

モーフィング宇宙輸送システムにおいて 機体形状変化が空力特性に及ぼす影響に関する研究

Investigation of the effect of changing vehicle shape on the aerodynamic characteristics in a morphing space-transportation system

○ 橋本翔吾, 九大院, 〒819-0395 福岡市西区元岡 744,

E-mail: hashimoto.shogo.527@s.kyushu-u.ac.jp

安倍賢一, 九大工, 〒819-0395 福岡市西区元岡 744, E-mail:abe@aero.kyushu-u.ac.jp

木原尚, 九大工, 〒819-0395 福岡市西区元岡 744, E-mail:kihara@aero.kyushu-u.ac.jp

Shogo Hashimoto, Kyushu University, 744, Motoooka, Nishi-ku, Fukuoka 819-0395, Japan

Kenichi Abe, Kyushu University, 744, Motoooka, Nishi-ku, Fukuoka 819-0395, Japan

Hisashi Kihara, Kyushu University, 744, Motoooka, Nishi-ku, Fukuoka 819-0395, Japan

The objective of this research is to investigate how much the aerodynamic coefficients are affected by changing the head shape between blunt and sharp, focusing on morphing techniques where each part of the fuselage deforms at any time during flight. The calculation model is based on what was used in our previous wind tunnel test. We also investigated the effect of a main wing equipped with elevon(aileron+elevator) on the aerodynamic coefficients. The obtained results were compared with the corresponding experimental data [Kawazu, Y.: Aso, S.: Tani, Y. master's thesis (2019)]. This research does not consider how to install the morphing mechanism.

1. 研究背景

宇宙への繰り返し大量輸送を必要とする大規模な宇宙開発を行うためには、高い安全性や信頼性、経済性を有する将来型宇宙往還システムとして、完全再使用型宇宙往還機の開発が必須である。スペースシャトルのような部分的再使用型宇宙往還システムの研究開発には莫大な費用がかかり、開発の妨げになっている⁽¹⁾。しかし、使い捨てロケットのような使い捨てシステムはコストの削減に限界があり、分離パーツがデブリ化する危険性もある。そのような観点から、完全再使用型宇宙往還機こそ将来必要とされる宇宙輸送システムといえる。

再使用型宇宙往還機にとって揚抗比 L/D や揚力係数 CL といった空力係数は重要なパラメータである。 L/D が増加すれば、その分着陸可能範囲を拡大することができる。また、 CL が増加すれば、着陸速度を下げることができ、着陸時の安全性が向上する。それにより、必要な滑走路長が短くなり、利用できる滑走路・空港の選択肢を広げることができる。宇宙往還機の空力特性はその機体形状、マッハ数、飛行高度等の飛行条件に依存するが、宇宙往還機は再突入から着陸まで様々な飛行条件を経験するため、その過程において常に高い空力特性を有する単一の機体形状を設計するのは難しい。そこで、我々は飛行領域に応じて機体の形状を変化させるモーフィング機能を備えた宇宙往還機を提案し、有効性を示すための研究を行っている。

先行研究において、塩見ら⁽²⁾によってモーフィング宇宙往還機の形状に適する形状として、三角形が提唱され、着陸可能領域、つまりダウンレンジ・クロスレンジの拡大が示唆された。また、河津ら⁽³⁾によって翼の前後位置や翼形状を変更した際のトリム時の空力性能が風洞試験によって計測され、各形状において最大揚抗比をとる迎角とマッハ数の関係より、最適なモーフィングシーケンスが提案された。しかし、風洞試験で測定した飛行条件は 0.3 (AoA=0, 15), 0.9 (AoA=0, 15), 1.3 (AoA=0, 15), 4.0 (AoA=0) の場合のみで十分なデータ数を取得できていなかったため、空力特性の一部はこれまでの結果に基づく補間法によって求めた値を使用していた。今回は、その結果を数値シミュレーションによって補完した。さらに、より高い空力性能を得るために機体の頭部形状を変更することで、さらなる空力性能の向上が可能な機体形状を模索し、その形状に対して数値シミュレーションを行った。

