超音速/極超音速で飛行する MESUR カプセル周りの 流れ構造の研究*

中村 弘明^{*1}, 真鍋 圭司^{*2}, 西尾 正富^{*2}

Flow Patterns around the MESUR Capsule Traveling at Supersonic/Hypersonic Speeds

Hiroaki NAKAMURA, Keiji MANABE and Masatomi NISHIO^{*3}

^{*3} Department of Mechanical System Engineering, Fukuyama University,
1 Gakuencho, Fukuyama-shi, Hiroshima, 729-0292 Japan

Flow structures around a hypersonic re-entry Mars Environmental Survey (MESUR) capsule traveling at supersonic/hypersonic speeds are investigated utilizing a new computational method based on the finite element method (FEM). In order to confirm the validity of the computational method, the results are compared with experimental ones obtained by the electrical discharge method for a hypersonic flow at Mach 10. From these results, it can be concluded that they were in good agreement. As an example of the numerical simulation, flowfields around the capsule traveling at speeds of Mach 5, 3, and 2 are investigated. By these simulations, differences between the flow structures for these Mach numbers are clarified. The result shows that the location of the separation behind the capsule is governed by the strength of the adverse pressure gradient. The reverse flow behind the capsule that determines the base pressure distribution is correlated to the strength of the re-circulation and the stability of the capsule.

Key Words: Supersonic Flow, Hypersonic Flow, Wake Structure, Re-entry Capsule, Numerical Simulation, Electrical Discharge Method

1. 結 論

近年の航空宇宙理工学分野の発達に伴い、超音速/極超音速飛行体周りの流動現象を解明することは非常に重要となってきた。流動現象の理解のためには風洞による実験が有効な手段であるが、その流れ場の可視化・計測法については、例えば、電子ビーム法 (EBM: Electron Beam Method)¹⁾ やレーザ誘起蛍光法 (LIF: Laser Induced Fluorescence)²⁾ などの可視化手法が開発されてきているものの、極超音速流動現象の可視化は一般に困難を極めている。その主な理由は、実験室で得られる極超音速流が、非常に高速、希薄、かつ持続時間が短いことなどである。それゆえ、例えば再突入カプセルのような極超音速飛行体周りの流動現象の解明には、数値解析 (CFD: Computational Fluid Dynamics) によるアプローチが必要不可欠である^{3), 4)}。

現在、CFD による圧縮性流れ解析では、差分法

(FDM: Finite Difference Method) や有限体積法 (FVM: Finite Volume Method) が主流となっている。有限要素法 (FEM: Finite Element Method) による解例析がこれらの手法と比べて少ないのは、単に計算時間や記憶容量の問題だけではなく、TVD 法のような安定で高精度な解析アルゴリズムに相当する定式化が未開発のためであると考えられる。

著者らはこれまで、FEM を発展させるべく FEM を基礎とした新しい計算手法を開発してきた⁵⁾。この手法の特長はナビエ・ストークス方程式の圧力項の取り扱いにある。つまり、圧力項を粘性応力と共に応力テンソルとして取り扱い、重み付き残差定式に於いて非微分形式で表現した。これにより、従来の陽的な FEM と比較して、解析精度の向上を図ることができると共に、計算を安定的に行うことが可能となった。

本研究では上述の計算手法の適用例として、再突入カプセル (MESUR カプセル) 周りの流れ場を解析する。MESUR カプセルとは、NASA で計画されている火星から石などの標本を採取して地球に持ち帰ってくる「サンプルリターンミッション」において使用されるカプセルである。まず、計算手法の妥当性を調べる

* 原稿受付 2003 年 11 月 17 日。

^{*1} 正員、福山大学工学部工学研究科 (〒729-0292 福山市学園町 1 番地三蔵)。

^{*2} 正員、福山大学工学部機械システム工学科。
E-mail: m.nishio@fume.fukuyama-u.ac.jp

Fig.1 Dimensions of the MESUR capsule model used for the present calculation and the experiments, in mm.

ためにマッハ 10 で飛行するカプセル周りの流れ場を一例に取り上げ、放電発光法による可視化実験結果と比較する。その後、マッハ 5, 3 および 2 の各々の場合のカプセル周りの流れ場を計算し、その流れ場がカプセルにどのような影響を及ぼすのかを明らかにする。

2. 基礎方程式

カプセル周りの流れ場は軸対称と仮定し、二次元軸対称圧縮性 Navier-Stokes 方程式 (以下 NS 方程式と略記する。) を 1 次精度の陽解法を用いて解くことにより、流れ場のシミュレーションを行った。本研究で使用する NS 方程式は保存形式により以下のようにまとめることができる。

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \left(\frac{\partial F_1}{\partial x} + \frac{\partial F_2}{\partial y} + \frac{F_2}{y} \right) - \left(\frac{\partial G_1}{\partial x} + \frac{\partial G_2}{\partial y} + \frac{G_2}{y} \right) = 0 \quad (1)$$

