicl(mnum,jcv,jpt(2),jpt(3),ier,*9999)
  nbpt=nnbd(1)+nnbd(2)-1+nnbd(3)-1
  dist=0.
  call pbptpart(jcv,jpt(1),jpt(2),nbpt,dist,points)
  call girmat(mnum,points(nnbd(1)+nnbd(2)-1),lmat,coord,ier,*9999)
  xconf(i,nconf(i-1)+nint(real(mnwg(i-1))/2.)+nint(real(mnwg(i+1))/2.)-j+1)=coord(1)
  yconf(i,nconf(i-1)+nint(real(mnwg(i-1))/2.)+nint(real(mnwg(i+1))/2.)-j+1)=coord(2)
  zconf(i,nconf(i-1)+nint(real(mnwg(i-1))/2.)+nint(real(mnwg(i+1))/2.)-j+1)=coord(3)
end do

```

: 翼面上の点の座標値を定義  
 : 座標値からCAD上に点を作成  
 : 点を通りある平面に平行な平面を作成  
 : 平面と胴体曲面の交線（胴体断面）を求める  
 : 交線の両端の点を定義  
 : 主翼上の胴体分割点の合計  
 : 指定した2点間に等間隔に点を配置  
 : 点の座標値を取得  
 : 点をコントロールポイントに追加

## 付録2 : PANAUTO V5 プログラムソース例

## 点列 → 曲線 → 曲面 作成

```

For i = 0 To (SecNum - 1)
  For j = 0 To (SecPtNum(i) - 1)
  SecPt(i)(j) = HybridShapeFactory.AddNewPointCoord(PtCoord(i)(j, 0), _
    PtCoord(i)(j, 1), PtCoord(i)(j, 2))
  SecPt(i)(j).Name = "BSecPt." & i & "." & j
  Next j
  SecFrame(i) = HybridShapeFactory.AddNewSpline()
  SecFrame(i).Name = "BFrame." & i
  For j = 0 To (SecPtNum(i) - 1)
  SecFrame(i).AddPoint(SecPt(i)(j))
  Next j
  Next i
  Sur = HybridShapeFactory.AddNewLoft()
  With Sur
    .Name = "BodySur"
    .Relimitation = 4
    For i = 0 To (SecNum - 1)
    .AddSectionToLoft(SecFrame(i), 1, Nothing)
    Next i
  End With
  HybridBody.AppendHybridShape(Sur)
  Part.Update()

```

: 座標値から点群を作成(点オブジェクト定義)  
 : 点のCATIA上の名前を定義  
 : 断面曲線(スプライン)オブジェクトを定義  
 : 曲線のCATIA上の名前を定義  
 : 曲線の通過点を定義  
 : サーフェスオブジェクトを定義  
 : サーフェスのCATIA上の名前を定義  
 : サーフェスの境界条件定義  
 : サーフェスのセクションを定義  
 : サーフェスオブジェクトをCATIAに登録  
 : CATIAの更新(オブジェクトの表示)

## グリッドミドルウェア活用による 超音速機概念設計ツール CAPAS の分散計算環境

倉石英明（富士通株式会社），牧野好和，岩宮敏幸（宇宙航空研究開発機構）  
鈴木孝一郎，ブルギゼフランソワ，中川裕香（富士通株式会社）

### Distributed computational environment with grid middleware for CAPAS, conceptual design tool for supersonic aircrafts.

by

Hideaki Kuraishi (Fujitsu Limited), Yoshikazu Makino, Toshiyuki Iwamiya (Japan Aerospace Exploration Agency)  
Koichiro Suzuki, Francois Burgisser, Yuka Nakagawa (Fujitsu Limited)

#### ABSTRACT

This article describes an application example of grid middleware “SynfiniWay” coupled with “CAPAS”, a conceptual design tool for supersonic aircrafts, and the benefit that comes from encapsulation of distributed computational environment, so called, grid computing. Adopting grid computing makes it possible for users to join the analysis easily with little awareness of the distributed environment and cut chores not directly related to core research work, such as file transfer and IT methodology. At the end of the article, analysis environment with optimization tool and future plan to adopt grid environment are introduced.

#### 1. 背景

宇宙航空研究開発機構 SST チームでは、超音速機概念設計ツール「CAPAS」を用いて、超音速輸送機概念設計や静粛超音速研究機の空力設計業務を行っている。

「CAPAS」は GUI 画面から形状要素定義、プレ処理、各種ソルバー実行、ポスト処理、結果可視化といった連続した解析を行うツールであり、ソルバーには CAD ソフトウェアを用いた機体形状定義作業も含まれる。

図 1 に示すように、これまでは 1 台の計算サーバ上で必要な連成計算を行うことが多かったが、近年 Linux、Windows を初めとしたコモディティレベルの計算サーバが導入されるようになり、既存の「CAPAS」利用形態を変更することなく、複数の計算サーバに跨って、連成計算を実施できる計算環境の構築が必要となった。

複数の計算サーバが点在する分散計算環境で、パラメトリックスタディに代表されるような大量計算を要する場面では、ファイル転送や利用可能なサーバの状況把握などは煩雑な作業となってしまふ。また、それぞれのサーバの利用方法を習得しなくてはならない。

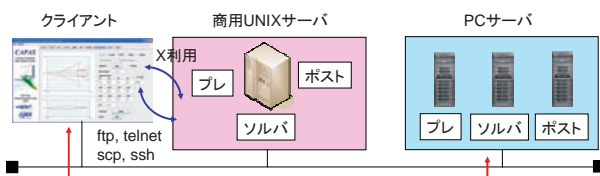


図 1 複数の計算サーバを利用する解析環境

このような背景から、本プロジェクトでは、富士通製グリッドミドルウェア「SynfiniWay」（以下「SynfiniWay」と記述）を用いて、解析に必要なサーバを自動選定し、必要な入出力の転送処理を自動的に実行するコマンドライン API を整備した後、それらを「CAPAS」に適用し、図 2 の様に、エンドユーザは、計算サーバの場所を意識することなく、あたかも自身の PC 上で全ての解析処理を実施しているような GUI を提供している。つまり、エンドユーザはクライアント PC 上から、背後に存在する分散環境を意識することなく解析業務を行うことができ、主業務以外に要する処

理の軽減、計算資源の稼働率向上を実現することを目的として、従来の「CAPAS」の利用形態を変えることなく、複数の計算サーバに跨って、連成計算を実行可能な環境を提供し、設計プロセスの自動化を促進することが可能になる。

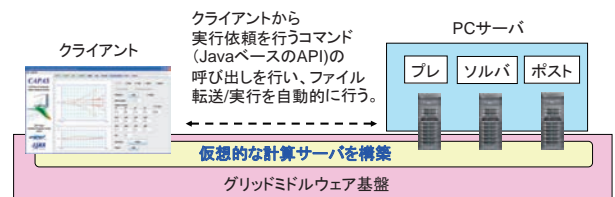


図 2 分散環境を隠蔽した仮想研究環境

本論文では、「CAPAS」に適用した分散環境対応の仕組み、その API を組み込んだ「CAPAS」の利用例、および今後の拡張計画について述べる。

#### 2. グリッドミドルウェア「SynfiniWay」について

仮想研究環境の基盤となる「SynfiniWay」は、分散した複数の計算サーバから仮想研究環境を構築し、物理的な計算サーバの位置を意識させないで、ジョブ実行を可能にする解析支援環境の提供（以下、ジョブ実行サービスと記述）や、計算パワーやディスクなどの利用可能なリソースを必要に応じて提供するツールである。計算機を利用するエンドユーザは、計算機の操作方法に精通していなくとも「SynfiniWay」のクライアント GUI もしくはクライアント API を組み込んだアプリケーションを利用して、背後の分散環境を意識することなく、定型化された処理の実行が可能になる。

「SynfiniWay」は主に 3 種類のコンポーネントを計算機にインストールすることで、仮想研究環境を構成する計算要素となり、そのコンポーネントの種類としては、仮想研究環境へのログイン機能を提供する「Director」、ジョブ実行サービスを提供するため計算サーバ上に導入する「Service Manager」、構成された仮想研究環境間を接続するための「Acquaintance Manager」で構成される。

図3は、グリッドミドルウェア「SynfiniWay」により構成された仮想研究環境の例を示しており、この例では、仮想研究環境を2つ構成している。

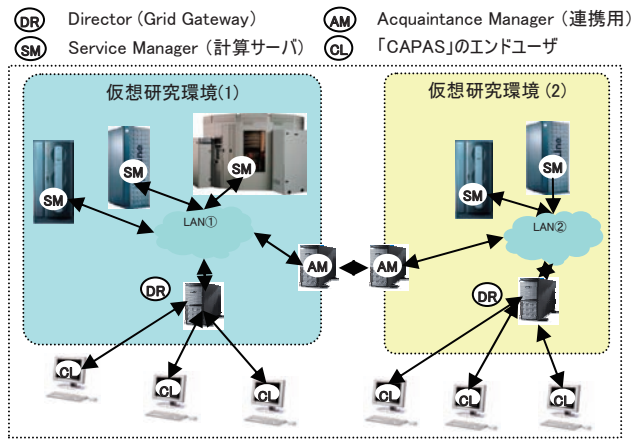


図3 「SynfiniWay」による仮想研究環境の構築例

仮想研究環境内でジョブを実行したいエンドユーザは、クライアント端末から、「Director」にアクセスを行い、認証を行う。認証後、エンドユーザ向けに公開されたジョブ実行サービスを選択することにより、「Service Manager」と呼ばれる実行可能な計算サーバを「Director」側で決定され、入力ファイルの自動転送、ジョブ実行、出力ファイルの自動転送が行われる。また、別拠点で構成された仮想研究環境との連携を行う際は「Acquaintance Manager」を用いることで、相互の計算サービス、リソースを共有することが可能になる。

グリッドミドルウェア「SynfiniWay」では、主な機能として、図4が示す用に3つのコア機能が備えられている。

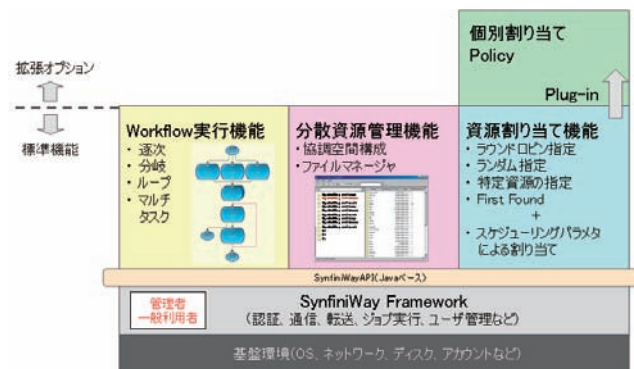


図4 「SynfiniWay」が備える3種のコア機能

①「ワークフロー」実行機能

「ワークフロー」実行機能では、1つの解析作業を「タスク」という形で定義され、ユーザに公開される。管理者は、この「タスク」を組み合わせた「ワークフロー」を作成、公開し、エンドユーザは公開された「ワークフロー」を実行することで、連成解析を容易に実行できる環境を提供している。

図5の例では、エンドユーザが解析を行う際、クライアントPCから、定義された「ワークフロー」を呼び出す。ここで定義された「ワークフロー」では、「タスク1」の処理は計算サーバ1で、「タスク2」の処理は計算サーバ2で実行するが、エンドユーザは「ワークフロー」を実行

することで、計算機1、計算機2上で直接処理を行う必要がなく、すべてPC上で閉じた操作のみで連成計算が実施できる。一般的に計算サーバを跨る連成計算では、必要なデータを転送し、計算を実行、その後、結果を取得、といった処理が必要になるが、パラメトリックサーベイなど大量の計算処理を行う場合、煩雑な作業になる。一方、「SynfiniWay」では、背後に広がる分散環境を隠蔽し、必要なファイルは計算機間で自動転送される。このため、エンドユーザは登録された「ワークフロー」を実行するだけで、すべての処理をPC上で実行しているようなGUIを提供することができる。

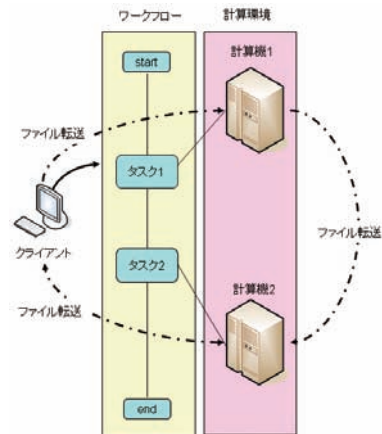


図5 「SynfiniWay」のワークフロー実行

②リソースマネージャ

仮想研究環境内では、各計算サーバ上で公開された「ワークフロー」、「タスク」及び「計算サーバのディスクスペース」において、エンドユーザ毎に利用可能なものを制限させることができる。リソースマネージャでは、自身が利用可能なリソース群を、一元的に管理可能することができるリソースマネージャを備えている。リソースマネージャを1つ起動すると、仮想研究環境内に点在した公開リソースを1つの画面から操作することが可能である。

③資源割り当て機能

資源割り当て機能では、利用可能な実行ジョブサービスが、仮想研究環境内の複数の計算サーバに存在する場合、自動的に利用可能な計算サーバを選択してジョブ実行依頼を行う機能である。「SynfiniWay」の資源割り当て機能が、ある計算サーバ上でジョブを実行可能と判断する条件として

- ・実行するオペレーションシステムの制限
- ・必要なCPU速度の指定
- ・必要なメモリサイズの指定

を指定することが可能であり、ジョブの割り振り方式として

- ・ラウンドロビン  
対象の計算サーバが複数ある場合、交互にジョブを投入する方式
- ・ファーストファウンド  
“Director”からネットワークを介して一番先にDirectorと通信できたService Managerが選択される方式
- ・キーププリファード

予め実行する計算サーバを1つに決めてしまう方式

を指定することができる。さらに割り当て方式を拡張したい場合は、公開されている「SynfiniWay」のAPIを用いて個別の割り当て方式を作成し、プラグインとして「Director」に組み込むことが可能である。

3. 分散環境に対応した設計支援ツール「CAPAS」

「CAPAS」を動作させる仮想研究環境を図6に示す。「Director」と呼ばれるログインサーバが1台、「Service Manager」と呼ばれる計算サーバが4台、Web上で情報公開を行うための「Service Manager」1台で構成されている。

仮想研究環境を構成するサーバのOSは、WindowsXP、Linux (CentOS と FedoraCore) および IRIX64 と異機種混在環境であり、OS毎で操作性が異なる。そこで「CAPAS」から複数の計算サーバにインストールされたソルバーを、エンドユーザに意識させないよう実行させるため、コマンドラインから「SynfiniWay」を利用するためのJavaベースのAPIを整備した。このAPIを「CAPAS」から呼び出すことで、2章で説明した「SynfiniWay」の①～③の機能の提供を実現している。この改良により、エンドユーザは背後に広がる分散環境を意識することなく、あたかもPC上で全ての処理を実施しているが如く「CAPAS」による連成解析を行うことができる。

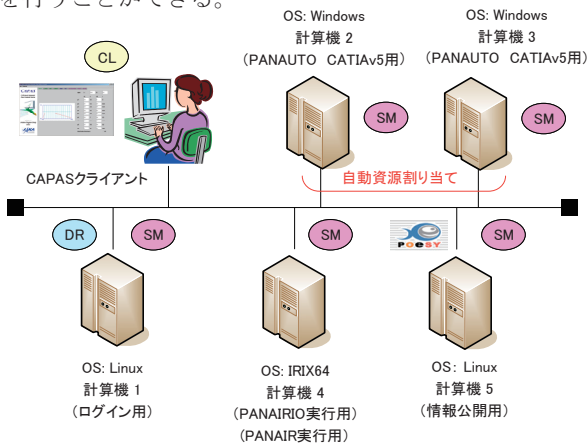


図6 「CAPAS」実行の仮想研究環境

まず「CAPAS」を利用するエンドユーザは、仮想研究環境内で「Director」を有する計算機1にログインする。認証に成功したエンドユーザは、「CAPAS」画面をPC上に立ち上げることができる。一方、認証に失敗したユーザは「CAPAS」を起動することができないようになっている。ソルバー実行段階では、「PANAUTO」、「PANAIRIO」および「PANAIR」の順に計算が実行される。

「CAPAS」では、「capas.conf」という定義ファイルに基づいて、各ソルバーを実行する場所がローカルPCであるか、背後に広がる分散環境であるかを定義 (location 属性) し、また分散環境で計算を実行する場合は、転送に必要なファイル (inputs、outputs 属性) を指定することができる。図7が示すように、「PANAUTO」及び「PANAIR」は分散環境で、「PANAIRIO」をローカルPCで実施するよう指定されており、エンドユーザは「PANAUTO」および「PANAIR」実行用の「ワークフロー」を呼び出すことで、分散環境を意識する事なく、ファイル転送を含め

「CAPAS」の画面から連続計算を実施できる。このように、エンドユーザ毎に、指定した実行方法および自動転送する入出力ファイルを解析環境に併せて設定する。

また、「PANAUTO」を実行可能な計算機が2台あるが、「SynfiniWay」が備える資源割り当て機能により、管理者により指定されたジョブ割り当てポリシーに基づいて、ジョブの割り当てが行われる。

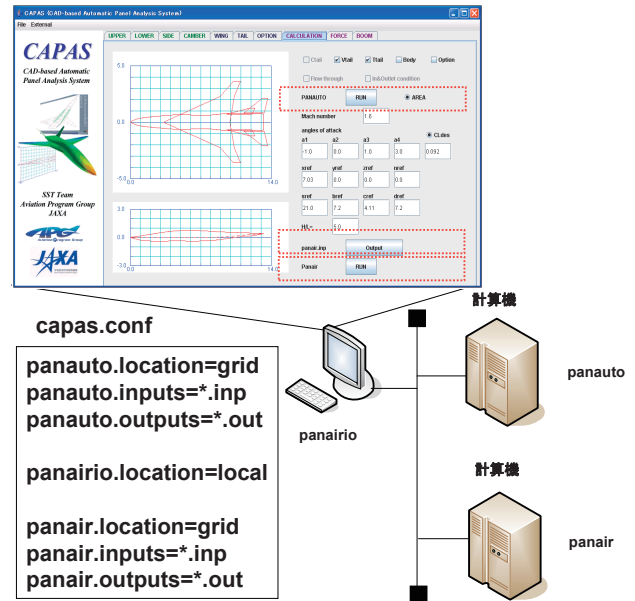


図7 capas.conf による「CAPAS」の設定

「CAPAS」では、「PANAUTO」という「CATIA」ライブラリと連携したソルバーを呼び出しているが、「CATIA v4」の場合はUNIX環境、「CATIA v5」の場合はWindows環境と、バージョンにより使用する計算サーバが異なっている。また、「CATIA」ライセンスが必要なため1ユーザが占有してしまうと、他ユーザはライセンスを有する他のマシンを利用してはならないが、今回の分散環境に対応した「CAPAS」を利用することで、エンドユーザはどのマシンが「PANAUTO」を実行しているかは意識する必要がなくなった。

この分散環境に対応した「CAPAS」の導入により、エンドユーザは特化したUNIX知識の習得およびファイル転送処理を実施する必要はなく、作業効率の向上を期待できる。

4. 情報公開サーバの利用

図8が示すように、計算結果を他エンドユーザ間で共有するために、情報公開用サーバが設置されており、公開したい計算結果については、ソルバー実行後に計算結果を情報公開用サーバに結果を転送することができる。

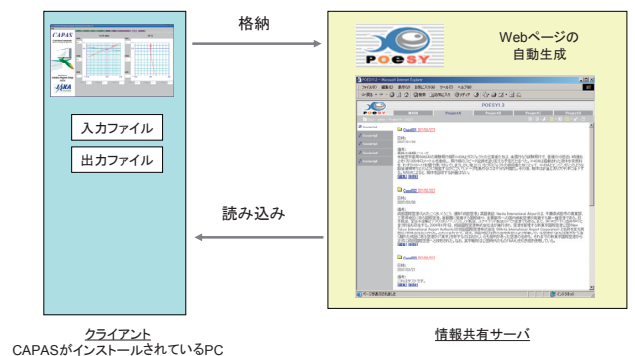


図8 「CAPAS」とポータルツール「POESY」の連携

転送された計算結果は、解析内容の説明文、結果の自動可視化処理を行っており、「CAPAS」から計算結果を自動転送すると、情報公開サーバにて Web ページが自動生成され、ポータルツール「POESY」上で結果の表示が行われる。「POESY」への自動転送後は、HTML 形式により自動で画面作成を行い、利用者はブラウザから過去の解析結果の編集/参照を行うことになる。図 9 に「POESY」上に格納された解析結果の表示例を示す。



図 9 「POESY」上に整備された解析結果の例

ポータルツール「POESY」では、利用者は HTML を意識せず、また、Web ページ編集ソフトや HTML エディタを使用しなくても、メニュー構造を持つ Web ページを容易に作成することができるため、計算結果をグルーピングして整理しやすいというメリットがある。メニューの追加、修正、Web ページの作成、ポータルへのファイルの Upload は、普通の Web ブラウザを使って操作することができ、Web ページの作成では、簡易な記述ルールにより誰でも容易に Web ページを記述することも可能で、情報共有という点でも効果が大きい。

また、「POESY」のキャビネットの機能では、ポータルを Web ページとして参照するのではなく、利用者がファイルを Upload/Download することのできる共有フォルダとして利用することができる。これらの操作は全て、アクセスが許可されたクライアントから自由に行うことができるため、従来のように Web 管理者が情報の更新と管理を行うのではなく、情報を共有するグループのメンバ全員で情報を更新、蓄積していくことが可能である。

「CAPAS」から転送された結果は、図 9 のように情報公開される。解析した内容に関するコメント、および「CAPAS」で実行した実行画面のスナップショット画像および計算結果を可視化したグラフ図をサムネイル形式で表示している。

エンドユーザ自身も含め、グループ内の他エンドユーザはこの結果を参照して、自身に必要なものであれば、「CAPAS」の画面から、入力データの読み込みを行うことができる。これにより過去の結果の再利用を行うことができる。

#### 4. 今後の展開

分散環境版「CAPAS」の導入により整備した「SynfiniWay」の API を、SST チームで開発した最適化ツールから呼び出し、「CAPAS」同様に分散環境対応にする計画がある。(図 10) 現在、Web のインターフェースによる環境を提供しており、将来は「CAPAS」のように定義ファイルで振る舞いを決められる最適化パッケージとして整備し、容易に PC から分散環境へ参加できるよう改良する計画がある。



図 10 最適化パッケージへの適用例

また、既存オイラー法を用いた「CAPAS」を拡張してパネル法による連成計算を可能にした改良を行う計画がある。ここでは、同時に複数個数のジョブ投入を行い、新規に作成する状態監視画面で、ジョブの実行状態を監視するものである。この環境では、分散環境を意識せずジョブ実行を行える点に加えて、同時に複数ジョブ投入を実施、管理できるという利点があり、期待できる効果は大きい。

#### 4. 結論

複数の計算サーバを用いて連成計算を必要とする解析環境において、分散環境を隠蔽した仮想研究環境上で解析を行うことで以下の効果が得られている。

- 計算サーバ固有の特別な操作手順、コマンド群、スクリプト処理などの流動的 IT 知識から開放されることにより、主業務以外に要する処理の軽減、作業効率化を促進できる。
- ライセンスによる計算実行環境 (UNIX、Windows 混在) の差異を吸収するため、ライセンスの有効活用および計算資源の稼働率向上を期待できる。
- 必要な入出力 (解析に必要な入出力ファイル、プログラムに与える入力パラメータや実行後に出力される結果の値など) を処理間で自動受け渡しし、その後、空いている計算サーバを自動的に選択し、解析を実行できるため、設計プロセスの自動化を促進する。

#### 参考文献

- 1) Y.Makino, Low sonic-boom design of a Silent SuperSonic Technology Demonstrator -Development of CAPAS and its Application, 4th SST-CFD-WS, 2006.

## 静粛超音速研究機の多目的最適形状設計（構造関連）

高戸谷 健, 笠原 利行, 千葉 一永, 牧野 好和  
宇宙航空研究開発機構

### Multidisciplinary Design Exploration of Wing Shape for Silent Supersonic Technology Demonstrator (Structure Design).

by

Takeshi Takatoya, Toshiyuki Kasahara, Kazuhisa Chiba, Yoshikazu Makino

#### ABSTRACT

For the wing shape design of supersonic technology demonstrator, multidisciplinary design exploration has been performed among aerodynamics, structures and sonic-boom noise. The structure evaluation was focused in this report. Evaluations of the composite structure were carried out by using a general finite element code, MSC/NASTRAN for strength, vibration and flutter requirements. The stacking sequences of the composite structures were set the design parameters to be determined for minimization of the structure weight in this multi-objective optimization problem.

#### 1. はじめに

民間航空機の開発において、機体システムが複雑化し、高効率・高性能・高安全性・高信頼性が求められており、高度なコンピュータ設計技術を用いて風洞試験や構造試験等の試験時間短縮や設計効率の向上が年々求められている。

平成18年6月に文部科学省 科学技術・学術審議会 研究計画・評価分科会 航空科学技術委員会が取りまとめた「航空科学技術に関する研究開発の推進方策について」において、平成17年度に実施された無推力小型超音速実験機での飛行実験で獲得した技術を更に強力に展開し、将来可能性のある国際共同開発を視野に、超音速機の実現にネックとなっているソニックブームや騒音等の課題の解決を図るための研究開発を行い、次世代超音速機開発における世界的に優れた技術を獲得することを目指すことが重点的に進めるべき研究開発の一つとして方策として策定されている [1]。

その方策を受け、宇宙航空研究開発機構航空プログラム超音速機チームでは、「静かな超音速旅客機」を目指す静粛超音速機技術の研究開発を進めている [2]。静粛超音速研究機の翼形状を設計するため、空力・構造・音響の多目的連成問題としてシミュレーションしている。構造関連として有限要素法 (Finite Element Method: FEM) を用いたプロセスの自動化について報告する。

#### 2. 静粛超音速研究機の概要

多目的最適設計技術などのコンピュータ設計技術を全機形状設計に適用して、低ソニックブーム機体コンセプトの無人超音速ジェット機を設計・開発し、その飛行実験により低ソニックブーム機体コンセプトを実証するとともに、完全自律飛行制御による離着陸から超音速までの飛行を可能とする航空機システム統合技術の実証を行う。また複合材構造の機体への適用を図り、これらに関する飛行実験データの取得を試みることを目標としている。

概念設計フェーズにおける機体諸元は、およそ全長 13m、全幅 7m、離陸重量 3,500kg となっている。図 1 に機体の概念図を示す。静粛超音速研究機は単発の無人機で、離陸後、超音速まで加速し、マッハ数 1.4 で超音速飛行を行い、ソニックブームの低減の実証を行った後、帰還・着陸するミッションを想定して設計を進めている。



図 1 静粛超音速研究機の機体概念図

#### 3. 多目的連成問題としての翼形状設計

静粛超音速研究機の翼形状設計は二段階に分けて実施した。まず第一段階では、設計変数を広い範囲で変化させ、設計変数相互の相関を求めるとともに、ソニックブームを低減する目的に合致する範囲の絞込みを行った。構造に関しては、翼の構造として複合材をすべて用いることで検討を進めた。次に、第二段階では絞り込んだ領域を中心に、相関がある設計変数のみを用いて再度、多目的最適手法を適用し、翼の断面形状の候補を定めた。構造に関しては、機体製作と検証試験やコストを考慮し、翼の内翼と呼ぶ胴体寄りの部分を金属とし、その外側の外翼には複合材を用いることで検討を進めた。

第一段階では、空力・構造重量・ソニックブームに関して、五つの目的関数を定めた。①超音速巡航 (マッハ数 1.6、高度 16km) 時の圧力抵抗  $C_p$ 、②超音速巡航時の摩擦抵抗、③着陸に相当する亜音速 (マッハ数 0.2、迎角 10 度) 時の揚力、④超音速巡航時のソニックブーム強度、⑤翼の構造重量の五つである。これらの目的関数を最小化または最大化する解を多目的最適手法を用いて求めた。翼の形状を、コード長、スパン長、翼厚、ねじり、後退角などについて、あわせて 58 の設計変数を用いて定義した。

空力関連の目的関数の評価法として、非構造格子を用いた Euler 方程式による非粘性計算を行った。超音速巡航時と亜音速飛行時における抵抗を推算した。ソニックブームの評価法には、CAPAS という JAXA で開発したパネル法によるソニックブーム推算法を用いた。構造関連の評価方法は後述する。

複数の目的関数の関係は一般にはトレードオフの関係になるため、最適解は一意に求められない。パレート最適解と呼ばれる複数の非劣解の集合が求められる。この解の集合を効率良く求めるために、遺伝的アルゴリズムを用いて解の探索を実施した。第一段階では12世代まで遺伝的アルゴリズムを用いて進化させ、最終的には75の非劣解を候補として抽出した。詳細は参考文献[3]を参照して頂きたいが、特徴的な解をいくつか挙げると、解Aは①圧力抵抗と④ソニックブーム強度が最小であるもの、解Bは②摩擦抵抗と⑤構造重量が最小であるもの、解Cは③亜音速時の揚力が最大であるものである。求められた平面形状を図2(a)~(c)に示す。得られた平面形状の候補について検討を進め、静粛超音速研究機の要求を満たすよう絞り込みを実施し、ある平面形状を選択した。第二段階では選択した平面形状を用いて、翼の断面形状を定めるため、詳細な多目的最適化を進めた。超音速巡航時の摩擦抵抗と亜音速時の揚力に関する目的関数は省略し、トリム性能を目的関数に追加し、あわせて四つの目的関数を定めた。設計変数は、相関のある設計変数のみを選択するとともに、トリム特性に関する変数などを追加し、あわせて50の設計変数を用いた。空力・ソニックブームに関する目的関数の評価方法は第一段階と同じであるが、構造に関しては評価方法を変更した。詳細は後述する。

第二段階では18世代まで探索し、37の非劣解を抽出した。この中には構造要求を満足しないものも含まれている。現段階では、これらの非劣解の詳細な検討を進めている状況で、第二段階における絞り込みに関しては別途報告する予定である。

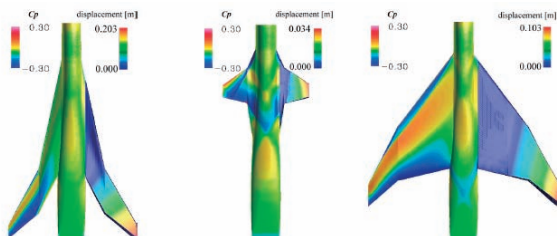


図2 特徴的な解の例  
(左翼側：Cp分布、右翼側：変位分布の解析結果)

#### 4. 構造関連の評価

静粛超音速研究機の翼形状設計としての多目的最適設計における構造関連の評価方法について詳述する。

まず第一段階では、空力性能推算に用いたCFDの格子点をもとに、翼の外形について一断面あたり100点、20断面分、合わせて2,000点の座標値とCp値、法線ベクトルを構造側に渡した。このデータを処理し、構造計算用のFEMモデルを作成するプログラムをFORTRANで作成し、モデルを自動生成した。点列の座標値からFEMモデルの節点を生成したが、前縁と後縁付近は節点が密になるため間引きを行った。

次に生成した節点を結ぶ要素を作成した。外翼はフルデプスのハニカム・サンドイッチ構造を想定し、板厚方向に分割しない一層のシェル要素とした。図3にハニカム・サンドイッチ構造の模式図を示す。各節点での翼厚から表面と裏面のスキン材の板厚を差し引いた厚みをハニカム・コアの板厚とした。前縁・後縁と翼端では翼厚が薄いためコアの板厚はゼロとしたが、スキン材の板厚は減ずることなく厚みを保持させた。内翼は、翼厚が十分にあるとみなして、外板と桁骨を有する板骨構造を想定した。外板と桁骨

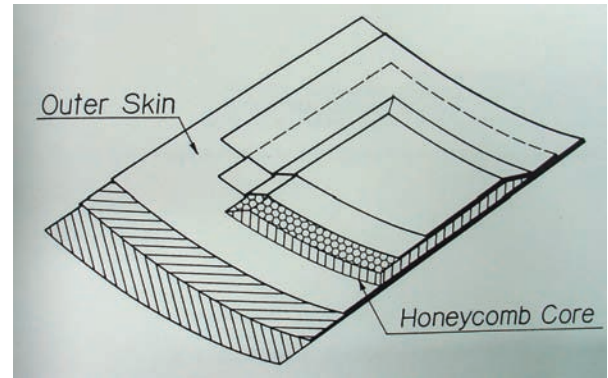


図3 ハニカム・サンドイッチ構造の模式図

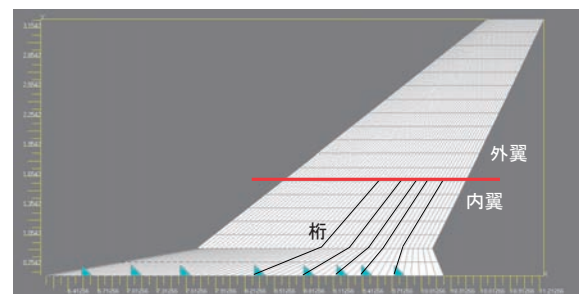


図4 解析モデルの平面図と構造様式

をそれぞれシェル要素を用いてモデル化した。外板と桁骨の接合は剛結合としている。後方の主要な荷重を受け持つ桁は小型超音速ロケット実験機の構造に準じて、五本桁とした。内翼と外翼の間は、十分な剛性を持つビーム要素で結合した。なお、内翼・外翼の境界はおおよそ $\eta=40\%$ とし、キंक位置とは関係しないこととした。図4に解析モデルの平面図と構造様式を示す。

また空力の格子点を元に生成した今回のモデルでは、後退角が変わることにより要素のゆがみ度 (skew angle) やアスペクト比が変わるため、計算結果の精度に影響を与えることがあると考えている。詳細設計の際に誤差を考慮した詳細な検討をすることを考えると、概念設計の現段階ではゼロ次近似としては十分な精度があるとみなせるため、要素のゆがみ度やアスペクト比の大小による要素分割の修正は実施しないこととした。

荷重は、超音速巡航時のCpと法線ベクトルから各節点に加わる節点力に換算して求めた。解析モデルの拘束条件は、翼胴結合部に相当する桁材の内側を対称条件を考慮した単純支持とした。

解析ケースは強度と剛性の2ケースである。強度解析においては、無人機の設計基準に準じて、最大Gを+6Gとし、安全率を1.25に設定し、その条件で強度余裕が負にならないこととした。翼のフラッタ条件が剛性に寄与するがフラッタ検討をするほど設計データが用意できないこともあり、第一段階では剛性解析として、小型超音速ロケット実験機の実績に準じ、一次曲げの固有振動数を8Hz以上、一次ねじりの固有振動数を50Hz以上を満すこととした。

構造関連の評価における特徴的な点は、複合材料を材料として用いたことにある。従来のアルミ合金を用いる場合は、板厚のみがパラメータになり、自由度が少ないため強度・剛性要求を満足する解を容易に求められるが、複合材料は設計パラメータが多く、要求を満足する解を求める作業に手間を要する。内翼の外板材、内翼の桁材、外翼のスキン材の積層構成はそれぞれ部位によらず一定としたことで、積層構成のパラメータを六つに限定した。各積層構成を式1に示す。

$$\left. \begin{matrix} [0/+ \theta_1 / - \theta_1 / 90]_{n_1s} \\ [0/+ \theta_2 / - \theta_2 / 90]_{n_2s} \\ [0/+ \theta_3 / - \theta_3 / 90]_{n_3s} \end{matrix} \right\} \dots\dots\dots (1)$$

where

$$\theta_1, \theta_2, \theta_3 = \{15, 30, 45, 60, 75 \text{ deg.}\}$$

$$1 \leq n_1, n_2, n_3 \leq 25$$

積層構成は、繊維方向の角度 $\theta$ とセット数 $n$ で表わすこととして、簡略化し、板厚方向に対称性を持たせるとともに、 $+\theta$ と $-\theta$ を組み合わせることで面内の対称性を持たせた。積層角度 $\theta$ の自由度を減らすため、15度から75度までの5自由度に限定した。複合材料の成形の限界を考えおよそ200枚の積層が実用的には最大とみなし、積層の8枚を一セットとするセット数 $n$ を、25までとした。ある積層セット数の組み合わせ( $n_1, n_2, n_3$ )に対して、積層角度の組み合わせは53=125通りとなる。積層セット数の組み合わせ(1,1,1)から(25,25,25)まで順次増やして125通りの計算を行い、強度と剛性を満足する解を求めた。検討に用いた複合材料は今後変更する可能性があるが、今回の検討においては、中強度・中弾性の炭素繊維強化耐熱複合材であるIM600/PIXA-Mを想定した。材料の特性値を表1に示す。

強度解析において、複合材料の破壊の判定には、複合材料では広く用いられているTsai-Wuクライテリアの初期破壊損を採用した。強度解析における結果の一例として変形図を図5に示す。

なお、解析には、汎用の有限要素法解析コードであるMSC/NASTRAN 2005R3を用いた。強度解析・剛性解析ともに線形解析であり、1回の計算は30秒から1分程度で終了するが、組み合わせの数が多いことと、強度評価を満足していることを確認するための手間が必要であった。

強度・剛性を満足する解が求められた後、構造重量を板厚と面積から算出し、構造関連の作業は終了である。この一連の作業を全個体に対して実施した。

次に第二段階では、ほぼ同様の解析を実施したが、内翼の複合材をアルミ合金に置き換えたこと、剛性解析を固有振動数の条件からフラッタ速度に置き換えたこと、内翼・外翼の境界をパラメータに追加したことの三点が挙げられる。

内翼に複合材を適用することによる検証試験の増加、製作コスト、保守方法などを考慮して、既存の構造様式である内翼は、実績があるアルミ合金を適用するほうが実用的と判断した。複合材の積層構成を定める部分を、アルミ合金の板厚を定める作業に置き換えた。板厚は、0.1mm間隔で与えた。

剛性解析では、平面形状を固定したこともあり、剛性への影響の大きいフラッタ要求を検討することにした。解析には、MSC/NASTRAN 2005R3の空力弾性解析Iオプションを用いた。小型超音速ロケット実験機の設計基準に準じ、解析で求められた遷音速領域(マッハ数0.85, 0.90, 0.95, 0.98)のフラッタ速度の1.5倍の速度が、設定等価大気速度以上であることとした。図6にフラッタ解析結果の一例を示す。縦軸のダンピングが0.01に達する等価大気速度をフラッタ速度と定義している。この場合は約290m/sである。

第二段階においても、上記の変更点を除いて第一段階と同様な手順で解析を実施し、構造の要求を満足する解を求めた。これらの結果をもとに現在、詳細な検討を進めている。

5. まとめ

静粛超音速研究機の翼形状を設計するため、空力・構造・音響の多目的連成シミュレーションを実施中であり、構造関連として有限要素法を用いたプロセスについて報告した。

参考文献

- 1) 文部科学省 科学技術・学術審議会 研究計画・評価分科会 航空科学技術委員会, "航空科学技術に関する研究開発の推進方策について", 2006年6月
- 2) 村上哲, "JAXAにおける超音速旅客機技術の研究計画 - 静粛超音速機技術の研究開発-", 日本航空宇宙学会誌, 2008年1月

表1 材料の物性値

E <sub>L</sub>	E <sub>T</sub>	$\nu_{LT}$	$\rho$	$\sigma_{Ltension}$
100 GPa	10 GPa	0.1	1.6 g/cm <sup>3</sup>	500 MPa

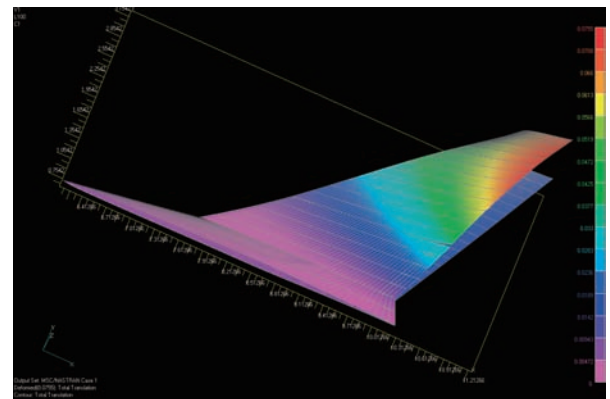


図5 強度解析結果の出力例(変形図)

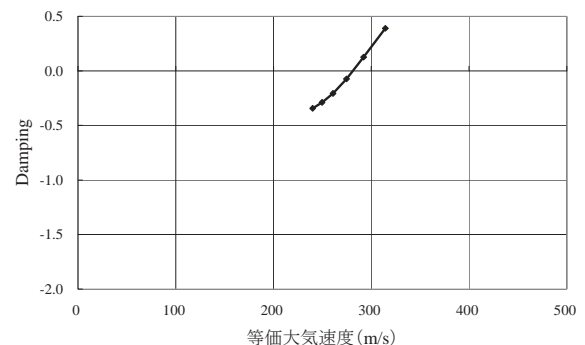


図6 フラッタ解析結果の例  
上: 等価大気速度と減衰率の関係  
下: 振動モード(1次曲げ)



## 高々度気球を用いた予冷ターボジェットエンジン 飛行実証機の空力性能

藤田和央 (宇宙航空研究開発機構), 宮路幸二 (横浜国立大学),  
沢井秀次郎, 小林弘明, 坪井伸幸 (宇宙航空研究開発機構)

Aerodynamics of Pre-Cooled Turbojet Engine Demonstrator Using High-Altitude Balloon

Kazuhisa FUJITA (JAXA), Koji MIYAJI (Yokohama National Univ.),  
Shujiro SAWAI, Hiroaki KOBAYASHI, and Nobuyuki TSUBOI (JAXA)

*Keywords : Aerodynamics, Supersonic, Demonstrator, Turbojet Engine, High-altitude Balloon*

### Abstract

The Balloon-based Operation Vehicle (BOV) originally developed for the micro-gravity experiments is modified as a supersonic flight demonstrator of a sub-scale precooled turbojet engine developed in JAXA. In the supersonic flight demonstration, the vehicle is raised by a high-altitude balloon up to a 40 km altitude and dropped to accelerate the vehicle to a supersonic velocity. To extend the flight time for an engine combustion test in the supersonic environments, the vehicle is redesigned in a wing-body configuration with a main delta wing and movable vertical and horizontal tail wings so that it can be pulled out above an altitude of 5 km. As a result, the vehicle is capable of reaching the maximum flight Mach number of 2 with the dynamic pressure of 25 kPa at an altitude of 17 km, realizing the engine test time longer than 30 sec. The flight demonstration is currently scheduled in 2009. In this article, an overview of the aerodynamic characteristics of the flight demonstrator and the flight trajectory plan is presented.

### 1 はじめに

気球を用いた無重力実験機 (Balloon-based Operation Vehicle; BOV) は、比較的安価なコストで高品質の無重力実験環境を実現することを目的とし、2004 年度より開発が進められてきた<sup>[1]</sup>。これまで 2 度の飛行実験を行い、2 号機においては  $10^{-4}$  G 以下の無重力環境を 30 秒以上継続することに成功している。気球を用いた飛行実証は、ロケット実験と比較して、その打ち上げ環境が緩やかであること、コストが低く抑えられること、また比較的容易に (燃料を用いた加速無しに) 超音速環境を実現できることから、飛行実証環境を提供する高いポテンシャルを有していると言える。このような考えから著者らは BOV を超音速飛行実証の FTB として使用する検討を続けてきた。一方 JAXA では 10 年以上にわたる予冷ターボジェットエンジンの開発の歴史があり<sup>[2]</sup>、技術的には飛行実証を行う段階にあるという考えから、飛行実証を狙ったサブスケールエンジン (S-engine) の開発が進められている<sup>[3]</sup>。これら両者の計画を融合する形で、BOV 3 号機では、機体を S-engine 飛行実証機として改造し、飛行実証を行うことを計画している。現在、機体の空力設計をほぼ完了し、2009 年度初頭の打ち上げに向けた機体の開発を進めている段階である。本稿では、機体の空力設計の概要と、初期空力データベースの開発、これを用いた軌道解析による設計妥当性の検証結果について紹介する。

### 2 設計方針

BOV 3 号機の空力設計を行う上では、幾つかの基本的な制約が存在する。もっとも厳しい制約条件は、本機

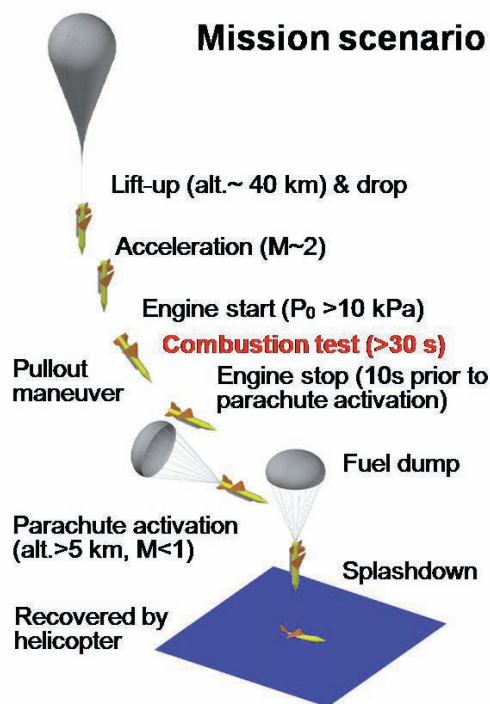


Fig. 1 : Mission scenario of BOV-3 as a S-engine demonstrator.

が無重力実験機開発の一環として行われていることであり、オリジナルの BOV から機体形状の大幅な修正を行うことができないこと、また可能な限り従来機体のものを流用するなどして、開発コストを抑えなければなら

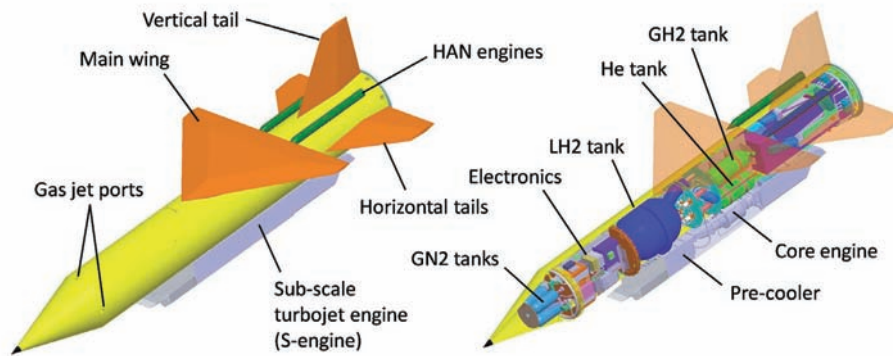


Fig. 2 : Schematic view of BOV-3 as a S-engine demonstrator.