2. 乱流モデル⁽⁴⁾・流体方程式移流項⁽⁴⁾・時間積分法

本研究では、JAXA が開発した高効率計算が可能な汎用圧縮性流体解析ソルバ FaSTAR⁽⁵⁾を用いた。以下では、本研究で用いている RANS(Reynolds-Averaged Navier-Stokes)の SA(Spalart-Allmaras)モデルの概要を説明する。モデルは次式で表される 1 方程式モデルであり、FaSTAR では、オリジナルのモデルから f_{t2} の項を省略した SA-noft2 を採用する。

$$\frac{\partial \rho \hat{v}}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j \hat{v}}{\partial x_j} = \rho C_{b1} \hat{S} \hat{v} - \frac{M_\infty}{Re_\infty} C_{w1} f_w \left(\frac{\hat{v}}{d} \right)^2 + \frac{M_\infty \rho}{Re_\infty \sigma} \left[\frac{\partial}{\partial x_j} \left((v + \hat{v}) \frac{\partial \hat{v}}{\partial x_j} \right) + C_{b2} \frac{\partial \hat{v}}{\partial x_i} \frac{\partial \hat{v}}{\partial x_i} \right] \quad (1)$$

この式で計算された \hat{v} を用いて、乱流粘性係数が以下のように求まる。

$$\mu_t = \rho \hat{v} f_{v1}, \quad f_{v1} = \frac{\alpha^3}{\alpha^3 + C_{v1}^3}, \quad \alpha = 1 - \frac{\alpha}{1 + \alpha f_{v1}} \quad (2)$$

ここで、

$$\hat{S} = \Omega + \frac{M_\infty}{Re_\infty} \frac{\hat{v}}{\kappa^2 d^2} f_{v2}, \quad \Omega = |\mathbf{rot} \mathbf{u}|, \quad f_{v2} = 1 - \frac{\alpha}{1 + \alpha f_{v1}}$$

$$f_w = r_{sw} g \left[\frac{1 + C_{w3}^6}{g^6 + C_{w3}^6} \right]^{1/6} + (1 - r_{sw})(1 + C_{w3}^6)^{1/6}$$

$$g = r_{sw} \{ r + C_{w2}(r^6 - r) \}, \quad r = \frac{\hat{v}}{\max(\hat{S} \kappa^2 d^2, \varepsilon)}$$

$$r_{sw} = \frac{1}{2} - \text{sign} \left(\frac{1}{2}, r - 4 \right)$$

$$C_{b1} = 0.1355, C_{b2} = 0.622, \sigma = 2/3, \kappa = 0.41$$

$$C_{w2} = 0.3, C_{w3} = 2, C_{v1} = 7.1, C_{w1} = \frac{C_{b1}}{\kappa^2} + \frac{1 + C_{b2}}{\sigma}$$

であり、FaSTAR では消滅項の f_w に対して JTAS による修正を施している。

そして、基礎方程式中の粘性係数、熱伝導係数は次の式で置き換えられる。

$$\begin{aligned}\mu &\rightarrow \mu + \mu_t \\ \kappa &= \mu + \mu_t \frac{Pr}{Pr_t}\end{aligned}\quad (3)$$

上記のモデルに対し、 \hat{S} の評価式を次のように修正したモデル (SA-nof2-R)も実装する。

$$\hat{S} = \min(S, \Omega) + \frac{M_\infty}{Re_\infty} \frac{\hat{v}}{\kappa^2 d^2} f_{v2} \quad (4)$$