ない点である。その一方で S-engine の飛行実証実験を行うための必要最低限の飛行環境を提供しなければならない。Figure 1 に飛行実証試験におけるミッションシナリオを示す。機体は高度 40 km で気球より切り離されて加速され、S-engine 燃焼試験時間をできるだけ確保するために pullout マヌーバを実施し、パラシュートにより減速されて洋上回収される。以下、このシナリオを実現するための主要設計要求を記す：

- 1) 機体は無制御（舵角の制御を行わない場合）でも安定に飛行しなければならない（絶対安定性）。
- 2) パラシュートは高度 5 km 以上でマッハ数 1 以下の状態で開傘されなければならない。
- 3) S-engine は全圧 10 kPa で始動可能とし、30 秒以上の燃焼時間を確保しなければならない。ただし、パラシュート開傘より 10 秒以上前に燃焼を終了し、残留高温ガスがパラシュートにダメージをあたえないようにすること。
- 4) 機体の最大飛行マッハ数はできるだけ大きくすること（目標値 2）。
- 5) S-engine 燃焼中の機体迎角および横滑り角は最大で  $5^\circ$  以下とすること。
- 6) 機体の構造強度の観点から、最大動圧は 80 kPa 以下とし、機軸方向、垂直方向の空力荷重による最大加速度は 3G 以下とすること。
- 7) パラシュート開傘までの飛行レンジは 20 km 以下とすること。
- 8) 舵制御の角速度は  $0.2^\circ/\text{秒}$  以下とすること。

これらの要求を実現する機体の空力設計は以下の手順で進められた。まず従来機の機体（ノーズコーンを有する円筒型機体に、可動式の尾翼が取り付けられたもの）をベースとし、燃焼試験時間を延長するために（要求 2）機体を飛行中に pullout させるものとして空力性能を定義し、これを実現できる機体空力形状を Panel 法により推定する（1 次設計）。この空力形状に付いて風洞試験を行って空力係数を割り出し、これを用いて軌道解析と機体の構造強度評価を行い、1 次設計の妥当性を検証する。次に、1 次設計の結果に対して必要な修正を加え 2 次設計とし、この空力形状に付いて風洞試験を行って

空力係数を割り出し、これを用いて軌道解析と機体の構造強度評価を行う。このステップを繰り返すことで、現行の 4 次設計について、必要とされる空力性能が（様々な制約条件の下で）得られた。結果として、可能な限り開発コストを下げ従来機の構成部品を流用するという制約の下で、機体の pullout 性能を増強するための主翼を付加した翼胴形状の機体を採用した。Figure 2 にその概要を示す。機体の前長は 4.655 m、胴体直径 0.556 m、機体全幅は 2.0 m である。

### 3 空力データベースの開発

BOV 3 号機の基本空力データベースは上記のように主として風洞試験により決定された。試験風洞としては、JAXA 宇宙科学研究本部の超音速/遷音速風洞、および JAXA 研究開発本部の超音速風洞を用いた。JAXA 研究開発本部の超音速風洞に設置された 9/100 スケールモデルの様子を Fig.3 に示す。現在の空力データベースは設計の妥当性を検証するための基本空力性能を記述することを目的として開発されているため、風洞試



Fig. 3 : A 9/100-scale wind-tunnel model of BOV 3 attached to the sting in the 2 × 2 m supersonic wind tunnel at ARD/JAXA.

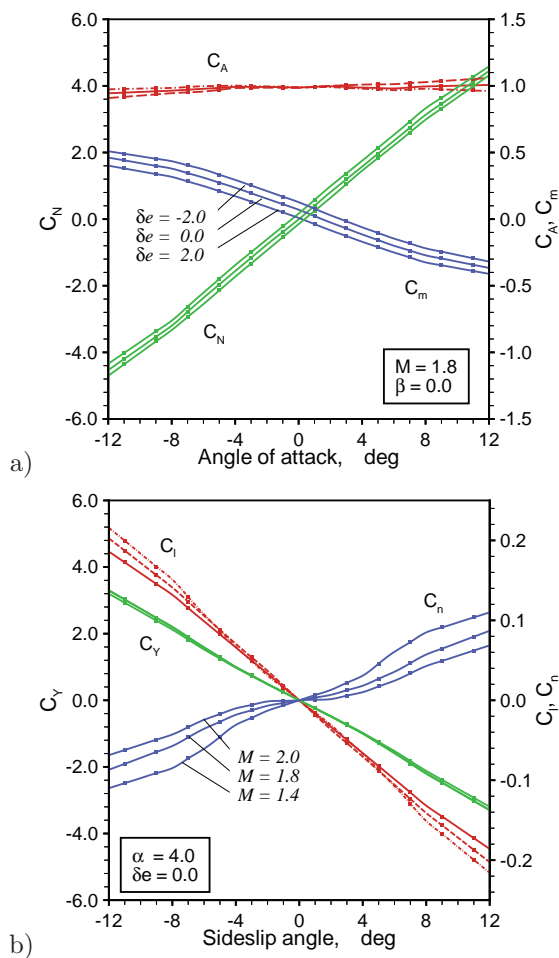


Fig. 4: Examples of measured aerodynamic coefficient; a) longitudinal coefficients for  $M = 1.8$ , and b) transverse coefficients for  $\alpha = 4.0$  deg.

験ではマッハ数 0.6, 0.8, 0.9, 0.95, 1.05, 1.1, 1.3, 1.5, 1.7, 2.0 について、迎角および横滑り角として  $-12^\circ < \alpha, \beta < 12^\circ$  の範囲で空力 6 係数を計測した。また水平尾翼のエレベータ角として、 $0, \pm 2, \pm 4^\circ$  のデータを取得した。

得られた縦/横の空力係数の例をそれぞれ Figs. 4a, 4b に示す。全体として縦/横の静安定が確保されていること、またピッチングモーメント係数が、ほぼエレベータ角と線形に変化することが見て取れる。しかしヨーイングモーメント係数については、マッハ数の増加とともに横滑り角  $0^\circ$  回りの傾きが小さくなり、安定性が低下している。このように横の安定性があまり優れないのは、機体の下部に存在するエンジンと、エンジン取付部の側面投影面積が相対的に大きいためであり、横の安定性を確保するためには重心位置の厳密な管理が必要になると予想される。

#### 4 機体の飛行運動解析

機体の動的安定性およびミッション要求への完備性を確認するために、得られた基礎空力係数を用い、機体の飛行運動解析を行った。計算条件として、切

り離し高度は 40 km とし、エンジン推力は  $F_x = \max(0.014P_s, 0.020P_d)$  [N] で近似した。ただし  $P_s$ ,  $P_d$  はそれぞれ静圧、動圧 [Pa] である。機体重量は 590.6 kg とし、重心周りの慣性性能率は  $I_{xx} = 44$ ,  $I_{yy} = 394$ ,  $I_{zz} = 383$  kg $\cdot$ m $^2$  である。尾翼エレベータ角は、飛行環境予測値にもとづいて予めプログラムされたオープンループ制御により操作するものとした。Figure 5 に典型的な舵角制御の場合の飛行姿勢・軌道履歴を示す。この場合、エンジンは 60 秒から 90 秒まで燃焼させている。

高々度では動圧は非常に小さいが、それでも機体は空気力により安定迎角周りに安定性を示している ( $t < 40$ )。全域に渡って空力安定が確保されており (ミッション要求 1)、引き起しの結果、機体は最終的にほぼ水平飛行に入ることが見て取れる。但しこのケースでは  $t = 105$  辺りで飛行高度が 5 km となるため、実際はこの時点でパラシュート開傘により飛行を中断する (要求 2)。エンジンの始動に必要な全圧 10 kPa は、ほぼ  $t = 60$  で達成されており、エンジンはここから始動可能である。またパラシュート開傘が  $t = 105$  であることから、エンジン停止は  $t < 95$  に行わなければならないが、結果として  $60 < t < 95$  の間の約 35 秒間燃焼試験時間が確保できていることが分かる (要求 3)。この間、機体の迎角はほぼ  $5^\circ$  以下に保持されている (要求 5)。また機体の機軸・垂直方向の空気力は 3G 以下であり、動圧も 80 kPa 以下となっている (要求 6)。飛行レンジはパラシュート開傘時点で 12 km 程度であり、要求 7 を満足している。プリセットされた舵角エレベータの角速度は  $0.2^\circ$ /秒以下となっている (要求 8)。なおここでは示していないが、最大到達マッハ数は Fig. 6 と同等で 2 程度である (要求 4)。以上、本ケースでは主要なミッション要求はすべて満足されているといえる。

機体の安定性解析は、空力係数誤差、密度誤差、横風、重心オフセット、初期姿勢誤差など、様々な分散を考慮して行われている。その一例として Fig. 6 に示したのは、初期姿勢擾乱として横滑り角  $1^\circ$  を持つ場合の飛行姿勢履歴である。姿勢の初期擾乱は空力安定性により充分小さいレベルまで減衰し、飛行安定性が確保されていることが見て取れる。なお、全般に渡って、迎角など変化率が不連続となっているのは、空力係数が離散的なマッハ数でしか定義されておらず、その間は線形補間されていることに起因する。今後、より現実的な機体の安定性解析、軌道計画、および制御則を確立するために、現在、より詳細な空力データベースを開発中である。

#### 5 まとめ

サブスケール予冷ターボジェットエンジン飛行実証機の空力設計とその検証結果を紹介した。従来の機体へのマイナーチェンジの範囲で行われた現在の機体の空力設計は、超音速から遷音速に渡り空力的に安定を確保するとともに、引き起こし性能も高く、主要なミッション要求を満足することが確認された。今後、2009 年春のフライトに向けて準備をすすめたい。

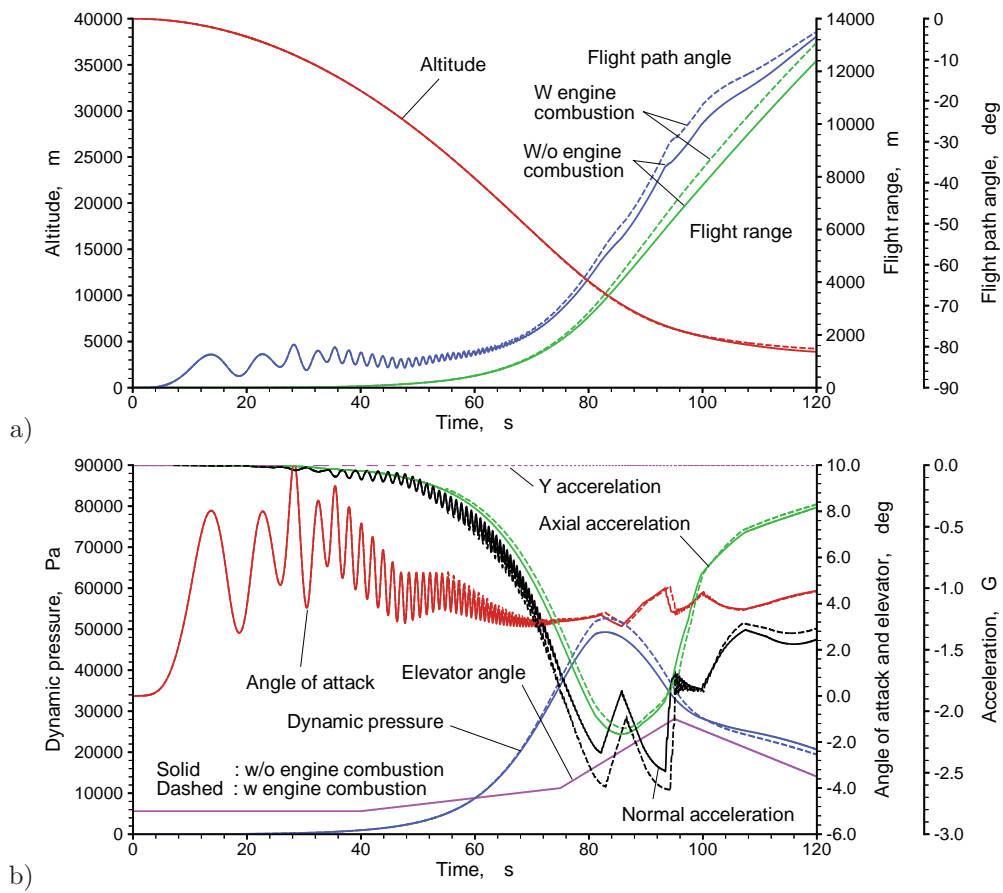


Fig. 5 : Evolution of vehicle motion along a typical flight trajectory. Influence of engine combustion from  $t = 60$  to  $90$  sec on vehicle stability is inspected.

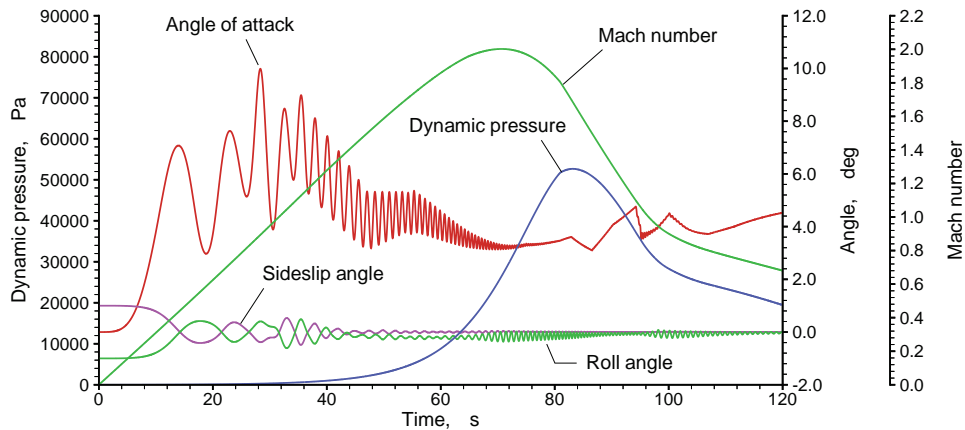


Fig. 6 : Evolution of vehicle motion along a typical flight trajectory. Influence of initial attitude misalignment on vehicle stability is inspected.

謝辞

本研究の一部は文部科学省、日本学術振興会の助成(課題番号 16GS0220)を受けて実施された。ここに謝意を表したい。

参考文献

[1] Fujita, K., Sawai, S., Kobayashi, H., Tsuboi, N., Taguchi, H., Kojima, T., Okai, K., and Sato T., *Acta Astronautica*, Vol.59, No.1-5, 2006, pp.263-270.  
 [2] Sato, T., Taguchi, H., Kobayashi, H., and Kojima, T., *Journal of the British Interplanetary Society*, Vol. 58, No.7/8, 2005, pp.231-240.  
 [3] Taguchi, H., Sato, T., Kobayashi, H., Kojima, T., Okai, K., and Fujita, K., AIAA Paper 2005-3419.

## 固体ロケットモータ地上燃焼試験に関する音響解析

福田紘大, 堤誠司, 藤井孝藏(JAXA/情報・計算工学センター), 宇井恭一(JAXA/宇宙輸送ミッション本部),  
石井達哉, 生沼秀司, 賀澤順一(JAXA/研究開発本部), 峯杉賢治(JAXA/宇宙科学研究本部)

### Acoustic Fields generated by Solid Rockets in Ground Firing Test

by

Kota Fukuda, Seiji Tsutsumi, Kozo Fujii, Kyoichi Ui, Tatsuya Ishii, Hideshi Oinuma,  
Junichi Kazawa, and Kenji Minesugi (JAXA)

#### ABSTRACT

In JAXA, Computational Fluid Dynamics (CFD) is applied to examine acoustic field in rocket launching and the data is effectively used to design new launchers. Qualitative evaluation and comparison between calculation results and experimental data are necessary for further development of the CFD methodology. In this study, measurement of acoustic field is executed in two series of ground firing tests of solid rockets. Three types of microphones are used for the tests in order to attain those characteristics and applicability. The comparison shows that condenser microphone is the most applicable for a wide range of frequency. The obtained data are used for evaluation of an empirical method, NASA SP-8072 and CFD methodology. From the results, it is cleared that the CFD methodology is effective for prediction of acoustics from solid rockets.

#### 1. はじめに

ロケット打ち上げ時には、排気プルーム(高温・高圧のジェット)から強い圧力波が発生し、打ち上げ設備等と干渉しながら、ロケット先端のフェアリングまで到達し内部に搭載されている衛星を加振することが知られており、設計段階からこの音響レベルを見積ることが非常に重要となる。これまでは主に、NASA SP-8072<sup>[1]</sup>を用いた音響環境の予測が行われてきた。この手法は米国の膨大な試験データに基づき 1971 年にまとめられた実験式であり、エンジンから自由空間に排出されるジェット(フリージェット)で現れる音源が、流れに沿って分布すると仮定して音響環境を予測する。しかし、実際の音響発生メカニズムは、射点の形状や条件に大きく影響を受け、実測値と予測値の間に大きな差が生じるため、ロケット開発においては、スケールモデルによる検証試験を行う必要がある。そのため、スケールモデル試験を行わずに音響環境を予測できる、高精度な予測手法の確立が求められてきた。

そこで、JAXA では、情報・計算工学(JEDI)センターを中心に数値流体力学(CFD)技術を利用した音響解析を実施しており、これまでの解析<sup>[2]-[4]</sup>から、音響発生および伝播のメカニズムが明らかになってきている。また、その知見を活かすことで、音響環境が最適な射場形状の検討が行なわれている<sup>[4]</sup>。現在の課題としては、実測データとの定量的な比較を通して、音響環境予測精度をさらに向上させ、ロケットの機械環境条件の算出が可能な設計ツールへと成熟させることが挙げられる。しかしながら、ロケット実機での音響測定データと CFD 解析結果との比較に関しては、打ち上げ号数毎の条件の違いや、射場設備、火炎を偏向するためのデフレクター(Fig.8 参照)や排気プルームを排出するために設置されている煙道設備の影響等が含まれるため、定量的な評価が難しいのが実状である。また、ロケットモータ、特に固体ロケットモータの音響計測は、適切なマイクの選定、音圧レンジの設定が難しく、燃焼に伴い発生する熱、風、プルームの化学反応やアルミナ粒子の影響、プルームによって巻き上げられる周囲の砂塵などが計測装置

に与える影響など、不確定要素が多く困難であることから、実施例が少ない。

そこで、固体ロケットモータの音響計測手法の確立および音響解析結果との定量的な比較を目的に、2007 年 12 月に JAXA で実施された 2 回の固体ロケットモータの地上燃焼試験において音響計測を実施した。解析に関しては、CFD 解析だけでなく、従来手法の検証を行うため NASA SP-8072 での解析も行った。本試験は、デフレクターを含まないフリージェット試験であるため、解析結果の定量的な評価、予測精度の向上に対して有効であると考えられる。本報では、音響計測の測定結果および NASA SP-8072、CFD による音響解析の結果について報告する。SP-8072 解析では、2 通りの音源仮定手法の比較を行った。また、CFD 解析では、Kirchhoff の積分方程式に基づく方法を用いて音波の伝播を解析している。この手法では、積分面より内側の領域は CFD による直接解析を行い、積分面より外側に伝播する音波は、線形波と仮定して解析的に計算するため、計算負荷を大幅に低減できるという利点がある。本報では、音響計測データと SP-8072 および CFD の解析結果との比較を通して、CFD による固体ロケットモータの音響解析の現状と課題について検討を行った。

#### 2. 音響計測

本試験は、2007 年 12 月に JAXA 能代多目的実験場にて実施された。供試体は SST ロケット試験機で用いられた NAL-735 モータであり、2 回の燃焼試験を行った。Fig.1 に NAL-735 モータの外形を、Table 1 にモータの諸元を示す。また、Fig.2 に 1 本目の試験の様子、Fig.3 にマイクロホンの設置位置を示す。音響計測は、マイクロホンの種類および測定方法を比較し最適なものを検討するため、3 種類のマイクロホンを用い、ノズル出口中心から半径 39m の 5 点の位置で行った。Table 2 にマイクロホンの種別と設置方法を示す。2 回目の試験では、放射音の測定だけではなく、ノズル近傍場での音響計測も実施した。近傍場はピエゾ(圧電型)マイクロホンをフラッシュマウントし計測を行った。



Fig.1 NAL-735 motor



Fig.2 Snapshot of first test

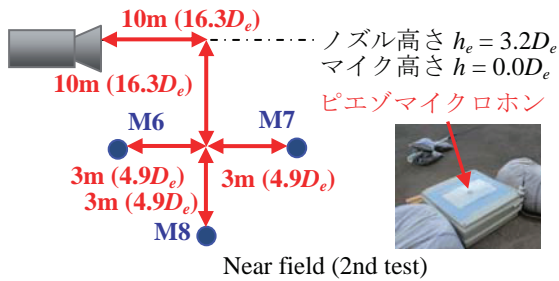
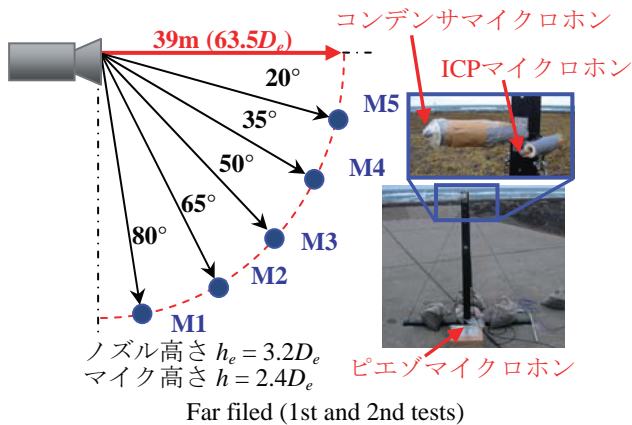


Fig.3 Schematic layout of measured points and microphone setting position

Table 1 Motor Spec.

ノズル出口径 $D_e$	0.614m
出口マッハ数 $M_e$	2.92
出口レイノルズ数	$1.75 \times 10^6$
静圧比 $P_e/P_a$	0.418
最大真空推力	290kN

Table 2 Characteristics of microphones

センサー種類	位置	設置方法
1/4"コンデンサマイク (B&K4939)	M1-M5	スタンド設置
ピエゾマイク (圧電型, Endevco2510)	M1-M5, M6-M7 (2nd)	フラッシュマウント
1/4" ICPマイク (AC07016)	M1-M4	スタンド設置

Fig.4 は、M1 点におけるマイクロホン種別による音響パワーレベル(SPL)値の比較を示す。3 種類の SPL データを比較すると、2000Hz 付近までは概ね傾向は一致していることが確認できる。2000Hz 以上の範囲で顕著になる違いについて

では、高周波数域の感度および設置位置の影響などが考えられる。一般的なマイク種類別の特性およびこれまで JAXA で行ってきた音響計測で得られた知見によると、圧電型は低音圧および高周波の感度がコンデンサ型と比較して悪く、また、ICP 型もコンデンサ型より高周波の感度が悪いことが分かっており、今回の測定結果では、2000Hz 付近までは、マイクロホンの種別による影響は小さく、2000Hz 以上に関しては、コンデンサ型の測定結果を用いるのが妥当であると考えられる。Fig.5 は、M1 点における測定結果の 1、2 回目の試験での比較を示す。4000Hz 付近まで良い一致をしていることが確認できる。Fig.6 は、1 本目の試験において各点で測定された SPL 値を示す。測定結果を見ると、各点での音圧レベルのピークは、130dB から 140dB を示しており、ノズル軸からの角度が小さくなるにつれて、ピークを示す位置が低周波数側へと移る様子が見られる。次に、Fig.7 に 2 回目の試験で行った近傍場の測定結果を示す。近傍場に関しては、ピエゾマイクロホンを用いて測定を行ったが、前述のように、放射音の測定結果において、2000Hz 付近まではコンデンサ型と同等の測定精度を持っていることから、音響解析との比較に関しては、十分な精度であると考えられる。

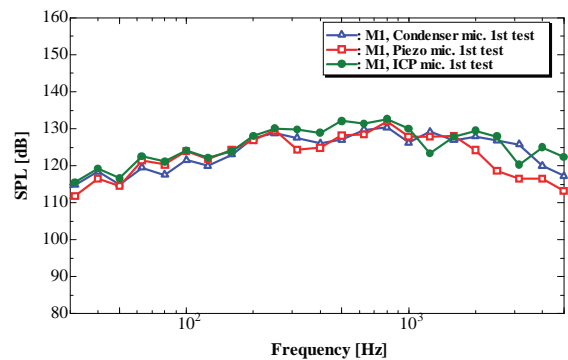


Fig.4 Comparison of SPLs measured with various microphones

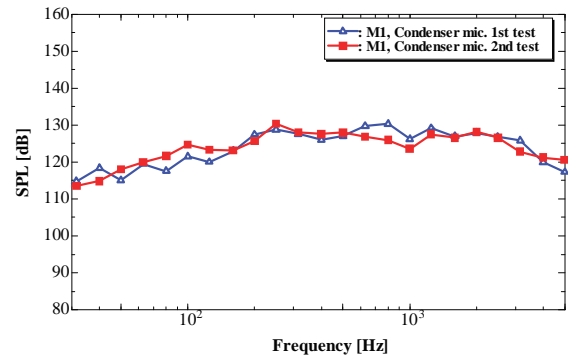


Fig.5 Comparison of SPLs between first and second tests

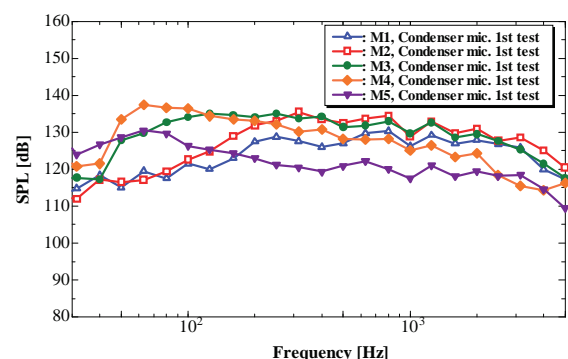


Fig.6 Comparison of SPLs measured at each point

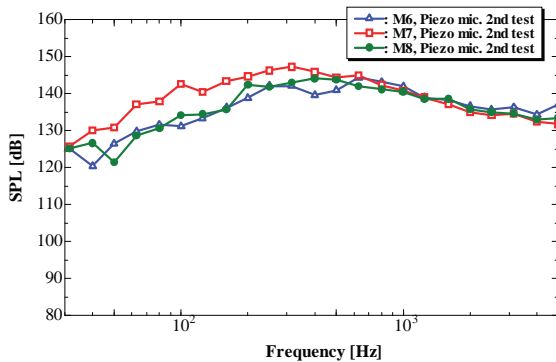


Fig.7 Comparison of SPLs measured at each point (near field)

### 3. 解析手法

#### 3.1. NASA SP-8072 解析方法

SP-8072 解析の概要を述べる。詳細については、参考文献[1]を参照されたい。本解析では、音源を点として求める点音源仮定手法とブルーム軸をある長さで分割し音圧パワーを求める分布音源仮定手法の 2 通りの手法で解析を行った。以下、点音源仮定手法を model 1、分布音源仮定手法を model 2 と呼ぶことにする。model 2 は、model 1 に比べ複雑になるが、点ではなく流れに沿う領域全体に音源が分布していると仮定しているため、より現実に近い音源モデルといえる。Fig.8 に音源仮定の模式図を示す。音響放射効率は 1% とし、model 2 ではブルーム長さをジェットのパテンシャルコア長さの 2 倍とした。

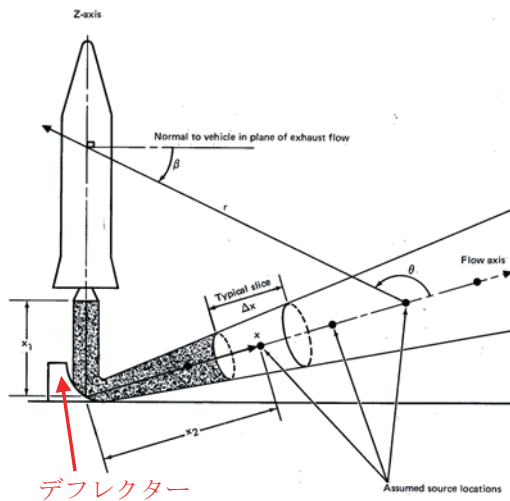


Fig.8 Sketch of acoustic source location for NASA SP-8072 (from NASA SP-8072<sup>[1]</sup>)

#### 3.2. CFD 解析方法

CFD 解析の概要を述べる。Fig.9 に解析格子を示す。総格子点数は約 1800 万点である。実際の試験では、モータは試験設備内に設置してあり、ノズル出口面は開口部より内側に存在するが、本解析では、ノズル出口面は壁面上に存在するとし、壁面が無限に伸びていると仮定する。また、地表面の影響は考慮せず、ノズル軸を中心に軸対称な格子としている。本解析は、ロケット実機の打ち上げ時の音響解析<sup>[2],[4]</sup>の精度を定量的に評価するため、JAXA でこれま

で行われてきた実機への応用解析と同様な手法で行う。ここでは、その概要のみを述べる。詳細については、参考文献[2], [4]を参照されたい。乱流の模擬手法としては陰的 LES 手法を用いている。比熱比( $\gamma=1.174$ )は空間内で一定とし、一種類の理想気体のみを扱った。

解析は、JAXA の NEC SX6 の 1 ノード(8 CPUs)を用いて行い、約 250 時間を要した。また、本解析では、計算負荷を軽減するため、マイクロホン位置での音圧レベルは、Kirchhoff の積分方程式に基づく方法を用いて解析を行った。積分面は、Fig.9 に示すように、ノズル中心軸から垂直方向に  $5D_e$ 、流れ方向に  $30D_e$  の位置に設置した。ノズル出口面での速度分布に関しては、1/7 乗則に基づき設定し、流入条件として与えた。ノズル出口静圧および雰囲気圧の比は、実験と同一 ( $P_e / P_a=0.418$ ) とした。ノズル出口直径、ノズル出口中心流速を基準としたレイノルズ数およびマッハ数は、それぞれ  $1.75 \times 10^6$ 、2.92 である。人工的な擾乱は入っていない。本解析での解像周波数は、40-200[Hz]である。

さらに、Kirchhoff 面を鏡像することで、地表面での反射の影響を取り組むことを試みた。前述のように、本解析では地表面の影響は考慮していないが、実際の測定データには地表面の影響が含まれている。過去に海外で行われた音響計測<sup>[6]</sup>でも、地表面の影響により直接伝播する音波と反射波による干渉が発生し、音圧レベルに大きな変化が生じることが報告されている。また、その影響が顕著な周波数域は、100-200[Hz]の低周波数域であることが指摘されている。これは、本解析で対象としている周波数域に相当することから、地面効果の影響を考慮する必要があると考えられる。また、実際の流れ場を考慮すると、壁面の影響により流れ構造自体に変化が生じることが考えられるが、本試験の映像を見る限り、音源となりうる位置ではブルームの広がり地表面に到達しておらず、この影響は小さいと考えられる(Fig.2 参照)。Fig.10 に鏡像の模式図を示す。

### 4. 解析結果および考察

Figs.11, 12 にマッハ数分布および圧力の瞬時場を示す。図中の赤線は、Kirchhoff の積分面の位置を示す。この図より、ブルームのせん断層から強いマッハ波が下流方向へと強く放射している様子が分かる。

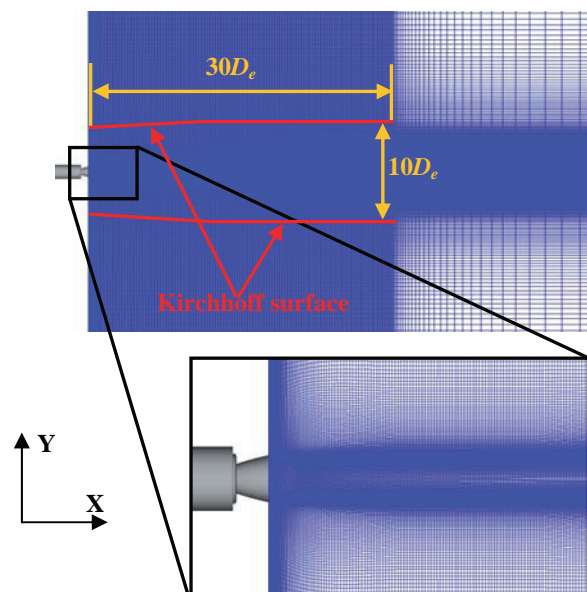


Fig.9 Cross section of computational grid on  $z=0$  plane

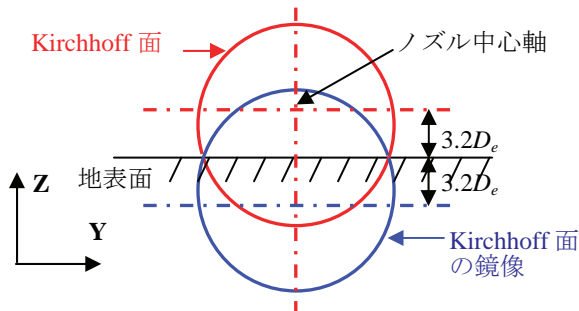


Fig.10 Mirror image of kirchhoff surface

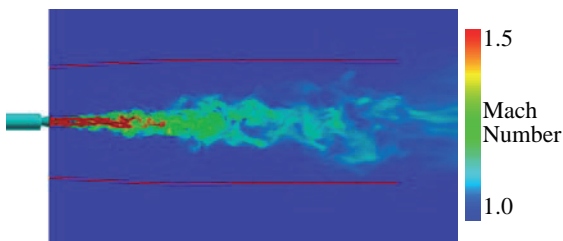


Fig.11 Instantaneous flow patterns (Mach number)

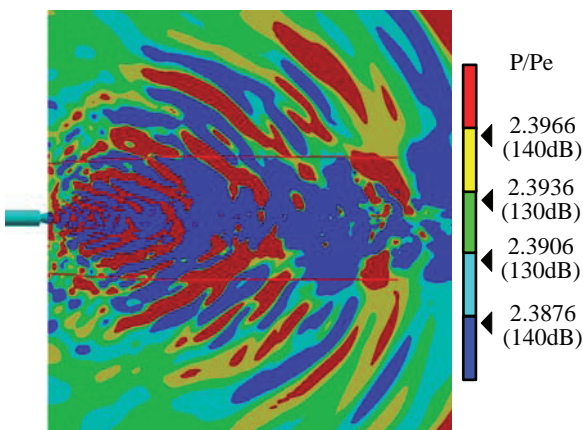


Fig.12 Instantaneous static pressure distribution

Fig.13 は、燃焼試験で測定された各マイク位置での音圧レベルと SP-8072 および CFD の解析結果との比較を示す。図中の黄緑の実線は、SP-8072 の model 1 の解析結果を破線は model 2 の解析結果を示す。また、青線は CFD 解析で求められた SPL 値を示し、赤線は Kirchhoff 面を鏡像して求めた CFD 解析結果を示す。

遠方場に関しては、M1-3 の位置では、SP-8072、CFD 解析とも、測定値に近い値を再現できていることが分かる。また、SP-8072 解析では、model 2 の方が model 1 より実験値に近い値を示している。M4-5 の位置では、CFD 解析の結果が周波数ごとの傾向、SPL 値とも測定値を良く再現できているのに対して、SP-8072 の結果では、model 1, 2 も測定値と大きく値がずれている。CFD 解析での Kirchhoff 面を鏡像した結果では、地面効果を考慮したことにより、各点での音圧レベルが、より測定値に近づいていることが分かる。また、地表面の影響による音波の干渉の効果は見られていない。

一方、近傍場の M6-8 では、SP-8072 および CFD の解析結果とも、測定値にかなり近い値を示していることが分かる。また、Kirchhoff 面を鏡像した結果では、音圧レベルが増加し測定値との差異が大きくなっている。近傍場に関しても、地表面の影響による大きな干渉の効果は見られなかった。地表面の影響には直接的な反射の影響だけでなく、

地表面を伝わる音波の影響等、様々な要因が含まれるため、地表面の影響に関しては、更なる検討が必要であろう。

Fig.14 に、遠方場、近傍場それぞれの OA(Overall)音圧レベルの指向性を示す。CFD 解析結果との比較を行うため、測定値、SP-8072 解析、CFD 解析結果、全て CFD での解像周波数域である 40-200[Hz]の範囲で OA 音圧レベルを算出している。

遠方場の測定結果を見ると、1, 2 回目とも約 50°あたりに指向性のピークがあることが推測される。SP-8072 の解析結果を見ると、M4, 5 位置での音圧レベルが大きく見積られているため、ピークが見られずノズル軸からの角度が小さくなるにつれて音圧レベルが上昇していく傾向となっている。CFD 解析結果では、ピーク位置を含めて数 dB 以内の誤差で測定値を再現できている。地表面での反射を考慮した結果では、特に、角度が小さい領域で測定値により近づいていることが分かる。

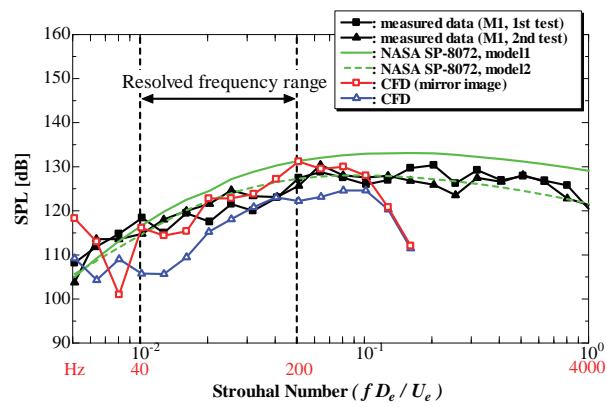
一方、近傍場に関しては、SP-8072 の解析結果では、model 1 が実験値と良好な一致を示していることが分かる。model 2 についても数 dB 以内の誤差で再現できている。CFD 結果でも、55°付近で音圧レベルの上昇が見られるが、それ以外の領域では測定値と良く一致している。また、Kirchhoff 面を鏡像した結果では、音圧レベルが高く見積られており、測定値との差異がより大きくなっていることが分かる。

解析結果について考察を行う。SP-8072 の解析では、ノズル軸に近い角度にある M4, 5 位置で測定値と大きな差が生じた。近傍場の M7 の位置は、Fig.3 に示すようにノズル出口中心を基準とした場合、ノズル中心軸からの角度が 38°であり、遠方場の M4 とほぼ同じ角度となる。つまり、同じ角度位置であっても、近傍場は良く測定値を再現できているが遠方場では差異が大きくなっていることを表しており、固体ロケットモータの音響予測において重要な知見と言える。SP-8072 で支配的なパラメータは、音響効率と指向性であるが、解析では近傍場と遠方場を同じパラメータで予測を行っている。特に、指向性は、本来、遠方場を仮定したものであり、解析では、通常、その仮定の基で近傍場の予測も行う。また、その仮定が近傍場にも適用できるかは明らかではなく、近傍場および遠方場での指向性の違いを把握することが、音響予測において重要であると考えられる。今回の解析で現れたノズル軸に近い位置での測定値と SP-8072 解析の差異は、ロケットの音響予測において重要な知見であり、実際、これまでの海外の研究グループとの議論によれば、海外で行われたロケットモータの地上燃焼試験の音響計測においても、ノズル軸からの角度が小さな遠方場では、低周波数域の音圧レベルが支配的となり、SP-8072 では再現が難しいことが報告されている。

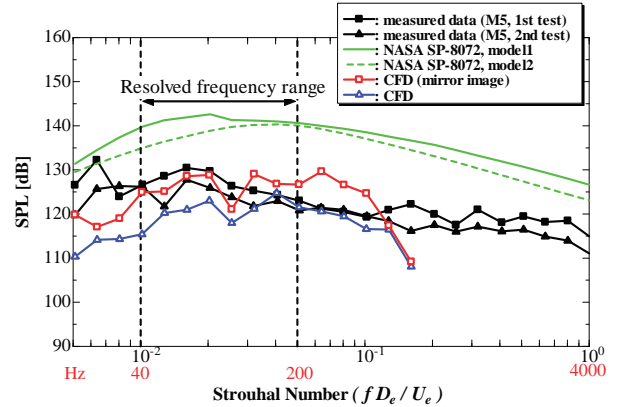
また、M4, 5 位置の測定結果を見ると、約 60-80[Hz]付近で音圧レベルの上昇が見られる。固体ロケットでは、燃焼で生じる圧力波がロケット胴体内部を往復することで増幅することが知られている。本試験でも、試験で測定された内圧信号から約 75[Hz]の燃焼振動が発生していたことが分かっている。燃焼振動が発生した場合には、発生した圧力波が外部に伝播することが考えられる。このことを考慮すると、本試験で見られた 60-80[Hz]付近での音圧レベルの上昇は燃焼振動による影響が含まれていることも考えられる。

さらに、固体モータの排気ブルームには、アルミナ粒子が混在しており、減音効果があることが知られている<sup>[7]</sup>。特に、M4, 5 の位置では、音がブルームを通過する距離が他の測定点に比べて長いこと、より大きな減音効果が働いていると考えられる。

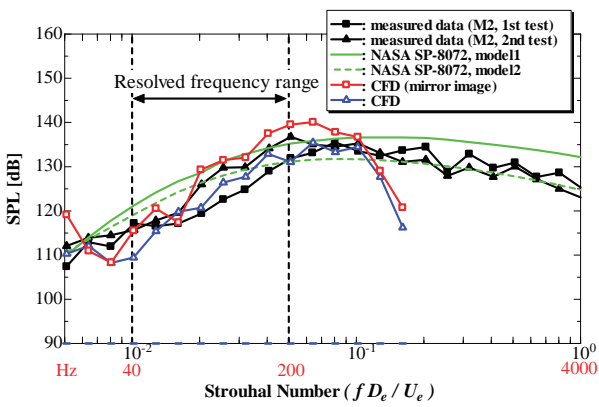




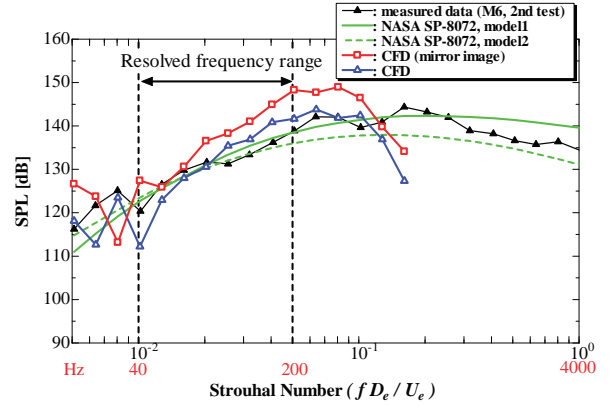
(a) M1 point



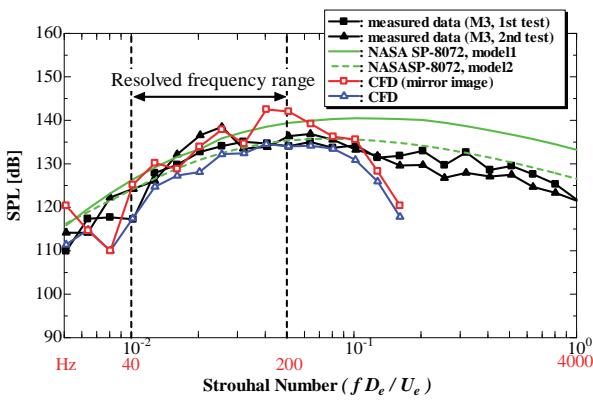
(e) M5 point



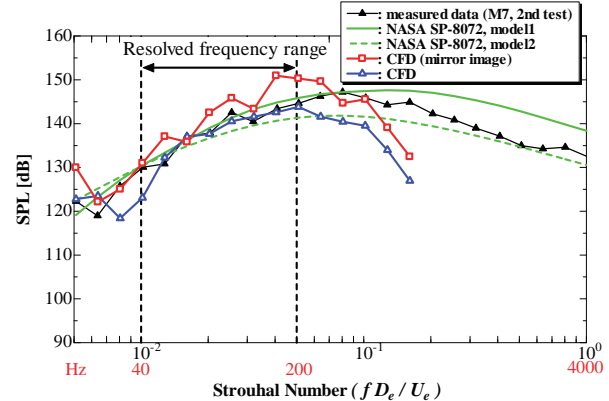
(b) M2 point



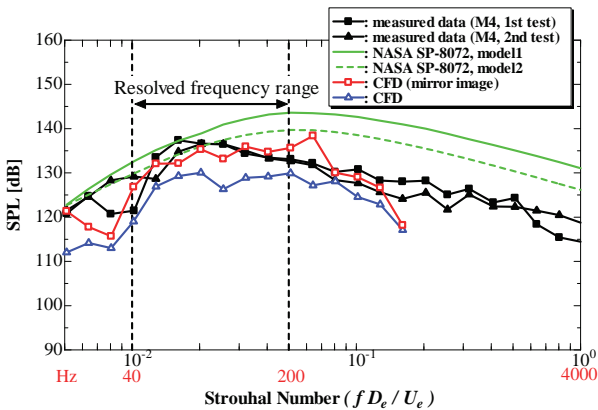
(f) M6 point



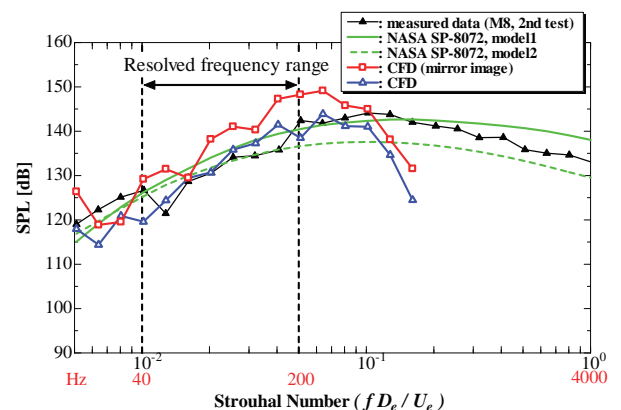
(c) M3 point



(g) M7 point

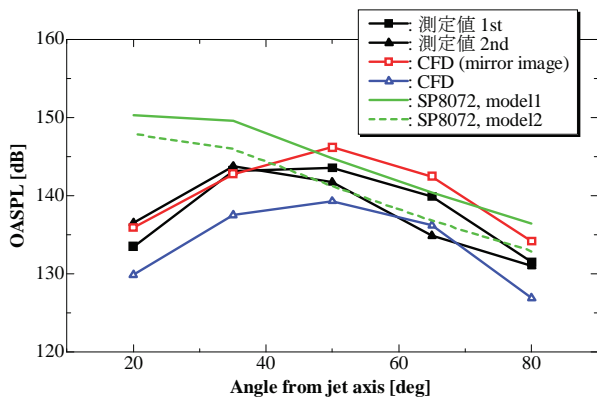


(d) M4 point

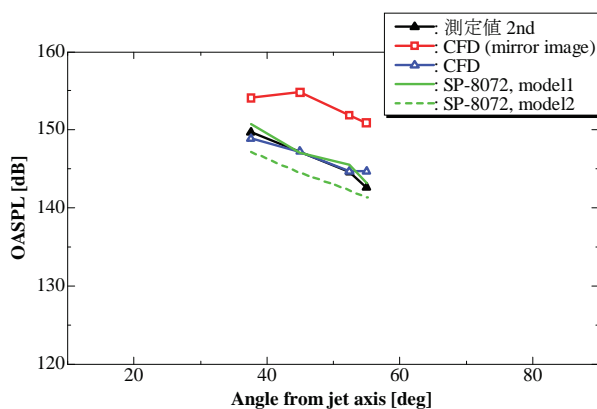


(h) M8 point

Fig.13 Comparison of SPLs measured at each point



(a) Far field



(b) Near field

Fig.14 Directional characteristics of OASPL (40-200[Hz])

## 5. まとめと今後の予定

JAXA 能代多目的実験場において行われた NAL-735 モータ 2本の地上燃焼試験において実施された音響計測結果と NASA SP-8072 解析および CFD 解析結果を比較することで、CFD による固体ロケットモータの音響解析の現状と課題について検討を行った。

NASA SP-8072 による解析を行った結果、近傍場および遠方場のノズル軸からの角度が大きな領域については、測定で得られた音圧レベルに近い値を示すのに対して、ノズル軸からの角度が小さな遠方場では、測定値との差異が大きくなることが確認された。

一方、CFD 解析では、SP-8072 解析において測定値との差異が大きかったノズル軸からの角度が小さな領域を含む全ての測定点で数 dB 以内で測定データを再現できることが明らかとなった。また、積分面の鏡像により地表面を考慮した結果、遠方場についてはより測定値に近づくが、近傍場については、音圧レベルが高く見積られる傾向があり、地面効果については、更なる検討が必要であると考えられる。

CFD による音響解析は、遠方場および近傍場の全ての測定点で音圧レベルを良く再現しており、SP-8072 で再現できないノズル軸に近い遠方場の点も測定値に近い値を示していることから、固体ロケットの音響予測に有効であると考えられる。前述した、燃焼振動の音圧レベルに対する影響に関しては、一般に燃焼振動の圧力変動はノズル部で減

衰されるため、外部には大きな影響を及ぼさないと考えられているが、どの程度の影響があるかを今回の計測だけで把握することはできなかった。現在、JAXA では、今回とは異なる固体モータの地上燃焼試験を今年度中に行う計画を立てている。また、その試験で供試体となる固体モータは、モータ長さとの比  $L/D$  が小さいことから、比較的燃焼振動が発生しにくいことが期待できるため、音響計測を実施し、CFD 解析および今回の NAL-735 モータの音響測定データとの比較を行うことで、燃焼振動の影響について検討を行う予定である。また、SP-8072 の項で述べた、近傍場、遠方場の現象の違いについても、ノズル面からの距離を変化させた位置での音響計測を行うことで、音響場の近傍場、中間場、遠方場における傾向の違いを把握する予定である。これらの検討を通して、更なる音響現象の把握と固体ロケットの高精度音響予測手法の構築を進めていく予定である。

## 参考文献

- [1] Eldred, K. M., Acoustic Loads Generated by the Propulsion System, NASA SP-8072, 1971.
- [2] Tsutsumi, S., Takaki, R., Shima, E., Fujii, K., Arita, M., Generation and Propagation of Pressure Waves from H-IIA Launch Vehicle at Lift-off, 46th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 2008-390, 2008.
- [3] Kawai, S., Tsutsumi, S., Takaki, R., Fujii, K., Computational Aeroacoustic Analysis of Overexpanded Supersonic Jet Impingement on a Flat Plate with/without Hole, 5th ASME/JSME Joint Fluids Engineering Conference, FEDSM2007-37563, 2007.
- [4] Tsutsumi, S., Fukuda, K., Takaki, R., Shima, E., Fuji, K., Ui, K., Numerical Analysis of Acoustic Environment for Designing Launch-Pad of Advanced Solid Rocket, The 26th International Symposium on Space Technology and Science, 2008-g-05, 2008.
- [5] 福田紘大, 堤誠司, 藤井孝藏, 宇井恭一, 石井達哉, 生沼秀司, 賀澤順一, 峯杉賢治, 固体ロケットモータ地上燃焼試験に関する音響解析, 第40回流体力学講演会/航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム講演集, 仙台, pp.307-310, 2008.
- [6] Yoerkie, C. A. and Larson, R. S., Prediction of Free-Field Noise Levels from Pole Microphone Measurements, AIAA 6th aeroacoustics conference, AIAA-80-1058, 1980.
- [7] Temkin, S. and Dobbins, R. A., Attenuation and Dispersion of Sound by Particulate-Relaxation Process, J. of the Acoustical Society of America, Vol.40, No.2, pp.317-324, 1966.

## 二次元翼 NACA0012 の低レイノルズ数クッタ条件違反のメカニズム

米本浩一(九工大), 高藤圭一郎, 越智廣志(西工大), 藤江哲(三菱重工), ○佐藤喬也(九工大)

### Violation Mechanism of Kutta Condition for Low Reynolds Number Flows around Two-dimensional NACA0012 Aerofoil

by

Koichi Yonemoto (Kyushu Institute of Technology), Keiichiro Takato, Hiroshi Ochi (Nishi-Nippon Institute of Technology), Satoshi Fujie (Mitsubishi Heavy Industries, Ltd.), and Takaya Sato (Kyushu Institute of Technology)

#### Abstract

Direct Numerical Simulation is applied to simulate two dimensional low Reynolds number flows around NACA0012 aerofoil. The calculation results show negative lift curve slope and the existence of the reverse flow around the trailing edge at low angle of attack. This paper discusses the flow mechanism of negative lift curve slope phenomena from the view point of "Kutta condition violation".

#### 1. はじめに

著者らは、火星飛行探査システムの研究を行っている<sup>1)</sup>。火星の大気密度は地球に比べて100分の1程度であること、また探査を行うには高い迎角での低速飛行が要求されるため、飛行Re (レイノルズ) 数は $10^4$ から $10^5$ と小さくなる。その空力設計には、これらの領域における揚抗特性や翼回りの流れについての知見が必要となる<sup>2,3)</sup>。

ところで、低Re数流れにおいて大竹らは2次元翼NACA0012翼型を用いた風洞試験からRe数が $2.5 \times 10^4$ から $9 \times 10^4$ の領域の迎角 $0^\circ$ 付近での揚力傾斜・揚力係数が負になるというクッタの条件が成り立たない現象を報告している<sup>4)</sup>。本研究ではNS (Navier-Stokes) 方程式を用いた数値計算によりこの現象を再現することができ、翼後半上面での層流剥離、後縁から放出される剥離渦に起因して翼後半上面において強い逆流の存在が明らかになった<sup>5)</sup>。

本報告では、さらに高いRe数での数値計算を行い、特に翼後半部における流れ場を解析することで特定のRe数で揚力傾斜・揚力係数が負になるメカニズムについての考察を行う。

#### 2. 計算手法

##### 2-1 支配方程式

支配方程式には、2次元非圧縮性流れのNS方程式を用い、直接数値シミュレーション(DNS; Direct Numerical Simulation)を行った。

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{V} = -\frac{1}{\rho} \nabla P + \nu \Delta \mathbf{V}$$

NS方程式の解法には、MAC法(Marker and Cell method)を用い、差分スキームとして対流項には3次精度の2次の重み付き差分のQUICK法(Quadratic Upstream Interpolation for Convective Kinematics)を使用し、その他の空間差分には2次精度中央差分を用いた。圧力についてはポアソン方程式を2次精度中央差分で離散化した<sup>6)</sup>。

$$\frac{1}{\rho} \nabla^2 P = \frac{\nabla \cdot \mathbf{V}}{\Delta t} - \nabla \cdot \{(\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{V}\}$$

尚、本解析は層流を前提に乱流モデル無しで構築した計算手法であり、近年盛んに研究されている乱流DNSと呼

ばれる乱流状態を考慮した解析には対応していないため、今後検討が必要である。

##### 2-2 計算格子

計算格子としてL型格子、格子生成法として弾性格子生成法を用いた。格子点数は流れ方向に横571点、縦341点(571×341)で、翼回りが横217点、縦15点である。計算格子図を図1に示す。

また、NACA0012翼型については、その後縁部形状を定義通りの形状と、それより約3%翼弦長を短くし円弧形状にしたものの2種類を用いた(図2)。それぞれを100C、97Rと識別する。

##### 2-3 計算条件

Re数の計算条件は揚力傾斜が負になる領域である $3.0 \times 10^4$ 、 $5.0 \times 10^4$ 、 $7.0 \times 10^4$ と負にならない領域である $1.0 \times 10^4$ 、 $1.0 \times 10^5$ の5条件である。迎角についてはそれぞれ $0$ 、 $0.5$ 、 $0.7$ 、 $1$ 、 $2$ [deg.]について計算を行った。

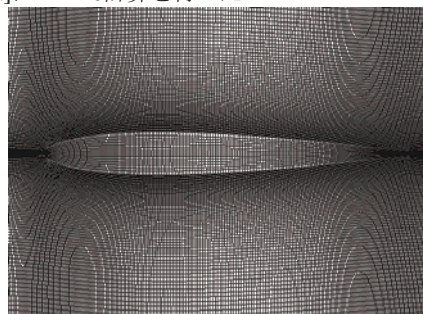
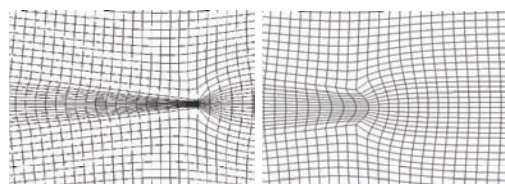


図1 NACA0012翼型回りの計算格子(571×341)



(a) 100C (b) 97R

図2 翼後縁部形状

### 3. 計算結果

後縁から周期的に放出されるカルマン渦に伴って変化する翼回りの循環により、翼回りの空力特性は非定常である。計算開始から周期的な解が得られるまで数値計算を行い、空力特性はその平均値をもって示すこととする。図3は、一例としてRe数  $1.0 \times 10^5$  で、迎角  $0.7[\text{deg}]$  で揚力係数の時刻歴を示したものである。図3に示すようにRe数が高くなると周期的な解は得られなかったが、空力的な特徴は示しているとして平均値を空力係数としている。

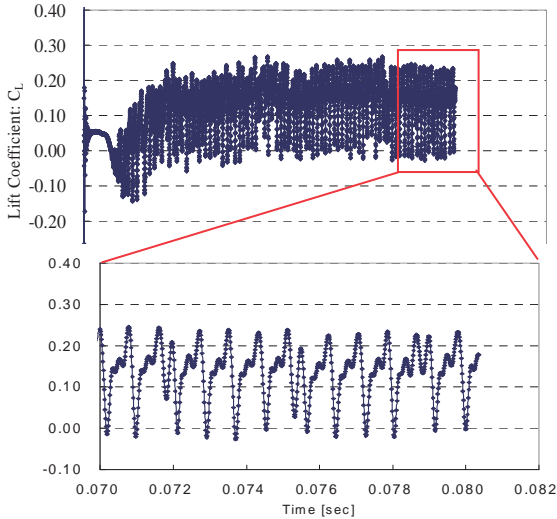


図3 揚力係数  $C_L$  の時刻歴 (Re= $1.0 \times 10^5$ ,  $\alpha=0.7[\text{deg}]$ )

Re数  $1.0 \times 10^4$ ,  $5.0 \times 10^4$ ,  $1.0 \times 10^5$  における揚力  $C_L$ ・抗力  $C_D$  とピッチングモーメント  $C_{M\alpha}$  曲線をそれぞれ図4~6に示す。ここで  $C_{M\alpha}$  は平均空力翼弦長の前縁より25%の位置を基準とした。また、迎角  $0[\text{deg}]$  における揚力傾斜  $C_{L\alpha|_{\alpha=0}}$  と迎角  $0.7[\text{deg}]$  における揚力係数  $C_{L|\alpha=0.7}$  を図7, 8に示す。本計算結果は大竹らの風洞試験と概ね良く一致し、特定のRe数領域で迎角  $0[\text{deg}]$  における揚力傾斜が負になり、迎角  $0[\text{deg}]$  付近で揚力係数が負になるという現象を捉えることができた。またそのRe数領域も風洞試験と概ね一致している。さらにNACA0012の理論形状である100Cよりも97Rの方が試験結果に近い値を示していることは興味深い。

### 4. 考察

計算結果に基づき、揚力傾斜がRe数の増加に伴い正から負、負から正へと変化する迎角  $0.7[\text{deg}]$  での翼回りの流れ場について考察する。

#### 4-1 圧力分布

図9に後縁形状100CについてRe数が  $1.0 \times 10^4$ ,  $3.0 \times 10^4$ ,  $5.0 \times 10^4$ ,  $7.0 \times 10^4$ ,  $1.0 \times 10^5$  における1周期平均の翼上下面の圧力分布図をそれぞれ示す。

Re数  $1.0 \times 10^4$  において、翼前半部は前縁を回り込むことによって流れが加速されるため、上面の圧力係数が下面よりも低くなり正の揚力を発生しているが、翼後半部分では流れが減速し翼上面の圧力が下面よりも高なるため負の揚力が発生している。全体の揚力は前半部分と後半部分の揚力の差し引きで決まるが、Re数  $1.0 \times 10^4$  では揚力

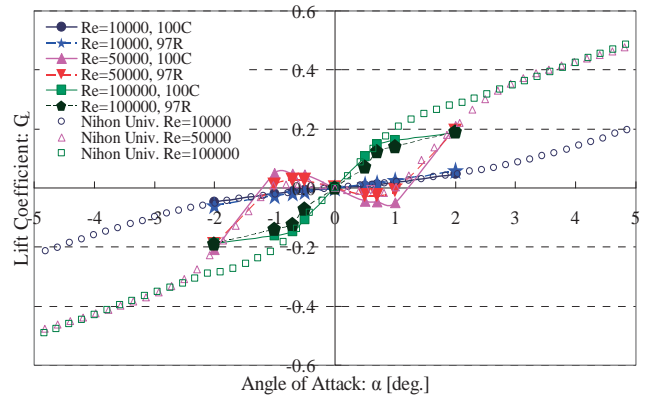


図4 揚力曲線  $C_L-\alpha$

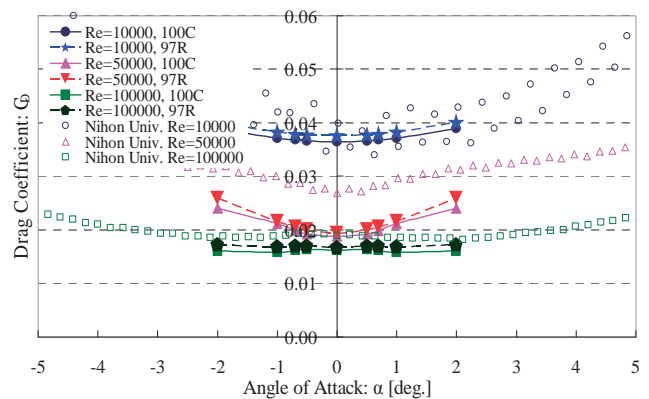


図5 抗力曲線  $C_D-\alpha$

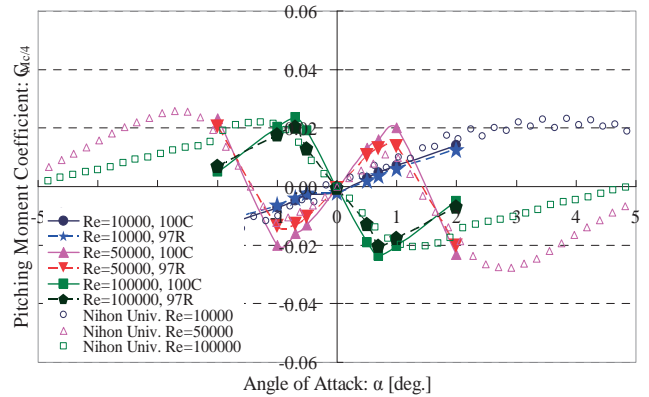


図6 ピッチングモーメント曲線  $C_M-\alpha$

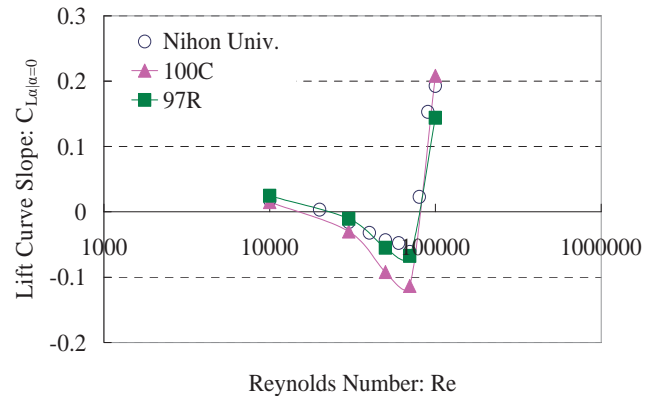


図7 迎角  $0[\text{deg}]$  における揚力傾斜

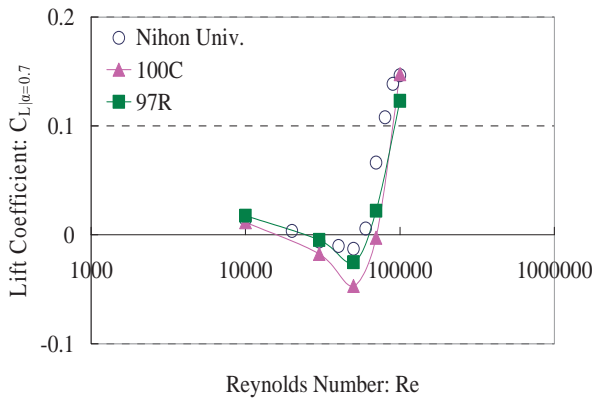


図8 迎角 0.7[deg.]における揚力係数

係数はまだ正である。

Re 数が  $3.0 \times 10^4$  になると翼上下面の圧力係数が逆転している領域が大きくなるため全体として負の揚力を生じている。特に Re 数  $5.0 \times 10^4$  では翼上面の前縁付近で流れが加速されず、翼上下面の圧力係数が翼弦のほぼ全域で逆転しており特異である。

Re 数が  $7.0 \times 10^4$  になると再び前縁で流れが加速されるようになり、揚力傾斜は正になる。後援付近で上面の流れが加速されているのは翼上面から渦が発生しているためと考えられる。

さらに Re 数が  $1.0 \times 10^5$  になると、翼上面の流れ全体が下面よりも加速されるようになる。その結果、翼全体で正の揚力を得ている。

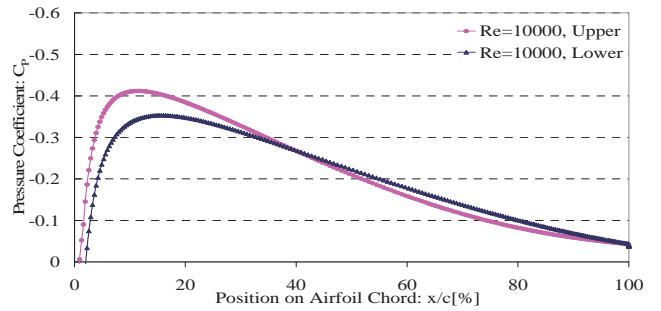
4-2 翼後半の流れ場

負の揚力が生じる現象は翼後半の上面での流れ場に影響されていると考えられる。後縁形状 100C について翼後半における 1 周期平均の速度ベクトルを各 Re 数で比較したものを図 10 に示す。なお、これらの図は流れと直角方向に 15 倍拡大したもので、図中の値は前縁から剥離開始点までの位置を示している。

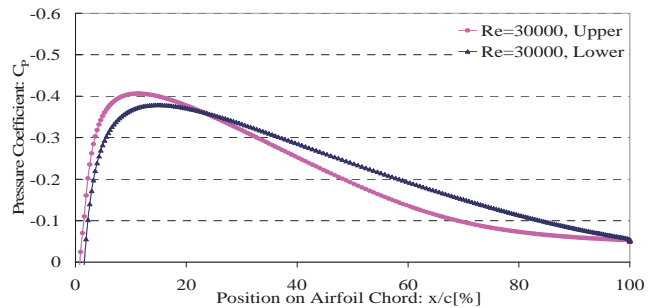
翼上面に沿った流れは層流状態を保っているが、翼後半部では層流剥離が生じている。層流剥離開始点は Re 数が  $1.0 \times 10^4$  では前縁より 78% であるが、Re 数の増加に伴い前方へ遷移し、Re 数  $7.0 \times 10^4$  では 61.1% となる。しかし、Re 数が  $1.0 \times 10^5$  になると層流剥離開始点は後退し 63.8% となる。層流剥離開始点と Re 数の関係を図 11 に示す。また速度ベクトルより翼後半部では剥離点に向かって後縁から流れが逆流している様子が分かる。

逆流に注目し図 10 と同じ流れ条件で翼後半部について逆流領域(主流とは逆方向の速度成分をもつ領域を明るい色で識別)に圧力コンタを追加したものを図 12 に示す。図中の値は主流方向の速度を主流速度で無次元化したものである。Re 数の増加に伴い翼上面の逆流領域は大きくなっていき、カルマン渦が後縁付近で形成されるようになる。Re 数が  $5.0 \times 10^5$  になると翼上面後縁付近で剥離渦が発生するようになり、Re 数  $7.0 \times 10^4$ 、 $1.0 \times 10^5$  では発生した剥離渦が翼上面後縁付近を遷移し翼後方へ放出されている。また Re 数  $1.0 \times 10^5$  では翼上面だけでなく下面においても逆流が生じている。

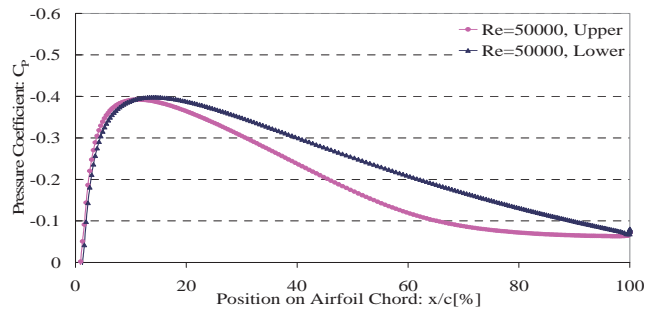
逆流が発生する原因として翼上面の逆圧力勾配と翼後方に発生するカルマン渦が影響していると考えられる。



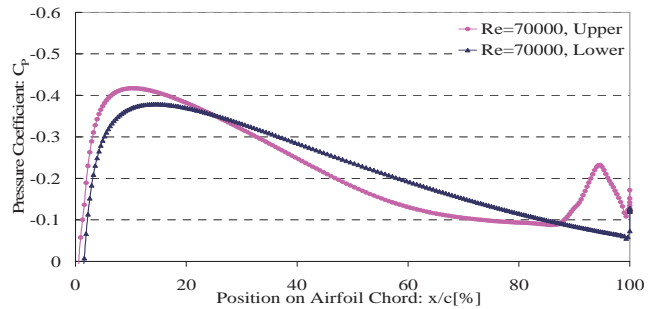
(a)  $Re=1.0 \times 10^4$ ,  $\alpha=0.7$ [deg.], 100C



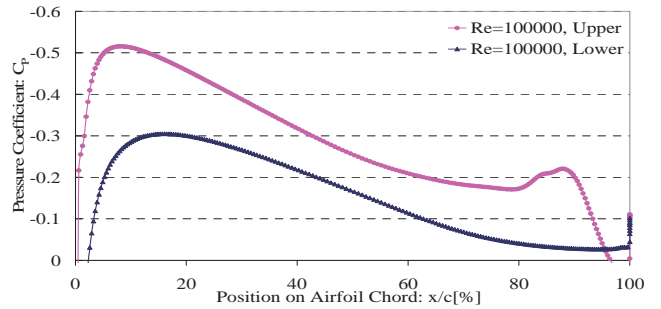
(b)  $Re=3.0 \times 10^4$ ,  $\alpha=0.7$ [deg.], 100C



(c)  $Re=5.0 \times 10^4$ ,  $\alpha=0.7$ [deg.], 100C



(d)  $Re=7.0 \times 10^4$ ,  $\alpha=0.7$ [deg.], 100C



(e)  $Re=1.0 \times 10^5$ ,  $\alpha=0.7$ [deg.], 100C

図9 翼上下面の圧力分布

翼上面は前縁が後縁よりも圧力が低いため流れは減速され、ついには速度が0になり層流剥離が生じる。またカルマン渦は上下交互に発生するどちらの渦も翼の中心線のある内側が主流とは逆向きになるように回転しており、それに起因して翼下面の流れが後縁を回り込むと考えられる。このことから逆流は翼上面の逆圧力勾配により層流剥離生じ、剥離後の死水領域にカルマン渦の影響により翼下面の流れが後縁を回り込むことによって生じていると思われる。

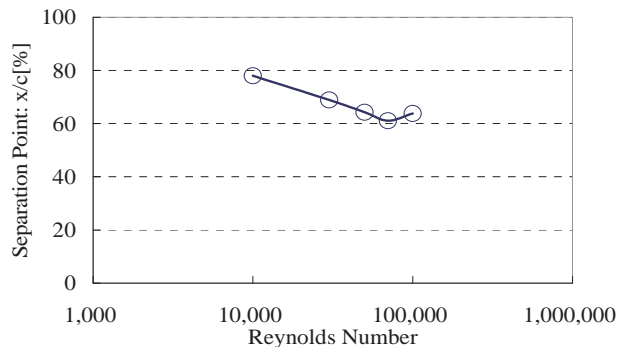
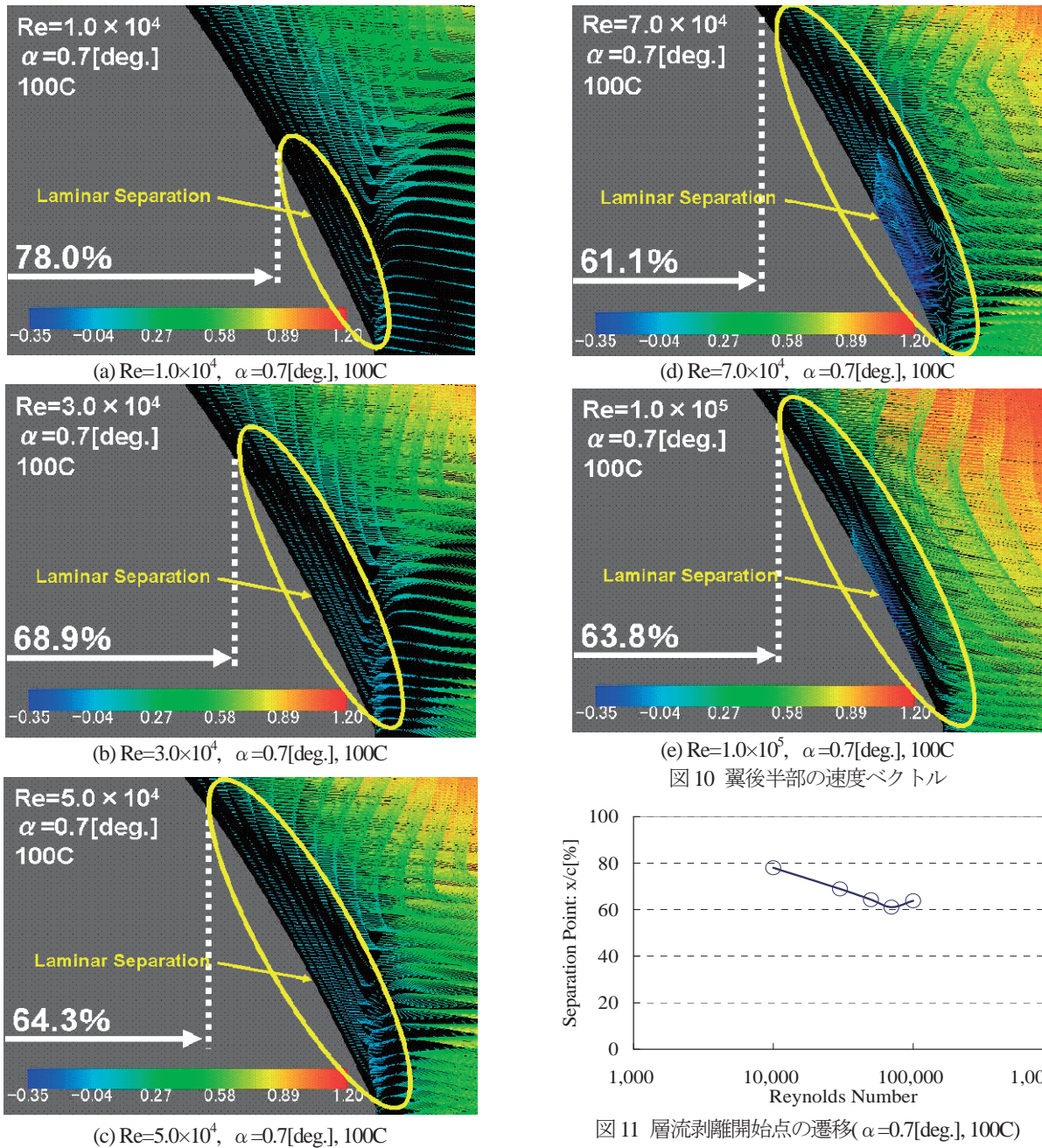
Re数が $1.0 \times 10^4$ ではカルマン渦は翼後縁の離れた位置に形成されるためカルマン渦による逆流の影響は小さく揚力係数は正に、Re数が $3.0 \times 10^4$ ,  $5.0 \times 10^4$ ,  $7.0 \times 10^4$ ではカルマン渦が翼近傍で形成されるためカルマン渦による逆流の影響が大きく揚力係数が負になると考えられる。

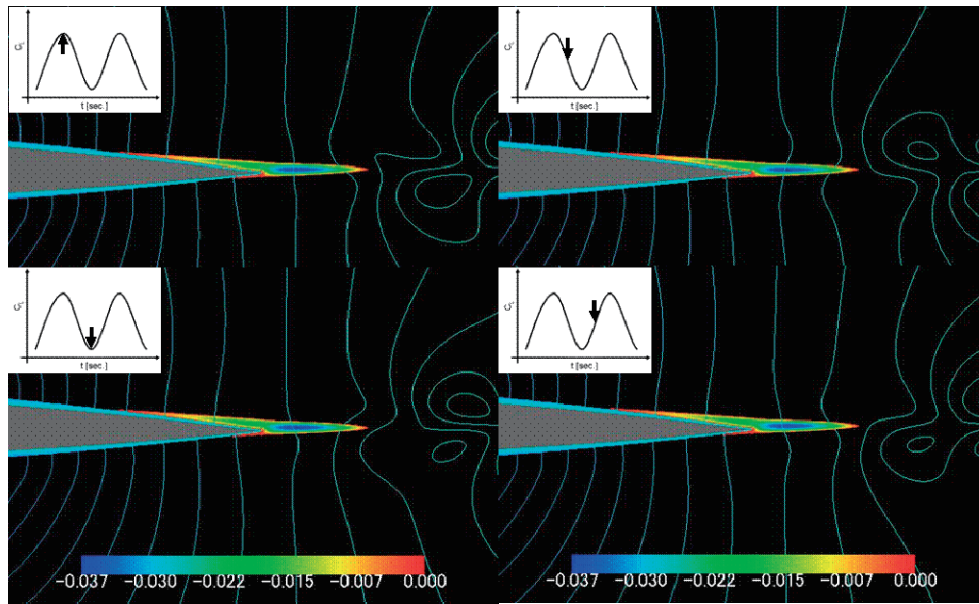
上記のことから、Re数が $3.0 \times 10^4$ から $7.0 \times 10^4$ において、迎角が小さいところで揚力傾斜が負になるメカニズムは、

翼上面後半部分の層流剥離と後縁付近から形成されるカルマン渦に起因する大きな逆流領域の存在によって、上面の流れが減速され、また逆に下面の流れが加速されるためであることが分かった。

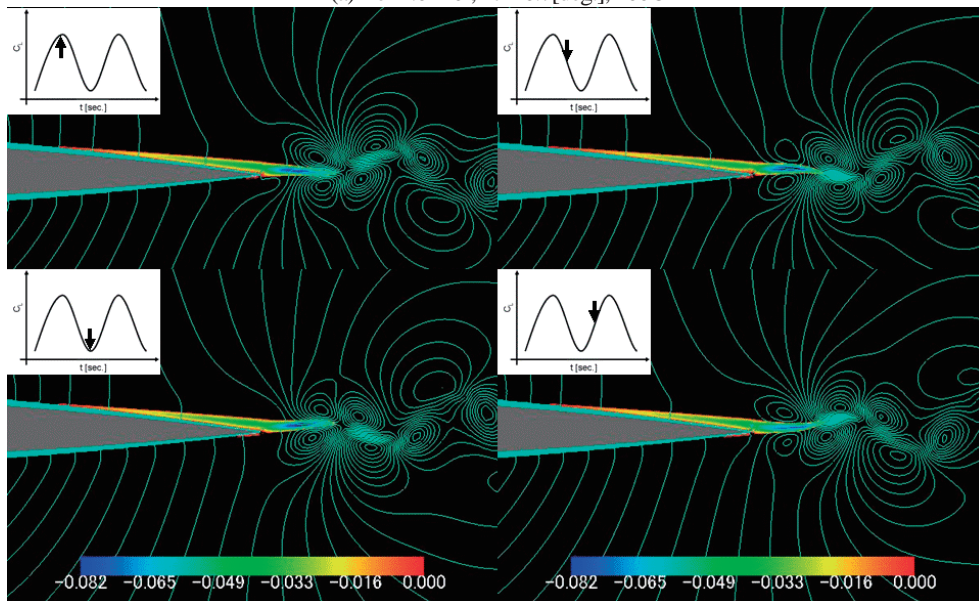
5. まとめ

2次元翼NACA0012回りの非圧縮性流れについて、NS方程式の直接数値シミュレーションを行った。その結果、迎角 $0[\text{deg.}]$ 付近において特定のRe数で揚力傾斜・揚力係数が負になる現象を捉えることができた。その特異な空力現象は、低Re数では翼後半上面での層流剥離、翼後縁から放出される剥離渦に起因して後縁に向かう強い逆流の存在が、翼理論で言うところのクッタの条件とはかけ離れた流れ場を作り出していることに拠るものであることがわかった。

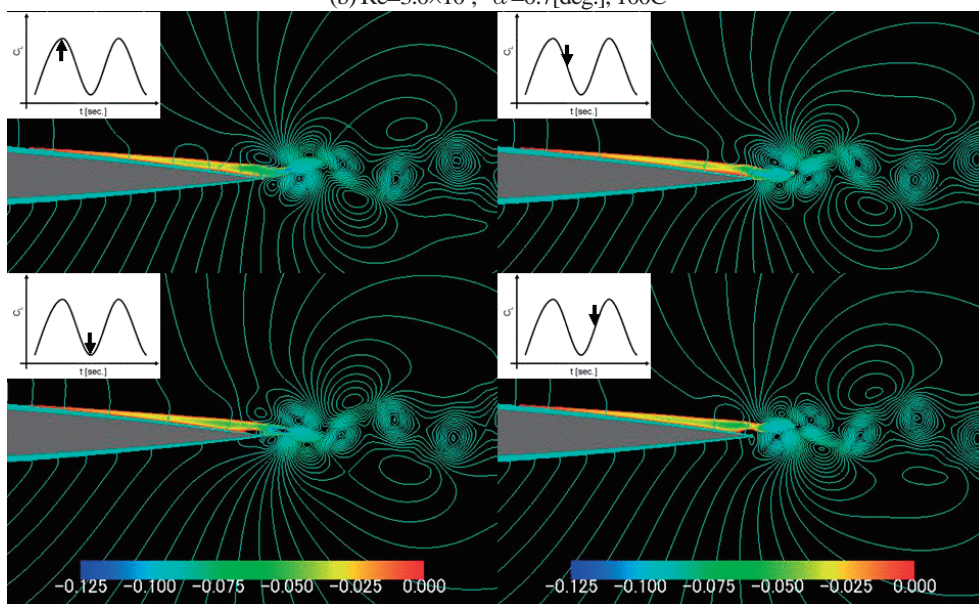




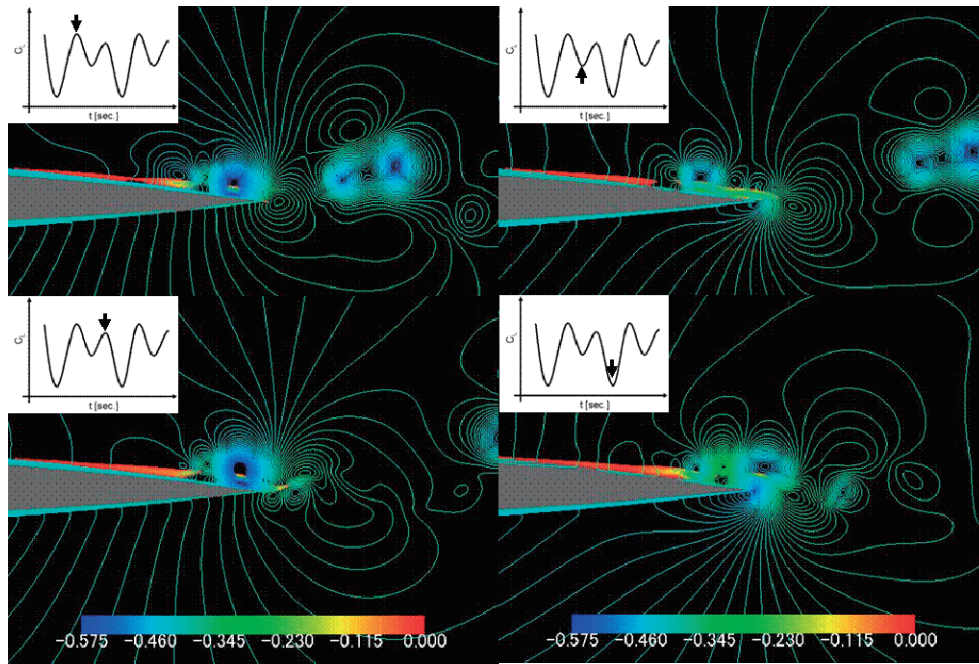
(a)  $Re=1.0 \times 10^4$ ,  $\alpha=0.7[\text{deg.}]$ , 100C



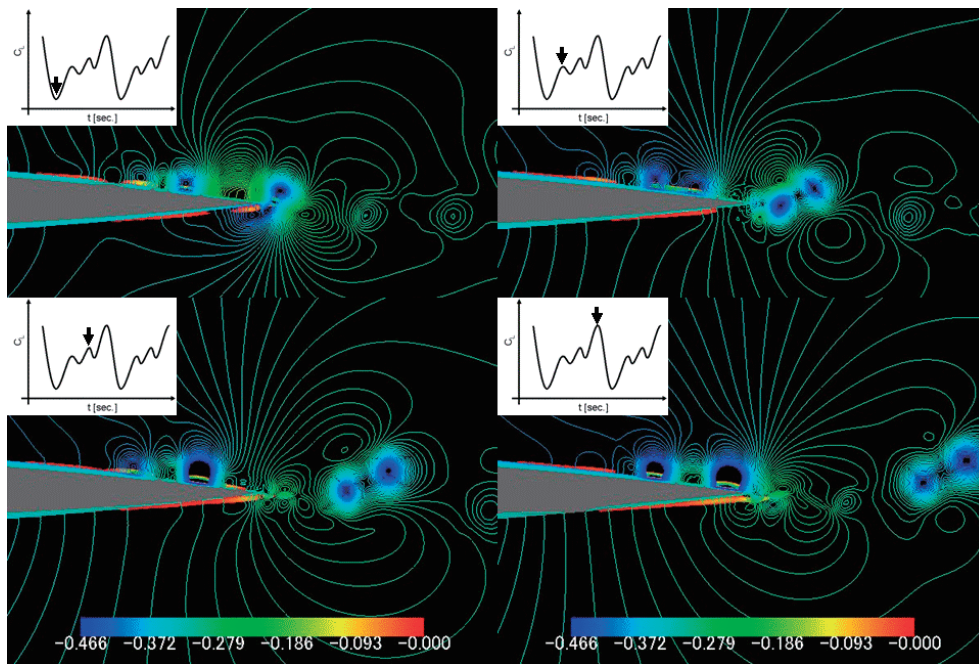
(b)  $Re=3.0 \times 10^4$ ,  $\alpha=0.7[\text{deg.}]$ , 100C



(c)  $Re=5.0 \times 10^4$ ,  $\alpha=0.7[\text{deg.}]$ , 100C



(d)  $Re=7.0 \times 10^4$ ,  $\alpha=0.7$ [deg.], 100C



(d)  $Re=1.0 \times 10^5$ ,  $\alpha=0.7$ [deg.], 100C

図 12 翼後縁付近の逆流領域

参考文献

- [1] Yonemoto, K.: Research Issues on Mars Exploring Micro Plane Using Energy Transmission, 25<sup>th</sup> ISTS (International Symposium on Space Technology and Science), ISTS 2006-k-14, Kanazawa, Japan, June 4-11, 2006.
- [2] Yonemoto, K., Sato, T., Ochi, H., and Takato, K.: Aerodynamic Characteristics of Wings at Low Reynolds Number Using Variable-Pressure Wind Tunnel, Proceedings of the 2007 JSASS- KSAS Joint International Symposium on Aerospace Engineering, Kitakyushu, Japan, October 10-12, 2007, pp. 172-175.
- [3] 大竹智久, 中江雄亮, 本橋龍郎: 低 Re 数領域での NACA0012 翼の非線形空力特性, 日本航空宇宙学会論文集, Vol.55, No.644, 2007, pp. 439-445.
- [4] 佐藤喬也, 米本浩一, 越智廣志, 高藤圭一郎: 変圧風洞を用いた三次元翼空力特性のレイノルズ数依存性, 日本機械学会九州支部第 61 期総会講演会, 講演論文集 No. 088-1, pp. 89-90, 2008.
- [5] 米本浩一, 高藤圭一郎, 越智廣志, 藤江哲: 低レイノルズ数流れにおける NACA0012 翼のクッタの条件違反, 平成 19 年度科研費シンポジウム空力班.
- [6] 高藤圭一郎, 筒井 壽博, 秋山 光庸, 杉山 均: 弾性振動平板まわりの流動解析: たわみを含む連成を考慮したアプローチ, 日本機械学会論文集, B 編, Vol.64, No.627, 1998, pp. 3720-3728.



## 三次元基本翼の広域レイノルズ数域での空力非線形性

米本浩一<sup>1)</sup>, 越智廣志<sup>2)</sup>, 高藤圭一郎<sup>2)</sup>, 和田一輝<sup>1)</sup>, 佐藤喬也<sup>1)</sup>

1) 九州工業大学, 2) 西日本工業大学

## Non-linear Aerodynamic Characteristics of Three Dimensional Wings at Large Range of Reynolds Numbers

by

Koichi Yonemoto<sup>1)</sup>, Hiroshi Ochi<sup>2)</sup>, Keiichiro Takato<sup>2)</sup>, Kazuki Wada<sup>1)</sup>, and Takaya Sato<sup>1)</sup>

2) Kyusyu Institute of Technology, 2) Nishinippon Institute of Technology

### Abstract

Aerodynamic characteristics of three dimensional wings for a wide range of Reynolds number from  $10^4$  to  $10^6$  have been studied using variable-pressure wind tunnels. Rectangular wing and the delta wing with NACA0012 and flat plate cross sections were tested. The wind tunnel tests show that the aerodynamic characteristics for all the wings are almost linear at high Reynolds numbers up to the angle-of-attack of stall. The aerodynamic non-linearity appears significantly as the Reynolds number decreases especially for the thick wing that have NACA0012 cross section. But the wings that have flat plate wing sections do not have such an aerodynamic non-linearity even at low Reynolds numbers.

### 1. 緒言

著者らは火星を想定した飛行探査システムの研究を行っている[1]. 地球の 1/100 程度の気体密度であること等の火星の環境条件から飛行探査を行うには高い迎角での低速飛行が要求される. そのため, 飛行レイノルズ (Re)数は $10^4$ から $10^5$ と小さくなる. その空力設計にはこれらの領域における空力特性や翼周りの流れについての詳しい知見が必要である.

一方で, このような低 Re 数領域における厚翼の空力特性は強い非線形性を示すことがわかってきている[2-4]. この現象は翼後縁付近での層流剥離や翼後縁から放出される剥離渦に起因していると考えられる[5].

本研究は, 飛行 Re 数における翼の最適な平面形, 翼型の設計についての知見を得ることを目的としている. 本稿では, 三次元基本翼の空力特性の Re 数依存性を解明するために行っている現在までの風洞試験の結果を報告する.

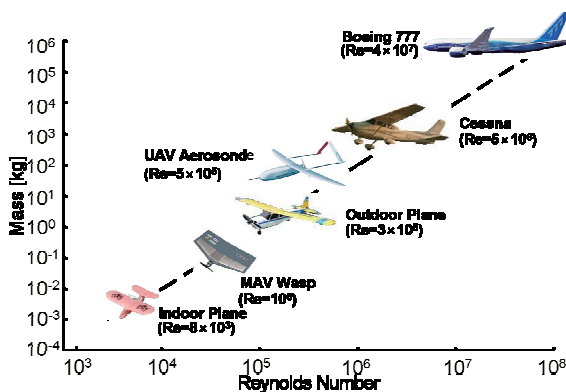
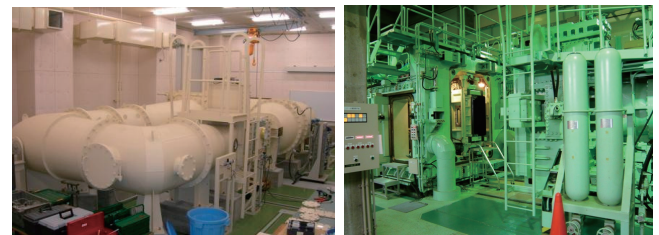


Fig.1 Aircraft scale and flight Reynolds number

### 2. 風洞試験装置

西日本工業大学の小型変圧風洞と宇宙航空研究開発機構の高 Re 数遷音速風洞を用いて風洞試験を行った(Fig. 2).



(a) Small variable-pressure wind tunnel

(b) High Reynolds number transonic wind tunnel

Fig. 2 Wind tunnels

小型変圧風洞の測定部寸法は, 0.5m(H)×0.5m(W)×1.0m(L)であり, 風洞内の総圧を最大で 10kPa まで減圧することができることから, 低 Re 数環境( $10^4$ から $10^5$ の範囲)における試験を行った. また, 高 Re 数遷音速風洞の測定部寸法は, 0.8m(H)×0.45m(W)×2.45m(L)であり, マッハ数や測定部内を高い気圧に制御することができることから高 Re 数環境( $10^5$ から $10^6$ の範囲)領域の試験を行った. 模型に生じる荷重の測定には 3 分力計(日章電機社)を用いた. その際, 計測精度を向上させるために荷重に応じて定格の違う分力計の使い分けを行った. 減圧状態( $Re < 10^5$ )では 5N 分力計(5N-5N-0.5Nm), 大気圧状態( $Re > 10^5$ )では 100N 分力計(100N-100N-10Nm), そして加圧状態( $Re > 10^6$ )ではさらに容量の大きい分力計(1,000N-2,000N-150Nm)を用いた.

### 3. 模型

試験には矩形翼 4 種(Fig. 3), デルタ翼 5 種(Fig. 4)の 9 種類の翼を用いた. Airfoil(1)~(9)の諸元を Table 1 に示す. 模型支持方法は片持ちで, アタッチメントを介して分力計と接続し, 小型変圧風洞の試験ではすべての模型を, 高 Re 数遷音速風洞の試験では Airfoil(3), (4), (5), (6), (9)を試験した. また, Airfoil(1), (3)については同じ形状をしているが, 高 Re 数遷音速風洞での試験用に Airfoil(3)の方がより大きな荷重に耐えられるように設計されている.