ここで S はひずみ速度を表し、定数 $C_{rot} = 1$ としている。

SA-nof2-R に対して非線形モデルとなる QCR(Quadratic Constitutive Relation)の 2000 年バージョンを加味したモデルが SA-nof2-R-QCR2000 である。このモデルでは、乱流粘性応力は次の式で置き換える。

$$\tau_{ij,QCR} = \tau_{ij} - [O_{ik}\tau_{jk} + O_{jk}\tau_{ik}] \quad (5)$$

右辺第一項が従来の線形の項であり、第二項が非線形項である。ここで、

$$\begin{aligned}\tau_{ij} &= 2 \frac{M_\infty}{Re_\infty} \mu_t \left(S_{ij} - \frac{1}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right), C_{crt} = 0.3 \\ O_{ik} &= 2W_{ik} / \sqrt{\frac{\partial u_m}{\partial x_n} \frac{\partial u_m}{\partial x_n}}, W_{ik} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_k} - \frac{\partial u_k}{\partial x_i} \right)\end{aligned}\quad (6)$$

$$\begin{aligned}&\sqrt{\frac{\partial u_m}{\partial x_n} \frac{\partial u_m}{\partial x_n}} \\ &= \sqrt{u_x^2 + u_y^2 + u_z^2 + v_x^2 + v_y^2 + v_z^2 + w_x^2 + w_y^2 + w_z^2}\end{aligned}$$

境界の値は、FaSTAR の推奨値を指定した場合、

$$\widehat{v}_\infty = 3.0v_\infty, \widehat{v}_{wall} = 0 \quad (7)$$

となり、計算の初期値にも使用される。

次に、流体方程式移流項である HILLEW スキームについて説明する。この手法は、2つの特性波で近似して解く安定な手法であり、強い膨張を伴う流れに対して有効である Einfeld が提案した HILLE スキームを大林、和田らが改良した手法であり、以下のように示される。

$$\begin{aligned}F_n &= \left[f_{1a} \begin{pmatrix} 1 \\ u \\ H \end{pmatrix}_a + f_{1b} \begin{pmatrix} 1 \\ u \\ H \end{pmatrix}_b + \begin{pmatrix} 0 \\ p_a + p_b + \delta_2 \\ \delta_3 \end{pmatrix} \right] \quad (8) \\ f_{1a} &= \rho_a(u_a + \widehat{\lambda}_1) + \delta_1, f_{1b} = \rho_b(u_a - \widehat{\lambda}_1) + \delta_1 \\ \delta_1 &= -\frac{(\widehat{\lambda}^+ \frac{\Delta p}{\bar{c}} + \widehat{\lambda}^- \bar{\rho} \Delta u)}{2\bar{c}}, \delta_2 = -\left(\widehat{\lambda}^+ \bar{\rho} \Delta u + \widehat{\lambda}^- \frac{\Delta p}{\bar{c}} \right) \\ \delta_3 &= -(\widehat{\lambda}_1 \Delta p + \bar{u} \delta_2) \\ \widehat{\lambda}^+ &= \frac{\widehat{\lambda}_2 + \widehat{\lambda}_3}{2} - \widehat{\lambda}_1, \widehat{\lambda}^- = \frac{\widehat{\lambda}_2 - \widehat{\lambda}_3}{2}\end{aligned}$$

ここで、

$$\begin{aligned}\widehat{\lambda}_1 &= \frac{b^+ + b^-}{b^+ - b^-} u_{ave} - 2 \frac{b^+ b^-}{b^+ - b^-} - 2\delta \min(b^+, b^-) \\ \widehat{\lambda}_2 &= \frac{b^+ + b^-}{b^+ - b^-} (u_{ave} + c_{ave}) - 2 \frac{b^+ b^-}{b^+ - b^-} \\ \widehat{\lambda}_3 &= \frac{b^+ + b^-}{b^+ - b^-} (u_{ave} - c_{ave}) - 2 \frac{b^+ b^-}{b^+ - b^-} \\ b^+ &= \max(0, b^R) \\ b^- &= \min(0, b^L) \\ b^R &= \max(u_{ave} + c_{ave}, u_{nb} + c_b)\end{aligned}\quad (9)$$

$$b^L = \min(u_{ave} - c_{ave}, u_{na} - c_a)$$

であり、 b で用いた平均値(ave)は Roe 平均を用いた。また、FaSTAR ではパラメータ δ を次のように算出する。

$$\delta = \min \left[\frac{\rho_a(u_a - b^R) + \rho_b(b^L - u_b)}{\sigma_1(b^R - b^L)}, \frac{1}{2} \right] \quad (10)$$

$$\sigma_1 = |\rho_b - \rho_a - \Delta'P / c_{ave}^2|$$

$$\begin{aligned}\Delta'P &= \max[|P_b - P_a|, \max(S_{wa} S_{ca} |grad P_a|, S_{wb} S_{cb} |grad P_b|)] \\ &\quad \cdot \text{sign}(P_b - P_a)\end{aligned}$$

$$S_{wa} = \begin{cases} 0.5 & \text{for } u \cdot grad P_a > 0 \\ 0.0 & \text{for } u \cdot grad P_a < 0 \end{cases}$$

$$S_{ca} = \begin{cases} 1.0 & \text{for } |grad P_a| - \frac{4000}{\gamma} > 0 \\ 0.0 & \text{for } |grad P_a| - \frac{4000}{\gamma} < 0 \end{cases}$$

時間積分法には、LU-SGS 法を用いて計算を行う。

3. 計算条件

今回の研究で行う計算条件を Table 1 に示す。

Table 1 計算条件

マッハ数	2.0, 4.0, 6.0
迎角(AoA)	-5, 0, 5, 10, 15, 20
基準面積	$3.14 \times 10^{-2} \text{m}^2$
基準長(L_{ref})	344.8mm
モーメント基準点	58% L_{ref}

本研究では、飛行高度 10 km を想定して計算を行った。この高度での一様流条件は以下の式を用いて算出する。

$$H = \frac{r_0 Z}{r_0 + Z} \quad (\text{km})$$

$$\rho = \frac{0.0034837P}{T + 273.15} \quad (\text{kg/m}^3)$$

$$T = 15 - 6.5H \quad (^\circ\text{C})$$

$$a = 20.0468 \sqrt{(T + 273.15)} \quad (\text{m/s})$$

$$P = 101325 \times \left(\frac{288.15}{T + 273.15} \right)^{-5.256} \quad (\text{Pa})$$

$$\mu = 1.458 \times 10^{-6} \times \frac{(T + 273.15)^{1.5}}{T + 383.55} \quad (\text{N} \cdot \text{s/m}^2)$$

ここで、 Z は高度、 r_0 は北緯 45 度での地球の半径である 6356.766 km を示している。対流圏である高度 11 km 以下の範囲であれば、上式で高度に対する一様流条件を近似計算することができる。

作成した計算モデルは、先行研究³⁾で用いられてきたモデルに対して頭部の形状を胴体下面が迎角 0 度の時に一様流に対して水平になるように設計した。先行研究の模型の Blunt Nose 形状、Sharp Nose 形状をそれぞれ Fig. 1, Fig. 2 に示す。

Table 2 格子点数, レイノルズ数および計算時間

Cells	56,054,034
Points	9,557,382
Re 数	6,822,000 (M=2.0)
計算時間	約 72 時間 (4 vnode)

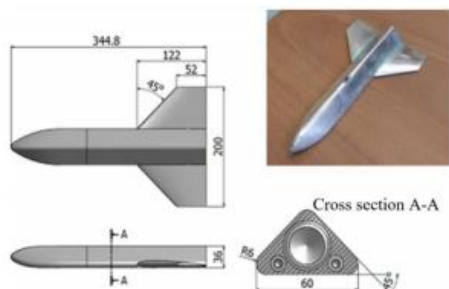


Fig. 1 Blunt Nose 形状 (先行研究模型)

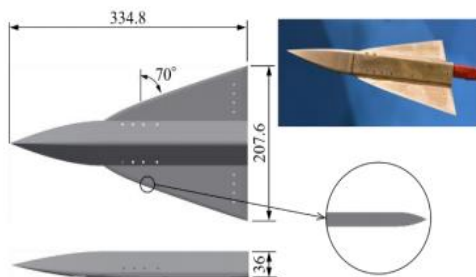


Fig. 2 Sharp Nose 形状 (先行研究模型)

また, 本研究で作成した計算モデルの Blunt Nose 形状, Sharp Nose 形状の側面図をそれぞれ Fig. 3, Fig. 4 に示す.