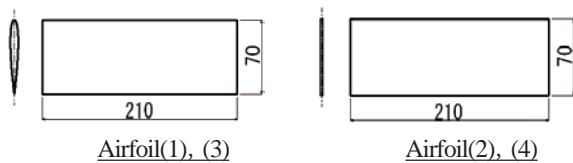


Fig. 3 Wing models of rectangular plan form (unit: mm)

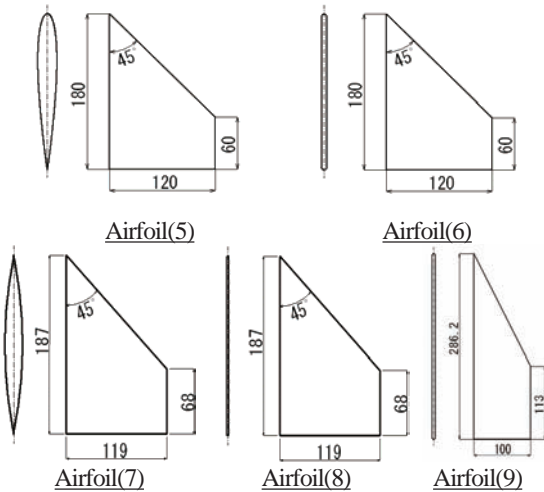


Fig. 4 Wing models of delta plan form (unit: mm)

Table 1 Wing models

Name	Cross section	Aspect Ratio (AR)
Airfoil(1)	NACA0012 (A2017)	6
Airfoil(2)	Flat plate (t=2mm)	
Airfoil(3)	NACA0012 (S45C)	
Airfoil(4)	Flat plate (t=6mm)	
Airfoil(5)	NACA0012	2
Airfoil(6)	Flat plate (t=6mm)	
Airfoil(7)	Circular (11%thickness)	1.87
Airfoil(8)	Flat plate (t=2mm)	
Airfoil(9)	Flat plate (t=6mm)	1

#### 4. 風洞試験結果

計測された荷重から動圧、翼面積、翼弦長を用いて無次元空力係数  $C_L$ ,  $C_D$ ,  $C_{Mca}$ (平均空力翼弦 25%位置周りのモーメント)を算出した。Airfoil(1)~(9)の揚力特性を Fig.5, 揚抗特性を Fig.6, ピッチングモーメント特性を Fig.7, 中立点特性を Fig.8,最大揚抗比のレイノルズの影響を Fig.9,有害抗力のレイノルズ数の影響を Fig.10,誘導抗力のレイノルズ数の影響を Fig.11 にそれぞれ示す。

##### 4.1 揚力特性

Fig.5に揚力特性を示す。厚翼の揚力特性は、矩形翼の  $Re \leq 5.77 \times 10^4$  の領域とデルタ翼の  $Re < 8.46 \times 10^4$  の領域では非線形的な特徴を、デルタ翼の全ての  $Re$  数における  $-10^\circ \leq \alpha \leq 18^\circ$  の範囲と矩形翼の  $Re > 5.77 \times 10^4$  の領域では  $Re$  数依存性は小さく線形的な特徴を示し、最大揚力係数は  $Re$  数の減少に伴い小さくなる。  $1.86 \times 10^4 < Re < 2.16 \times 10^5$  の領域では  $\alpha$  が  $\pm 3^\circ$  のときに不連続となることが分かった。また、両揚力面共に、 $\alpha > 20^\circ$  の高迎角範囲では  $Re$  数依存性は小さくどの  $Re$  数域でも同様の傾向、値を示す。

次に平板翼型の揚力特性は、矩形翼については測定した全ての  $Re$  数において、揚力係数が最大となる迎角までは  $Re$  数依存性は小さく線形的な特徴を示しており、 $\alpha = 0^\circ$  付近では値は  $Re$  数に依存せずいずれの  $Re$  数においても同様の値及び傾向を示す。デルタ翼も測定した全ての  $Re$  数にわたり線形的な特徴を示し、 $Re > 1.87 \times 10^4$  では  $Re$  数依存性も小さいが、しかし、最大揚力係数は  $Re$  数に依存して増加傾向を示す。また、Airfoil(9)については揚力係数の値も傾向も  $Re$  数に依存せず、アスペクト比が 1.87 と 2 の平板と比べて揚力傾斜は小さく、最大揚力係数となる迎角が増加していることが分かった。

デルタ翼は高迎角になると、低  $Re$  数領域では  $Re$  数依存性が小さいが、高  $Re$  数領域になると  $Re$  数依存性が大きくなる。

試験を行った翼の中では、翼型に関しては厚翼よりも平板翼、また平面形に違いについては矩形翼よりもデルタ翼のほうが揚力特性は優れており、最大揚力係数はデルタ翼の方が大きいという結果が得られた。

##### 4.2 揚抗特性

揚抗特性は、Fig.6よりデルタ平板翼の  $AR=1$  の翼以外の翼において、全て  $Re$  数に依存し、 $Re$  数の減少に伴い揚抗比も低下する傾向を示した。また、最大揚抗比も  $Re$  数の減少に伴って全ての翼において小さくなった。デルタ平板翼の  $AR=1$  は  $Re \geq 2.01 \times 10^6$  の領域では  $Re$  数依存性が小さく、 $Re < 2.01 \times 10^6$  の領域では  $Re$  数に依存する傾向を示してくる。

また、Fig.9より矩形 NACA 翼は他の翼に比べ、 $Re$  数依存性が大きく、 $Re$  数の低下に伴い最大揚抗比は急激に減少する傾向を見せた。結果として、低  $Re$  数領域において、翼型に関しては厚翼よりも平板翼、また平面形に違いについては特にデルタ翼よりも矩形翼、デルタ平板翼のアスペクト比の違いについてはアスペクト比が 1 の平板が揚抗比は優れており、高  $Re$  数領域については逆に平板翼よりも厚翼、また平面形に違いについてはデルタ翼よりも矩形翼のほうが揚抗比は優れているという結果が得られた。

##### 4.3 ピッチングモーメント特性

ピッチングモーメント特性は、Fig.7より NACA0012 翼を有する矩形とデルタ翼とも  $Re > 2.12 \times 10^5$  の高  $Re$  数領域では  $Re$  数には大きく依存しないが、 $Re \leq 2.12 \times 10^5$  の低  $Re$  数領域になると  $Re$  数やその時の迎角にも大きく依存することが分かった。ピッチングモーメント特性より静安定の傾向は、迎角と  $Re$  数により変動することが分かった。

平板翼を有する矩形翼では  $Re$  数や迎角の依存性は少なくなるが、デルタ翼では  $Re$  数依存性は更に小さく、また迎角についても一様の傾向を示した。ピッチングモーメント特性より静安定の傾向は、両揚力面共に安定な傾向を示すことが分かった。

また、静安定の傾向からピッチングモーメント特性は厚翼よりも平板翼の方が、矩形よりもデルタ翼の方が  $Re$  数の依存性は小さく、傾向は良いという結果が得られた。

##### 4.4 中立点特性

矩形 NACA 翼は、 $\alpha > 10^\circ$  の高迎角範囲では  $Re$  数、迎角に依存して大きく変動している。しかし、 $-10^\circ < \alpha < 10^\circ$  の低迎角範囲では中立点の  $Re$  数、迎角の依存性は小さくなり、中立点の値も 0 付近となる結果が得られた。特に、 $Re > 6.57 \times 10^5$  の領域では中立点の値はばらつきがまったく見られず、ほぼ 0 となっている。このことから  $Re$  数が  $10^5$  と  $10^6$  の領域では中立点特性に大きな違いがあることが分かる。

次に矩形翼平板の中立点特性は、 $-10^\circ < \alpha < 10^\circ$  の範囲では中立点の  $Re$  数依存性は小さいが、迎角に依存して規則的な傾向を示す。しかし、 $\alpha > 10^\circ$  の高迎角範囲では  $Re$  数、迎角に

依存して値の変動が大きくなることが分かった。

デルタ翼厚翼の中立点特性は、矩形翼厚翼と同様に  $\alpha > 10^\circ$  の範囲では中立点は  $Re$  数、迎角に依存して中立点の値が大きく変動し、 $-10 < \alpha < 10$  の範囲では変動は小さいという結果となった。しかし、矩形翼よりも中立点の値の変動は小さくなっている。特に、 $Re > 1.22 \times 10^6$  の領域ではばらつきは見られず、中立点の値はほぼ 0 となる。

デルタ翼平板の中立点特性は、 $Re$  数、迎角依存性は小さく、全ての  $Re$  数、迎角において 0 付近の値を示している。また、アスペクト比の違いは見られない。

このことから、揚力面については矩形翼よりデルタ翼が、翼型については厚翼より平板翼の方が中立点特性は優れているという結果が得られた。

#### 4.5 抗力特性

抗力特性を Fig.10, Fig.11 にそれぞれ示す。

まず、パラサイト抗力については、Airfoil(2),(8)以外の翼は  $Re$  数の依存が大きく、 $Re$  数が減少するに伴い特性は悪化することが分かった。しかし、Airfoil(2),(8)は  $Re$  数依存性が小さく、逆に特性は良くなる結果が得られた。なお、デルタ平板翼のアスペクト比の違いについては低  $Re$  数領域ではアスペクト比が2の平板が一番特性が優れていた。また、揚力面の違いについては矩形翼よりもデルタ翼の方が総じてパラサイト抗力は小さく、翼型の違いについては、高  $Re$  数領域では平板よりも厚翼のほうが特性は優れているが低  $Re$  数領域では平板の方が厚翼より特性が優れているという結果となった。

次に、誘導抗力については、全ての翼で  $Re$  数の低下に伴い特性は悪化し、高  $Re$  数領域では誘導抗力の値はほぼ一定の値となった。特に、低  $Re$  数領域では矩形翼の厚翼の誘導抗力は急激に増加するという結果が得られた。矩形翼は低  $Re$  数領域では平板の方が、高  $Re$  数領域では厚翼の方が特性は優れており、デルタ翼も矩形翼と同様に、低  $Re$  数領域では平板の方が、高  $Re$  数領域では厚翼の方が特性は優れ、平板のアスペクト比の違いについては、1.87 の平板が一番特性は優れていた。また、揚力面の違いについては、デルタより矩形翼の方が誘導抗力は小さく、特性は優れているという結果となった。

#### 5. 結論

小型変圧風洞、高  $Re$  数遷音速風洞を用い、3次元基本翼について  $10^4 < Re < 10^7$  の広い範囲で風洞試験を行った。供試体は矩形翼4種、デルタ翼5種で、平面形や翼型の違いによる空力特性の  $Re$  数依存性について調査を行った。その結果、以下の知見が得られた。

- (1) 厚翼の矩形翼、デルタ翼共に  $Re < 4 \times 10^4$  の領域において大きく非線形な空力特性となる。
- (2) 平板翼型を有する矩形翼では空力的な非線形性は小さくなるが、デルタ翼では矩形翼より線形的な特性を示し、その低迎角においては  $Re$  数依存性が小さい。
- (3) 平板翼型を有する矩形翼では  $Re > 3 \times 10^6$  になると最大揚力係数が小さくなる。
- (4) 平板翼型を有する翼の空力特性は  $Re$  数に大きく依存せず線形的であり、特に低  $Re$  数領域では厚翼よりも最大揚力係数、揚抗比は優れている。
- (5) 低  $Re$  数領域では抗力特性は平板翼のほうが厚翼より優れており、パラサイト抗力はデルタ翼が、誘導抗力は矩形翼が特性は優れている。
- (6) 矩形翼よりデルタ翼が、さらに翼型については厚翼より平板翼の方が中立点特性は優れており、さらに、デルタ平板翼は中立点特性の  $Re$  数依存性が小さい。
- (7) ピッチングモーメント特性についても厚翼より平板翼の

方が、矩形よりデルタ翼の方が静安定の傾向は良い傾向を示す。

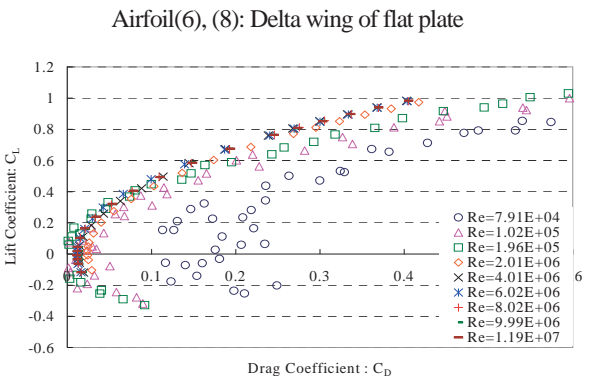
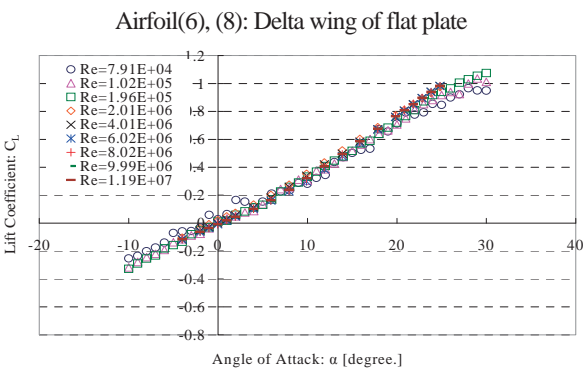
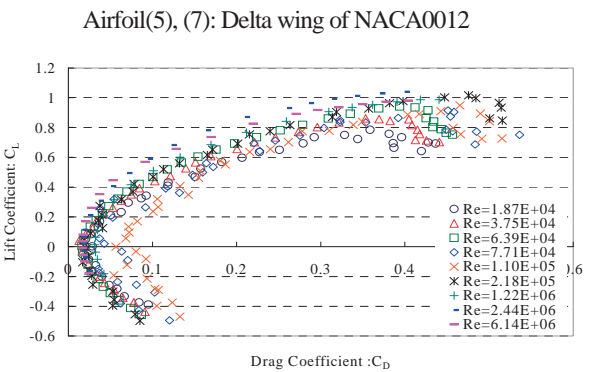
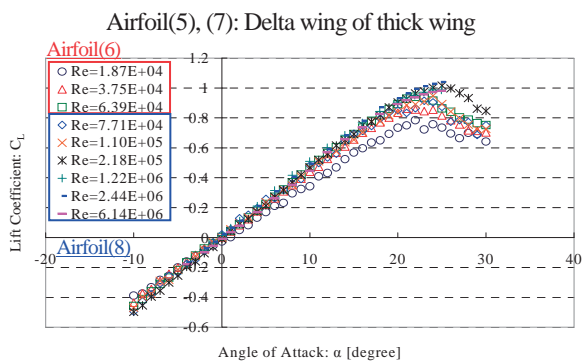
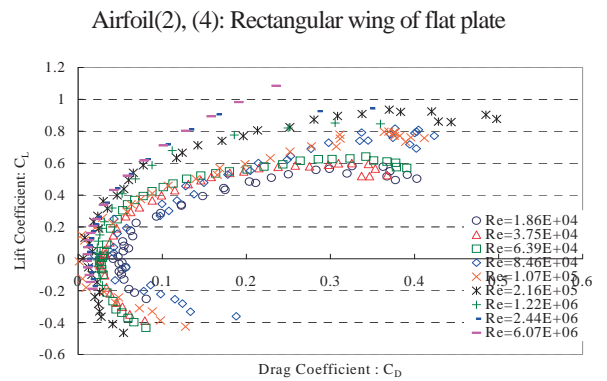
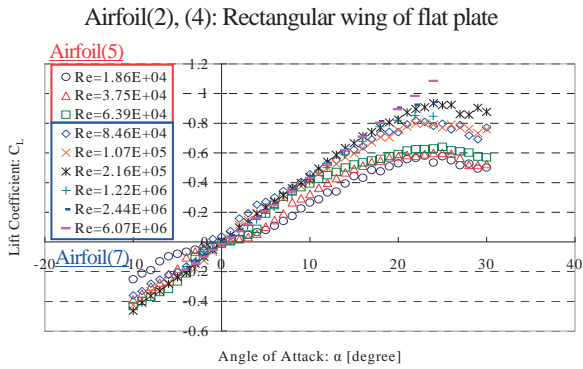
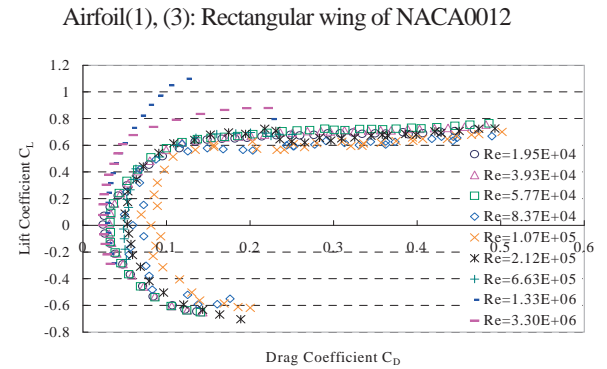
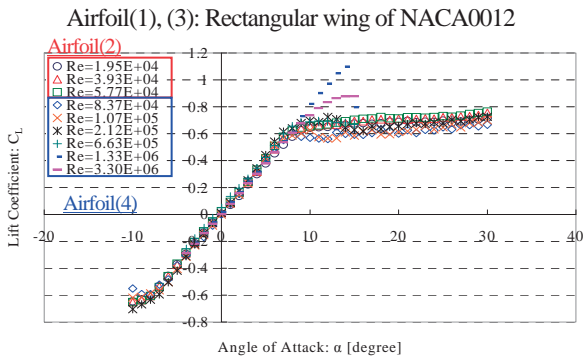
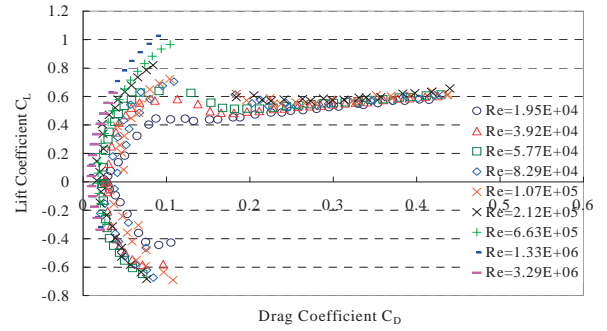
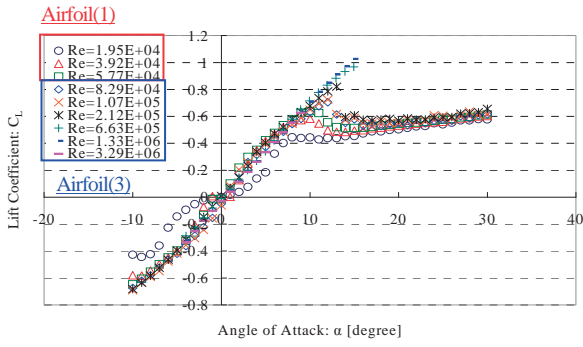
本研究の結果から、翼型・揚力面の違いに注目すると、低  $Re$  数領域においては、翼型は厚翼より平板が、揚力面は矩形よりデルタの方が空力特性は優れており、従って、火星で飛行探査を行う  $Re = 10^4$  から  $10^5$  の領域では、アスペクト比の小さなデルタ翼でキャンパーの少ない薄翼を用いて高迎角で飛行することが適しているといえる。

#### 6. 謝辞

JAXA の高  $Re$  数遷音速風洞での実験実施にあたり懇切丁寧な指導を頂いたご担当の永井氏、佐藤氏を始め当該諸氏に風洞試験実施に関して感謝の意を表します。

#### 7. 参考文献

- [1] Yonemoto, K.: Research Issues on Mars Exploring Micro Plane Using Energy Transmission, 25<sup>th</sup> ISTS (International Symposium on Space Technology and Science), ISTS 2006-k-14, Kanagawa, Japan, June 4-11, 2006.
- [2] Yonemoto, K., Sato, T., Ochi, H., and Takato, K.: Aerodynamic Characteristics of Wings at Low Reynolds Number Using Variable-Pressure Wind Tunnel, Proceedings of the 2007 JSASS- KSAS Joint International Symposium on Aerospace Engineering, Kitakyushu, Japan, October 10-12, 2007, pp. 172-175.
- [3] 大竹智久, 中江雄亮, 本橋龍郎: 低  $Re$  数領域での NACA0012 翼の非線形空力特性, 日本航空宇宙学会論文集, Vol.55, No.644, pp.439-445, 2007.
- [4] 佐藤喬也, 米本浩一, 越智廣志, 高藤圭一郎: 変圧風洞を用いた三次元翼空力特性のレイノルズ数依存性, 日本機械学会九州支部第 61 期総会講演会, 講演論文集 No. 088-1, pp. 89-90, 2008.
- [5] 米本浩一, 高藤圭一郎, 越智廣志, 藤江哲: 低レイノルズ数流れにおける NACA0012 翼のクッタの条件違反, 平成 19 年度科研費空力班シンポジウム論文集, p.70-73, 2008.

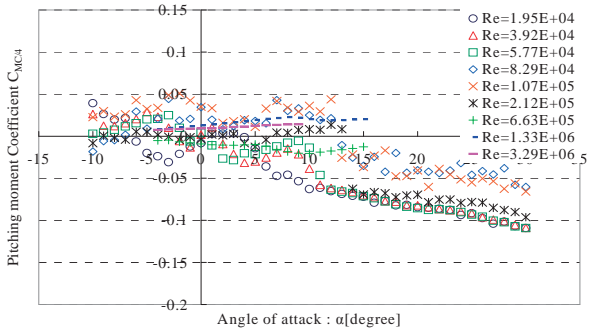


Airfoil(9): Delta wing of flat plate

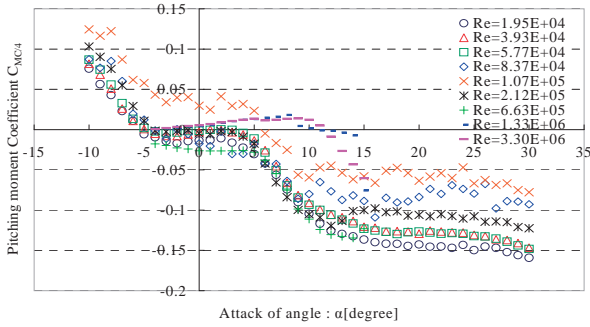
Fig. 5 Lift characteristics

Airfoil(9): Delta wing of flat plate

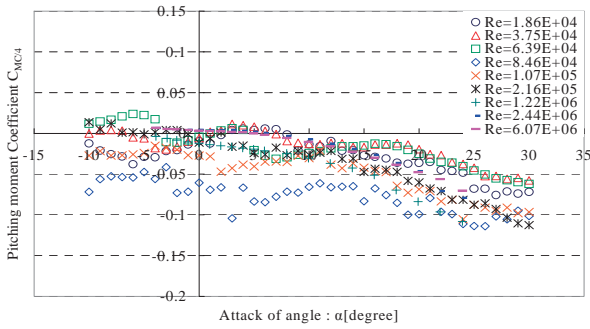
Fig. 6 Drag Characteristics



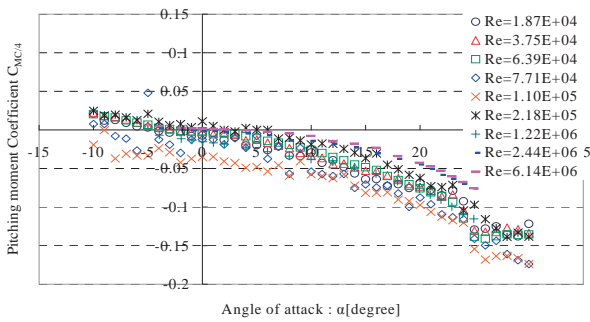
Airfoil(1), (3):Rectangular wing of NACA0012



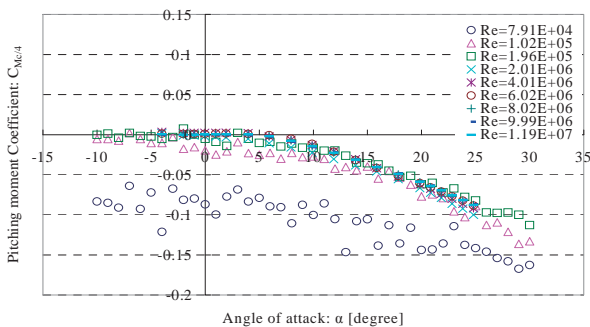
Airfoil(2), (4):Rectangular wing of flat plate



Airfoil(5), (7):Delta wing of NACA0012

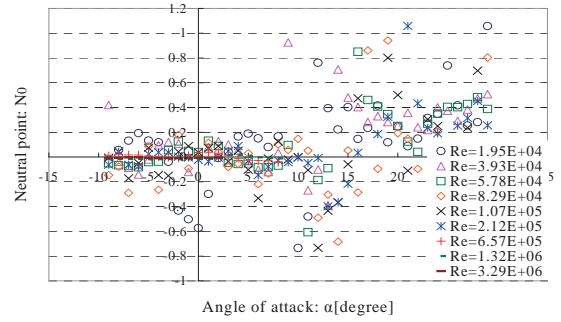


Airfoil(6), (8):Delta wing of flat plate

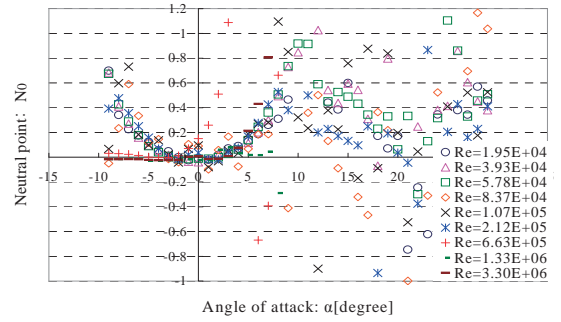


Airfoil(9):Delta wing of flat plate

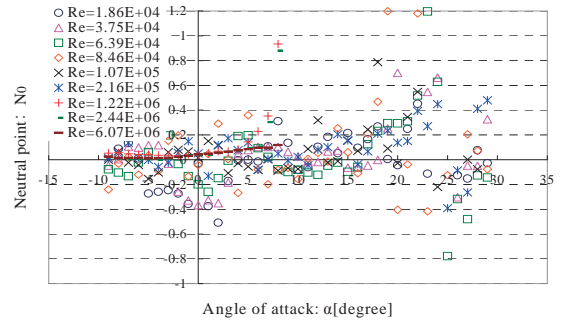
Fig. 7 Pitching moment characteristics



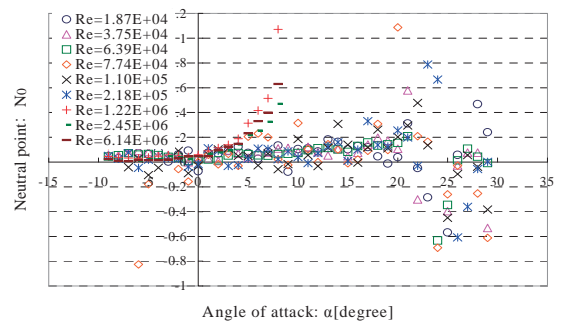
Airfoil(1), (3):Rectangular wing of NACA0012



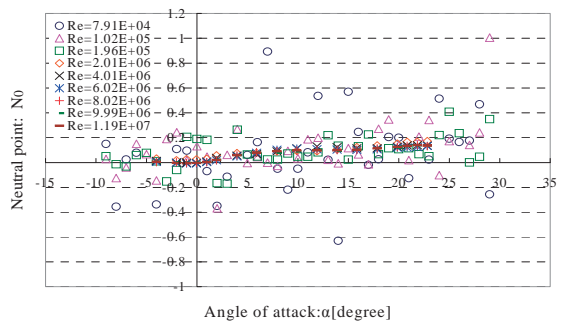
Airfoil(2), (4):Rectangular wing of flat plate



Airfoil(5), (7):Delta wing of NACA0012



Airfoil(6), (8):Delta wing of flat plate



Airfoil(9):Delta wing of flat plate

Fig. 8 Neutral point characteristics

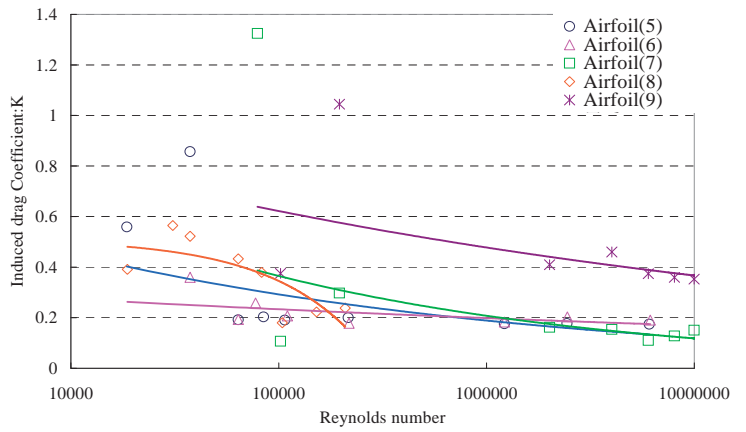
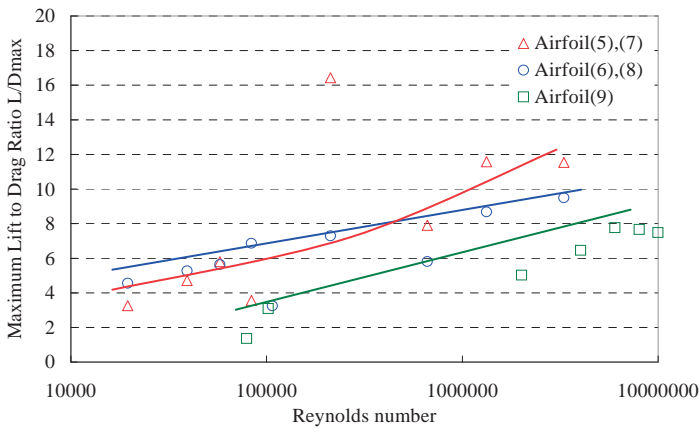
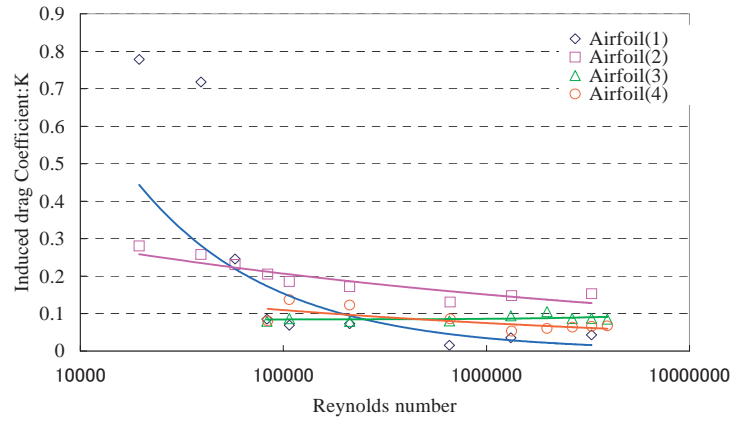
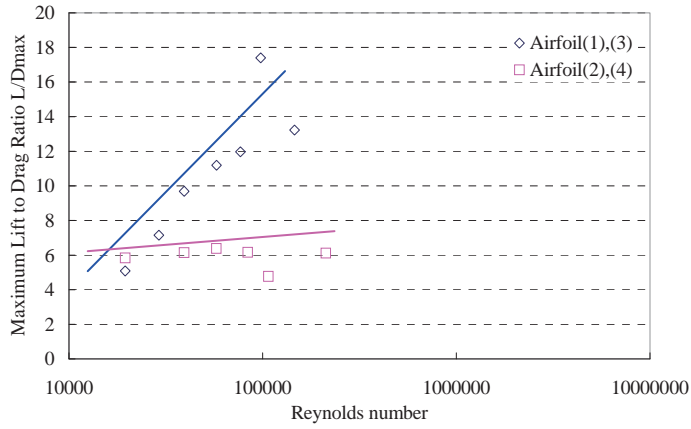


Fig.9 Lift to Drag characteristics

Fig.11 Induced Drag characteristics

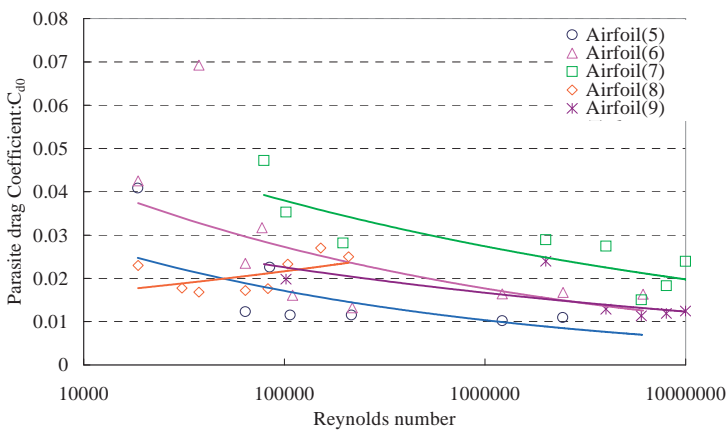
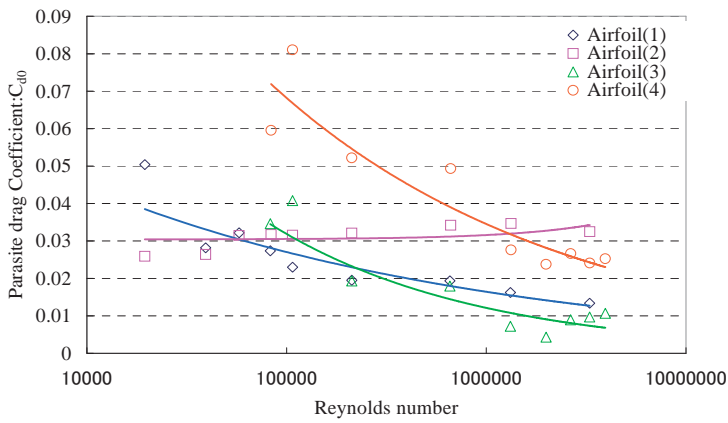


Fig.10 Parasite Drag characteristics

# 正多角形断面容器内スロッシングの計算と実験

郷門将直（同志社），谷川博哉（舞鶴高専），舟木治郎（同志社），平田勝哉（同志社）

## Computations and Experiments on Sloshing in Equilateral-Polygonal-

by

Masanao Gomon, Hirochika Tanigawa, Jiro Funaki, and Katsuya Hirata

### ABSTRACT

This study reports the vertical sloshing, that is, the liquid surface motion in container oscillating in the vertical direction, concerning various equilateral-polygonal-section containers: namely, octagonal, heptagonal, hexagonal, pentagonal, square and triangular containers together with a circular container, in order to generalise their sloshing modes. As a result, the authors classify the sloshing modes based on the circular-container sloshing modes. The stability diagrams for all the polygonal-section containers are investigated by both experiments and computations. The present computation is based on the discrete singularity method. Furthermore, it is found that the equivalent diameter  $d_{e1}$  based on the hydraulic mean depth is the most adequate as a characteristic length scale to classify all the sloshing modes. The authors show an unified formula to predict the eigen frequencies, using the proposed modal classification and  $d_{e1}$ .

### 1. はじめに

スロッシングとは容器内の自由表面を有する流体が、容器を加振することにより振動する現象である。液体燃料ロケットの安定化のほかにも、石油タンクや化学プラント内のコンテナ、タンカー等、液体が大きな比重を占める場合は深刻な問題を引き起こし、工学的に重要である。特に容器を設計する上で、共振を避けるために、多数存在する励起振動数を知ることは重要になる。

本研究では、縦スロッシングを対象とする。縦スロッシングについての研究としては、容器内の液体が鉛直振動外力を受けた場合に、自由表面が外力振動の 1/2-subharmonic 応答することを *Faraday* が 1831 年に発見して以来、液面動揺についてさまざまな研究がなされている。例えば、*Benjamin and Ursell*<sup>1)</sup> が自由表面での境界条件を線形化し、速度ポテンシャルを用いて解析を行い、自由表面が不安定となる領域およびそのモードについて明らかにしている。*Dodge, Kana and Abramson*<sup>2)</sup>、池田、秋山ら<sup>3)</sup> は摂動法を用いて、3 次のオーダーまでの非線形解析による波形や動水圧の分布等についての研究を行い、*Gerlach*<sup>4)</sup>、*Hashimoto and Sudo*<sup>5, 6)</sup> は、液体自由界面の崩壊による気泡群を形成する場合の液体内の圧力変動についての研究を報告している。その後も大型高速計算機の発達に伴い、自由表面を有する流体の問題に対しては、種々の数値計算法が提案されてきた<sup>7, 8)</sup>。

我々の最終目標は、複雑な形状をした容器に発生するスロッシングの予測である。正多角形断面容器を対象にしてそのスロッシングモードおよび発生領域をより明らかにし、円筒容器との比較も行う。すなわちスロッシングモードを一般化するために、正三角形から正八角形までに関する実験と数値解析を実施している。なお数値計算に関しては、理想流体を想定し、離散特異点法を用いた。

### 2. 実験

#### 2.1 実験方法

本実験において容器を縦振動している際に、液面の振動数が励起振動数の 1/2 倍となる( $f_0=2f_{mn}$ ) 波が発生する。その応答は 1/2-subharmonic response と呼ばれる。この波は液体自由表面が崩壊しない範囲では他の共振波に比べて液面振幅が最も大きい。本研究では、この 1/2-subharmonic response が発生する領域において実験を行った。

図 1 に、実験で用いた正多角形断面を持つ柱状容器の一例、すなわち、正七角形容器の概略図を示す。

各形状の容器で発生するモードの分類のため、励起振動数を一定に保ったまま励起振幅を上げてゆき、発生したモードをデジタルカメラで撮影し観察する。

#### 2.2 実験装置

図 2 に、本実験で使用した実験装置を示す。容器②は、側壁厚さ 5[mm]の透明アクリル樹脂製であり、加振器③の上に作動流体(水)の入った状態で固定されている。加振器は、動電型振動発生機であり、ファンクションジェネレーター⑤によって鉛直方向に容器を正弦加振する。容器と自由液面の鉛直変位を 2 つのレーザー式変位センサー①で検出し、パーソナルコンピュータ⑥に取り込むことにより、励起変位と液面変位をリアルタイムで観察する。スロッシングモードの確認の為、デジタルムービーカメラ④による撮影を同時に実施している。

### 3. 数値解析

数値計算方法は離散特異点法(代用電荷法)を用いた。この計算手法は境界のみを離散化するものであり、計算手順が比較的簡単で、計算時間が短いという長所をもっている<sup>9)</sup>。

液体は非粘性、非圧縮とし、流体内部は非回転流れであるとすれば、連続の式はラプラス方程式になり、次式で表される。

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0 \quad (1)$$

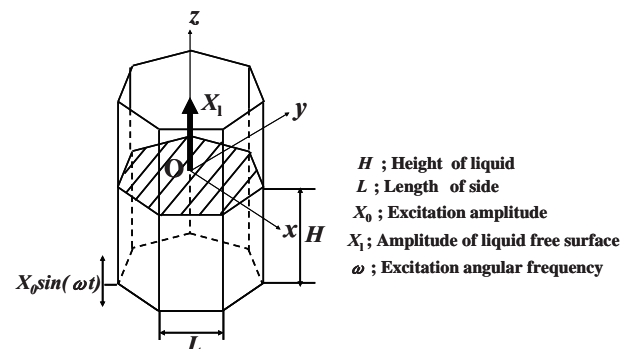


Fig.1 Coordinate system of a container (heptagonal-section)

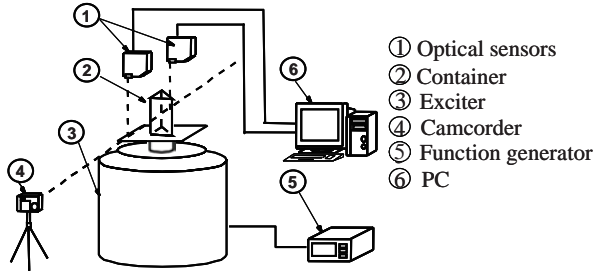


Fig.2 Experimental apparatus.

ここで、 $\phi = \phi(x, y, z, t)$  は速度ポテンシャルである。

このとき、座標系に対する流体の速度成分  $(u, v, w)$  を用いると境界条件は次のように表される。

$$\frac{D\phi}{Dt} - \frac{1}{2}(u^2 + v^2 + w^2) + \{g + a(t)\}\zeta = 0. \quad \Gamma_1 \text{上} \quad (2)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial x} = u = \frac{D\xi}{Dt}, \quad \frac{\partial \phi}{\partial y} = v = \frac{D\eta}{Dt}, \quad \frac{\partial \phi}{\partial z} = w = \frac{D\zeta}{Dt}. \quad \Gamma_1 \text{上} \quad (3)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = 0. \quad \Gamma_2 \text{上} \quad (4)$$

ここで、 $\Omega$  は流体内部、 $\Gamma_1, \Gamma_2$  はそれぞれ自由表面境界と流体に接する容器壁境界を表す。また、 $t$  は時間、 $a(t)$  は容器に加えられる垂直方向の励起加速度である。 $D/Dt$  はラグランジュ微分演算子、 $n$  は外向法線ベクトルであり、 $(\xi, \eta, \zeta)$  は自由表面上の流体粒子の座標を表す。

本方法では、自由表面上の流体粒子をラグランジュ的に移動させることによって時々刻々の自由表面形状の変化を追跡するものである。時刻  $t=0$  で容器内の液体は静止しているものとすれば、初期条件は

$$\xi, \eta, \zeta : \text{既知}, \quad \phi = 0$$

で与えられる。

#### 4. 結果および考察

##### 4.1 円筒容器スロッシングからの類推によるモードの分類

我々は、全ての正多角形容器スロッシングモードを、円筒容器スロッシングからの位相幾何学的類推により、分類することを考える。円筒容器スロッシングは、容器形状の単純さから、解析的アプローチが容易であり、よって、そのスロッシングモードの定義も円筒容器スロッシングモード  $(m, n)$  の定義は、以下の通りである<sup>2, 9)</sup>

$$\zeta = \alpha(t) J_m(\overline{\lambda_{mn}} r) \cos(m\theta). \quad (5)$$

ここに、 $r$  と  $\theta$  は、極座標である。 $\alpha(t)$  は時間  $t$  に関する関数、

$J_m$  は  $m$  次の第一種ベッセル関数、 $\overline{\lambda_{mn}}$  は次式を満たす  $n$  番目の根である。 $d$  を円筒容器の直径とし、

$$\left. \frac{d J_m(\overline{\lambda_{mn}} r)}{dr} \right|_{r=d/2} = 0. \quad (6)$$

また、線形理論より求めた微小振幅時の固有振動数は、

$$f_{mn} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{2\overline{\lambda_{mn}} g}{d}} \quad (7)$$

である。ここで、 $\overline{\lambda_{mn}} = \overline{\lambda_{mn}} d/2$  である。

図3に、円筒容器スロッシングに基づくモード分類の一例として、正七角形の場合を示す。図では、それぞれのモードについて、模式図と解析結果、さらに低次モードでは、可視化実験により得られた写真を、掲載している。白い領域は初期液面よりも液面が高いことを示し、黒い領域は低いことを示している。調べた

他の全ての正多角形スロッシングモードについても、正七角形と同様に、本分類法(円筒容器スロッシングに基づくモード分類法)により、分類ができることを実験と数値解析で確認した。

ただし、図3に現れるスロッシングモードと同じものが常に観察される訳ではない。なぜならば、たとえ微小液面振幅時だけを考えたとしても、正多角形という幾何学的特異性のために、一部のモードを除いて、縮退が容易に起こる為である。更に、後述するように、大液面振幅時には、異なる固有振動数モードの重ね合わせも観察される。

よって、縮退を考えて、我々は次の正多角形容器スロッシングモード  $c$ -mode  $(m, n; k)$  の定義を考える。円筒容器モードを参考に、 $m$  を周上の節点数の  $1/2$ 、 $n$  を半径上の節点数(原点での節点を含む)とする。 $k$  は、正多角形の対称性のための縮退により、複数個現れる同じ固有振動数をもつモードを分類するためのものである。例えば、正七角形容器で、 $c$ -mode  $(1,1)$  は、実際は、7個の縮退モード系があるので(図4を参照)、 $c$ -mode  $(1,1; k)$  (ただし、 $k=1-7$ )とする。なお、円筒容器では、 $k=1, 2, \dots, \infty$  と考える。ただし以上の定義は、 $N$  が小さい時には、若干の特異例があり、その際は、位相幾何学的相似性を参考にモード分類する必要がある。

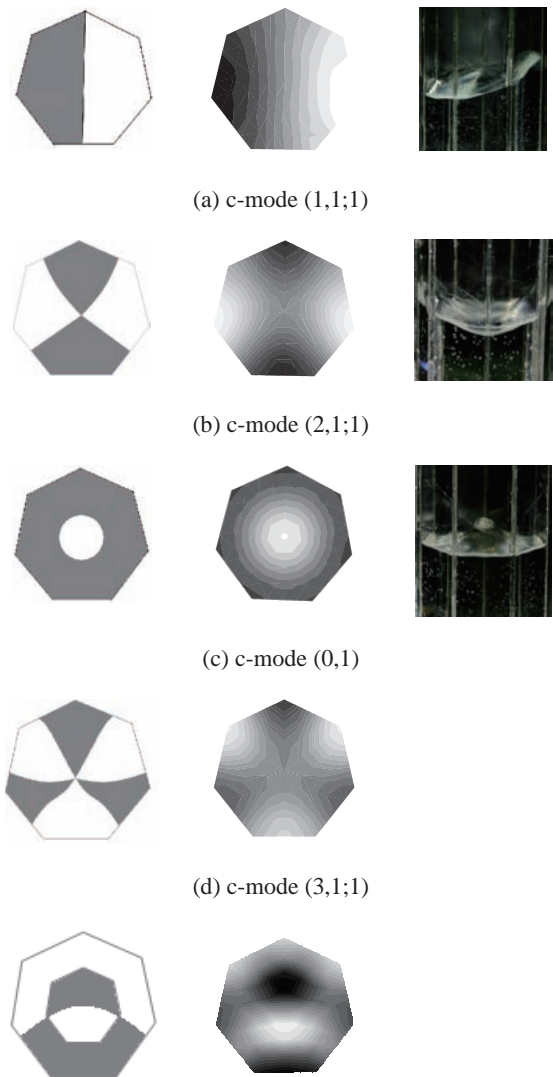


Fig.3 Sloshing modes classified based on the circular-cylinder-sloshing modes (heptagonal-section container).



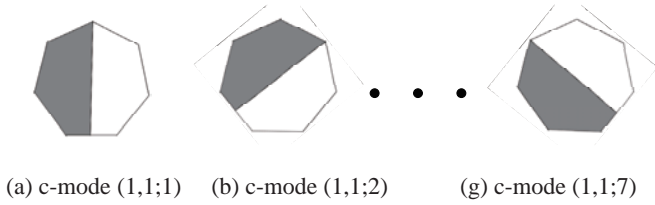


Fig.4 Degeneration-family members of c-mode (1,1; k) (heptagonal-section container).