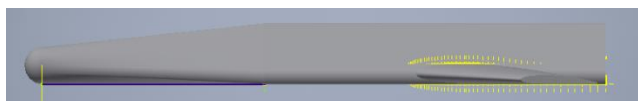


Fig. 3 Blunt Nose 形状 (本研究で作成した機体モデル)



Fig. 4 Sharp Nose 形状 (本研究で作成した機体モデル)

Sharp Nose 形状の胴体先端部は Blunt Nose 形状の胴体先端部に対して 1/10 の直径の半球となっている.

現段階では, まず試算として Re 数を低くして計算する目的で, 模型サイズの 1/10 の大きさの計算モデルを用いてシミュレーションを行っている. 作成した計算格子の概略を Fig. 5 に示す. また, 計算を行う際のモデルの cell 数, point 数, Re 数, 計算時間を Table 2 に示す.

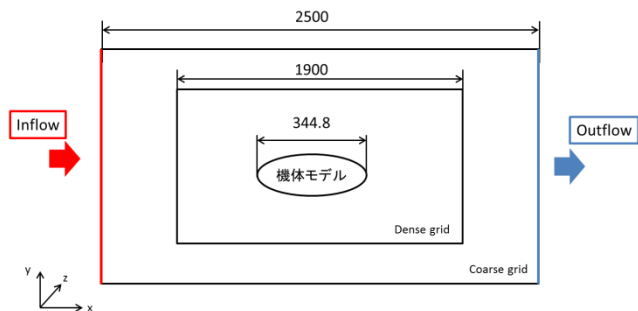


Fig. 5 計算格子概略図

機体モデルに迎角をつける際は適宜境界条件を変更する必要がある.

4. 計算結果及び考察

Blunt Nose 形状について, Mach=2.0 の時の機体表面の圧力分布を Fig. 6 に示す. 各 Mach 数の contour 図を Fig. 7~9 に, 抗力係数 (CD), 揚力係数 (CL), モーメント係数 (Cm), 揚抗比 (L/D) を Table. 3 に示す.

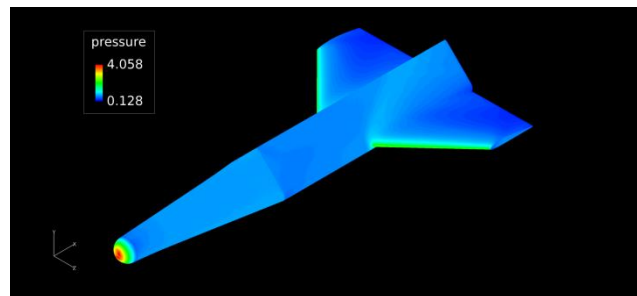


Fig. 6 機体表面の圧力分布(Mach=2.0, AoA=0)

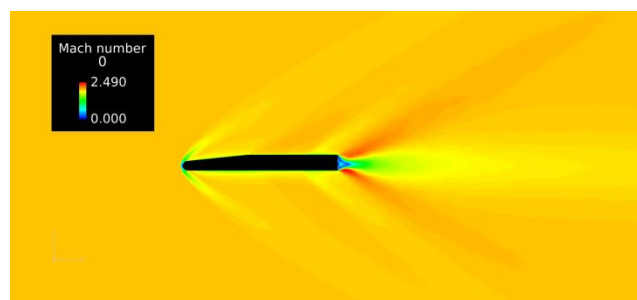


Fig. 7 Mach contour(M=2.0, AoA=0)

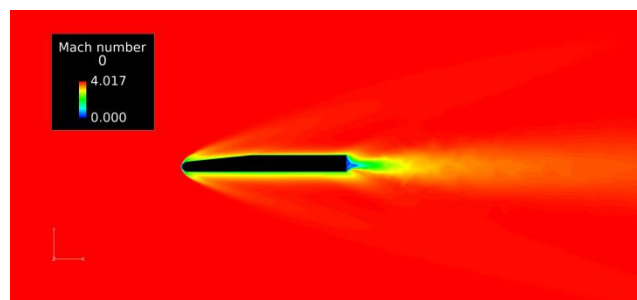


Fig. 8 Mach contour(M=4.0, AoA=0)