上で定義した, c-mode  $(m, n; k)$ について, 注意点を補足する. 一般に正  $N$  角形では,  $k = 1, 2, \dots, N$ , つまり,  $N$  個の縮退モードを考える必要がある. しかし,  $N$  が偶数の場合は, 対称性の為,  $k = 1, 2, \dots, N/2$  で充分である. 更に, 規則性を持ついくつかの例外も, 存在する. すなわち,  $k = 1$  つまり縮退モードを考えなくてもよい場合が存在する. 例えば,  $N = 4$  での c-mode (2,1)や,  $N = 6$  での c-mode (3,1),  $N = 4$  を除く全ての  $N$  での c-mode (0,1)などが, それである.

4.2 正方形容器スロッシングからの類推によるモード分類の欠点

正方形断面容器を含む矩形断面容器のスロッシングについては, 円筒容器スロッシングと同様に, 解析解が得られており, よく知られている. よって, 円筒容器スロッシングの代わりに, 正方形容器スロッシングに基づき, 正多角形容器スロッシングを分類することも一案として検討に値するであろう.

以下に, 正方形容器スロッシングの線形近似解を示す<sup>2, 10</sup>. 正方形容器のスロッシングモード  $(m, n)$  の鉛直方向液面変位  $\zeta$  は,

$$\zeta = \alpha(t) \cos\left(m\pi \frac{x}{L}\right) \cos\left(n\pi \frac{y}{L}\right) \quad (8)$$

と表すことができる. また, 固有振動数は,

$$f_{mn} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\pi g \sqrt{\left(\frac{m}{L}\right)^2 + \left(\frac{n}{L}\right)^2}} \quad (9)$$

ここで,  $\alpha(t)$  は時間のみの関数であり,  $L$  は正方形の辺の長さである.

正方形容器も, 他の正多角形容器と同様に, 幾何学的特異性のために, 一部のモードを除いて, 縮退が容易に起こる. よって, 同じ固有振動数をもつ縮退モード群の重ね合わせの結果として, 微小振幅かつ同一励起振動数で無限個のスロッシングパターンを観察できる<sup>10</sup>. 例えば, モード(1,0)とモード(0,1)が同じ固有振動数を持つ. ただし, モード(1,1)の様に, 縮退を起こさない例外を持つことも, 他の正多角形容器と同様である.

式(8)の従来の正方形容器スロッシングモードに基づき, 正多角形容器のスロッシングモード s-mode  $(m, n; k)$  の定義を考えることもまた可能である. すなわち, 正多角形の対称軸の1つ1つについて, 正方形のモード  $(m, n)$  と位相幾何学的に相似なスロッシングモードを対応させることができる. 対称軸は, 通常  $N$  個または  $N/2$  個のことが多く,  $k$  で区別する.

今, s-mode  $(m, n; k)$  と c-mode  $(m, n; k)$  との対応を考える. 例えば, 正方形容器 ( $N = 4$ ) に関して, 慣例的正方形容器モード(1,0)とモード(0,1)すなわち s-mode (0,1;1)と s-mode (0,1;2) は, それぞれ, c-mode (1,1;1)と c-mode (1,1;2)に該当する. 慣例的正方形モード(1,1)すなわち s-mode (1,1)は, c-mode (2,1)に該当する. 慣例的正方形モード(2,0)とモード(0,2)すなわち s-mode (0,2;1)と s-mode (0,2;2)は, それぞれ, c-mode (0,1;1)と c-mode (0,1;2)に該当する. 慣例的正方形モード(2,1)とモード(1,2)すなわち s-mode (1,2;1)と s-mode (1,2;2)は, それぞれ, c-mode (3,1;1)と c-mode (3,1;2)に該当する.

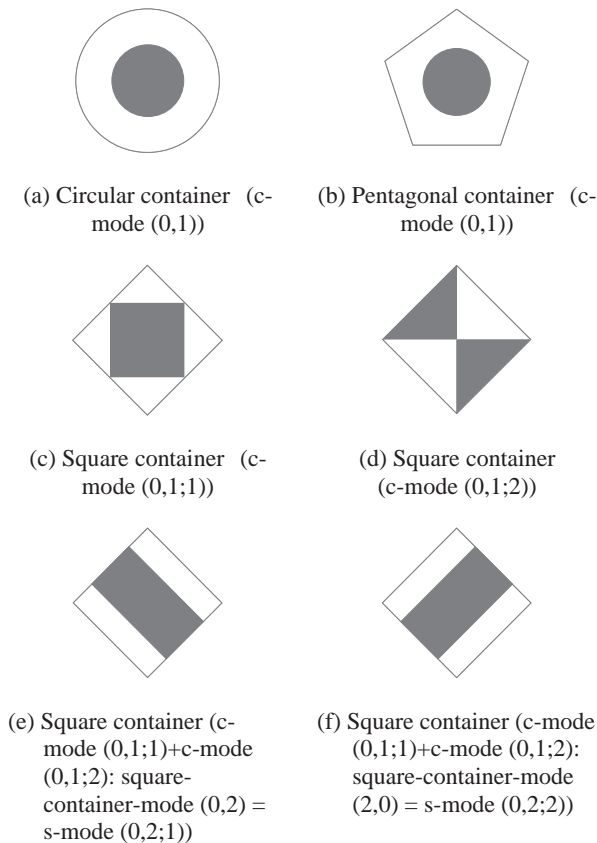


Fig.5 c-mode (0,1; k).

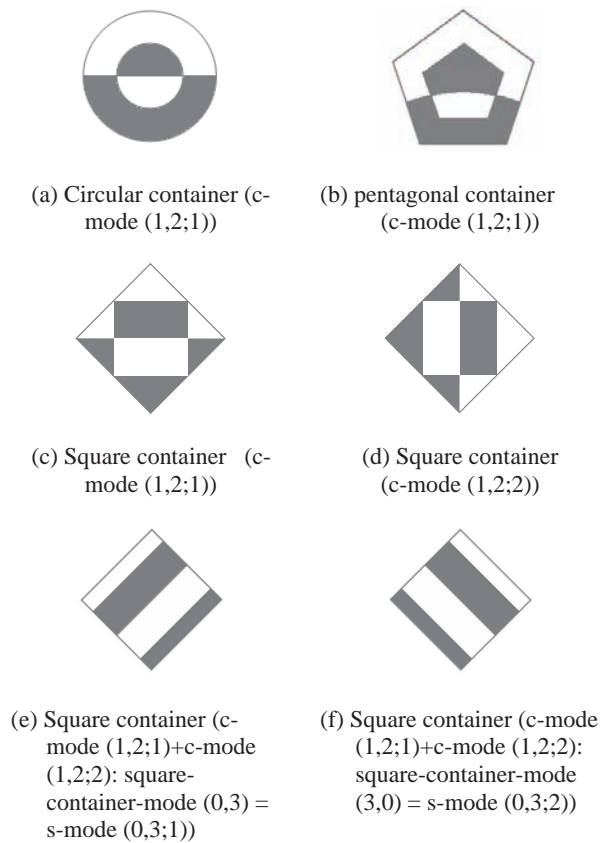


Fig.6 c-mode (1,2; k).

ここで注意すると、正方形は  $N = 4$  であるが、s-mode (1,0;3) や s-mode (1,0;4) (すなわち、c-mode (1,1;3) や c-mode (1,1;4)) を考えないのは、単に、先に述べた  $N$  が偶数の正多角形の対称性の為である。つまり、正  $N$  角形 (ただし、 $N$  は偶数) では、同じ固有振動数を持つモードとしては、縮退があるときは、それぞれ  $N/2$  個だけ考えれば、充分なことによる。

c-mode ( $m, n; k$ ) による分類の方が、s-mode ( $m, n; k$ ) による分類よりも、正多角形モードの一般化に適している理由として、以下の2つの理由が挙げられる。

第一の理由は、正方形容器以外の正多角形容器の s-mode ( $m, n; k$ ) を、正方形容器の s-mode ( $m, n; k$ ) から類推することの方がより難しいケースがいくつかあることである。その例として、図5と図6を示す。図5は、円筒容器 (図5(a)), および、正五角形容器 (図5(b)), 正方形容器 (図5(c)-(f)) についての c-mode (0,1;  $k$ ) でのスロッシングモードを示す。ここで、正方形では  $k = 1, 2$  であり、正方形以外では、 $k = 1$  であるので、 $k$  の値は省略している。c-mode (0,1;1) (図5(c)) と c-mode (0,1;2) (図5(d)) の適当な重ねあわせにより、慣例的正方形容器モード (0,2) (すなわち、s-mode (0,2;1), 図5(e)) とモード (2,0) (すなわち、s-mode (0,2;2), 図5(f)) を生成でき、その逆も可能である。我々が最初原始的に解析解として得るのは、円筒容器に対する c-mode (0,1) と、正方形容器に対する s-mode (0,2;1) と s-mode (0,2;2) のみであることに注意すべきである。仮に任意正多角形の代表として正五角形を考えると、図5(b)を c-mode (0,1) と判断することは容易であろうが、s-mode (0,2;  $k$ ) (すなわち、s-mode (0,2;1) と s-mode (0,2;2)) の重ね合わせと判断することは容易でなさそうである。図6は、円筒容器 (図6(a)), および、正五角形容器 (図6(b)), 正方形容器 (図6(c)-(f)) についての c-mode (1,2;  $k$ ) でのスロッシングモードを示す。c-mode (1,2;1) (図6(c)) と c-mode (1,2;2) (図6(d)) の適当な重ねあわせにより、慣例的正方形容器モード (0,3) (すなわち、s-mode (0,3;1), 図6(e)) とモード (3,0) (すなわち、s-mode (0,3;2), 図6(f)) を生成でき、その逆も可能であることは図5と同様である。仮に任意正多角形の代表として正五角形を考えると、図6(b)を、c-mode (1,2;1) と判断することは容易であろうが、s-mode (0,3;  $k$ ) (すなわち、s-mode (0,3;1) と s-mode (0,3;2)) の重ね合わせと判断することは容易でなさそうである。図5, 6の様に c-mode ( $m, n; k$ ) が直観的に s-mode ( $m, n; k$ ) よりも優れている点は、c-mode ( $m, n; k$ ) が s-mode ( $m, n; k$ ) の定義よりも平易であることに対応していると思われる。

第二の理由は、慣例的正方形容器スロッシングモード (式(8)) が、円筒容器も含めて他の正多角形容器のスロッシングモードと比べて、特異性を有する点にある。正方形容器の特異性は、例えば、c-mode (0,1;  $k$ ) (あるいは、s-mode (0,2;  $k$ )) に見ることができる。先に述べた様に、他の正多角形では、 $k = 1$  であるが、正方形のみ  $k = 2$  となる (図5を参照)。第一の理由は、直的ではないが、この第二の理由の意味は大きい。以上、c-mode 観的かどうかであり、実務的には重要であっても、原理的に致命 ( $m, n; k$ ) の方が、s-mode ( $m, n; k$ ) よりも正多角形容器のスロッシングモードの一般化に適当であると、著者らは考える。

#### 4.3 モード安定領域図

円筒容器と正三角形～正八角形断面容器において数値解析と実験で現れたモード分布の一例を Fig.7, 8 に示す。なお、 $f_0$  は固有振動数を表している。 $d_{e1}$  は代表長さであり、後に詳しく述べる。各図の横軸は無次元化した励起振動数、縦軸は無次元化した励起振幅である。また、実線は数値解析による値をしめしており、点は実験値を表している。このときの数値解析によって求められた領域は励起振幅が上がるにつれて途中まではほぼ直線的に広がっていく。ただし、隣接するモードの発生領域が近づくと、その影響を受けて、発生領域はあまり広がらない。なお、数値計算と実験とは若干の差が見られる。この原因については、さらなる研究が必要であるが、主な理由として、数値

計算での表面張力効果の無視が挙げられる。その他の理由として、流体粘性の効果やヒステリシス効果のような有限振幅時の非線形効果なども考えられる。ただし、今回のモード発生順序などの定性的議論には、影響を及ぼしていない。

#### 4.4 代表長さと固有振動数予測

固有振動数を無次元化するとき、 $d_{e1}$  (水力平均深さに基づく等価直径)、 $d_{e2}$  (容器断面積に基づく等価直径)、 $L$  (1 辺の長さ) の3つの代表長さのどれが一番適当かを調べた。図9-11は、それぞれ、c-mode (1,1;  $k$ )、c-mode (2,1;  $k$ )、c-mode (0,1;  $k$ ) での、無次元固有振動数  $F_{mn}$  への角数  $N$  の影響を示す。 $F_{mn}$  は、数値計算または理論解析より求めている。無次元化の際に代表長さとして  $d_{e1}$ ,  $d_{e2}$ ,  $L$  を用いたものが、それぞれ、 $F_{mn, d_{e1}}$ ,  $F_{mn, d_{e2}}$ ,  $F_{mn, L}$  である。

各モードとも、 $N$  の増加につれて、 $F_{mn, L}$  は0に近づく。その近づき方はモードごとに、若干異なる傾向を持っている。一方、 $N$  の増加につれて、 $F_{mn, d_{e1}}$  と  $F_{mn, d_{e2}}$  は円筒容器の理論値に漸近している。漸近の仕方はモードが異なってもよく似ている。更に、 $F_{mn, d_{e1}}$  と  $F_{mn, d_{e2}}$  を比較した場合、 $F_{mn, d_{e1}}$  の方がより滑らかな変化をしている様に見える。よって、固有振動数  $f_{mn}$  を重視した場合は、代表長さとして、 $d_{e1}$  の採用が最適と思われる。

代表長さとして、 $d_{e1}$  を用いると、モードの影響を小さくできるので、モードによらない固有振動数予測のよい近似式を得られる可能性がある。今回、我々は、経験式ではあるが、調べた c-mode (1,1;  $k$ )、c-mode (2,1;  $k$ )、c-mode (0,1) の全てに共通して使える固有振動数予測式を次のように提案する。

$$F_{mn, d_{e1}} = F_{mn, d} (1 - e^{-0.55N}) \quad (10)$$

ここに、 $F_{11, d} = 0.31$ ,  $F_{21, d} = 0.39$ ,  $F_{01, d} = 0.44$  であり、全て円筒容器の理論値である。式(6)は、図9-11に破線で描かれている。図からは、誤差10%以下の精度の近似式であることが分かる。

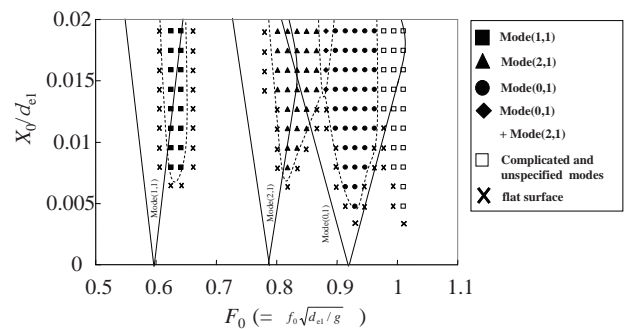


Fig.7 Stability-boundary chart by experimental and numerical simulation (cylindrical container)

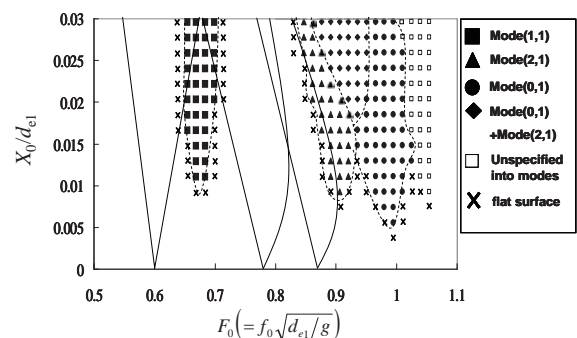


Fig.8 Stability-boundary chart by experimental and numerical simulation (heptagonal-section container)

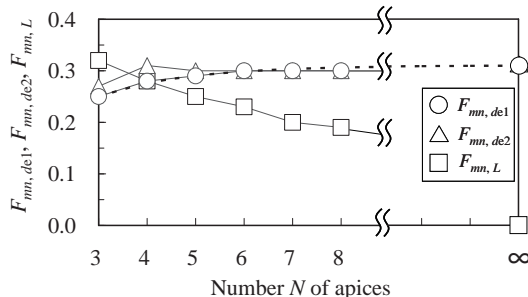


Fig.9 Eigen frequency reduced by  $d_{e1}$ ,  $d_{e2}$  or  $L$  (c-mode(1,1;k))

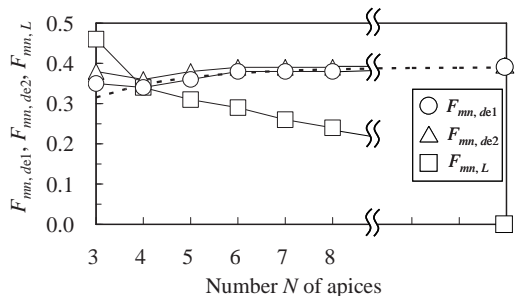


Fig.10 Eigen frequency reduced by  $d_{e1}$ ,  $d_{e2}$  or  $L$  (c-mode(2,1;k))

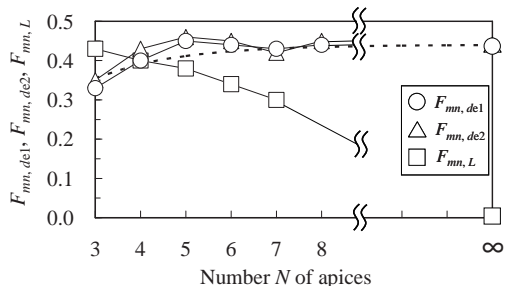


Fig.11 Eigen frequency reduced by  $d_{e1}$ ,  $d_{e2}$  or  $L$  (c-mode(0,1;k))

5. 結論

- (1) 円筒容器のスロッシングモードに基づき、全ての正多角形容器のスロッシングモードを統一的に分類した。この分類法は、正方形容器のスロッシングモードに基づく分類法よりも優れた点がある。

- (2) 多くの正多角形断面容器について、各モードの発生領域を、実験と数値解析により明らかにした。
- (3) 各モードごとに水力平均深さに基づく等価直径(水力直径)  $d_{e1}$  を用いて無次元化すれば、固有振動数は正多角形の角数  $N$  が増えるにつれて円筒容器に滑らかに漸近する。よって、代表長さとしては、 $d_{e1}$  が、 $d_{e2}$  や  $L$  よりもふさわしい。本モード分類法と  $d_{e1}$  とを用いることにより、正多角形容器の固有振動数を予測する経験式を提案した。そこでは、円筒形容器の固有振動数を用いると、任意の正多角形容器の固有振動数が、低次元モードであれば誤差 10%以下の精度で、予測できる。

参考文献

- 1) T. B. BENJAMIN, and F. URSELL; " The stability of the plane free surface of a liquid in vertical periodic motion ", Proc. Roy. Soc. , A225 (1954), pp.505-515.
- 2) F. T. DODGE, D. D. KANA, and H. N. ABRAMSON; " Liquid Surface Oscillations in Longitudinally Excited Rigid Cylindrical Containers ", AIAA Journal Vol. 3-4 (1965), pp.685-695.
- 3) 池田 駿介, 秋山 成興, 中村 広昭, 白井 伸一; " 円筒タンク内の液体動揺に関する研究 ", 土木学会論文報告集 第 290 号 (1979), pp.53-65.
- 4) C. R. GERLACH; " Surface Disintegration of Liquid in Longitudinally Excited Containers ", Journal Spacecraft Rockets, Vol. 5-5 (1968), pp.553-560.
- 5) H. HASHIMOTO, and S. SUDO; " Dynamic Behavior of Liquid Free Surface in a Cylindrical Container Subject to Vertical Vibration ", Bulletin of JSME, 27-227 (1984), pp.923-930.
- 6) H. HASHIMOTO, and S. SUDO; " Violent Liquid Sloshing in Vertically Excited Cylindrical Containers ", Experimental Thermal and Fluid Science, 1 (1988), pp.159-169.
- 7) N. W. MCLACHLAN; " THEORY AND APPLICATIONS OF MATHIEU FUNCTIONS ", Oxford University Press (1951), pp.10-14.
- 8) 池田 駿介, 山坂 昌成, 武藤 聡, 平井 克明; " 鉛直振動を受ける円筒容器内の二層液体海面に発生する内部波とその発生限界 ", 土木学会論文集 第 381 号 (1987), pp.65-74.
- 9) 村島 定行 " 代用電荷法とその応用 ", 森北出版 (1983), pp.9-16.

# タンブリング平板の自由落下実験

川口大輔, 山内一樹, 舟木治郎, 平田勝哉  
同志社大学, 理工学部

## Free-Fall Experiments on a Tumbling Plate

by

Daisuke Kawaguchi, Kazuki Ymauchi, Jiro Funaki and Katsuya Hirata

### ABSTRACT

In this study, we deal with the tumbling, which is a rotating motion with the axis perpendicular to the falling direction. Our purpose is to reveal the fundamental aerodynamic characteristics of the tumbling, experimentally. As the test plate, we consider a prism with a rectangular cross section with a depth-to-width ratio  $\lambda$  of 0.3. As a result, the reduced terminal rotating rate  $\Omega^*$ , the lift coefficient  $C_L$ , the drag coefficient  $C_D$  and the lift-to-drag ratio  $C_L/C_D$  are independent of the aspect ratio  $AR$ , when  $AR$  is greater than 10. As the inertia moment ratio  $I^*$  increases from zero to 50,  $\Omega^*$ ,  $C_L$  and  $C_D$  increase. However,  $\Omega^*$ ,  $C_L$  and  $C_D$  become almost constant, if  $I^*$  is greater than 50. We propose the empirical formulae to predict them.

### 1. はじめに

我々は、日常、木の葉や薄い紙片が空気中を回転しながら落下するのを、よく目にする。物体は流体中を落下する際に様々な運動をするが、この例のように、内部動力源を持たない物体が流体力の作用により持続回転することを、オートローテーションと呼ぶ。

オートローテーションには様々なものが知られているが(例えば(1),(2))、本研究では、落下方向と回転軸が垂直であるタンブリングを取り扱う。タンブリングは、木の葉や薄い紙片の落下運動についての純粋な学問的関心事としてのみでなく、落下したロケット破片の飛散範囲の予測など、航空宇宙工学や弾道学において重要な現象であり、その現象の解明は工学的にも有益である。

これまで、タンブリングに関するいくつかの研究が行われてきた。しかし、未だに、終端状態でのタンブリング回転数や空気力学特性のような最も基本的物理量と、支配パラメータとの間の関係すら、十分に明らかにされていない(後に示す様に、過去の経験式は、小さい $AR$ の結果に基づいて近似されており、本来2次元現象であるタンブリングに対する、致命的欠点を内包している。さらに、多くの過去の研究は、力学状態の規定にあいまいな部分を残している)。基本的物理量の内でも、特にタンブリング回転数は、周辺の流れ場や空気力に大きな影響を及ぼすが、終端状態でのタンブリング回転数を求めることは、風洞実験(支持方法等の為)や数値計算(剥離流による強非線形性や流れの3次元性等の為)では、難しい。

そこで、本研究では、系統立てて規定した力学状態のもと、空気中で自由落下実験を実施し、終端状態におけるタンブリング平板の回転数や空力特性を測定する。そして、それらへの各種無次元パラメータ個々の影響を独立して明らかにする。さらに、水中での自由落下実験に

より、運動の詳細を調べる。

### 2. 装置および方法

#### 2-1. 実験装置

空気中実験での装置の概略を図1に、水中実験での装置の概略を図2に示す。空気中実験では、平板を、地上約7mの高さから、初期回転を与えて落下させる。平板落下軌道付近は極力外乱を避けた状態にし、同期を取った2台のハイスピードカメラ(2000 frames/s)によってステレオ撮影を行う。水中実験では、水深約7.5 × 10<sup>-1</sup>mの水槽へ平板を自由落下させる。実験ごとに充分な時間を取り、水槽内の外乱が減衰した状態で、同期した3台のハイスピードカメラ(500 frames/s)によってステレオ撮影を行う。平板の並進速度 $U_x$ および $L$ ,  $D$ の測定は、平板側面の中心に設けたマーカの移動距離を画像解析することにより求める。平板回転数 $n$ の測定は、平板側面の中心線上に設けた2点のマーカを測定することにより求める。

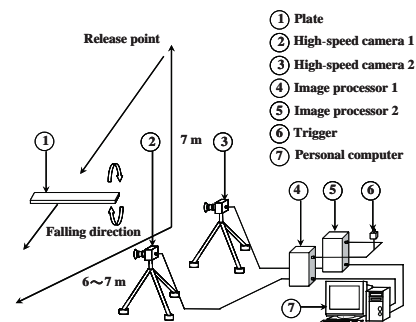


Fig. 1 Experimental apparatus in air.

## 2-2. 座標系

図3に、座標系を示す。水平かつタンプリング軸直角方向をx軸、鉛直方向をy軸、水平かつタンプリング軸平行方向をz軸とする。

3次元ステレオ撮影を行う際に、カメラの焦点は、予想される平板落下軌道近くに固定する。撮影領域は、終端状態が研究対象であるので、なるべく下方が望ましいが、地面効果の影響を避ける為、地表面近くは避ける。落下前、軌道付近に3次元位置決定の為の透明アクリル製立方体を設置し、キャリブレーションを実施する。

## 2-3. パラメータ

支配パラメータには形状パラメータと力学パラメータとがあるが、まず、形状パラメータを示す。形状パラメータは、縦横比 $\lambda$ とアスペクト比 $AR$ とする。定義を以下に示す。

$$\lambda \equiv \frac{d}{w}, \quad (1)$$

$$AR \equiv \frac{l}{w}. \quad (2)$$

支配パラメータの内、力学パラメータは、本現象を規定する為に、2つ必要である。慣例的に、この2つの力学パラメータは、慣性モーメント比 $I^*$ とレイノルズ数 $Re$ とすることが多い(例えばSmith<sup>(3)</sup>)。  $I^*$ と $Re$ の定義は、以下の通りである。

$$I^* \equiv \frac{32I}{\pi\rho_f w^4 l}, \quad (3)$$

$$Re \equiv \frac{U_\infty w}{\nu}. \quad (4)$$

ここに、 $I$ は平板慣性モーメントであり、

$$I \equiv \frac{\rho_s w d l (w^2 + d^2)}{12}. \quad (5)$$

$\rho_f$ は流体密度、 $\rho_s$ は平板素材密度、 $U_\infty$ は平板前進速度、 $\nu$ は動粘度、 $l$ は平板スパン長、 $d$ は平板厚さ、そして $w$ は平板幅である。

我々は、 $Re$ の代わりに、別のレイノルズ数 $Re(V)$ を考えることもできる。 $Re(V)$ の定義を、以下に与える。

$$Re(V) \equiv \frac{Vw}{\nu}. \quad (6)$$

ここに、 $V$ は理論終端速度 (Andersen et al.<sup>(4)</sup>より) ,

$$V \equiv \sqrt{2 \left( \frac{\rho_s}{\rho_f} - 1 \right) wg}, \quad (7)$$

である。 $g$ は重力加速度である。

また、以下の無次元量を考える。

$$C \equiv \frac{\sqrt{gw^3}}{\nu}. \quad (8)$$

$C$ は、力学的には(慣性力×重力)<sup>1/2</sup>の粘性力との比に対

応し、実験では支配パラメータを完全にコントロールすることを容易にする、そして、本実験を通して、 $C$ を一定値( $2.57 \times 10^4$ )と考え、他の力学パラメータの影響のみを考える。

2つの力学パラメータのうち1つには、 $I^*$ あるいは $Re(V)$ を選ぶ。なお、 $C$ と $I^*$ 、そして $Re(V)$ の関係は、以下に与えられる。

$$\frac{Re(V)}{C} = \sqrt{2 \left( \frac{3\pi}{8} \cdot \frac{I^*}{\lambda + \lambda^3} - 1 \right)}. \quad (9)$$

本論で考える従属パラメータは、終端状態での、平板のタンプリング回転数 $n$ と平板の空力特性(揚力 $L$ と抗力 $D$ )である。それらはそれぞれ、無次元回転数 $\Omega^*$ 、揚力係数 $C_L$ 、抗力係数 $C_D$ として、以下のように定義する。

$$\Omega^* \equiv \frac{\pi n w}{U_\infty}. \quad (10)$$

$$C_L \equiv \frac{L}{\frac{1}{2} \rho U_\infty^2 w l}. \quad (11)$$

$$C_D \equiv \frac{D}{\frac{1}{2} \rho U_\infty^2 w l}. \quad (12)$$

$\Omega^*$ は、定義式(10)からも分かる様に、終端平板速度比に該当する。以上の3つに加えて、重要な空力特性として、揚抗比 $C_L/C_D$ も考える。

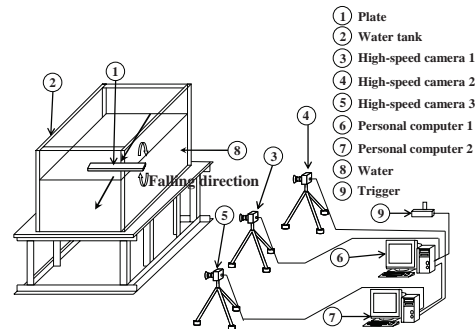


Fig. 2 Experimental apparatus in water.

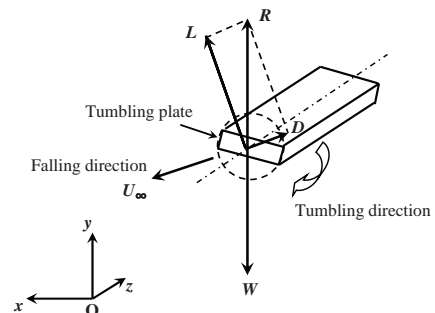


Fig. 3 Schematic diagram of the tumbling plate

and acting forces.

### 3. 結果と考察

#### 3-1. アスペクト比ARの影響

本研究では、 $AR = 2 - 20$ の範囲での $\Omega^*$ と $C_L, C_D, C_L/C_D$ への影響を調べる。図4に $I^* = 7.73$ と $24.4$ の条件下での $\Omega^*$ のARの影響を示す。 $Re(V) = 2.83 \times 10^3, 5.08 \times 10^3$ であり、結果として、 $Re = 2.0 \times 10^3 - 3.5 \times 10^3$ が検査対象となる。

図4より、 $I^* = 7.73, 24.4$ とも、データのばらつきはあるが、同じ傾向を示す。すなわち、ARが約10までは、ARの増加に伴い、 $\Omega^*$ が増加する。ARが約10以上であれば、 $\Omega^*$ はほぼ一定値を示し、ほとんどARの影響を受けない。また、 $\Omega^*$ への $I^*$ の影響が大きいことも分かる。AR  $\geq 10$ であれば、 $\Omega^*$ へのARへの影響は小さい、またこの傾向は $C_L, C_D, C_L/C_D$ でも見られた。よって、以降は、AR = 10の平板での結果のみを考える。

更に、図4には、他の研究者の結果も示している。ARの増加につれて $\Omega^*$ が増加する傾向こそ一致するが、Iversen<sup>(6)</sup>の経験公式ですら、定量的に満足できる精度は得られていないことが分かる。

#### 3-2. 慣性モーメント比I\*の影響

本研究では、 $10^0 - 10^2$ オーダーの $I^*$ を対象として、 $I^*$ が $\Omega^*, C_L, C_D, C_L/C_D$ へ与える影響を調べる。すなわち、図5には、 $I^* = 3.3 - 141$ の範囲で、 $I^*$ が $\Omega^*$ と $C_L, C_D, C_L/C_D$ へ与える影響を示す。なお、鎖線は図中に記す近似式に対応している。

図5より、データのばらつきはあるが、 $I^* \leq 50$ では、 $I^*$ が増加すれば $\Omega^*$ も増加することが分かる。 $I^* \geq 50$ では、 $\Omega^*$ は、 $I^*$ によらずほぼ一定値をとり、0.4-0.6間にばらつく。なお、参考のため、図中にIversen<sup>(6)</sup>の経験公式の値を示している。彼の結論とは異なり、 $I^* \approx 10$ では、 $I^*$ の $\Omega^*$ への影響もまだ大きい。更に、彼の経験式の値も、今回の結果とは、大きく異なる。

また、 $C_L, C_D, C_L/C_D$ についても、 $I^* \geq 50$ においてほぼ一定値を取る傾向が見られた。

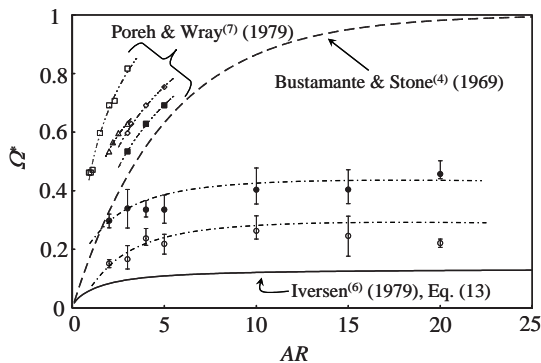


Fig. 4 Reduced rotating rate  $\Omega^*$  of a tumbling plate versus aspect ratio AR at depth-to-width ratio  $\lambda = 0.3, C = 3.86 \times 10^2$ .

○,  $I^* = 7.73, Re(V) = 2.83 \times 10^3 (Re = 1.97 \times 10^3 - 2.65 \times 10^3)$ ;

●,  $I^* = 24.4, Re(V) = 3.10 \times 10^3 (Re = 2.61 \times 10^3 - 3.45 \times 10^3)$ .

#### 3-3. レイノルズ数Re(V)の影響

前節で、我々は、2つの支配力学パラメータとして $I^*$ と $C$ を考え、 $C$ を一定とした条件下で、緒従属パラメータへの $I^*$ の影響を調べてきた。その結果、 $\Omega^*$ や $C_L, C_D$ は、 $I^*$ のごく簡単な経験式により、十分な近似を得られることが分かった。

一方、支配パラメータの選択には任意性があり、他の物理量を試みることは、意義がある。ここでは、 $I^*$ の代わりに、 $Re(V)$ を1つのパラメータに選択することを考える。ここで補足すると、本研究では、 $C$ を一定としているので、多少のばらつきはあるが、 $Re$ と $Re(V)$ の関係は、ほぼ一意に決まる(図6を参照)。

図7-10には、 $Re(V) = 1.79 \times 10^3 - 1.23 \times 10^4$ の範囲で、 $Re(V)$ が $\Omega^*$ と $C_L, C_D, C_L/C_D$ へ与える影響を、それぞれ示す。図7-9より、 $Re(V) \leq 7 \times 10^3$ で、 $Re(V)$ の増加につれて、 $\Omega^*, C_L, C_D$ は増加することが分かる。 $Re(V) \geq 7 \times 10^3$ では、 $\Omega^*, C_L, C_D$ とも、ほぼ一定値となる。ただし、データのばらつきに関しては、 $\Omega^*$ が顕著である。また、図10には、 $C_L/C_D$ への $Re(V)$ の影響を示すが、図8と図9の結果に対応し、 $Re(V)$ によらず、およそ $C_L/C_D \approx 1$ となる。

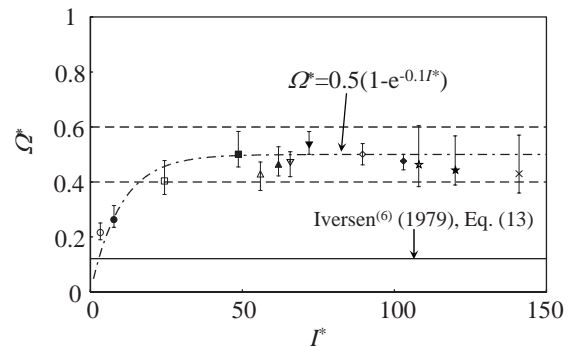


Fig. 5 Reduced rotating rate  $\Omega^*$  of a tumbling plate versus inertia-moment ratio  $I^*$ , for several values of Reynolds number  $Re$  at depth-to-width ratio  $\lambda = 0.3$ , aspect ratio  $AR = 10, C = 3.86 \times 10^2, Re = 1.77 \times 10^3 - 6.37 \times 10^3$ .

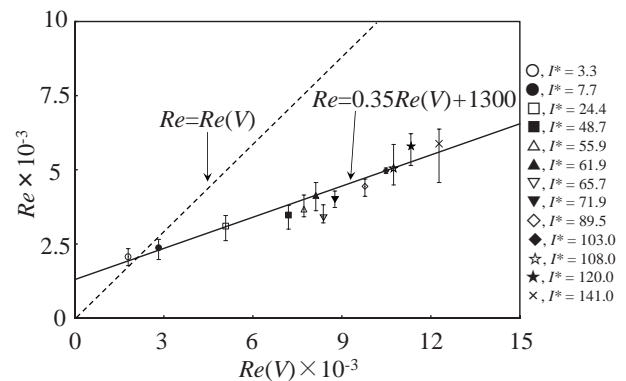


Fig. 6 Reynolds number  $Re$  versus Reynolds number  $Re(V)$  based on a theoretical descent velocity  $V$ , for several values of inertia-moment ratio  $I^*$  at depth-to-width ratio  $\lambda = 0.3$ , aspect ratio  $AR = 10, C = 3.86 \times 10^2$ .

なお、図7-9には、それぞれ、鎖線で、近似式を描いている。図5同様、近似式は、非常に単純であるにも関わらず、よい近似を与えていることが分かる。さらに、図7-9には、それぞれ点線で、 $I^*$ による近似式も描いている。図7では、鎖線の方が、近似がより良好に見える、図8と図9では、点線の方がより良好に見える。よって、この結果からは、 $\Omega^*$ の予測には $Re(V)$ の使用が、 $C_L$ と $C_D$ の予測には $I^*$ の使用が、より適していると思われる。

最後に、 $Re$ の代わりに $Re(V)$ を用いることにより喪失する情報を考える。 $Re$ と $Re(V)$ との関係は、概ね一意である(図6を参照)。また、 $Re(V)$ 効果を考えた時の、 $C_L$ と $C_D$ のデータのばらつきは小さい(図8と図9を参照)。一方、 $\Omega^*$ は、同じ $Re(V)$ に対してデータのばらつきが大きく(図7を参照)、情報喪失はもっとも顕著となる。図11には、 $Re$ に対する $\Omega^*$ を示す。結果は、図5中あるいは図7中の近似式(図中、点線で示す)と概ね一致する。しかし、各 $I^*$ に注目すると、データは、近似式の周りに、不規則に分布するのではなく、かなり規則的に、1つの曲線上に落ちる。すなわち、 $I^*$ が一定の条件下では、 $\Omega^*$ は $Re$ の増加につれて減少する。

結果から言うと、各 $I^*$ のデータが、同一曲線上に落ちる事実は、 $C_L$ が $\Omega^*$ に強く影響を受けていることを反映していると思われる。今、自由落下平板の力のつり合いを考えると、

$$L^2 + D^2 = (\rho_s w g)^2 \tag{13}$$

であるが、Magnus効果を想定し、

$$L \propto \rho_s U_\infty n w^2. \tag{14}$$

また、

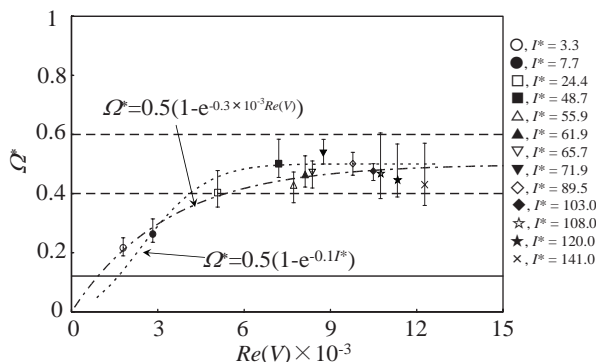


Fig. 7 Reduced rotating rate  $\Omega^*$  of a tumbling plate versus Reynolds number  $Re(V)$  based on a theoretical descent velocity  $V$ , for several values of inertia-moment ratio  $I^*$  at depth-to-width ratio  $\lambda = 0.3$ , aspect ratio  $AR = 10$ ,  $C = 3.86 \times 10^2$ .

$$D \propto \frac{1}{2} \rho_f U_\infty^2 w l. \tag{15}$$

(13)-(15)式より、適当な無次元化を経て、

$$\Omega^* = \sqrt{A \frac{I^{*2}}{Re^4} - B} \tag{16}$$

を得る。 $A, B$ を実験値より与えて、描写したものが図中の鎖線であり、それらと実験値はよい対応を示す。

もっとも、 $\Omega^*$ のばらつき、条件が終端状態であるにも関わらず、データがばらつくことを反映している。

Andersen et al.<sup>(4)</sup>は、終端状態は、初期条件の影響を強く受けると報告している。本実験は、彼らと比べ、 $I^*$ 、 $Re$ ともかなり大きいので、彼らの報告に対応するかどうかは断言できないが、先に述べた様に、示した全てのデータは、十分な終端状態にあることが確認できたもののみである。

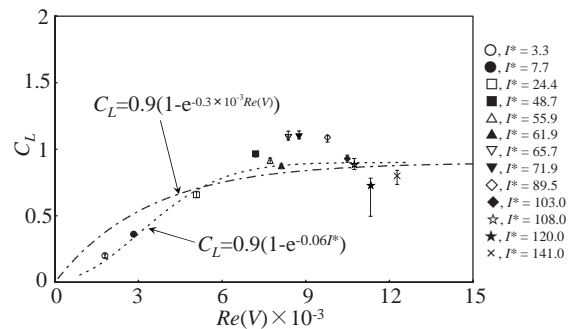


Fig. 8 Lift coefficient  $C_L$  versus Reynolds number  $Re(V)$  based on a theoretical descent velocity  $V$ , for several values of inertia-moment ratio  $I^*$  at depth-to-width ratio  $\lambda = 0.3$ , aspect ratio  $AR = 10$ ,  $C = 3.86 \times 10^2$ .

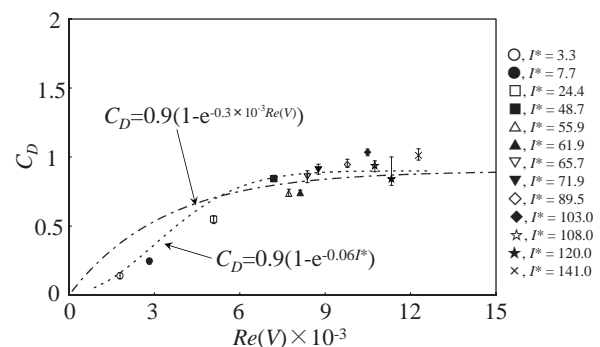


Fig. 9 Drag coefficient  $C_D$  versus Reynolds number  $Re(V)$  based on a theoretical descent velocity  $V$ , for several values of inertia-moment ratio  $I^*$  at depth-to-width ratio  $\lambda = 0.3$ , aspect ratio  $AR = 10$ ,  $C = 3.86 \times 10^2$ .

### 4. タンプリングの卓越周期

図12と13に、水中を自由落下タンプリングする $I^* = 2.5$ と0.75の平板の約3回転分の角速度変動の結果を、それぞれ示す。いずれの図も、縦軸は角速度 $\omega$ を平均角速度 $\omega_{ave.}$ で無次元化した値であり、横軸は時間 $t$ を回転数 $n$ で無次元化した値である。なお、本節の水中実験では、 $C = 8.86 \times 10^3$ である。

まず、図12では、 $180^\circ$ （半回転すなわち $m = 0.5$ ）の周期性が卓越する典型的なタンプリングを確認できる。すなわち、平板が3回転する間に、6回の明瞭な周期変動が現れる。しかし、図をよく見ると、 $180^\circ$ 周期の卓越成分の他に $360^\circ$ （一回転すなわち $m = 1$ ）周期の成分も見られる。

この $360^\circ$ の周期性は、図13では、更に顕著になる。他の実験からは、 $I^*$ が減少すると、たとえ $Re$ が大きくても、半回転で1変動の周期性（ $180^\circ$ の周期性）の他に、1回転で1変動の周期性（ $360^\circ$ の周期性）の卓越成分も顕著になることも観察した。図14には、図13と同条件下での平板の軌道と姿勢を共に示しているが、2つの卓越周期成分は、軌跡からも認められる。

Smith<sup>(3)</sup>はタンプリング回転の1周期が $180^\circ$ と述べており、その後の研究者の解釈も同一である。これはタンプリング平板が対称断面形状であることを考えると自然に思われる。しかし、図13に示す様に、1周期が $360^\circ$ の現象が卓越することもある（例えば、Andersen et al.<sup>(4)</sup>）。著者らは風洞実験においてもこのことを観察している。そこでは、 $Re$ が大きくても、 $I^*$ が小さければ、 $360^\circ$ 周期の現象が卓越しがちな傾向を示すので、カオスに見られる周期倍化との単純な同一視は難しいかもしれない。

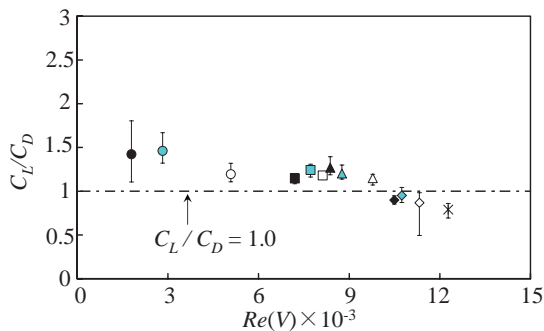


Fig. 10 Lift-to-drag ratio  $C_L/C_D$  versus Reynolds number  $Re(V)$  based on a theoretical descent velocity  $V$ , for several values of inertia-moment ratio  $I^*$  at depth-to-width ratio  $\lambda = 0.3$ , aspect ratio  $AR = 10$ ,  $C = 3.86 \times 10^2$ .

### 5. おわりに

空气中でタンプリング平板の自由落下実験を行った。実験条件は、 $\lambda = 0.3$ ,  $AR = 2 - 20$ ,  $I^* = 3.3 - 141$ である。実験を通して $C = 3.86 \times 10^2$ と一定にして、他の支配パラメータの純粋な影響を調べた。結果を以下にまとめる。

- (1)  $AR \geq 10$ であれば、 $\Omega^*$ ,  $C_L$ ,  $C_D$ ,  $C_L/C_D$ への $AR$ の影響は小さい。
- (2)  $I^* \geq 50$ 以上であれば、 $\Omega^*$ ,  $C_L$ ,  $C_D$ ,  $C_L/C_D$ への $I$ の影響は小さい。
- (3)  $Re(V) \geq 7 \times 10^3$ であれば、 $\Omega^*$ ,  $C_L$ ,  $C_D$ ,  $C_L/C_D$ への $Re(V)$ の影響は小さい。
- (4)  $\Omega^*$ ,  $C_L$ ,  $C_D$ ,  $C_L/C_D$ の経験式を提案した。
- (5)  $Re$ の代わりに $Re(V)$ を考えることにより喪失する情報については、 $L$ がMagnus効果にほぼ支配されると見なし、説明できることを示した。

以上の結果は、実験では、2つの支配力学パラメータは完全にコントロールされており、今回調べたパラメータ範囲内では、得られた結論の信頼性は高い。一方で、 $C$ の影響を明らかにするなど、試験範囲を広げることにより、過去の研究結果との整合性や、より広いパラメータ範囲での精度の高いタンプリング予測などが期待できよう。

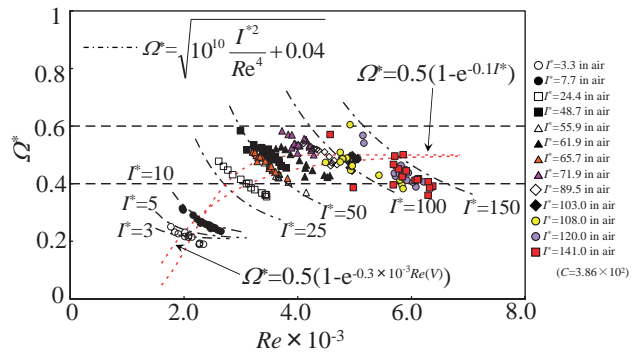


Fig. 11 Reduced rotating rate  $\Omega^*$  of a tumbling plate versus Reynolds number  $Re$ , for several values of inertia-moment ratio  $I^*$  at depth-to-width ratio  $\lambda = 0.3$ , aspect ratio  $AR = 10$ .