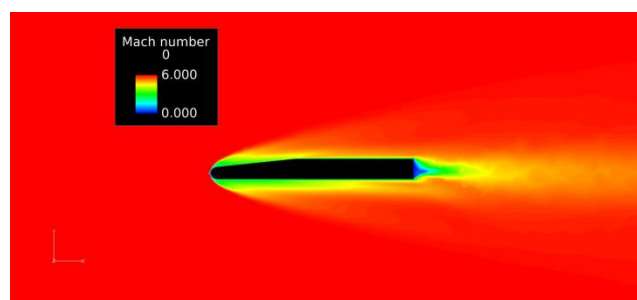


Fig. 9 Mach contour(M=6.0, AoA=0)

Table 3 各速度条件での空力係数 (AoA=0)

Mach	CD	CL	Cm	L/D
2.0	0.0456	0.0248	-0.0185	0.544
4.0	0.0320	0.0068	-0.0067	0.212
6.0	0.0287	0.0036	-0.7×10^{-4}	0.125

次に Blunt Nose 形状について, Mach=2.0 で迎角を AoA=-5~20 に変化させた場合の抗力係数 (CD), 揚力係数 (CL), モーメント係数 (Cm), 揚抗比 (L/D)を Table 4 に示す. また, 各迎角における抗力係数 (CD), 揚力係数 (CL), 揚抗比 (L/D)の推移を Fig.10~12 に示す.

Table 4 各迎角での空力係数 (Mach=2.0)

AoA	CD	CL	Cm	L/D
-5	0.0488	-0.0702	0.0125	-1.438
0	0.0456	0.0248	-0.0185	0.544
5	0.0572	0.1210	-0.0502	2.115
10	0.0851	0.2222	-0.0805	2.611
15	0.1336	0.3300	-0.1068	2.470
20	0.2054	0.4373	-0.1327	2.129

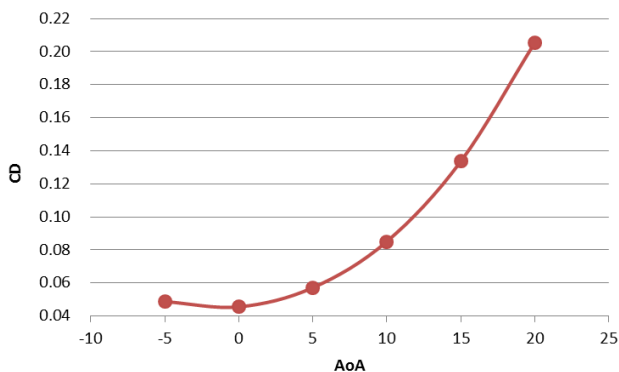


Fig.10 Mach=2.0 における CD-AoA(Blunt Nose 形状)

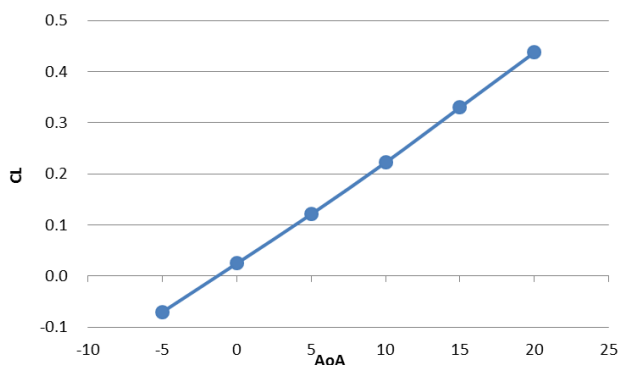


Fig.11 Mach=2.0 における CL-AoA(Blunt Nose 形状)