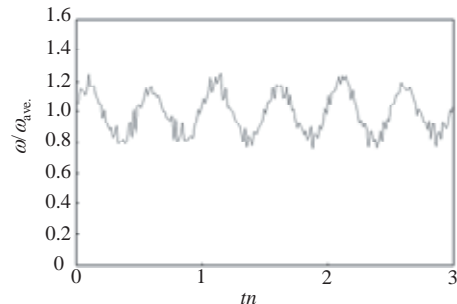


Fig. 12 Dimensionless angular velocity  $\omega/\omega_{ave.}$  of rectangular plate versus reduced time  $m$  for inertia-moment ratio  $I^* = 2.5$ ,  $Re(V) = 3.54 \times 10^4$  ( $Re = 1.4 \times 10^3 - 1.6 \times 10^3$ ), at depth-to-width ratio  $l = 0.3$ , aspect ratio  $AR = 10$ .



## 参考文献

- 1) H. J. Lugt, Autorotation, *Annual Review of Fluid Mechanics*, 15, 1983, pp.123 – 147.
- 2) T. Yoshinaga and A. Tate, Autorotation of slender bodies, *Transactions of Japanese Society for Aeronautical and Space Sciences*, 33, 1985, pp. 367–373 (in Japanese).
- 3) E. H. Smith, Autorotating wings, an experimental investigation, *J. Fluid Mech.*, 50, 1971, pp.513 – 534.
- 4) Andersen, U. Pesavento and Z. J. Wang, Unsteady aerodynamics of fluttering and tumbling plates, *J. Fluid Mech.*, 541, 2005, pp. 65 – 90.
- 5) J. D. Iversen, Autorotating flat-plate wings, the effect of the moment of inertia, geometry and Reynolds number, *J. Fluid Mech.*, 92, 1979, pp.327 – 348.

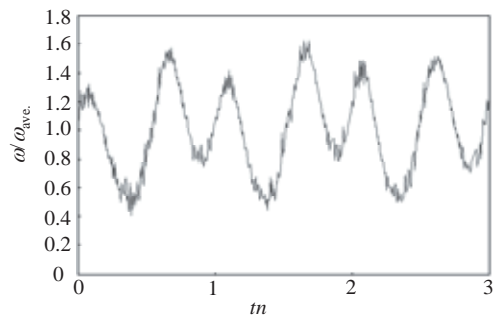


Fig. 13 Dimensionless angular velocity  $\omega/\omega_{ave}$  of rectangular plate versus reduced time  $t$  for inertia-moment ratio  $I^* = 0.75$ ,  $Re(V) = 1.63 \times 10^4$  ( $Re = 7.1 \times 10^3 - 7.7 \times 10^3$ ), at depth-to-width ratio  $l = 0.3$ , aspect ratio  $AR = 10$ .

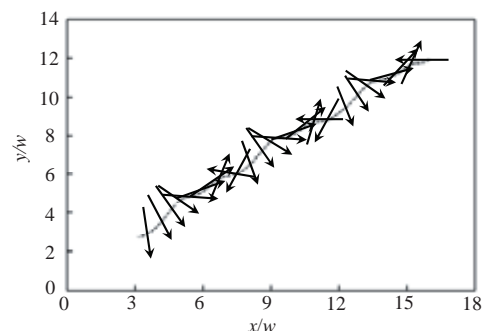


Fig. 14 Locus of a falling plate ( $l = 0.3$ ,  $AR = 10$ ,  $I^* = 0.75$ ,  $Re(V) = 1.63 \times 10^4$ , ( $Re = 7.1 \times 10^3 - 7.7 \times 10^3$ )).

# 円形ヘリウムガス噴流に生じるサイドジェット

村松 巨典<sup>1)</sup>, Mirko Gamba<sup>2)</sup>, Noel T. Clemens<sup>3)</sup>

1) 日本大学理工学部, 2) テキサス大学大学院, 3) テキサス大学工学部

## Side Jets Generated at the Near Field of Round Helium Gas Jets

by

Akinori MURAMATSU, Mirko GAMBA, and Noel T. CLEMENS

### ABSTRACT

Side jets, which are radial ejections of jet fluid, are formed in the near field of low-density jets, such as helium gas and hot air jets. Side jets enhance the mixing of fluids between the jet and the ambient fluid in the vicinity of the nozzle exit. It is essential to understand the formation mechanism of side jets in order to take advantage of side jets and control the enhanced mixing of a jet. Side jets in round helium gas jets were investigated using planar laser Mie scattering (PLMS) imaging, particle image velocimetry (PIV) and hot-film anemometry. It was found that the number and ejection directions of the side jets vary with Reynolds number. Regions of large curvature at the contour of the jet column become the initiation points of the side jets. The velocity in the potential core fluctuates periodically. The movement of the high-speed fluid lump in the jet column is related to the formation of side jets. The side jet is not ejected uniformly; rather, it is discharged strongly in the braid region. The power spectra of the centerline velocity fluctuation show a complex system of subharmonic and superharmonic of a fundamental component.

### 1. はじめに

ヘリウムガスや加熱した空気を大気中に噴出した場合のように、噴出気体の密度が周囲気体の密度より小さい噴流の発達過程においてサイドジェット<sup>1)~7)</sup>と呼ばれる、噴流の主流方向とは異なる方向への噴流流体の噴出現象が生じる。サイドジェットが形成されると、噴出気体はノズル出口近傍から周囲気体と混合する。サイドジェットが形成される条件や形成過程を知ることは、噴流による混合制御の観点からも重要である。

サイドジェットが生じるための条件は理論、実験および数値計算により検討されていて、最も重要なパラメータは噴出気体と周囲気体の密度比<sup>1)~4)</sup>である。その臨界値は 0.6~0.7 の値が示されている。他に影響する因子は、ノズル出口で形成される噴流のせん断層が持つ運動量であり、噴出速度の大きさやその速度分布形状<sup>7)</sup>が関係する。Kyle ら<sup>4)</sup>は、噴出レイノルズ数は主要なパラメータではないとして、運動量厚さとノズルの出口直径の比の無次元数をパラメータとして提案している。しかし、低レイノルズ数領域での研究が無く、噴出レイノルズ数の依存性は良く分かっていない。

また、サイドジェットは噴流カラムの自励振動が原因となって形成されると説明されている<sup>1)~4)</sup>。サイドジェットの具体的な形成メカニズムについても、いくつかの提案が示されている。Monkewitz ら<sup>1)</sup>は、噴流カラムのせん断層で形成される渦輪の変形がサイドジェット形成のための重要な要因であるとした。その後、Brancher ら<sup>5)</sup>は直接数値シミュレーションの結果に基づき、渦輪の変形は重要ではなく、ブレード領域内で形成される縦渦対によってサイドジェットが形成されるメカニズムを提案している。また、圧力勾配下での密度勾配によって生じる baroclinic torque による過度の生成が、サイドジェットの形成のために作用しているとも考えられている<sup>6)</sup>。しかしながら、これらの研究にもかかわらず、サイドジェットの形成メカニズムの詳細は未だにわかっていない。

本報告では、静止空気中に円形ノズルよりヘリウムガスを噴出したヘリウムガス噴流に生じるサイドジェットの性質や形成メカニズムを実験的に調べた。ヘリウムガスの空気に対する密度比は 0.138 で、密度比の臨界値(例えば 0.7<sup>3)</sup>)より十分に小さい。最初に、噴出レイノルズ数を変化させた場合のサイドジェットの形成への影響を調べるために、レーザーシート光によるミー散乱 (PLMS) によって噴流の中心軸上

断面を可視化した。その結果、密度比が臨界値より小さくても、噴出レイノルズ数がある値以上にならないとサイドジェットは形成されないことが示される。サイドジェットが形成される下限の噴出レイノルズ数の場合には、噴流の渦構造の周期的な変化も遅く、形成されたサイドジェットは数秒間持続するので、サイドジェットの構造を観察するには都合が良い。次に、このような場合について、PLMS により可視化された噴流断面の画像を高速度カメラで記録した。また、PIV により噴流の速度分布を、熱膜流速計を使用して噴流の速度の時間変化を測定した。これらの可視化および測定結果に基づいて、サイドジェットの形成過程について考察する。

### 2. 実験装置および方法

テキサス大学で、クロス・フロー中での乱流噴流火炎の研究に使われている実験装置<sup>8)</sup>を使用した。ノズルは出口直径  $D_0 = 6.35$  mm (1/4 インチ)、縮流比 144 の円形ノズルであり、ノズル出口での速度分布はトップハット形となる。ノズルは風洞測定部の底面にノズル出口面を一致させて取り付けられている。

噴出気体にはヘリウムガスを使用し、ノズルから風洞の測定部内の静止空気中(すなわち、クロス・フローの速度は 0 m/s である)に鉛直上方へ噴出した。噴出速度  $U_0$  は、 $Re = U_0 D_0 / \nu_0$  で定義される噴出レイノルズ数が 300~2500 となる 5.6 ~ 47.6 m/s である。ここで、 $Re$  が 300~1500 の範囲では  $Re$  を 100 ずつ変え、 $Re$  が 1500~2500 では 500 ずつ変えた。なお、 $\nu_0$  はヘリウムガスの動粘性係数である。

ヘリウムガスに散乱粒子として TSI 社の Six Jet Atomizer (Model 9306) によって微粒化したオリーブオイルを混入し、ダブルパル Nd:YAG レーザ (Spectra-Physics, PIV-400) を光源とする厚さ約 0.6 mm のシート光により可視化した。可視化された画像はデジタルカメラ (Kodak, Megaplug ES1.0) により記録した。さらに、高速度で可視化画像を記録するために、Q スイッチ・ダイオードレーザー励起パルス Nd:YAG レーザ (Coherent, Corona) と高速度デジタルビデオカメラ (Photron, Fastcam-ultima APX) を使用した。

PIV による測定では、噴流の周囲空気中にも散乱粒子が必要となるため、あらかじめフォグマシン (Rosco, Model 1600) で発生した微粒子を風洞内に一様に分布させてから、Six Jet Atomizer により微粒化したオリーブオイルを混入したヘリウムガスを噴出した。レーザー光源にはダブルパルス

Nd:YAG レーザ (Spectra-Physics, PIV-400) を 10Hz で動作させて使用し、デジタルカメラ (Kodak, Megaplug ES1.0) で画像を記録した。このときの 2 画像間の時間間隔は  $15 \mu\text{s}$  とした。画像から速度ベクトルなどを求める処理には、LaVision 社のソフトウェア DAVIS 7.2 を利用した。このとき、 $16 \times 16$  ピクセルの検査領域をとり、オーバーラップは 50% とした。誤速度ベクトルを除去するために、メディアンフィルタと内挿スキームを使用した。

最後に、直径  $50 \mu\text{m}$  の円柱状の熱膜プローブ (TSI, Model 1210) を定温度型熱線風速計 (TSI, Model 1054B, 1052-2) に接続して、噴流中心軸上での速度の瞬時値の時系列データを得た。定温度型熱線風速計の出力は、12bit の A/D コンバータを介してソフトウェア LabVIEW を利用して、サンプリング周波数 20kHz で 100,000 点ずつ収録した。速度変動のパワースペクトルはソフトウェア MATLAB を利用して求めた。

### 3. 実験結果および考察

#### 3. 1 サイドジェットのリノルズ数による変化

噴流レイノルズ数  $Re$  を変えて、噴流中心軸上の流れ方向の断面を PLMS により可視化した写真を、図 1 に示す。図 1 の写真の下端はノズルの出口面と一致させている。 $Re$  が 300 では、噴流カラムのせん断層でのロールアップは生じず渦輪の形成は見られない。 $Re$  が 400 では、渦輪の形成は見られるがサイドジェット (噴流流体の噴流カラムからの噴出) は生じない。 $Re$  が 500 以上になると、図 1 の中に赤い矢印で示したサイドジェットが観察される。 $Re$  が 500 では、噴流の分岐現象のような主流とは別の斜め上方へのヘリウムガスの噴出 (サイドジェット) が観察される。 $Re$  が 600 を越えると (例えば、図 1 に示された  $Re=800$  の場合)、斜め上方向だけでなく、主流に直行する方向への噴出も見られるようになる。 $Re$  が 1000 以上になると、主流に直行する方向への噴出が増え、サイドジェットの発生頻度も大きくなるので、噴流はノズル出口近傍から大きく広がる。また、 $Re$  が増加すると渦輪間の間隔が短くなるので、サイドジェットはよりノズル近くから生じるようになる。

#### 3. 2 サイドジェットの構造

$Re$  が 800 以下の斜め上方へ噴出するサイドジェットを 1 分ほど観察すると、サイドジェットが形成される周方向の位置はランダムに変化するが、ノズルからの高さはほとんど変化していないことがわかる。また、形成されたサイドジェットは少なくとも数秒間は持続するので、サイドジェットの形成過程や構造を観察するには都合が良い。

図 2 に、サイドジェットが形成される下限である  $Re$  が 500 のヘリウムガス噴流について、噴流中心軸上の流れ方向の断面の可視化写真を  $0.5 \text{ ms}$  の間隔で示す。サイドジェットは渦輪の移動と関連して形成されているように見える。例えば、図 2 の右側のサイドジェットの噴出位置は上流から三つ目の渦輪であり、渦輪の流下とともに渦輪の上部から下部に移動し、上流から流下した次の渦輪に繋がっていき、図 2 では、サイドジェットの基部が渦輪の流下とともに次の渦輪へ繋がって変わる 1 周期分を示している。この過程を繰り返して、サイドジェットは維持される。この間、サイドジェットの噴出位置はほとんど変わらない。渦輪の上部から渦輪の中心 (図 2 の 1, 2 および 6) まではサイドジェットの噴出が弱く、渦輪の下部のブレード領域 (図 2 の 3, 4 および 5) で噴出が強く強まっているように見える。サイドジェットの噴出速度は主流に比べ遅く、周期的に変化している。図 2 の写真には写っていないが、このサイドジェットはその末端では浮

力により漂うようになり、噴流の主流にエンタインメントにより引き込まれている。

図 3 は噴流の流れ方向に直交する断面の可視化写真であり、 $0.34 \text{ ms}$  間隔で示した。渦輪の移動に伴って噴流カラムの断面の大きさは周期的に大きく変化する<sup>9)</sup>。図 3 では、この断面の大きさが変化する 1 周期分を示している。最も断面が大きくなった場合と小さくなった場合での断面積の比は、図 3 (b) の  $x=6 \text{ mm}$  の位置では約 2 となり、後述する速度の測定結果でもわかるように強い速度変動が誘起されている。

図 3 の  $x=3, 6 \text{ mm}$  では噴流カラムの輪郭はほぼ円形を保っているが、 $x=9 \text{ mm}$  になると軸対称性が崩れ、オレンジ色の矢印で示されるように噴流カラムの輪郭に曲率が大きくなる場所が現れる。 $x=12 \text{ mm}$  では、その曲率の大きな場所がサイドジェットの基部と見られる突起状の形状になる。 $x=15, 18$  および  $21 \text{ mm}$  では、3 方向にサイドジェットが形成されていることが明確に分かる。このとき、図 2 と同様に、サイドジェットの基部は渦輪が通過する (例えば、図 3 (e) の 3, 4) ときに細く、渦輪が周囲にないブレード領域が通過する (例えば、図 3 (e) の 6, 7) ときに太くなる。ここで、図 3 において渦輪を緑色の矢印で、ブレード領域を水色の矢印で表示している。後述する PIV の測定結果で示されるように、サイドジェットが太い場合にその速度が大きく、噴流カラムがブレード領域のときにサイドジェットは強く噴出されることになる。この実験結果は、Brancher ら<sup>5)</sup> が示したブレード領域での縦渦対によってサイドジェットが形成されるとした計算結果を裏付けるものと考えられる。また、図 3 (e) の 4, (f) の 4 および (g) の 4, 5 で見られるように、ブレード領域から流出した流体が変形した渦輪の上部を通過して噴流カラムの外側へ流出している。

図 4 に PIV により測定された速度場を示す。図中の矢印が速度ベクトルを示し、速度の大きさを色分けして表示している。赤色が高速な領域を示す。図 4 では明確に右上部に形成された一つのサイドジェットを捕らえている。図 4 (a) と (b) はそれぞれサイドジェットの噴出が弱くなった場合と強くなった場合を示している。両者の時間間隔は  $0.3 \text{ s}$  であり、同一のサイドジェットである。サイドジェットの速度は  $6 \text{ m/s}$  未満であり、最大値で噴出速度  $U_0$  の 60% 程度の大きさである。

図 5 は、図 4 と同じ場合の渦度場と噴流の中心軸上での速度分布を示した図である。正の渦度を赤で、負の渦度を青で表している。図 5 の渦度分布により、渦輪の位置が明確にわかる。図 4 と 5 から、渦輪の移動と共に噴流カラム内を高速な流体塊が通過していく様子が分かる。図 4 (a)、図 5 (a) に示されるサイドジェットの基部が渦輪の位置にあるときに、図 2, 3 の可視化画像をもとにした考察と同じく、サイドジェットの基部は細く途切れそうになり、その噴出速度は低速になっている。このとき、渦輪のサイドジェットが生じている側では渦輪の構造は多少崩壊している。図 4 (b)、図 5 (b) に示されるように、高速な流体塊がサイドジェットの基部を通過する直前、すなわち、次の渦輪がサイドジェットの基部に到達する直前に、サイドジェットは強く噴出されている。このとき、サイドジェットの基部は渦輪と渦輪の間のブレード領域にある。噴流カラム内の高速な流体塊の周期的な移動、すなわち渦輪の移動がサイドジェットの形成と深く関わっているように考えられる。

図 4 で見られた周期的な高速な流体塊の移動は、噴流カラム内で非常に大きな周期的な速度変動を生じていることを示している。熱膜流速計により測定された噴流の中心軸上での速度の時間変化を図 6 に示す。 $x/D_0=2.5$  ぐらいまで、時間

平均速度は噴出速度の値を維持しているの、ここで示した測定値は全てポテンシャルコア内であり、ヘリウムガスの周囲空気との混合は無いと考えて、ガス濃度による補正は行っていない。速度の時間変化は音のうなりに似た波形をしている。図4に示した  $x/D_0 = 0.5, 1.0, 2.0$  および  $2.5$  における乱れ度は、それぞれ  $7.0, 13.3, 20.0$  および  $15.0\%$  であり、非常に大きな値を持っている。図6(c)に示した  $x/D_0 = 2.0$  で速度変動の値はピークとなり、サイドジェットが形成され始める位置とほぼ一致している。

図7は図6(a), (c)で示した変動速度のパワースペクトルである。サイドジェットが形成される噴流のスペクトルは多数のピークを持つ。最大ピークの周波数  $f$  は約  $410\text{Hz}$  であり、噴流のせん断層の初期不安定の周波数である。無次元周波数  $St = f \cdot D_0 / U_0 = 0.27$  の値は別の実験<sup>9)</sup>による  $St$  の値ともほぼ一致している。スペクトルには基本周波数  $f$  の  $f/2$  のサブハーモニックと  $2f, 3f$  などのスーパーハーモニックの成分が含まれている。

4. まとめ

ヘリウムガス噴流に形成されるサイドジェットについて、流れの可視化と速度の測定を行った。

(1) サイドジェットと噴出レイノルズ数の関係について調べた結果、サイドジェットが形成される下限のレイノルズ数があり、サイドジェットの噴出方向や頻度は噴出レイノルズ数とともに変化することがわかった。サイドジェットは、レイノルズ数が低いときには斜め上方への噴出し、レイノルズ数が大きくなると噴流の主流に直交する方向への噴出となる。サイドジェットの噴出頻度はレイノルズ数が大きくなるとともに増加する。

(2) サイドジェットが形成される下限の噴出レイノルズ数の噴流のサイドジェットについて調べた結果、以下のようなことがわかった。ポテンシャルコア内に生じる比較的強い周期的な速度変動に関連して、渦輪が変形し、曲率が大きくなった点から噴流外側への噴流流体の流出が起こり、これがサイドジェットとなる。サイドジェットの噴出は一様ではな

く、渦輪の移動とともに、すなわち、噴流カラム内の高速な流体塊の移動とともに周期的に変化する。サイドジェットはブレード領域で強く、渦輪領域のときに弱まるが、サイドジェットの基部は流下してくる渦輪を次々と繋ぎ変りながら、形成されたサイドジェットは維持される。このときのパワースペクトルは多数のピークを持ち、それは基本周波数とそのサブハーモニックや高調波によって構成されている。

参考文献

- 1) Monkewitz, P. A., Lehmann, B., Barsikow, B. and Bechert, D. W.: The spreading of self-excited hot jets by side jets, Phys. Fluids A, Vol.1, pp.446-448, (1989).
- 2) Sreenivasan, K. R., Raghu, S. and Kyle, D.: Absolute instability in variable density round jets, Exps Fluids, Vol. 7, pp. 309-317, (1989).
- 3) Monkewitz, P. A., Bechert, D.W., Barsikow, B. and Lehmann, B.: Self-excited oscillations and mixing in a heated round jet, J. Fluid Mech., Vol.213, pp.619-639, (1990).
- 4) Kyle, D. M. and Sreenivasan, K. R.: The instability and breakdown of a round variable-density jet, J. Fluid Mech., Vol.249, pp.619-664, (1993).
- 5) Brancher, P., Chomaz, J. M. and Huerre, P.: Direct numerical simulation of round jets: Vortex induction and side jets, Phys. Fluids, Vol.6, pp.1768-1774, (1994).
- 6) Chassaing, P., Antonia, R. A., Anselmet, F., Joly, L. and Sarkar, S.: Variable density fluid turbulence, Kluwer academic publisher, (2002).
- 7) Ravier, S., Abid, M., Amielh, M., and Anselmet, F.: Direct numerical simulations of variable-density plane jets, J. Fluid Mech., Vol.546, pp.153-191, (2006).
- 8) Gamba, M., Clemens, N. T., and Ezekoye, O. A.: Strongly-forced turbulent non-premixed jet flames in cross-flow, AIAA2007-1418, (2007).
- 9) Muramatsu, A.: Potential core of round gas jets with different densities from the surroundings, Jets, Wake and Separated Flows, Mie Univ. Press, pp.419-424, (2005).

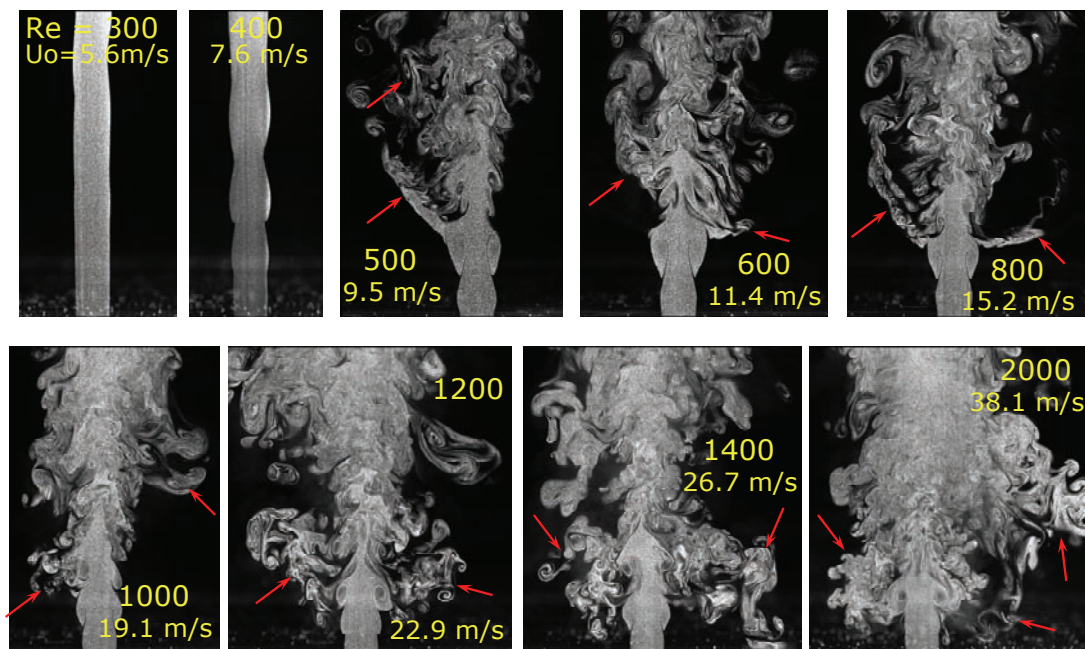


図1 様々なレイノルズ数でのヘリウムガス噴流中心軸上断面の PLMS 画像

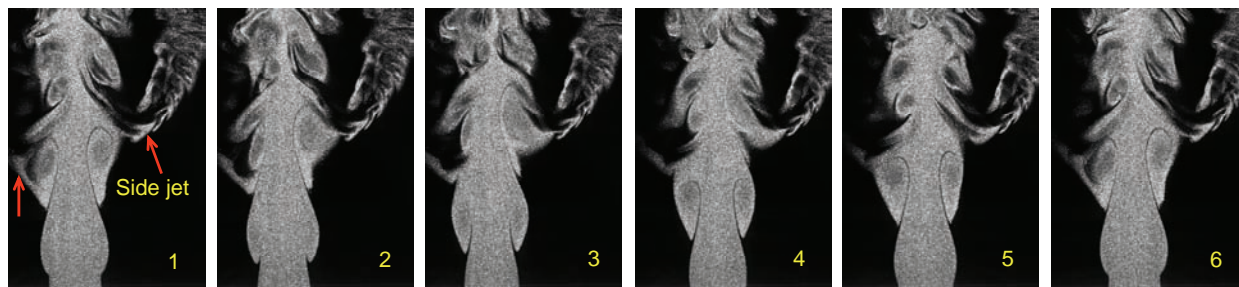


図2 ヘリウムガス噴流中心軸上断面の PLMS の連続画像 ( $Re = 500$ )

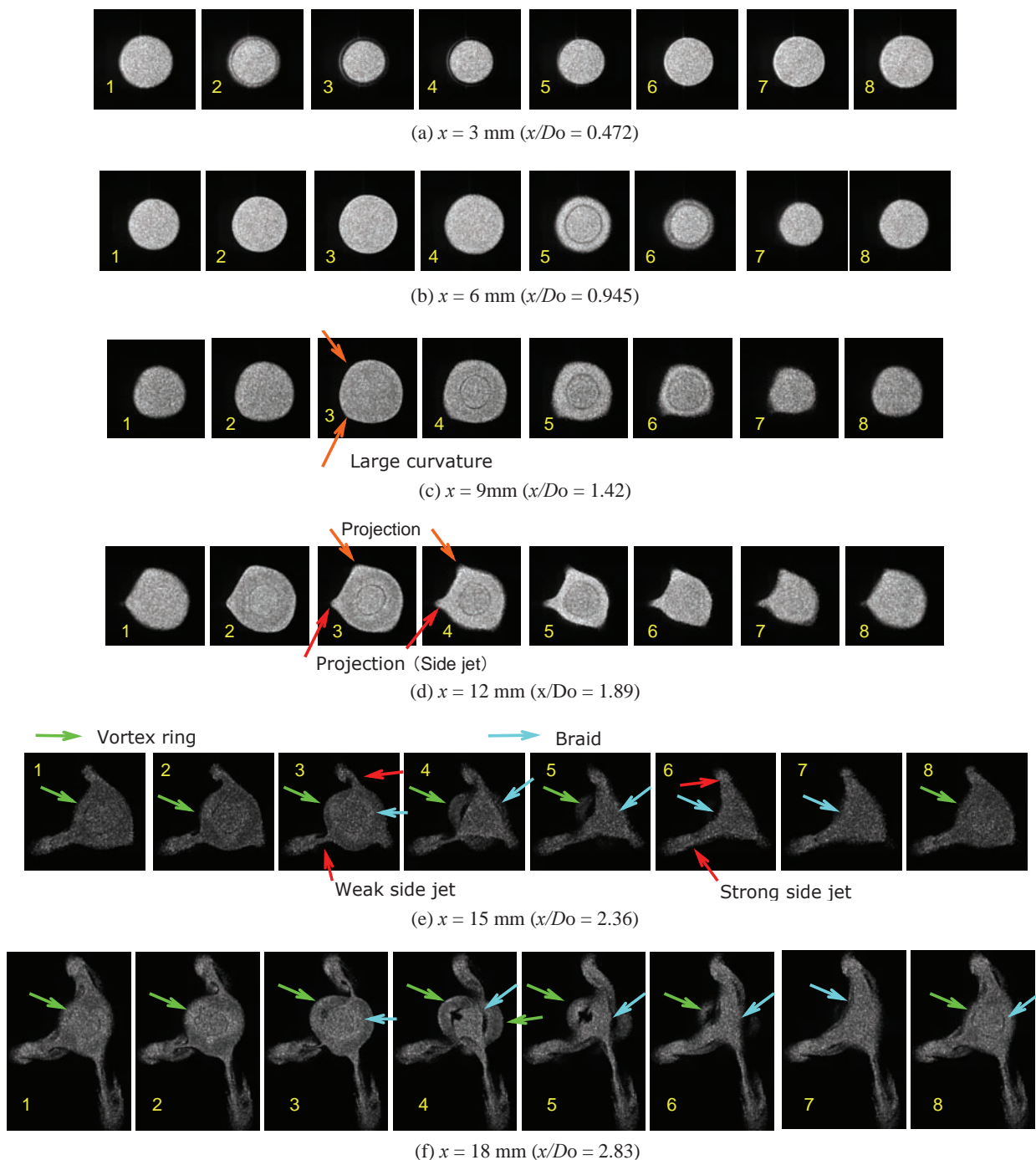
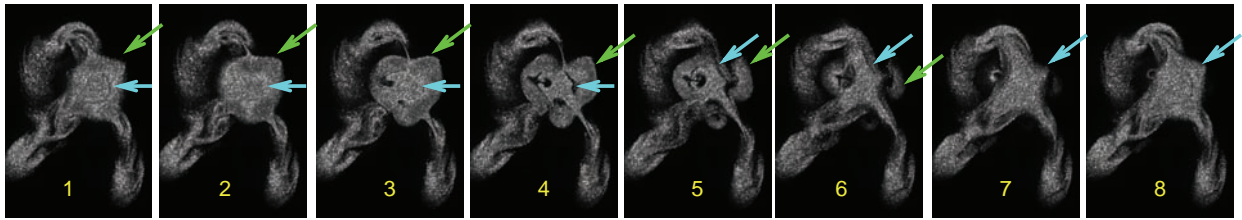
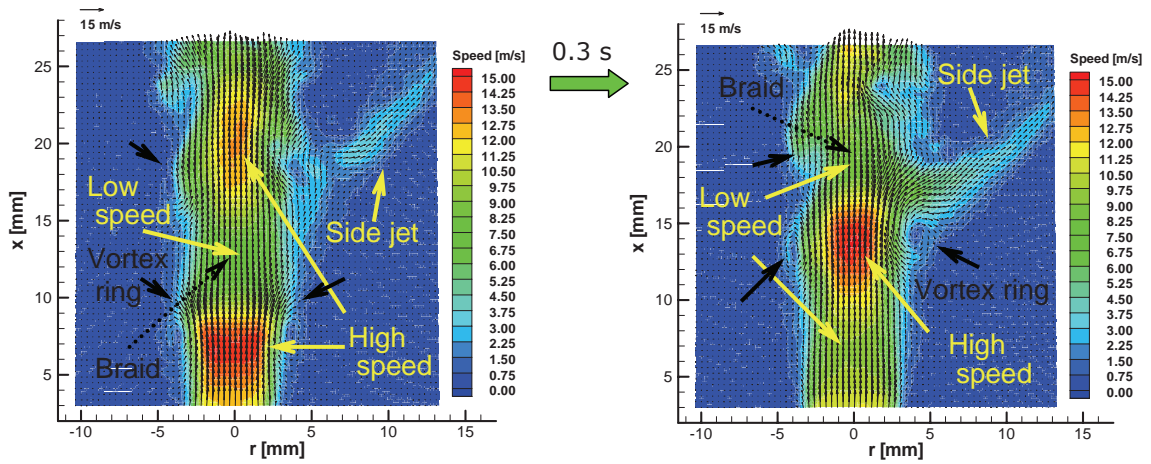


図3 ヘリウムガス噴流の主流に直交する断面の PLMS の連続画像 ( $Re = 500$ )



(g)  $x = 21 \text{ mm}$  ( $x/Do = 3.31$ )

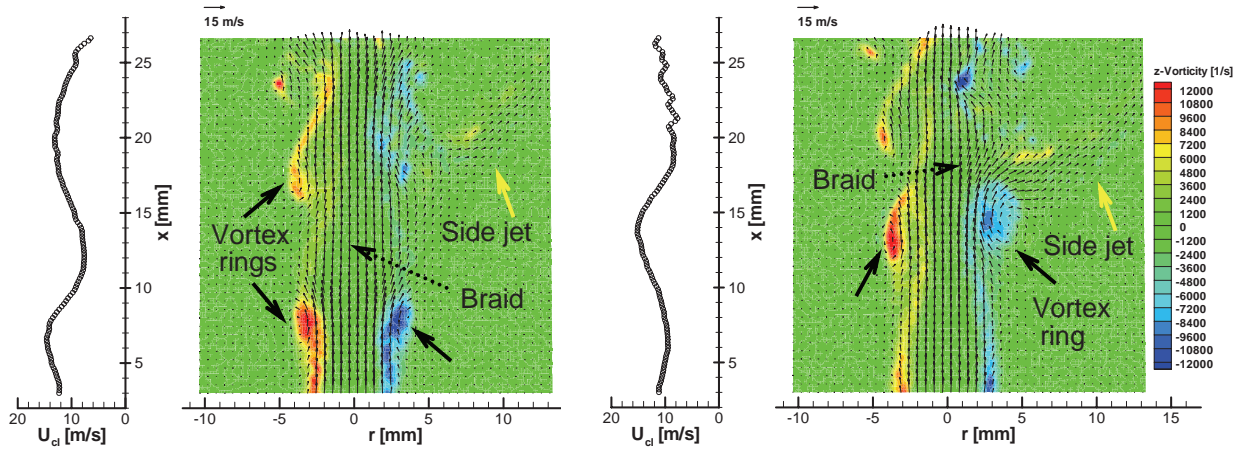
図3 (続き) ヘリウムガス噴流の主流に直交する断面の PLMS の連続画像 ( $Re = 500$ )



(a) 弱いサイドジェット

(b) 強いサイドジェット

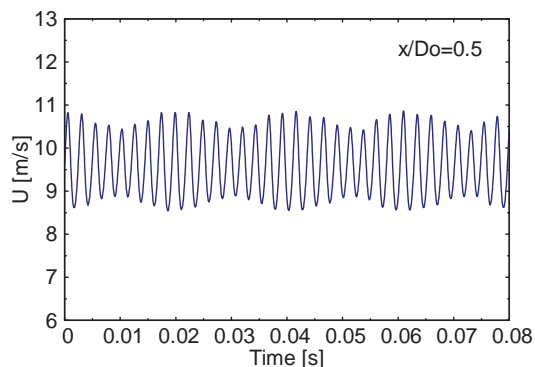
図4 PIVにより測定されたヘリウムガス噴流の速度場 ( $Re = 500$ )



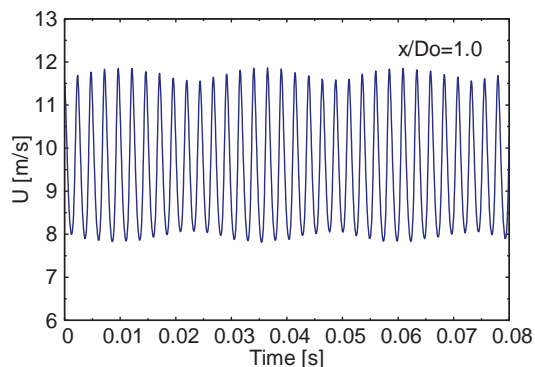
(a) 弱いサイドジェット

(b) 強いサイドジェット

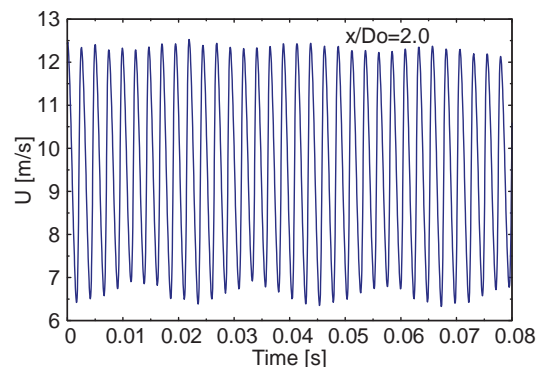
図5 PIVにより測定されたヘリウムガス噴流の渦度場と中心軸上の速度 ( $Re = 500$ )



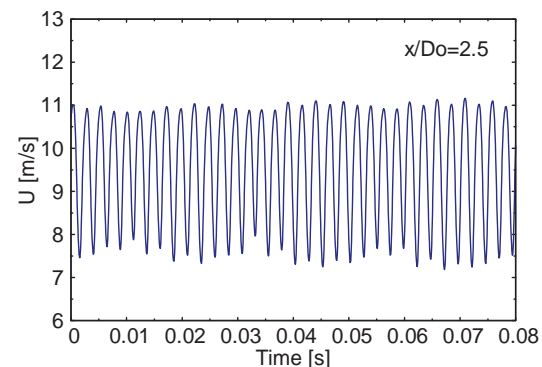
(a)  $x/Do = 0.5$  での主流方向速度



(b)  $x/Do = 1.0$  での主流方向速度

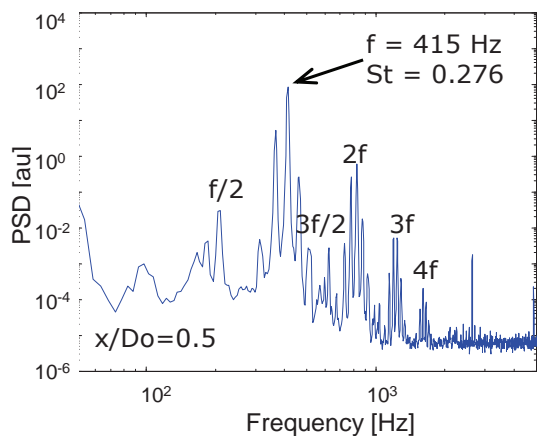


(c)  $x/Do = 2.0$  での主流方向速度

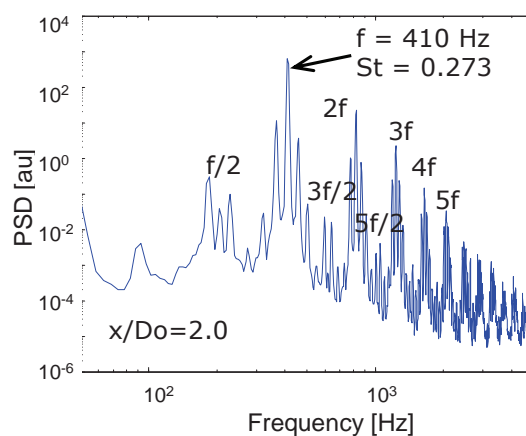


(d)  $x/Do = 2.5$  での主流方向速度

図6 熱膜流速計により測定されたヘリウムガス噴流中心軸上での速度の時間変化 ( $Re = 500$ )



(a)  $x/Do = 0.5$



(b)  $x/Do = 2.0$

図7 熱膜流速計により測定されたヘリウムガス噴流中心軸上での速度変動のパワースペクトル ( $Re = 500$ )

# 低レイノルズ数での空力特性に及ぼす翼型形状の効果

紀平光彦, 古賀光泰, 舟木治郎, 平田勝哉

同志社大学, 理工学部

## The Effects of Airfoil Shapes on Aerodynamic Characteristics at Low Reynolds Numbers

by

Mitsuhiro Kihira, Mitsuhiro Koga, Jiro Funaki and Katsuya Hirata

### ABSTRACT

Aerodynamic characteristics of airfoils have been researched in higher Reynolds-number ranges more than  $10^6$ , in a historic context closely related with airplanes' developments in the last century. So, in the present study, we investigate such basic airfoils as a NACA0015, a flat plate and the flat plates with modified fore- or after-faces in a Reynolds-number range of  $10^2$ - $10^5$ , using two- and three-dimensional computations together with wind-tunnel and water-tank experiments.

### 1. はじめに

翼の空力特性の研究は、航空機の発達と関係が深い。実際、現在までの報告の多くは、航空機の高速度化や大型化に伴い高いレイノルズ数領域、すなわち、レイノルズ数 $Re$  (代表長さは翼弦長 $c$ ) は  $10^6$  以上のものが多く見られる (Jacobs & Sherman<sup>(1)</sup>, Abbott & Doenhoff<sup>(2)</sup>, Riegels<sup>(3)</sup>, Eppler<sup>(4)</sup>)。例えば、Abbott & Doenhoff<sup>(2)</sup>は、この高 $Re$ でのNACA翼の空力特性を多数示している。

一方、低レイノルズ数領域( $Re < 10^6$ )における翼の空力特性の把握は、人力飛行機や昆虫／鳥の飛行システムの解明、小型風力／水力発電機や、マイクロマシーンの開発などにおいて重要である。低 $Re$ での翼の空力特性については、Sunada et al.<sup>(5)</sup>が、 $Re = 4 \times 10^3$ におけるNACA4字系列の翼や平板翼、その他、様々な翼について実験を行っている。他にもいくつかの研究が、現在まで報告されている<sup>(6)-(11)</sup>。

しかし、低いレイノルズ数領域での翼型の空力特性は、層流－乱流遷移などの為にレイノルズ数効果が大きいことや、実験における技術的困難さの為に、十分に理解できていない。そこで、本研究では、 $1.0 \times 10^2 \leq Re \leq 1.0 \times 10^5$ における一様流中に置かれた基本的翼型 (NACA0015 と平板翼) について、二次元／三次元数値解析と風洞／水槽実験により、代表的翼特性である $C_{Dmin}$ の $Re$ 依存性を確認する。さらに、 $Re = 4.0 \times 10^3$ と $1.0 \times 10^2$ で、さまざまな翼特性 ( $C_L$ ,  $C_D$ ,  $C_L/C_D$ ) と迎角 $\alpha$ との関係を調べる。 $Re = 1.0 \times 10^2$ では、前縁と後縁の形状が、それらの関係に及ぼす影響も調べる。

### 2. 計算と実験の方法

#### 2.1 翼型

Fig. 1 に本研究で調べた翼型を示す。実験は、NACA0015 についてのみ実施している。Flat plates (1)-(6) は、単純な平板翼 (flat plate) の前縁または後縁を図のように変形したものである。

#### 2.2 計算方法

本研究で対象とするレイノルズ数領域では、実用上多くの場合が非圧縮性流体と見なすことができる。よって、我々は非圧縮性ナビエ・ストークス方程式を考え、数値解析する。解析手法は、有限差分法である。(差分スキームは MAC 法、空間微分は三次精度上流差分で離散化、時間発展はオイラー陽解法を用いる。) 計算格子は、一般座標系をもつ境界適合格子を採用する。(型は O 型で、スタガード格子である。)

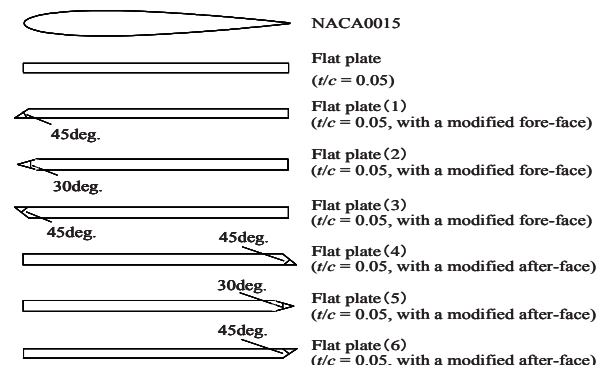


Fig. 1 Airfoils.



物体の境界条件は粘着条件であり、外周の境界条件は  $u=1, v=0, w=0$  のディレクレ条件を与える。格子点数は  $x$  方向に 200 点、 $y$  方向に 90 点、 $z$  方向に 30 点とする。また、 $y$  方向の最小格子幅  $\Delta y_{\min}$  は  $1.0 \times 10^{-3}c$ 、解析領域  $H$  は  $14.0c$  とする。ここに、 $c$  は翼弦長である。時間刻みを  $\Delta t = 1.0 \times 10^{-4}$  とし、 $C_L$  と  $C_D$  がほぼ一定値に収束した後、十分に時間が経つまで計算を行う。

2.3 風洞実験

実験には、断面が  $1.0 \times 1.0$  [m]、長さ  $2.0$  [m] の開放型測定部を有する低速回流型風洞を用いる。主流流速は  $0.5-30$  [m/s] の範囲で、乱れ強さは  $0.5\%$  以下である。広範囲の  $Re$  を測定するため、5 種類の翼弦長  $c$  の NACA0015 を用いる。すなわち、 $c = 30, 100, 150, 250, 400$  [mm] である。流体力は、ロードセルによる計測の他、熱線流速計により後流の運動量損失を積分することでも求める。

2.4 水槽実験

移動水槽の容積は、 $660$  [mm]  $\times$   $1950$  [mm]  $\times$   $700$  [mm] である。モータの動力を、歯車とベルトにより、水槽下部に取り付けたボールねじに伝達する。ボールねじを回すことで、平行に並んだ長さ  $4$  [m] の 2 本のレールの上で、水槽を滑らかに移動させる。木製の NACA0015 を、水で満たした水槽内に没水して固定し、一定速度で水槽が動く際の流体力を測定する。流体力の測定には、ひずみゲージを用いる。

3. 結果と考察

3.1  $C_{Dmin}$  の  $Re$  依存性

Fig. 2 に、NACA0015 と平板翼の最小抗力係数  $C_{Dmin}$  の  $Re$  依存性を示す。図中のシンボルの意味は、Table 1 にまとめる。なお、本論を通して、図中のシンボルの意味は、全て統一している。

解析と実験の結果は、過去の研究者の結果による解析と実験も含め、 $Re = 10^2 - 10^7$  の範囲内において、( $Re = 1 \times 10^4 - 5 \times 10^5$  の範囲を除き) Hoerner の式<sup>(12)</sup>におおむね一致し、層流薄翼理論式<sup>(13)</sup>より若干大きめである。

$Re$  効果を考えるときに、 $Re$  が大きくなるほど  $C_{Dmin}$  の値は急激に小さくなる。よって、Fig. 2 では、高  $Re$  ほど評価が困難になりがちである。そこで、Fig. 3 に、層流薄翼理論式<sup>(13)</sup>を基準値として、 $C_{Dmin}$  を再評価した図を示す。

$Re \leq 1 \times 10^4$  を、詳しく見る。NACA0015 も平板翼も、それぞれ二次元解析は、三次元解析とも実験ともよく一致する。よって、この  $Re$  範囲では、二次元解析は有効と思われる。更

Table 1 Symbols in figures.

Symbol	Caption	$Re$
○	NACA0015 (2D comp.)	$1.0 \times 10^2, 4.0 \times 10^3$
□	NACA0015 (3D comp.)	$1.0 \times 10^2, 4.0 \times 10^3$
△	NACA0015 (water-tank exp.)	$4.0 \times 10^3, 8.0 \times 10^3$
S	NACA0015 (wind-tunnel exp. by LC)	$2.0 \times 10^4 \leq Re \leq 2.0 \times 10^6$
◇	NACA0015 (wind-tunnel exp. by VP)	$1.0 \times 10^2 \leq Re \leq 1.0 \times 10^5$
+	Flat plate (2D comp.)	$1.0 \times 10^2, 4.0 \times 10^3$
X	Flat plate (3D comp.)	$1.0 \times 10^2, 4.0 \times 10^3$
3	Abbott & Doenhoff 1958 (NACA0012, exp.)	$Re \leq 1.0 \times 10^6$
P	Eppler 1990 (NACA0012, exp.)	$Re \geq 10^6$
●	Sunada et al. 1997 (NACA0012, exp.)	$4.0 \times 10^3$
■	Motohashi 2001 (Flat plate, $t/c=0.033$ , exp.)	$4.8 \times 10^3 \leq Re \leq 1.47 \times 10^4$
▲	Nakane et al. 2003 (NACA0012, exp.)	$5.0 \times 10^3 \leq Re \leq 7.0 \times 10^5$
◆	Sun & Boyd 2004 (Flat plate, $t/c=0.05$ , comp.)	$1.0 \leq Re \leq 2.0 \times 10^2$
—	laminar-thin-plate theory	
- - -	NACA0012 (Hoerner's formula)	
- - -	NACA0015 (Hoerner's formula)	

に、NACA0015 の  $C_{Dmin}$  は、層流薄翼理論式<sup>(13)</sup>やHoernerの式<sup>(12)</sup>におおむね一致し、特にHoernerの式<sup>(12)</sup>とよく一致する。平板翼の  $C_{Dmin}$  も、層流薄翼理論式<sup>(13)</sup>やHoernerの式<sup>(12)</sup>に一致するが、NACA0015 と同様、特にHoernerの式<sup>(12)</sup>とよく一致し、層流薄翼理論式<sup>(13)</sup>より若干大きめの値を示す。

次に、 $Re \geq 1 \times 10^4$  を見る。平板翼については結果が乏しく、NACA0015 についてのみ考える。二次元解析結果と本実験結果、他研究者の実験結果を比較すると、値自体は一致しない

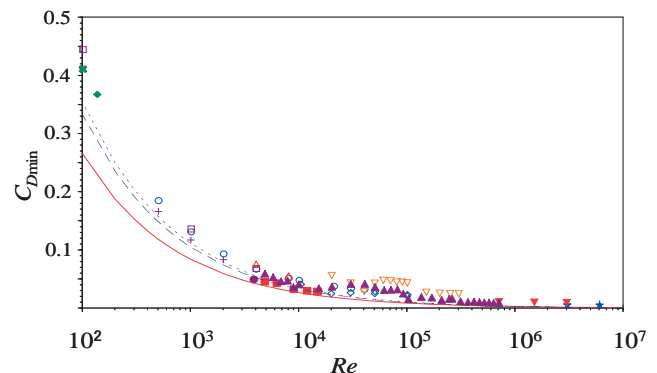


Fig. 2  $C_{Dmin}$  versus  $Re$ .

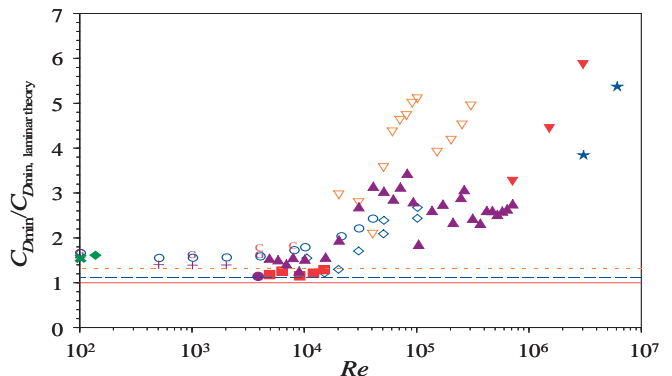


Fig. 3  $C_{Dmin} / C_{Dmin, laminar theory}$  versus  $Re$ .

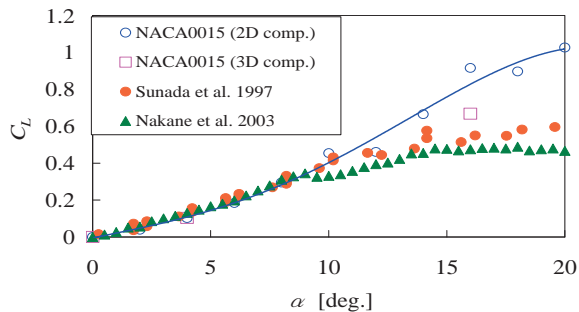
が、全て薄翼理論式やHoernerの式<sup>(12)</sup>よりもずっと大きな値を示す。

### 3.2 低 $Re$ での NACA0015 と平板翼の $\alpha$ 効果

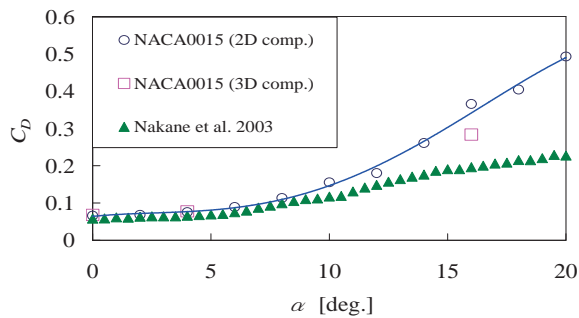
$Re < 1 \times 10^4$  での NACA0015 と平板翼について、さまざまな翼特性、すなわち、揚力係数  $C_L$  と抗力係数  $C_D$ 、揚抗比  $C_L/C_D$  と迎角  $\alpha$  との関係を二次元解析と三次元解析により調べる。

Fig. 4(a)-(c)に、それぞれ、 $Re = 4.0 \times 10^3$  での NACA0015 に関して、 $C_L$  と  $C_D$ 、 $C_L/C_D$  の  $\alpha$  への依存性を示す。

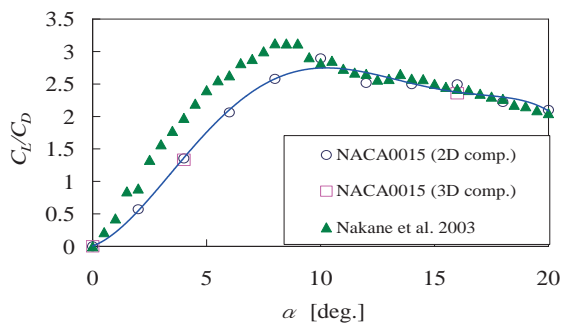
まず、 $C_L$  と  $C_D$  の二次元解析を、Sunada et al.<sup>(5)</sup> と Nakane et al.<sup>(8)</sup> の実験と比較する (in Figs. 4(a) and (b)).  $\alpha \leq 12$  [deg.] では、 $C_L$  と  $C_D$  の解析は共に彼らの実験に近い。  $\alpha > 12$  [deg.] では、 $C_L$



(a)  $C_L$



(b)  $C_D$



(c)  $C_L/C_D$

Fig.4 Aerodynamic characteristics versus  $\alpha$  ( $Re = 4.0 \times 10^3$ , NACA0015).

と  $C_D$  の解析は共に彼らの実験よりもはるかに大きい。

一方、 $\alpha = 4$  [deg.] では、三次元解析による  $C_L$  と  $C_D$  は、二次元解析とも彼らの実験ともよく一致する。  $\alpha = 16$  [deg.] では、 $C_L$  と  $C_D$  の三次元解析は共に二次元解析よりも彼らの実験値に近づく傾向がある。よって、たとえ  $Re$  が  $10^4$  より低くても、 $\alpha$  が大きいと、三次元効果が強くなり、三次元解析が必要になる。

次に、 $C_L/C_D$  の二次元解析を、Nakane et al.<sup>(8)</sup> の実験と比較する (in Fig. 4(c)).  $\alpha < 10$  [deg.] では、二次元解析は実験よりも小さい。これは、 $C_L$  では解析と実験がほぼ一致しているが、 $C_D$  では解析がわずかではあるが実験よりも大きな値を示すことに対応する。しかし、解析 (NACA0015) では実験 (NACA0012) よりも翼厚の大きな翼を用いているため、 $C_D$  の解析が実験より大きくなることは妥当と考えられる。

一方、 $\alpha \geq 10$  [deg.] では、二次元解析は実験に近い。これは、 $C_L$  と  $C_D$  共に解析が実験よりもはるかに大きな値であるが、それらを除することで生じた偶然の一致と考えられる。また、 $\alpha = 16$  [deg.] での三次元解析でも、 $C_L/C_D$  の計算と実験との一致は、 $C_L$  や  $C_D$  よりも良好である。

Fig. 5(a)-(c)に、それぞれ、 $Re = 4.0 \times 10^3$  での平板翼に関して、 $C_L$  と  $C_D$ 、 $C_L/C_D$  の  $\alpha$  への依存性を示す。

まず、 $C_L$  と  $C_D$  の二次元解析を、Sunada et al.<sup>(5)</sup> と Motohashi<sup>(10)</sup> の実験と比較する (in Fig. 4(a) and (b)). 調べた全ての迎角 ( $\alpha < 20$  [deg.]) で、 $C_L$  と  $C_D$  の解析は、共に実験よりも大きい。特に高迎角 ( $\alpha \geq 4$  [deg.]) では、はるかに大きい。

一方、 $\alpha = 4$  [deg.] では、三次元解析による  $C_L$  と  $C_D$  は、共に二次元解析に一致し、彼らの実験よりも大きい。  $\alpha = 16$  [deg.] では、三次元解析による  $C_L$  と  $C_D$  は、共に二次元解析よりも彼らの実験値に近づく傾向がある。よって、NACA0015 と同様、平板翼でも、 $Re < 10^4$  でも  $\alpha$  が大きいと低迎角でも三次元効果が強くなり、三次元解析が必要になる。

次に、 $C_L/C_D$  を見る (in Fig. 4(c)). 平板翼の三次元解析 (×印) と二次元解析 (+印) と Fig. 4(c), NACA0015 の三次元解析 (□印) と二次元解析 (○印) と、それぞれ、比較する。NACA0015 と同様、平板翼でも、二次元解析と三次元解析は、一致する。ここで、高迎角での一致は偶然である。

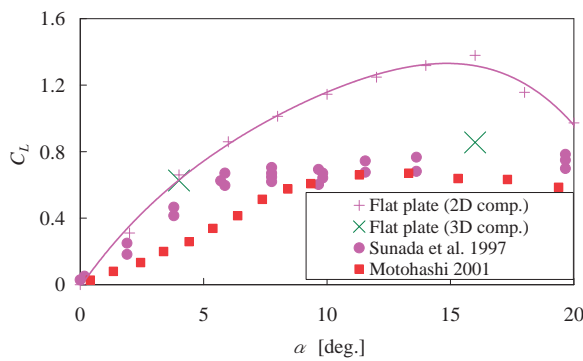
更に、Fig. 5(c)にて、平板翼と NACA0015 の二次元解析を比較する。平板翼は NACA0015 よりも広範囲の  $\alpha$  で大きな  $C_L/C_D$  が得られる。特に低迎角 ( $\alpha < 16$  [deg.]) では平板翼のほうが NACA0015 より、はるかに大きい。

Fig. 6(a)-(c)に、それぞれ、 $Re = 1.0 \times 10^2$  での平板翼と NACA0015 に関して、 $C_L$  と  $C_D$ 、 $C_L/C_D$  の  $\alpha$  への依存性を示す。

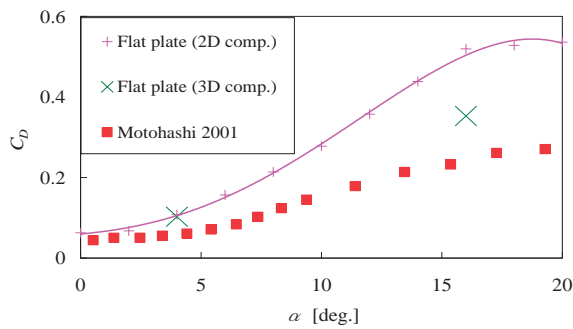
まず、 $C_L$  と  $C_D$ 、 $C_L/C_D$  の二次元解析と三次元解析の結果を

比較する. NACA0015 と平板翼も共に,  $\alpha$ が大きくても一致する. よって,  $Re = 1.0 \times 10^2$ 程度の低レイノルズ数では, 二次元解析が十分に有効であると考えられる. 次に二次元解析に関して, NACA0015 と平板翼とを比較する. Fig. 6(a)より, NACA0015 も平板翼も共に,  $C_L$ は $\alpha$ の増加につれて増す. ただし,  $C_L$ の値は, 平板翼の方が全ての $\alpha$ で大きい. Fig. 6(b)より, NACA0015 と平板翼の結果は, ほぼ一致する. すなわち,  $C_L$ の値は,  $\alpha$ の増加につれて単調に微増する.

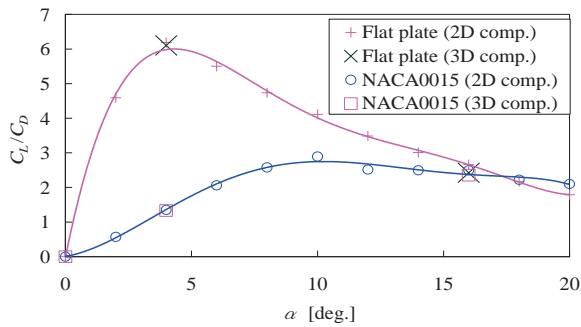
最後に, Fig. 6(c)を見る. Fig. 6(a)とFig. 6(b)に対応して, 平板翼は, NACA0015 よりも広範囲の $\alpha$ で大きな $C_L/C_D$ を示す.



(a)  $C_L$



(b)  $C_D$



(c)  $C_L/C_D$

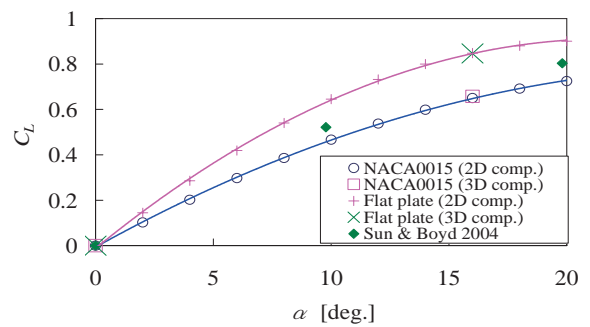
Fig.5 Aerodynamic characteristics versus  $\alpha$

( $Re = 4.0 \times 10^3$ , flat plate).

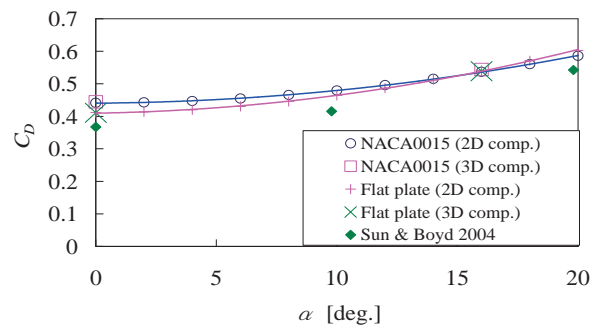
### 3.3 低 $Re$ での前縁形状効果

Fig. 7(a)-(c) に, それぞれ,  $Re = 1.0 \times 10^2$ における, flat plates (1)-(3)の空力特性 (すなわち,  $C_L$ と $C_D$ ,  $C_L/C_D$ ) の $\alpha$ への依存性を示す. なお, 図には, 比較のため, 通常の平板翼 (flat plate) の結果を点線で示す.

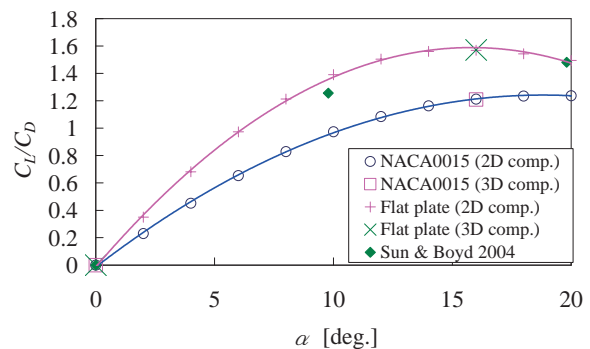
まず, 平板翼とflat plate (1)とを比較する.  $C_L$ は, 低迎角 ( $\alpha < 12[\text{deg.}]$ ) では平板翼に比べて若干小さいが, 高迎角 ( $\alpha \geq 12[\text{deg.}]$ ) では若干大きくなる. また,  $C_D$ は, 低迎角では平板翼との差をほとんど示さず, 高迎角ではわずかに平板翼より小さい. よって,  $C_L/C_D$  は, 低迎角で平板翼より若干小さく, 高迎角で平板翼より若干大きい. つまり, flat plate (1)の前縁形



(a)  $C_L$



(b)  $C_D$



(c)  $C_L/C_D$

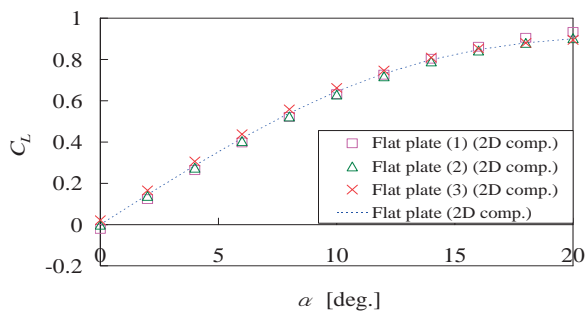
Fig. 6 Aerodynamic characteristics versus  $\alpha$

( $Re = 1.0 \times 10^2$ , NACA0015 and flat plate).

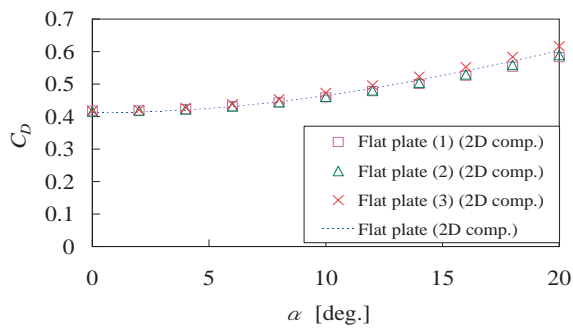
状は、低迎角で翼特性 ( $C_L/C_D$ の値) を低め、高迎角で翼特性を、高める効果を持つ。

次に、平板翼とflat plate (2)とを比較する。  $C_L$ は、低迎角では平板翼よりわずかに小さく、高迎角では平板翼との差をほとんど示さない。また、  $C_D$ は、低迎角では平板翼との差をほとんど示さないが、高迎角では平板翼より若干小さい。よって、  $C_L/C_D$ は、低迎角で平板翼より若干小さく、高迎角で若干大きくなる。つまり、flat plate (2)の前縁形状は、低迎角で翼特性を低め、高迎角で翼特性を高める効果を示す。

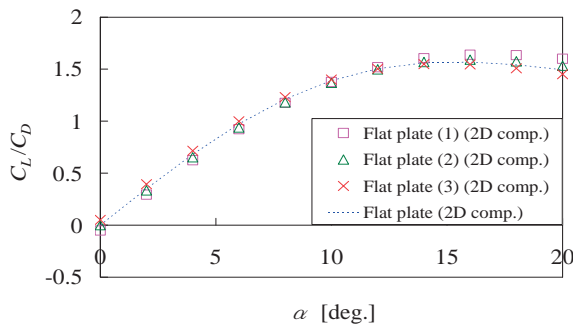
最後に、平板翼とflat plate (3)とを比較する。  $C_L$ は、低迎角では平板翼より大きく、高迎角では平板翼との差をほとんど



(a)  $C_L$



(b)  $C_D$



(c)  $C_L/C_D$

Fig. 7 Aerodynamics characteristics versus  $\alpha$   
( $Re=1.0\times 10^2$ , flat plates (1)-(3)).

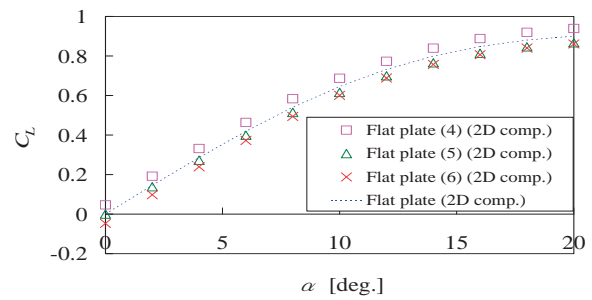
ど示さない。また、  $C_D$ は、低迎角で平板翼との差をほとんど示さないが、高迎角では平板翼より若干大きくなる。よって、  $C_L/C_D$ は、低迎角で平板翼より若干大きく、高迎角では平板翼より若干小さくなる。つまり、flat plate (3)の前縁形状には、低迎角翼特性を高め、高迎角で翼特性を低める効果を示す。

前縁形状は、細かく見れば、以上のような差異を生じるが、定量的には微小であり、概して前縁形状の効果は小さい。

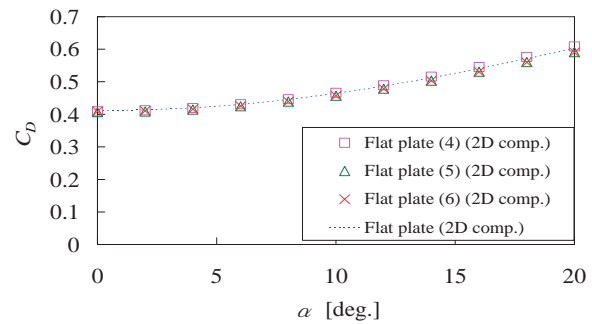
### 3.4 低 $Re$ での後縁形状効果

Fig. 8(a)-(c) に、それぞれ  $Re = 1.0\times 10^2$ における flat plates (4)-(6)の空力特性 (すなわち、  $C_L$ と  $C_D$ ,  $C_L/C_D$ ) の  $\alpha$ への依存性を示す。なお、図には、比較のため、通常の平板翼 (flat plate)の結果を点線で示す

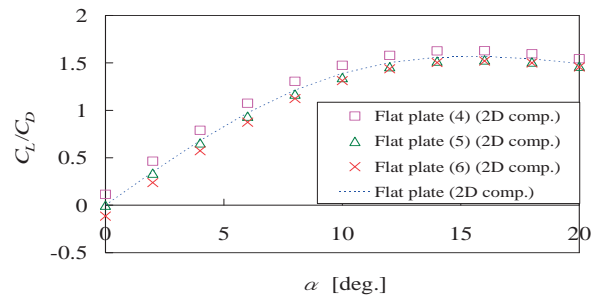
まず、平板翼とflat plate (4)とを比較する。  $C_L$ は迎角に関係なく、常に平板翼より大きくなる。また、  $C_D$ は低迎角では平板翼との差をほとんど示さない。よって、  $C_L/C_D$ は、迎角に



(a)  $C_L$



(b)  $C_D$



(c)  $C_L/C_D$

Fig. 8 Aerodynamics characteristics versus  $\alpha$   
( $Re=1.0\times 10^2$ , flat plates (4)-(6)).

関係なく、常に平板翼より大きくなる。つまり、flat plate (4)の後縁形状には、翼特性 ( $C_L/C_D$ の値) を高める効果を示す。

次に、平板翼とflat plate (5)とを比較する。 $C_L$ は迎角に関係なく、常に平板翼より小さい。また、 $C_D$ は迎角に関係なく、常に平板翼より若干小さい。よって、 $C_L/C_D$ は、迎角に関係なく、常に平板翼より小さくなる。つまり、flat plate (5)の後縁形状には、翼特性を低める効果を示す。

最後に、平板翼とflat plate (6)とを比較する。 $C_L$ は、迎角に関係なく、常に平板翼より小さい。また、 $C_D$ は低迎角では平板翼との差をほとんど示さないが、高迎角では平板翼より若干小さい。よって、 $C_L/C_D$ は、迎角に関係なく、常に平板翼より小さい。つまり、flat plate (6)の後縁形状には、翼特性を低める効果を示す。

#### 4. おわりに

NACA0015 と平板翼について、二次元と三次元数値解析、風洞実験、水槽実験により、以下のことがわかった。

- (1)  $Re \leq 10^4$ で、NACA0015 も平板翼も、それぞれ、 $C_{Dmin}$ の二次元解析は、三次元解析とも実験ともよく一致する。よって、この $Re$ 範囲では、二次元解析は有効である。
- (2)  $Re \leq 1 \times 10^4$ で、NACA0015 の $C_{Dmin}$ は、層流薄翼理論式<sup>(13)</sup>やHoernerの式<sup>(12)</sup>におおむね一致し、特にHoernerの式<sup>(12)</sup>とよく一致する。平板翼の $C_{Dmin}$ も、層流薄翼理論式<sup>(13)</sup>やHoernerの式<sup>(12)</sup>に一致するが、NACA0015 と同様、特にHoernerの式<sup>(12)</sup>とよく一致し、層流薄翼理論式<sup>(13)</sup>より若干大きめの値を示す。
- (3)  $Re = 4.0 \times 10^3$ では、高迎角になるとNACA0015 に三次元効果が強く現れる。 $Re = 1.0 \times 10^2$ では、高迎角でも三次元効果がほとんど現れない。
- (4)  $Re = 4.0 \times 10^3$ と $1.0 \times 10^2$ で、平板翼はNACA0015 よりも広範囲の $\alpha$ で大きな $C_L/C_D$ を示す。特に $Re = 4.0 \times 10^3$ では低迎角 ( $\alpha < 16\text{deg}$ ) で $C_L/C_D$ は平板翼のほうが、はるかに大きい。 $Re = 1.0 \times 10^2$ では、調べた全ての $\alpha$  ( $\alpha < 20[\text{deg.}]$ ) で $C_L/C_D$ の値は、平板翼のほうが大きい。
- (5)  $Re = 1.0 \times 10^2$ において、翼型の前縁形状よりも後縁形状の方が、翼特性に与える影響が大きい。

#### 参考文献

- 1) E. N. Jacobs and A. Sherman, "Airfoil Section Characteristics as Affected by Variations in the Reynolds Number," *NACA Technical Report*, No.586, 1937, 227—267.
- 2) I. H. Abbott and A. E. von Doenhoff, *Theory of Wing Sections*, Dover, New York, 1958, 462—463.

- 3) F. W. Riegels, *Aerofoil Sections*, Butterworths, London, 1961.
- 4) R. Eppler, *Airfoil Design and Data*, Springer-Verlag, Berlin, 1990.
- 5) S. Sunada, A. Sakaguchi and K. Kawachi, "Airfoil Section Characteristics at a Low Reynolds Number," *Transactions ASME Journal of Fluids Engineering*, Vol. 199, 1997, 129—135.
- 6) J. H. McMasters and M. L. Henderson, "Low Speed Single Element Airfoil Synthesis," *Tech. Soaring*, Vol. 6, 1980, 1—21.
- 7) M. Okamoto, K. Yasuda and A. Azuma, "Aerodynamic Characteristics of the Wings and Body of a Dragonfly," *Journal of Experimental Biology*, Vol.199, 1996, 281—294.
- 8) N. Nakane, T. Tanaka, T. Motohashi, "Aerodynamic Characteristics of NACA0012 in a Wide Reynolds Number range," *Proc. 35th Fluid Dynamics Conference, JSASS*, 2003, 179—182 (in Japanese).
- 9) T. Motohashi, "Characteristics of Rectangular Wings at Low Reynolds Numbers," *Proc. 39th Aircraft Symposium, JSASS*, 3D6, 2001, 1—4 (in Japanese).
- 10) T. Motohashi, N. Nakane, "Thin Aerofoil Stall at  $Re = 1000$ ," *Proc. 36th Fluid Dynamics Conference, JSASS*, 2004, 197—198 (in Japanese).
- 11) Q. Sun and I. D. Boyd, "Flat-Plate Aerodynamics at Very Low Reynolds Number," *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 502, 2004, 199—206.
- 12) S. F. Hoerner, *Fluid-Dynamic Drag*, Published by the Author, 1958, 6-4—6-7.
- 13) I. H. Abbott and A. E. von Doenhoff, *Theory of Wing Sections*, Dover, New York, 1958, 88—89.

# 生物の群運動を規範とした飛翔体の群制御シミュレーション

稲田 喜信\*, 時田 拓明\*\*, 二上 将直\*\*, 堀江 数馬\*\*, 高信 英明\*\*

\*宇宙航空研究開発機構, \*\*工学院大学

## Simulation Study of Formation Flight of Air Vehicles Based on the Collective Motion of Organisms

by

Yoshinobu Inada (JAXA), Hiroaki Tokita, Masanao Futakami, Kazuma Horie,

Hideaki Takanobu (Kogakuin University)

### ABSTRACT

Unmanned air vehicle (UAV) is a probable tool for disaster monitoring or meteorological observation, etc. This study focuses on the formation flight control of multiple micro air vehicles (MAV) as a kind of UAV operation, and proposes a simple rule-based control model by referring to the collective motion of organisms. Some kinds of organisms, such as bird or fish, make an aggregation for achieving high protection and foraging abilities. Their collective motion is realized by simple interaction rules among individuals, such as “approach”, “parallel orientation”, and “repulsion” rules. Referring to these simple rules, MAV formation flight control model is developed, where each MAV has a reaction field around it and choose one of the motions from “approach”, “parallel orientation”, “repulsion”, and “search” according to the position of its neighbors in the reaction field. Three dimensional equation of motion is incorporated to describe the motion of MAV. As a result, formation flight with numbers of MAVs is realized and various motion controls are examined by altering mutual interaction parameters. In moving direction control, part of controlled-members in a formation can navigate non-controlled remainders. In 3-dimensional shape control, the shape of interaction field has a strong correlation with the shape of formation, providing a simple and effective method for controlling the formation shape. Thus, the applicability of simple rule-based control for MAV formation flight is demonstrated.

### 1. はじめに

近年、上空からの気象観測や災害時の情報収集を目的とした無人機の利用が注目されている<sup>1)</sup>。火災や有毒ガスなどの危険に曝される火災現場の上空において、有人の航空機に代わって情報収集の役割を担う無人機の必要性は高い。ただし、都市などの人口密集地では、大型の無人機は墜落による二次災害の危険が伴うため利用が困難である。そこで、よりリスクの少ない小型飛翔体 (Micro Air Vehicle= MAV; Fig. 1参照)の活用が考えられる。MAVは墜落時の人的被害が少ないことに加えて、運用が容易で低コストというメリットも持つ。しかしながら、ペイロードの制限や外乱の影響を受けやすいとい



Fig. 1 Example of MAV (body length=24.8cm, weight=105g, developed at Notre Dame University, USA)

う問題があり実用化の障害となっている。そこで、これらの問題を解決する方法として、多数のMAVを一つの集団として運用する「MAVの群制御」が挙げられる。群制御のメリットには、多数の機体で同時多点計測を行うことによって、短時間に3次元に広がりのある空間の情報収集できること、故障や外乱等によって少数機体が失われても残りの機体によって機能を維持できること、各種センサを持つ機体を組み合わせることで、群

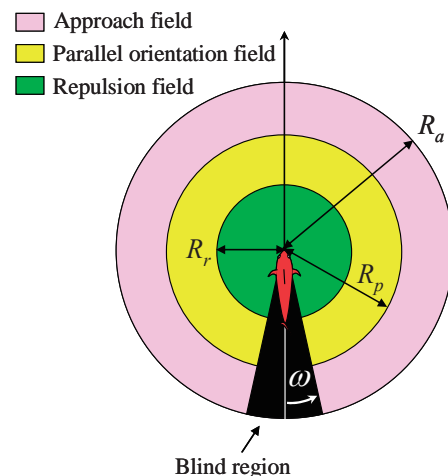


Fig. 2 Two-dimensional interaction field model

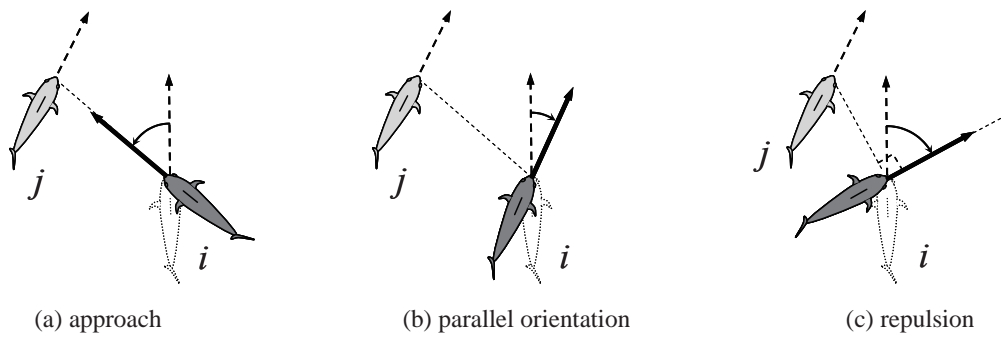
Fig. 3 Three reactions of individual (*i*) towards its neighbor (*j*)

Fig. 4 Calculated schooling motion of fish

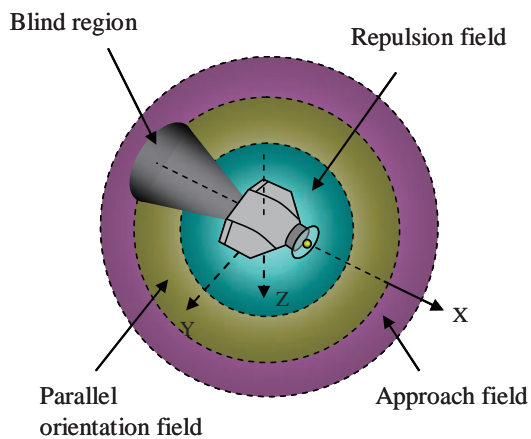


Fig. 5 Three-dimensional interaction field model

全体として多彩な機能を実現できることなどが挙げられる。ただし、MAVに搭載可能な軽量の制御系でこれを実現する必要があるため、なるべく単純なアルゴリズムを用いて群制御を実現する必要がある。そこで、本研究では生物が行なう群運動を参考にして、単純なルールに基づいて多数のMAVを群制御する方法を提案した。以下にその詳細を述べる。

## 2. 生物の群運動モデル

生物に見られる群運動の代表的な例に鳥や魚の群があるが、これらの生物の群運動は比較的単純なメカニズムで実現されていることが知られている<sup>2)</sup>。運動の観察データに基づいていくつかの群モデルが提案されており、Fig. 2はAoki<sup>2)</sup>やHuth&Wissel<sup>3)</sup>が提案したモデルとともに稲田<sup>4)</sup>が提案した魚群運動の2次元相互作用モデルである。個体周辺にはFig. 2に示すような相互作用領域が存在し、領域内のどの位置に他の個体が存在するかによって、簡単なルールを適用して中心個体の移動方向を決めている。例えば、他の個体が接近領域(approach field)に存在すればその個体に向かって移動し(Fig. 3(a))、平行領域(parallel orientation field)に存在すればその個体と同じ向きに移動し(Fig. 3(b))、反発領域(repulsion field)に存在すればその個体との衝突を避ける方向に移動する(Fig. 3(c))。相互作用領域内に複数の個体が存在する場合には、各個体に対して上記のルールを適用して移動方向を決定し、それらの方向のベクトル和の向きに移動する。また、いずれの領域にも他の個体が存在しない場合は、ランダムに向きを変えて周辺を探索する。群を構成する全ての個体が上記のルールに従うことによって、全体としてFig. 4に示すような群運動が実現されることが、2次元モデルによって確認されている<sup>4)</sup>。

## 3. 飛翔体の群制御モデル

本研究では前述した2次元モデルの結果を踏まえて、これを拡張する形で飛翔体用の3次元群制御モデルの作成を試みた。主な変更点は相互作用の機構を3次元化すること、及び、機体の運動を3次元の運動方程式によって記述することである。2次元モデルの場合は、生物の群運動の観察データを参考にして相互作用領域を作成したが、3次元モデルの相互作用領域の作成においては、参考となる生物の観察データが存在しないため、便宜的にFig. 2の2次元の相互作用領域を機体の前後軸(X軸)周りに一回転させて、Fig. 5に示すような相互作用領域を作成した。内部には接近領域、平行領域、反発領域を設

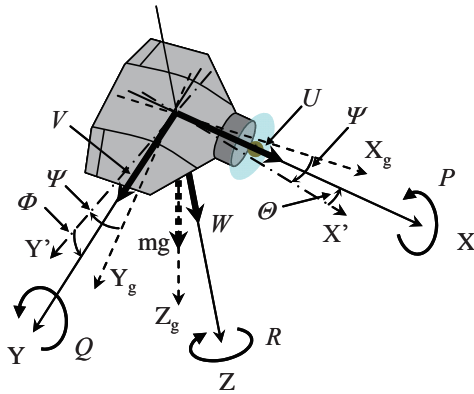


Fig. 6 Definition of variables

け、これらの領域内に他の機体が存在する場合は、2次元モデルと同様にそれぞれ接近、平行、反発のルールを適用して移動方向を決定した。領域内に複数の機体が存在する場合や、全ての領域に他の機体が存在しない場合の移動方向の決定も2次元モデルと同様に行なった（移動方向ベクトルが3次元成分を持つことが2次元モデルと異なる）。2次元モデルでは、魚の後方で両眼の視野からはずれる領域を不可視領域(blind region)として設定したが、3次元モデルでも機体が後方視野を持たない場合を想定して同様に設けた。

続いて、機体の運動は次の3次元の運動方程式を用いて記述した。

速度 ( $U, V, W$ )

$$\begin{cases} m(\dot{U} + QW - RV) = -mg \sin \Theta + X_a \\ m(\dot{V} + RU - PW) = mg \cos \Theta \sin \Phi + Y_a \\ m(\dot{W} + PV - QU) = mg \cos \Theta \cos \Phi + Z_a \end{cases} \quad (1)$$

角速度 ( $P, Q, R$ )

$$\begin{cases} I_{xx}\dot{P} - I_{xz}\dot{R} + (I_{zz} - I_{yy})QR - I_{xz}PQ = L \\ I_{yy}\dot{Q} + (I_{xx} - I_{zz})RP + I_{xz}(P^2 - R^2) = M \\ -I_{xz}\dot{P} + I_{zz}\dot{R} + (I_{yy} - I_{xx})PQ + I_{xz}QR = N \end{cases} \quad (2)$$

姿勢角 ( $\Phi, \Theta, \Psi$ )

$$\begin{cases} \dot{\Phi} = P + Q \sin \Phi \tan \Theta + R \cos \Phi \tan \Theta \\ \dot{\Theta} = Q \cos \Phi - R \sin \Phi \\ \dot{\Psi} = Q \sin \Phi \sec \Theta + R \cos \Phi \sec \Theta \end{cases} \quad (3)$$

式中の速度、角速度はFig. 6の機体固定座標系(X, Y, Z)での値であり、姿勢角は地面固定座標系( $X_g, Y_g, Z_g$ )に対する機体固定座標系のオイラ角である。変数と座標軸との対応や正負の向きはFig. 6の定義に従う。 $(X_a, Y_a, Z_a)$ 、

$(L, M, N)$ はそれぞれ空気力+推力、空気力によるモーメントのX, Y, Z軸成分であり、 $I_{xx}, I_{yy}, I_{zz}$  はそれぞれX, Y, Z軸に対する機体の慣性モーメント、 $I_{xz}$ はXZ面に対する機体の慣性乗積である。機体の方向転換は、(2)式のモーメント( $L, M, N$ )に対して機体の向きを変えるための制御モーメントを適宜加えることによって行なう。空気力や空気力のモーメントの計算は文献5)を参考にし、慣性モーメントや慣性乗積、推力の値は実際のMAVの諸元<sup>6)</sup>を参考に与えた。これら9つの連立微分方程式の解をRunge-Kutta法によって数値的に解くことで機体の運動を求めた。

## 4. 結果と考察

### 4. 1 群制御パラメータの影響

シミュレーションにおいては、群制御に影響を与える可能性を持ついくつかのパラメータを選んで、運動の安定性等に与える影響を評価した。以下に評価した項目とその内容を述べる。

#### a) 群を構成する機体数

群を構成する最小の機体数を2機とし、徐々に機体数(M)を増やしながらシミュレーションを行なった。その結果をFig. 7に示す。いずれも同じ群制御アルゴリズムとパラメータを用いて群運動に成功しており、機体数の変化によって制御の特性を変える必要が無いことがわかった。これは本研究で用いている群制御アルゴリズムが機体周囲の局所的な情報のみを必要とし、群全体の状態の変化を直接参照しないことから来る利点と考えられる。この利点は飛行中の機体数の変化においても見られ、故障を想定して飛行中に機体数を減少させても、残りの機体でそのまま群運動を続けることができた。ただし、一般的な傾向として機体数が少ない時は、外乱や機体数の増減の影響を受けて群の運動が不安定となりやすく、機体数が多いほど安定化することが確認された。これは第2節で述べたように、周辺機体との相互作用によって決まる移動方向のベクトル和の向きを新しい移動方向としているため、少数機体の場合は他の機体の変動の影響を直接受けて移動方向が変化しやすいが、機体数が増すと平均化の効果が強く現れて、他の機体の変動の影響がキャンセルされるためと考えられる。

#### b) 相互作用する機体数

一度に相互作用可能な機体の数が群の運動に及ぼす影響を調べるため、各機体が同時に相互作用できる機体数の最大値( $N_{b,max}$ )を変化させながらシミュレーションを行なった。Fig. 8は50機の群に対して $N_{b,max}$ を1, 4, 10機と増加させた時の結果である。これらは全て、計算開始から十分に時間が経過した後の群の状況を示している。 $N_{b,max} = 1$ の群では安定な群運動を実現することができず、機体の脱落や群の分裂が見られた。 $N_{b,max} = 4$ や $N_{b,max} = 10$ の群では安定な群運動が実現できた。ただし、安定性の高さは $N_{b,max} = 10$ の方が若干優れてはいたが、 $N_{b,max} = 4$ の



場合と大きな差が見られなかった。つまり、安定な群運動を実現するためには4機程度の機体と相互作用すれば十分であり、必ずしも多くの機体と相互作用をする必要はないことがわかった。

相互作用する機体の数が多いほど安定な群運動が実現されるという結果は、a)でも述べた平均化による効果と考えられるが、4機程度の機体と相互作用すれば十分な効果が得られるという結果は大きな意味を持つ。なぜなら、実際の機体では搭載できるセンサや通信装置に性能の限界があり、さらに外乱の影響もあって一度に多数の機体と相互作用することは難しいと考えられるため

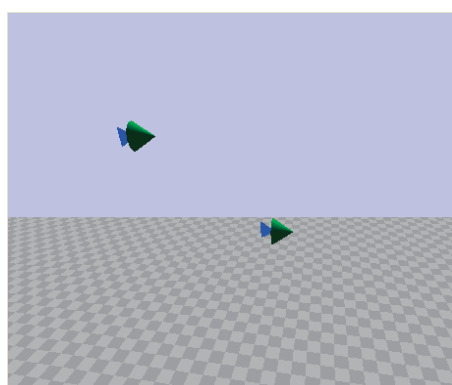
である。

本研究ではこの結果を踏まえて、先のa)の計算も含め、以下の全ての計算の中で $N_{b,max}=4$ を用いている。

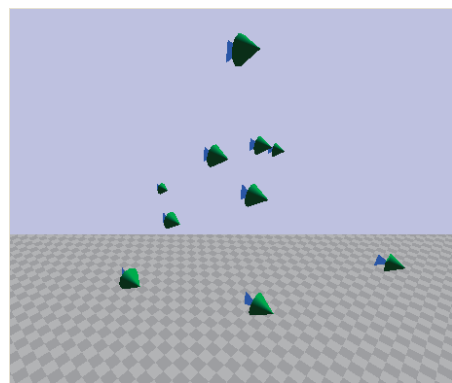
#### 4. 2 群の移動方向と形状の制御

##### a) 群の移動方向の制御

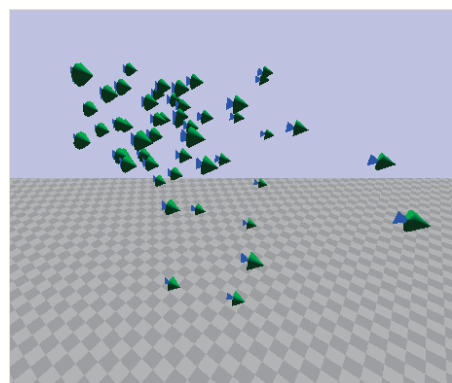
飛翔体の群制御を何らかの目的で使用する場合、群の移動方向を目的地へと向って誘導する制御（経路制御）が必要になる。経路制御では、全ての機体の移動方向を外部から指令するか、あるいは航法装置等を用いて自律制御する方法が考えられるが、状況によっては全ての機



(a)  $N = 2$



(b)  $N = 10$

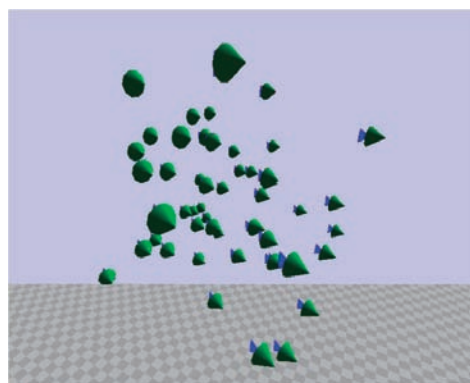


(c)  $N = 50$

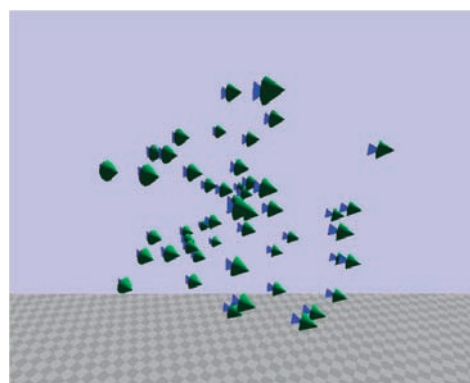
Fig. 7 Simulation results for formation flight with different numbers of MAVs ( $N$ )



(a)  $N_{b,max} = 1$



(b)  $N_{b,max} = 4$

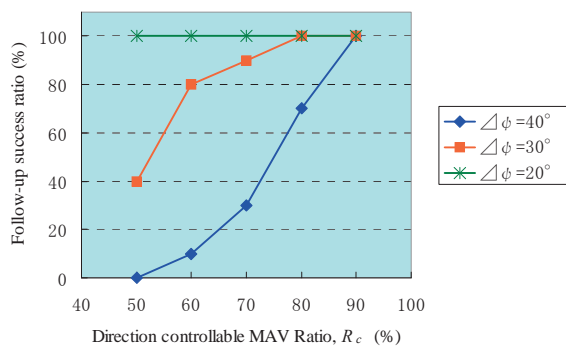


(c)  $N_{b,max} = 10$

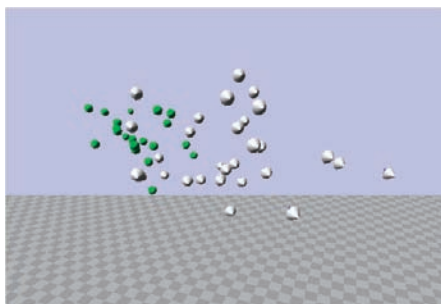
Fig. 8 Simulation results for different numbers of interacting neighbors ( $N_{b,max}$ ).