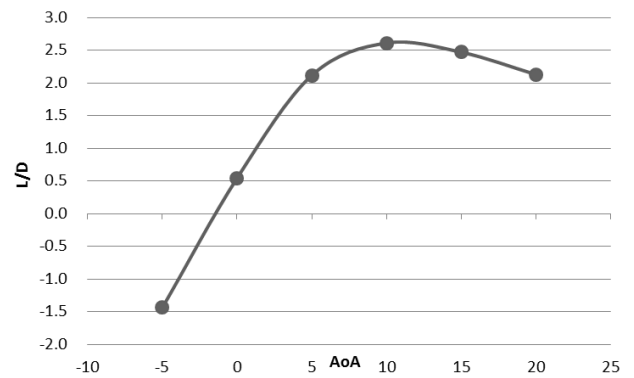


Fig.12 Mach=2.0 における L/D-AoA(Blunt Nose 形状)

Fig. 6 より機体頭部と翼前縁部から衝撃波が発生していることが確認できる. これは Fig. 7 から明らかであり, 斜め衝撃波後方の圧力も理論値に近い値となっている. Fig. 8, 9 においても同様のことが言える.

Table 3 より Blunt Nose 形状では AoA=0 の時, マッハ数が大きくなるほど CD が小さくなっていくが, それ以上に CL が小さくなるので, 揚抗比の値が小さくなる. つまり, Blunt Nose 形状は極超音速での飛行より超音速域の飛行に適していると推測できる.

Blunt Nose 形状で Mach=2.0 で飛行する際には Fig. 12 より AoA=10 が最適であると言える. その時の Mach contour を Fig. 13 に示す.

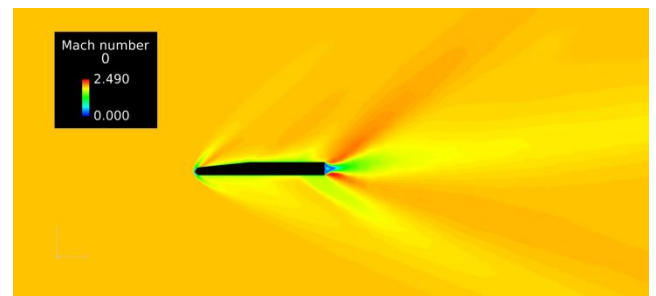


Fig.13 Mach contour(M=2.0,AoA=10)

5. 結論および今後の予定

本研究では, 完全再利用型宇宙往還機の機体頭部形状を変更することによる空力性能向上を目指して, 数値シミュレーションを試みた. 今後の予定として, 以下の項目が挙げられる.

- 実験模型と同じサイズでシミュレーションが行えるように計算格子を再構築し, レイノルズ数を合わせた計算を行う.
- Sharp Nose 形状のモデルで計算を行う.
- Elevon を翼につけた形状で計算を行う.

謝辞

本研究は主に九州大学情報基盤研究開発センターの研究用計算機システムを利用しました.

参考文献

- (1) Space Transportation Costs: Trends in Price Per Pound to Orbit 1990-2000.: Fortron Corporation, 2002.
- (2) 塩見健太, 麻生茂, 谷康寛, “トリム飛行実現を考慮したモーフィング宇宙輸送システムの再考とモーフィング宇宙輸送システムの優位性の検証”, 九州大学大学院工学府航空宇宙工学専攻修士論文, 2017.

- (3) 河津裕也, 麻生茂, 谷康寛, “ダウンレンジ・クロスレンジ
拡大に向けたモーフィング宇宙往還機の研究”, 九州大学大
学院工学府航空宇宙工学専攻修士論文, 2017.
- (4) FaSTAR 理論マニュアル:JAXA (宇宙航空研究開発機
構), 2014.
- (5) 橋本敦, 村上桂一, 青山剛史, 菱田学, 坂下雅秀, ラフル
パウルス, “高速な非構造格子流体ソルバ FaSTAR の開発”,
日本航空宇宙学会論文集, Vol.63, No.3, pp.96-105, 2015.