体に指令が届かなかつたり、一部の機体の航法装置が故障して使えないことがある。そこで本研究では、経路制御可能な機体を一部の機体に制限した場合に、群全体の経路制御が可能であるかどうかを調べた。Fig. 9はその結果である。

シミュレーションでは、群の一部の機体に対して一定の時間間隔で水平面内の移動方向を $\Delta\phi$ だけ強制的に変更して方向転換し、残りの機体がそれに追従できるかどうかを調べた。Fig. 9(a)の横軸は全機体数(50機)に対して強制的に経路を変更した機体、すなわち経路制御可能な機体数の比率( $R_c$ )で、縦軸は追従成功率を示している。追従成功率とは同じ $R_c$ と $\Delta\phi$ のもとで初期条件を変えながら10回の計算を行ない、計算終了まで全ての機体が追従できた割合を示すものである。Fig. 9(b)は $R_c=60\%$ 、 $\Delta\phi=40^\circ$ でのシミュレーションの様子を示している。Fig. 9(a)を見ると、 $R_c$ の値が大きいくほど追従成功率が増加していることがわかる。つまり、経路制御可能な機体の割合が高い時は、大きな角度で経路変更を行なっても群は一体となって飛行することができる。また、同図は $\Delta\phi$ が小さいほど追従成功率が増加することも示しており、経路制御可能な機体の割合が低い場合でも、経路変更の角度を小さく抑えることによって群の分裂を防ぎ、一体となった飛行が可能であることを示している。つまり、多くの機体で航法装置が故障したり、経路



(a) Follow-up success ratio



(b) Follow-up motion of uncontrollable MAVs (yellow-green colored) towards controllable MAVs (white colored)

Fig. 9 Simulation results for moving direction control

変更の指令が届かないような状況下では、経路制御可能な機体の制御量を抑えて、小さな経路変更を繰り返し行うことで対応が可能であることを示している。

この結果は通信装置や航法装置の故障といった緊急時の対応だけではなく、コスト削減にも有効である。即ち、数多くの機体に高価な航法装置を装備できない場合に、一部の機体にこれを装備して残りの機体を誘導させるような運用が可能である。

#### b) 群形状の制御

飛行中の群は様々な障害物に遭遇する可能性があるため、これを安全に避けるためには群の形状を必要に応じて変更できた方が良い。また使用目的に合わせて群内の機体の配置を変えられれば、運用の可能性も広がる。そこで本研究では、群の3次元形状を制御するための方法を分析した。群の形状を制御するためには、全体の形状に合わせて個々の機体の位置を直接指定すれば良いが、外乱によって位置が変動する中で、多数の機体の位置をリアルタイムに指定することは非常に困難である。そこで、できるだけ簡単にこれを実現する方法を検討した。

本研究における群制御アルゴリズムでは、機体の運動や位置は局所的な相互作用によって決まり、その結果として群全体の形状が決まっている。そこで、Fig. 5に示した相互作用領域の形状を操作することによって、群の形状を制御する試みを行なった。Fig. 10に相互作用領域の形状と、それを用いて実際にシミュレーションを行なった結果を示す。図より明らかなように、相互作用領域の形状と群全体の形状との間には強い相関があり、相互作用領域とほぼ相似な形の群形状が実現されることがわかった。この理由としては、任意の機体に対して周辺の機体が相互作用領域の形に沿うように配置し、それが複数の機体間で繰り返されて群が形成されるため、結果として局所的な幾何学的配置が群においても保存されたためと考えられる。

相互作用領域の形状は、各軸方向の拡大率といった少ない自由度で指定できるため、この方法を用いれば、個々の機体の位置を直接制御する場合と比べて、非常に少ない自由度で群形状の制御が可能であると考えられる。

#### 5. おわりに

以上のように、本研究では生物の群運動を規範とした単純なルールに基づく群制御モデルにより、多数のMAVを群として飛行させる研究を行った。以下にその内容をまとめる。

- 1) 魚群の行動観察から得られた2次元の群制御モデルを参考にして、3次元の相互作用領域と運動方程式を用いた飛翔体用の群制御モデルを作成した。
- 2) MAVの実機を参考にして作成した飛翔体のモデルを

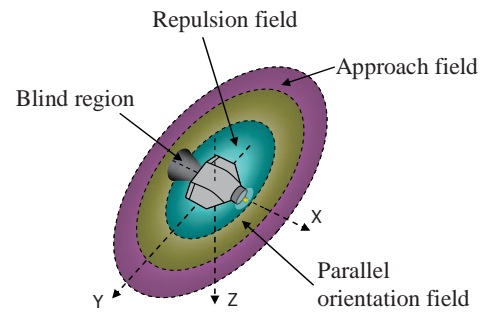
用いて、複数の飛翔体が群を作って移動する編隊飛行（＝群制御）を実現することができた。群を構成する機体の数が増え、同じ制御パラメータで群制御が実現できることを確認した。

- 3) 一度に相互作用できる機体の数が多いほど、群制御の安定性が増すことがわかった。ただし、4機程度と相互作用すれば安定な群制御が可能であり、それ以上機体数を多くしても顕著な効果が現れないことがわかった。
- 4) 群の一部の機体の移動方向を制御することで、群全体の経路制御が可能であることがわかった。移動方向を制御する機体の比率が高ければ大きな角度で、低ければ小さな角度で変更するによって、群を分裂させることなく経路制御できることがわかった。
- 5) 機体周辺の相互作用領域の形状と、群の3次元的な形状との間には強い相関があり、ほぼ相似な形状となることがわかった。この性質を利用して、相互作用領域の形を操作することによって、少ない自由度で群形状の制御が可能であることを示した。

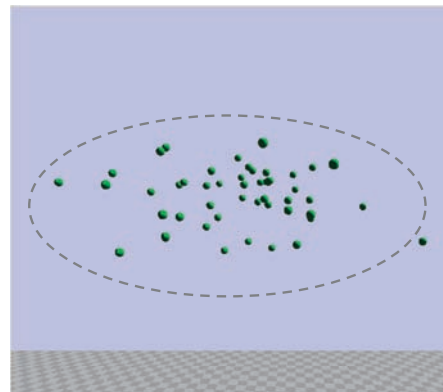
これらの結果は、小型飛翔体の群制御を実現する上で、単純なルールに基づく生物型の群制御の有効性を示すものであり、さらに、移動方向や群形状の制御といったミッション対応に必要とされる機能を実現する上でも有効であることを示すものである。今後は、様々なミッションを想定したシミュレーションを行うための機能を追加していくとともに、そこで得られた結果を参考にして、実際の飛翔体を用いた群制御の実現を目指していきたいと考えている。

#### 参考文献

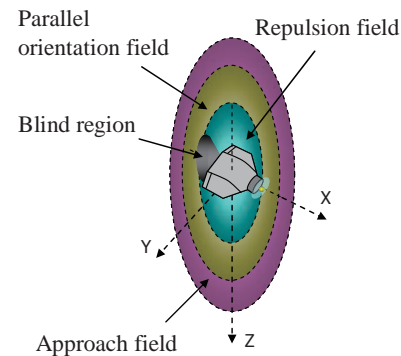
- 1) Sasa, S., Reseach on UAV Systems for Disaster Rescue Operation, The 4<sup>th</sup> International Symposium on Innovative Aerial/Space Flyer Systems, 41-44 (2008).
- 2) Aoki, I., A simulation study on the schooling mechanism in fish. *Bull. Jap. Soc. Sci. Fish.* **48**, 1081-1088 (1982).
- 3) Huth, A. and Wissel, C., The simulation of the movement of fish schools. *J. Theor. Biol.* **156**, 365-385 (1992).
- 4) Inada, Y and Kawachi, K., Order and Flexibility in the Motion of Fish Schools. . *J. Theor. Biol.* **214**(3), 371-387 (2002).
- 5) 加藤寛一郎, 大屋昭男, 柄沢研治, 航空機力学入門, 東京大学出版会 (1982).
- 6) 藤永 仁, 小型無人航空機の開発および飛行制御系設計, 大阪府立大学大学院 工学研究科 航空宇宙海洋系専攻 修士論文 (2008).



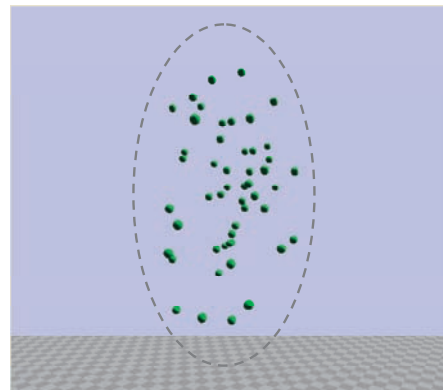
(a) reaction field enlarged along Y-axis



(b) simulation result with (a)-type reaction field



(c) reaction field enlarged along Z-axis



(d) simulation result with (c)-type reaction field

Fig. 10 Interaction field shape and corresponding formation shape

# JAXA 統合スーパーコンピュータの概要

松尾裕一  
宇宙航空研究開発機構

## Overview of the JAXA Supercomputer System

by  
Yuichi Matsuo

### ABSTRACT

The installation of JAXA's new supercomputer system called JAXA Supercomputer System (JSS) has been launched. JSS has the computing performance of scalar 135TF and vector 4.8TF, and the memory size of scalar 100TB and vector 3TB. It also has a large storage system with 1PB disk and 10PB tape. Service by JSS has partly been started at April 2008 and the full service is scheduled at April 2009. It is strongly expected that JSS will widely be used for the space development and the aeronautical and academic research throughout the JAXA's 2<sup>nd</sup> midrange plan. In this paper, background and basic requirements of the JSS are first described. Next, images and specifications which the system should have are discussed from the various viewpoints, and finally the system overview and the features are shown.

### 1. はじめに

JAXA では、旧宇宙3機関時代からの経緯で、統合後も調布事業所及び角田事業所、相模原キャンパスの3カ所にスーパーコンピュータ（以下、スパコン）を保有して来たが、調布事業所と角田事業所のスパコンがほぼ同時期にリースアウトするのを契機に「JAXA 統合スパコン」として換装することとし、調達手続きを経て、その一部がこの2008年4月から稼動し始めた。JAXA 統合スパコンは、スパコンによる数値シミュレーション技術を宇宙開発等のJAXA 事業に本格的に活用することを企図して、他方、宇宙3機関統合のシンボリックな位置づけ（One-JAXA）で導入されるものである。

本報告では、JAXA 統合スパコンの導入の背景や基本的要求要件について述べた後、様々な角度からみた計算機システム像や設計要件について考察する。最後に、システム概要、特徴等について述べる。

### 2. 導入の背景と主な要求要件

今後のJAXA スパコンの利用の方向性としては、従来からの航空分野に加えて、宇宙分野への積極的展開が挙げられる。その中心となるのは、「JAXA 長期ビジョン」に沿った流れである。長期ビジョンによれば、第2期中期計画を睨んだ今後5年間程度（2008-2013）の事業ロードマップとして、HIIAを中心とする基幹ロケットの信頼性向上やHTVの運用、国産航空機開発支援の加速等を挙げている。こうした目標や開発計画をみたとき、スパコンによる数値シミュレーションは、不具合対策や課題の事前検討等のプロジェクト等支援を通じて、信頼性向上、開発期間の短縮化、経費削減、新規アイデアの創出といった様々な観点でJAXA 第2期中期計画事業に十分な貢献を果たすことができると期待され、以下のような具体的なアプリケーションが想定される。

ロケットおよびロケットエンジン開発は我が国の科学技術基本計画において国家基幹技術として位置付けられており、信頼性の高い宇宙輸送システムの開発はJAXAとして極めて重要な事業となっている。今後、数値シミュレーションによって課題の事前検討や不具合対策を実施し、ロケットおよびロケットエンジンの信頼性向上および開発コスト削減に寄与することが期待されている。これを実現するには、大量のパラメトリック解析を行う必要があり、少なくとも従来の10倍以上の演算能力が必要とされる。特に、エンジンブームに起因する打ち上げ時の音響振動を把握

することが重要とされているが、今後エンジンやモータのクラスタ化、新射点など従来よりも音響環境を的確に把握する必要が出てきており、数値シミュレーションを用いた課題解決が求められている。

惑星探査を強力に進めるためには効率のよい宇宙航行システムが不可欠である。JAXA では「はやぶさ」の小惑星探査にて電気推進器による惑星間航行の実績をあげているが、この発展として電気推進器の更なる性能向上や信頼性の向上が強く求められている。地上実験では再現不可能な宇宙環境そのものや機器の耐久性能評価については数値シミュレーションによる評価が非常に有効であると考えられており、そのためには宇宙機と周辺プラズマ環境の相互作用の数値計算が基本となる。また、電気推進器の技術は、惑星探査のみならず静止衛星の姿勢制御や低高度衛星の軌道変更にも応用が期待されており、電気推進系を持つ宇宙機の開発において、将来的にプラズマシミュレーションが果たす役割は大きいと考えられる。また、プラズマコンタクターによるアクティブな衛星電位制御技術、衛星から放出されたガスによる衛星搭載機器への汚染解析、磁気プラズマセイルなどの将来惑星間航行システムの開発などでもプラズマシミュレーションの応用が期待されている。

NEDOの国産旅客機開発プロジェクトについては、事業化判断後に基礎設計・詳細設計・製作・飛行試験へとフェーズ移行していく計画とされている。JAXA ではそのスケジュールに合わせ、脚の低騒音化のための解析など離着陸時の機体騒音の予測、機内騒音低減化のための飛行中のエンジンのファン、ジェット騒音源の予測技術の開発や機内への騒音伝播解析などを本格化する必要がある。また、詳細／維持設計での空力解析を実施していく必要があり、これらのためには従来の10倍以上の大量の解析を必要とする。

静粛超音速研究機計画では、実験機的设计・製作、MDOなどのコンピュータ設計技術の高度化、将来航空機概念への技術展開となっている。その中で特に実験機的设计、飛行試験のために大量の解析を行う必要がある。詳細なソニックブーム解析、離着陸時ジェット騒音解析、複合材構造-空力連成などをはじめとした多分野統合最適化、エンジン内部（インテーク、ノズルを含む）と機体全体の解析や非定常運動の解析（動微係数、運動解析）等々がある。

このようなロードマップや将来計画から導き出されるJAXA 統合スパコンシステムへの要求要件としての第一は演算処理性能の向上であり、最低でも従来の10~20倍以上の性能が必要とされる。ロケットエンジンの解析や音響解

析等においては、ラージエディシミュレーション (LES) 等による本質的に非定常な解析が必須となるため、大規模処理能力に加え、三次元かつ時系列の膨大なデータを高速かつ多量に処理する入出力性能やデータ蓄積管理能力、あるいは処理の双方向性、ポスト処理性能などの計算機システムとしての総合処理能力が求められる。また、シミュレーションを設計開発に有効に活用して行くためには、市販アプリケーションとの親和性、オープンソースの受け入れやすさ、ソフトウェアとしての標準化などのユーザから見た使い勝手の良さ、柔軟かつ機敏なジョブスケジューリングに代表される運用の柔軟性・信頼性などの機能が重要となる。特に、多分野統合解析や最適化といった類の設計開発にリンクした処理も必要となるため、パラメトリックスタディや最適化エンジンとの連携を可能とするようなミドルウェアやシステムとしての柔軟性などが要求される。さらには、調布地区、角田地区、相模原地区、つくば地区の4つの事業所からのネットワーク利用を踏まえたシームレスな利用環境の構築、セキュリティ機能などの項目も必要である。また、プロジェクト支援に代表されるスパコン活用事業の停滞を極力少なくするため、現行システムからの円滑な移行とフル稼働への迅速な遷移が必須となる。

3. 様々な側面・角度からみた計算機システム像

上記要件は、主にアプリケーションや利用者から見たトータルな計算機システムへの要求であるが、無論ほかに考慮すべき視点も多い。そこで以下では少し見方を変えて、JAXA 計算機システムの描像について、様々な角度から検討し考察してみる。

JAXA としては、今後5年程度(少なくとも第2期中期計画期間中 2008-2013)の運用に耐えられるとともに、きちんと使えるシステムであって、当然ある程度の費用対効果が期待できるものが望ましい。また、ユーザアプリケーションが最大限に重要であり、業務の継続性を担保しつつ、汎用計算機と差別化可能である必要があり、ピーク性能にだけ代表されるような話題性あるいは計算機ありきでないことが求められる。このようなことを念頭に置き、JAXA の計算機としてどのようなものが相応しいか(具備すべき条件)について、①アプリケーション(利用)、②センター(管理)、③計算機技術、④それ以外、の4つの観点から検討した。

3.1 アプリケーション(利用側)からみた計算機像

アプリケーション(アプリ)からみた計算機の描像(イメージ)としては、おおまかには上記2.で述べたものとなるが、もう少し細かくみたときに考慮すべき点として、第一にアプリケーションの特性モデルがある。JAXA アプリケーション(JAXA アプリ)の特性(計算量、メモリアクセス量、通信量)がどのあたり(中心特性、ばらつき)にあつて、それに基づいてどのような計算機を選ぶべきか(演算性能重視、メモリ性能重視、通信性能重視)といった観点である。

最近の JAXA アプリの傾向として、

- 1) エンジニアリング系
- 2) サイエンス系
- 3) ミッションクリティカル系

の3種類に分けることができる。エンジニアリング系は、スループット重視、機能(入出力系、ジョブ周り)重視のものであり、いわゆる Capacity 計算の類に分類されるものである。一方、サイエンス系は、実効性能や規模が重視されるものであり、Capability 計算の類である。また、ミッションクリティカル系は、経営的な理由による対応(迅速性、

セキュリティ性等)が求められる類のものであり、アプリの特性というよりジョブ運用に影響を与える。これらのアプリはさらに、

- a) 計算量系
- b) メモリアクセス量系
- c) 通信量系

に分類することができる。上記の傾向と組み合わせれば JAXA アプリの特性は定性的には図1のようになる。なお、横軸、縦軸とも全 CPU 時間に対する(メモリアクセス、通信の)割合を表していることに留意されたい。また、正確な数字は補遺を参照されたい。このような特性の理由としては、大雑把には、サイエンス系は FFT といった全体全通信や反応計算などの大量の通信・計算を含む場合があるのに対して、エンジニアリング系では形状に対応するための非構造格子等の複雑なデータ構造に起因してメモリアクセスが多くなる傾向が強い、といった状況として説明できる。また、この特性は、無論、今後現れてくるアプリケーションによっても変わって来るとも考えられるが、流体分野としての特徴(基礎方程式、アルゴリズムなど)が大きく変わることはないので、このような構造がまったく違ってくるとは考えにくい。この図で、右上のアプリケーションに合わせた計算機ほど特殊なものとなり、最も TFLOPS 単価の高いものとなるので、どのあたりを設計中心とするかでノードや通信系の考え方が変わって来る。割格的には、近年はエンジニアリング系やミッションクリティカル系のジョブ数が増えて来ている。

アプリケーションからみたとき、もう一つ考慮すべきは、並列化(ジョブ)モデルである。並列化形態の急激な変更

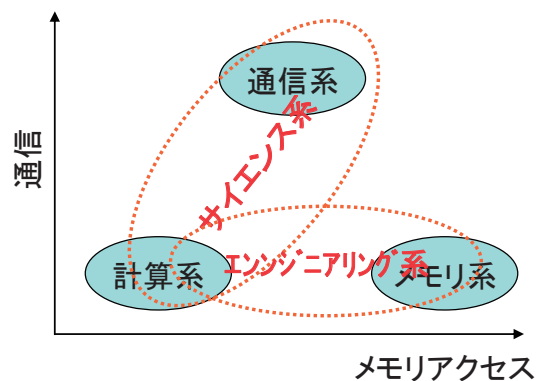


図1 JAXA アプリケーションの特性

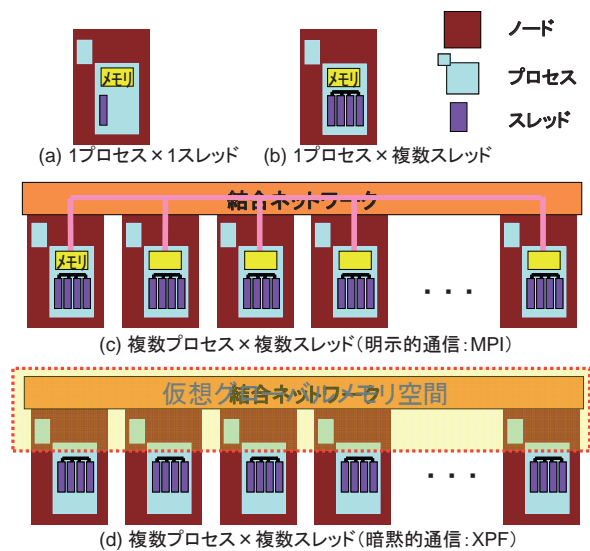
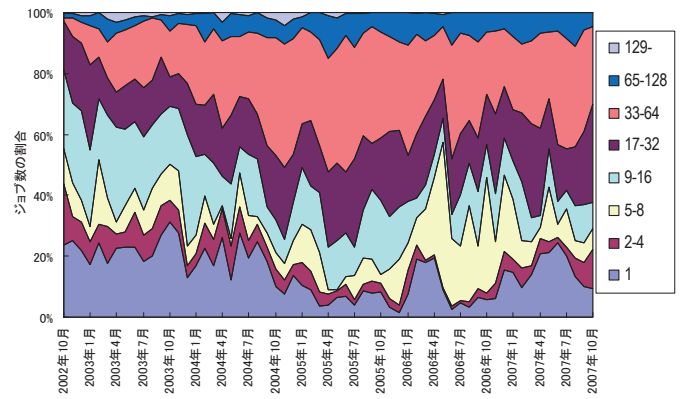


図2 JAXA アプリケーションの並列化モデル

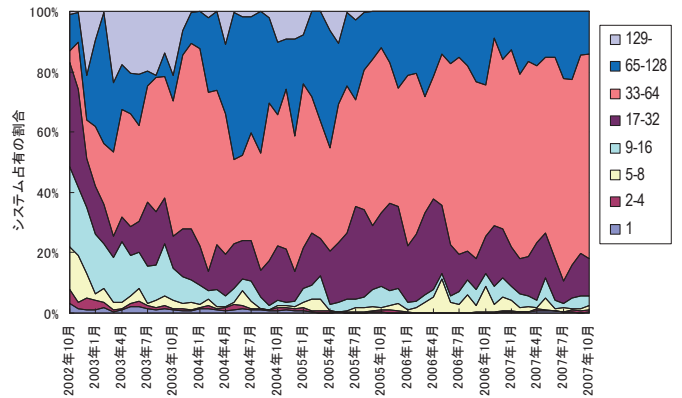
は、利用者側に大きな負荷を強いることになり、業務の継続性という点からも好ましくない。ただし、計算機技術動向に合わせて徐々にスタイルを変更して行かざるを得ないのは避けられない面もある。JAXA で現在用いられている並列化形態は、スレッド、プロセスという観点から見れば、

- i) 単一プロセス単一スレッド (逐次)
- ii) 単一プロセス複数スレッド (自動並列, OpenMP)
- iii) 複数プロセス (明示的通信: MPI) 単一スレッド
- iv) 複数プロセス (暗黙的通信: XPF) 単一スレッド
- v) ハイブリッド並列 (複数プロセス×複数スレッド)
- vi) パラスタ並列 (通信なし)

と分類される。図2に幾つかのスタイルの事例を示した。調布システムにおけるプロセス数、スレッド数の実際の利用割合の変遷 (2002年10月～2007年10月) は、図3及び図4のようになる。プロセス数の利用中心が50～150、



(a) ジョブ数



(b) 占有率

図3 調布システムにおけるプロセス利用数の変遷

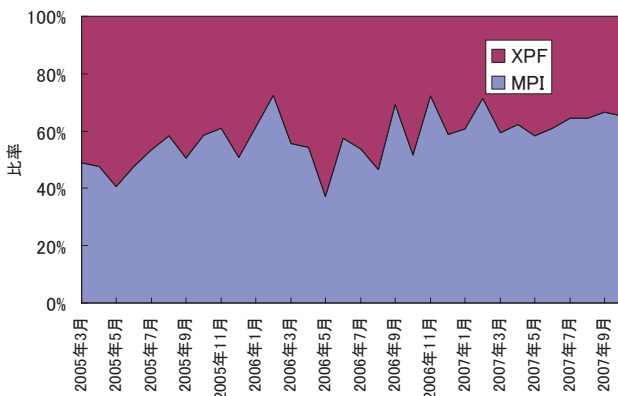


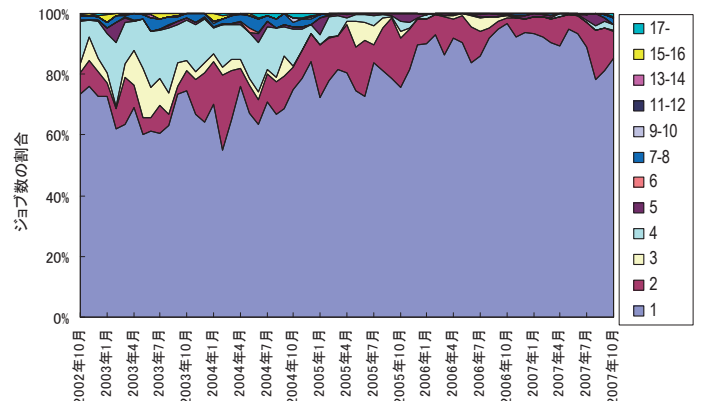
図5 MPI 対 XPF の利用割合の変遷 (ジョブ数)

表1 プログラミングスタイル調査 (2005/2～2008/3)

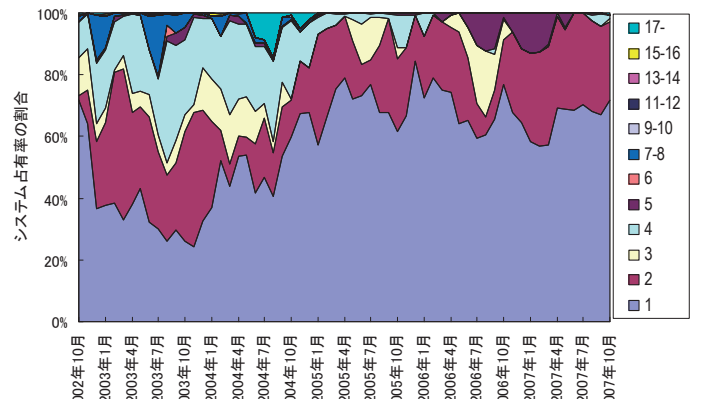
総利用者	159	1.000
逐次利用	25	0.157
並列利用	134	0.843
XPF 利用	49	0.308
MPI 利用	101	0.635
自動並列利用	80	0.503
OpenMP 利用	37	0.237
プロセス並列のみ利用	49	0.308
スレッド並列のみ利用	8	0.050
ハイブリッド並列利用	77	0.484

表2 ハイブリッド並列の利用状況

プロセス並列	スレッド並列	回数	割合 1	割合 2
XPF	自動	39	0.348	0.245
XPF	OMP	6	0.054	0.038
XPF	自動+OMP	20	0.179	0.126
XPF	なし	47	0.420	0.296
MPI	自動	30	0.211	0.189
MPI	OMP	5	0.035	0.031
MPI	自動+OMP	10	0.070	0.063
MPI	なし	97	0.683	0.610
なし	自動	38	0.186	0.239
なし	OMP	12	0.059	0.075
なし	自動+OMP	10	0.049	0.063
なし	なし	144	0.706	0.906



(a) ジョブ数



(b) 占有率

図4 調布システムにおけるスレッド利用数の変遷

一方、スレッド数の利用は最近ではせいぜい2に留まっていることがわかる。MPIとXPF(XPFortran, データ並列系のFortran言語)の利用割合の最近の傾向は図5のようになっている。MPIのジョブ数が少しずつ増えてきているが、XPF利用者も少ないわけではない。

また、最近のプログラミングスタイルの調査結果を表1、表2に示した。これは、2005年2月～2008年3月までの全ジョブのコンパイルリスト、実行リストから拾ってきた数字である。ここで、表2において、割合1=(その欄の人数/プロセス並列形式の人数)、割合2=(その欄の人数/利用者総数)を示す。表1からは、並列利用が8割以上、MPI利用が6割以上、ハイブリッド利用が5割、スレッド並列のみの利用は希少であることがわかる。また、表2からは、スレッド並列の利用で多いのは自動並列であることがわかる。このことから、表1のハイブリッド並列は、おそらく自動並列利用がほとんどと思われる。

一方、並列化形態は、別の観点から、

- A) 領域分割並列
- B) ループ並列
- C) ジョブ並列

に分けられる。

領域分割並列は、分割された領域(ブロック)同士のエッジ部分の情報交換をMPIで通信するスタイルのもの。この場合、通信量は少ないが、並列数が問題に依存することが多く、並列数の変更が一般には困難。また、領域のサイズがばらつければロードバランスが悪くなる可能性もある。

一方、ループ並列は、自動並列、OpenMP、XPFを用いる場合の形態。並列数が比較的自由に変えられる場合が多い。自動並列、OpenMPは共有メモリ用なのでプロセス間通信は発生しないが、ループ長が短いとFalse Sharingにより性能が低下する。(実際に低下しているケースがある。)

XPFの場合、ループ軸が変わると、データ構造の変更のための大規模な転置転送が発生するので、通信量が多くなりがちである。このこともあり、図1における通信系アプリは、ほぼXPFジョブである。図1において、メモリアクセス割合はコードによってばらつく可能性があるが、通信系アプリはほぼXPFジョブに限られるので、アプリ特性のばらつきは少ない。従って、メモリアクセス割合も通信割合も多いというようなアプリはないし、今後もたぶん現れない可能性が高い。

ジョブ並列は、上記vi)のパラメータスタディを行う場合に出現するものである。

これらのJAXAアプリや並列化形態の調査分析から、(ここに掲げていないデータも含めて)システム要件として以下の点が導出される。

- 1) JAXAアプリの並列化形態は、プロセス並列が中心であり、大規模なスレッド並列への対応は基本的には不要。スレッド並列は、小規模の自動並列に対応していれば良い。自動並列は、FalseSharing<sup>1</sup>に対する対策が必要。
- 2) ノード性能に関しては、演算性能、メモリ性能は高い方が良い。
- 3) 通信性能は、相対的に低くて良い。XPFアプリへの通信配慮(バリア同期の高速化など)が必要。MPI領域分割並列への対応のために、隣接通信は速い方が良い。
- 4) その他、ベクトルチューニングされたジョブへの何らかのシステムの配慮が必要。

### 3.2 管理側からみた計算機像

次に、管理サイドとか運用からみた計算機像について考えてみる。ユーザ個人からすると、好きなときに好きなだけ使える、というのが望むべき姿かもしれないが、センター側としてそのようなサービスを如何に提供するか、システムの運用管理を如何に効率よく行うか、といった観点からの検討である。

管理サイドの一般的な要件としては、

- 1) 安定稼働(トラブルが少ない、障害復帰が速い)
- 2) 運用管理が容易、運用コストが適正
- 3) 設置性(スペース、電力、冷却)
- 4) 各ユーザに同一サービス内容を提供(公平性)
- 5) ソフトウェアの継続性・移植性・汎用性
- 6) システムの拡張性

などが挙げられる。従来は、1)あるいは2)の要素が重要であるとして来たが、近年は、3)の要素の重要性やそこから来る制約が高まっている。基本的には、トランジスタの微細化により半導体の熱密度が高まり(実装密度が高まり)冷却をきちんとやらないといけなくなったこと、省スペース化や省電力化のスピードに比べて低コスト化のスピードが速いため、結果としてスペース、電力が増加傾向にあることが原因として挙げられる。表3は、2005年11月のTop500<sup>2</sup>リスト中の幾つかのシステムの単位電力あたりの性能<sup>3</sup>を示したものである。単位電力あたりの性能のおおまかな傾向として、一世代古いシステムは10以下、最近のシステムは100以下、最近のやや特殊なシステムで100以上となっている。JAXAシステム(JSS)の予想値も入れてみたが、悪い値ではないことがわかる。

表3 主なスパコンシステムの単位電力あたりの性能

System name	Linpack GFLOPS	Power kW	MFLOPS/W	Top500 Rank
BlueGene/L	367,000	2,500	146.8	1
ASC Purple	77,824	7,600	10.24	3
Columbia	60,960	3,400	17.93	4
Earth Simulator	40,960	11,900	3.44	7
MareNostrum	42,144	1,071	39.35	8
Jaruar XT3	24,960	1,331	28.75	10
ASC Q	20,480	10,200	2.01	18
ASC White	12,288	2,040	6.02	47
CeNSS	5,408	600	9.01	-
JSS	120,000	1,500 - 2,000	60-80	-

従来、この種の問題はあまり重要視されていなかったように思われ、どちらかといえば、誰か(設備担当者)がやってくれる、後付けの対応でどうにかなる、といった判断がされてきた感があるが、今後は計算機運用と設備運用との密接な連携や、双方が一体となった施策(自動運転、電力・空調制御など)が求められるようになって行くだろうと思われる。

JAXA独自の運用上の課題としては、資源割り当ての柔軟性確保が挙げられる。JAXAでは、臨機応変なジョブ運用と稼働率の両立を可能とするために、スケジューラを自主開発しているが、この独自スケジューラに対応できる資源割り当て機能を有する必要がある。また、OSの割り込みやジョブ同士の干渉による「性能ぶれ」は、ユーザから見ると予測できないジョブの打ち切りやチューニングの困難につながるため、これを避ける必要がある。

### 3.3 技術的側面からみた計算機像

一方、技術的な側面からみたとき、アプリや運用の要求を満足するためには、先進的すぎて実績がなかったり、単

<sup>1</sup> 異なるCPUが、同じキャッシュライン上のデータを更新してしまう状態。

<sup>2</sup> <http://www.top500.org>

発で終わってしなうもの、維持管理（手間、コスト）が大変な技術・システムは採用すべきではなく、リース期間中の需要と将来動向を見据えた確実な技術及び持続可能な技術を採用する必要がある。たとえば、ノード形態としては、メモリ性能や電力・コストを勘案すると大規模 SMP より小規模ノードが有利となる。また、結合ネットワーク（インターコネク）は、伝統的なクロスバの採用は物量の点で今後はほぼ不可能であり、ファットツリー等の実績のある多段結合網が必須となる。ソフトウェアは、最新のものというよりは、場合によっては一世代前の枯れて安定したものの方が、結果的には良かったりする。独断と偏見で、スパコン関連技術の今後の動向を整理してみると、次のようになるだろう。

- 1) CPU 性能は 2010 年頃（あるいはもう少し先）までは Moore の法則により性能向上（5 年で 10 倍）、ただしクロック向上ではなくマルチコア化。
- 2) メモリバンド幅は長期的には低落傾向（CPU と DRAM の性能差は 48%/年で拡大中）であり、メモリ性能の確保は課題。
- 3) 並列数増加によりシステム性能は CPU 性能以上のペースで向上。
- 4) 省電力、省スペース技術は、今後はもっと良くなる可能性がある。
- 5) コモディティ製品は、さらに台頭。

このような動向を念頭に入れると、今後のシステムとしては、いろいろな意味での制約が強くなり、「何でもできる計算機から、解くべき問題に相応しい計算機」へと転換して行かざるを得ないと思われる。IBM の BlueGene は、そういった流れから生まれてきたものであると考えられ、我々としては、単に「ベクトル計算機」「スカラ計算機」という 2 分的な話ではなく、航空宇宙技術研究所時代から主張してきたように、航空宇宙分野のアプリに相応しい計算機像は如何にあるべきかを真剣に模索していく必要がある。

### 3.4 それ以外の側面からみた計算機像

上記以外に考慮すべき論点として、例えば、JAXA 業務への適合性とか、我が国のこの分野（HPC）の方向性に対してどうか、といった項目がある。JAXA 業務適合性とは、セキュリティ対策とか課金情報の取得とかいった点であるが、（詳細は触れないが）意外に重要である。また、我が国のこの分野の方向性に対して、という点では、「次世代スーパーコンピュータプロジェクト」が見ておくべき対象であろう。大規模並列ジョブなどの経験・ノウハウは、共通性がある活かして行けるものと思われる。

## 4. JAXA 統合スパコンの概念設計における注意点

以上の分析を念頭に、JAXA 統合スパコンが持つべき性能や機能についてさらに進んで考察してみる。なお、これらの結果は、個人的な検討の産物であり、JAXA 統合スパコンの最終スペックや構成は、検討委員会や調達委員会等の正式な議論・手続きを経て決められたものであることを念のためお断りしておく。

### 4.1 CPU まわり

- ・ JAXA アプリの中心である流体アプリは演算量が多いので、プロセスあたりの性能はできるだけ高くすべき。  
→ 単体 CPU の性能をできるだけ活かすような作り。
- ・ 計算ノードに大規模 SMP は性能面で不利（電力、コスト、メモリ性能、性能ぶれ）。

- ・ スカラ CPU を採用する場合、マルチコアを如何に有効に利用するかが課題。
- ・ スレッド並列では、False Sharing を如何に避けるかが課題。

### 4.2 メモリまわり

- ・ 現状運用をみると、良く言われている、ユーザ領域として RAM 比（メモリ量/性能）=1 は必要なく、システム領域（OS、バッファ、スワップ等）を考慮しても、RAM 比=0.6~0.8 で良い。
- ・ ノードのメモリとして、数 10GB は確保したい。  
→ PC サーバとの差別化
- ・ メモリバンド幅は、B/F 比=1 程度以上は必要。  
（参考）B/F 比：Byte/Flop の略で、計算性能(FLOPS) に対するメモリ転送性能 (GB/s) の比
- ・ 後処理や非並列ジョブのために、ある程度の規模の共有メモリ（数 100GB）ノードが別にあると便利。

### 4.3 結合ネットワークまわり

- ・ ジョブ状況によれば、全システムを使うジョブはほとんどなく、最大でも 1/3 システム程度で、通常は 1/20~1/4 が多い。従って、速く機能的な通信はこの範囲（全体の 1/4 まで）で行われれば良い。この範囲を超える通信や全対全通信、リダクション等の集合通信については、別途実装を工夫するのが合理的。

### 4.4 システム構成、システム管理

- ・ 小規模ノード採用時には、OS 割り込みによるジッタ回避や多数の OS の管理の仕方に注意。
- ・ 各拠点には、ローカルサーバがあった方が良い。  
→ ファイルサーバ、データ処理サーバの役割
- ・ ベクトルジョブへの配慮という意味では、統合前の各拠点間の性能差程度の小規模ベクトルシステムがあった方が便利。  
→ ベクトルからスカラへの完全移行は手間がかかる
- ・ 可視化については、グラフィックカードを装備しているものは PC 系しかないのので、主に PC に担当させる。

### 4.5 設置と冷却

- ・ 設置スペースは、更新のための停止期間を最小化、更新時の作業性を勘案すると、現行の 3 号館のスペースだけでは不足。
- ・ 冷却は、局所的な発熱への対応だけでなく、省エネのためにも重要である。空冷と水冷を比較した場合、水冷の方が冷却効率の点でもスペースの点でも有利だが、チラーが必要となって設備管理の負荷が高いのと、また水漏れ等の大規模システムにおけるリスク管理の点でも、その採用には慎重を期する必要あり。一方、空冷は設備負荷等は少ないが、局所的な発熱に対して如何に効率よく冷却するかの現実的な工夫が必要。

### 4.6 その他

- ・ 大規模システムを考える上で、かなり重要なものの一つがファイルシステムである。ファイルシステムが持つべき特性として、単発 IO の速度性能、複数 IO の速度性能（スループット）、十分な容量、耐久性、障害に対する堅牢性と復帰の早さ、などがある。このうち容量については、ディスクだけというのはコスト的に無理なので、テープとの組み合わせが有利。また、ディスクとテープについては、HSM として運用できることが望ましい。



- ・ジョブスケジューラは、システムの効率運用の観点からは重要。いろいろな状況に対応するためには、この部分は引き続き自前での開発が望ましい。

## 5. システム概要と特徴

JAXA 統合スパコンは、JSS (JAXA Supercomputer System) と呼ばれ<sup>3</sup>、大規模並列計算機システム、ストレージシステム、共有メモリサブシステム、ローカルサーバ等から成る (図1)。

大規模並列計算機は、富士通製の FX1 と呼ばれるスカラ一超並列型のシステムで、120TFLOPS の性能、94TB のメモリを有するメインシステム (M システム) と 15TFLOPS、6TB のプロジェクトシステム (P システム) から成る。120TFLOPS のメインシステムは 3,008 ノード、15TFLOPS のプロジェクトシステムは 384 ノードから構成され、各ノードは、2.5GHz4 コアの SPARC64 VII チップを 1 個搭載し、40GFLOPS の性能と 32GB のメモリ、40GB/秒のメモリバンド幅を有する。ノード間は DDR(Double Data Rate) InfiniBand により、フルバンドのファットツリーというトポロジーで接続される。

ストレージシステムは、ディスクが 1PB、テープが 10PB あり、ディスクへの総実効転送性能は 25GB/秒以上あり、また、ディスクとテープは、階層型ストレージ管理 (HSM) として運用される予定である。

共有メモリサブシステムは、A システムと呼ばれる 1TB の共有メモリを有する富士通製 SPARC Enterprise M9000 システムと、V システムと呼ばれる NEC 製 SX-9 システムから成る。SX-9 は、3 ノード (16CPU/ノード) 導入され、4.8TFLOPS の性能と 3TB のメモリを有し、各ノードは IXS クロスバネットワークで結合される。SX-9 は、20TB のローカルディスクを有し、1PB のストレージディスクと結合される予定である。

新システムの主要部分は、調布事業所に設置されるが、この他に、相模原、筑波、角田にもローカルサーバが設置される。ローカルサーバは、各事業所からの利用性を向上させるために、ファイルサーバやフロントエンドの役割を果たすもので、調布システムと各事業所のローカルサーバは、スパコンネットと呼ばれるネットワークで結合される。各事業所間で、VPN による仮想ネットワークが構築され、スパコンネットに入ることにより、LAN 環境と同様の利便性を共有することができる。

このように JAXA 統合スパコンは、上記で述べた要件を満たすために、演算性能としては従来システムの約 15 倍、メモリ量では約 25 倍、ストレージ量では約 20 倍程度の性能を有する。また、実効性能を落とさないために、メインシステムにおいて、B/F 比=1 という高いメモリバンド幅、フルバンド (途中で線が細くならない) のインターコネク、十分な入出力性能を有する。また、ベクトルユーザのための V システムや前後処理のための共有メモリシステム A を用意している。

JAXA 統合スパコンは、かなりの大規模システムとなるため、2008 年 4 月から稼動するのは、このうちの一部、ストレージ部分と共有メモリ A システムである。これは、現行システムからのデータ移行を配慮してのものではあるが、主要部分を収容する新建屋 (図7) が下期にならないと竣工しないのが大きな理由である。2008 年下期から稼動するのは、プロジェクトシステム (スカラシステムの 384 ノード)

ード)、共有メモリ V システム (SX-9 の 3 ノード) 及びローカルサーバである。本体部分は、下期から導入するが、規模が大きいためシステム構築に時間がかかり、すべてのシステムの稼動は 2009 年 4 月を予定している。

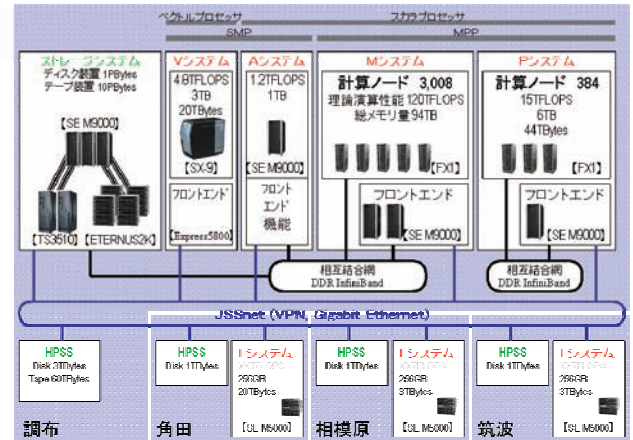


図6 JAXA 統合スパコンの構成

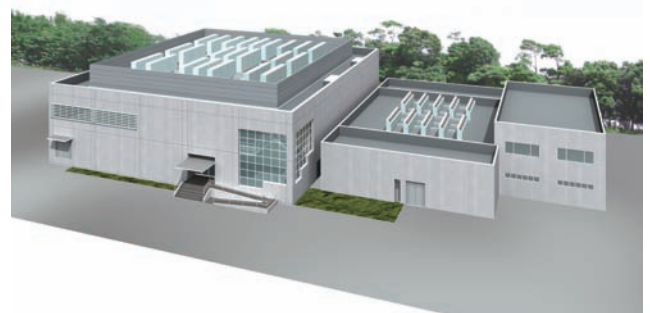


図7 JAXA 統合スパコン棟の外観

## 6. おわりに

本報告では、JAXA 統合スパコンの導入の背景や基本的要求要件について述べ、様々な角度からみた計算機システム像や設計要件について考察した。また、システム概要、特徴等について述べた。紙面の都合で、詳細には触れられていない部分もあるがご容赦願いたい。重要な記述は下線で示した。

JAXA 統合スパコンのスペックは、JAXA アプリに相応しいシステムは如何にあるべきか、というユーザと管理側が一体となった検討から生まれてきたものである。M システムはいわゆる超並列 (MPP) の形態を有し、また、V システムはベクトルである。このような複合システムの運用は始めてであり、いくつもの新しい要素を含む JAXA 統合スパコンであるが、課題を一つ一つ克服して行きたいと考えている。

また、本報告は、航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム 2008 の企画セッション「航空宇宙の次世代スーパーコンピューティング」において報告されたものである。セッションにご協力いただいた方々には感謝申し上げます。

## 参考文献

- 1) Sharma, S., Hsu C.-H., and Feng, W.-c., "Making a Case for a Green500 List," IPDPS 2006.

<sup>3</sup> JAXA 統合後の第一世代という意味で、JSS1 と呼ばれる場合もある。