尚、アンダーラインを施した項を無視すれば、2 次元問題の定式となる。式 (1) に於いて、 U は未知変数であり、各変数の具体形は式 (2) のようになる。尚、下添え字はテンソル表記に基いており、自由標 $i=1, 2$ はそれぞれ x, y 成分を表している。また、総和規約を適用しており、 m は擬標である。

$$U = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u_x \\ \rho u_y \\ \rho e \end{bmatrix}, F_i = \begin{bmatrix} u_i \rho \\ u_i \rho u_x \\ u_i \rho u_y \\ u_i \rho e \end{bmatrix}, G_i = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{ix} - p \delta_{ix} \\ \tau_{iy} - p \delta_{iy} \\ u_m (\tau_{mi} - p \delta_{mi}) - q_i \end{bmatrix} \quad (2)$$

$$F'_2 = F_2, G'_2 = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{xy} - p \delta_{xy} \\ \tau_{yy} - \tau_{\theta\theta} \\ u_y (\tau_{yy} - p \delta_{yy}) - q_y \end{bmatrix} \quad (3)$$

(a) Streamlines

(b) Pressure contours

Fig.2 Calculation results for the flowfield around the capsule at Mach 10.

ここで、 ρ は密度、 u, v はそれぞれ x, y 方向の速度、 e は単位質量当りの全エネルギー、 τ_{ij} は粘性応力 (偏差応力)、 q_i は熱流束、 δ_{ij} はクロネッカーデルタである。また、式 (3) は軸対称問題の場合に考慮しなければならない変数であり、 $\tau_{\theta\theta}$ は円周方向偏差応力である。

通常、圧力項は流束ベクトル F_i に含ませる定式化がよく行われるが、本研究では圧力項を粘性応力と共に応力テンソルとして取り扱い、流束ベクトル G_i に含ませる。この理由は、以下に示す通りである。

式 (1) に重み関数 w を乗じ、重み付き残差法により定式化すると次式が得られる。

$$\int_A w \frac{\partial U}{\partial t} dA = - \int_A w \left(\frac{\partial F_1}{\partial x} + \frac{\partial F_2}{\partial y} \right) dA - \int_A \left[\frac{\partial w}{\partial x} G_1 + \frac{\partial w}{\partial y} G_2 \right] dA + \int_{S_p} w P dS - \int_A w \left(\frac{F'_2}{y} - \frac{G'_2}{y} \right) dA \quad (4)$$

式 (4) から分かるように、流束ベクトル G_i は非微分形である。従って、応力を非微分形で取り扱うことができる。ここで、右辺第 2 項、即ち、

$$\int_A \left[\frac{\partial w}{\partial x} G_1 + \frac{\partial w}{\partial y} G_2 \right] dA \quad (5)$$

に於いて、運動量保存則を取り扱う場合、式 (5) は仮想仕事の原理から内部応力に等価な節点力になる。従って、左辺のマトリックスを対角化して陽解法を適

Fig.3 The visualization principle for the shock wave over a wedge model.

用する際、式 (4) の運動量保存則は直接、等価節点力と節点加速度の関係となる。即ち、

$$(\text{節点運動量の物質導関数}) = (\text{節点内力}) + (\text{節点外力}) \quad (6)$$

という Newton の運動方程式そのものとして解析できる。この圧力項の新たな取り扱いにより、従来の陽的な FEM と比較して、解析精度の向上を図ることができると共に計算を安定的に行うことができる。

3. 計算手法の妥当性

本計算手法の妥当性を確認するためにマッハ 10 で飛行するカプセル周りの流れ場を一例に取り上げ、著者らの考案した放電発光法^{(6) (11)}によって得られた可視化結果と比較を行う。

3.1 FEMによる計算結果

3.1.1 計算条件

図 1 に計算及び実験で使用したカプセル形状を示す。使用する計算要素は、4 節点四角形アイソパラメトリック要素 (1 次精度) であり、節点数 93,032、要素数 92,400 である。また、壁面方向の最小格子幅は 20×10^{-3} である。流れ場は全体で層流を仮定し、カプセル壁面は滑りなし、かつ断熱壁としている。一樣流条件は風洞実験に一致させて、速度 $V=1500 \text{ m/s}$ 、静圧 $P=70 \text{ Pa}$ 、静温度 $T=54 \text{ K}$ 、密度 $\rho=4.5 \times 10^{-3} \text{ kg/m}^3$ 、レイノルズ数 $Re=1.95 \times 10^6$ (代表長さ 1m) とする。

Fig.4 Visualized shock wave over the wedge model at Mach 10.

Fig.5 Visualized shock on front of the capsule at Mach 10.

3.1.2 計算結果

図 2 に計算結果を示す。座標としては、カプセル半径 Rb で無次元化を施した値を用いている。カプセル後流領域の等圧線図から、カプセル対称軸近傍の $x/Rb = 3 \sim 4$ 付近には、再圧縮衝撃波と後流との干渉による圧力の高い領域が確認できるが、その値は $p/p_\infty=5.0$ とカプセル前面のよどみ点圧力の約 4.1% となっており、比較的弱い干渉であることが分かる。また、カプセル背後には再循環領域が存在しているが、逆流がカプセル背面に衝突することによってカプセルに及ぼす圧力 (以下、再循環領域の強さと呼ぶことにする。) は最大で $p/p_\infty=3.0$ (カプセル前面のよどみ点圧力の約 2.4%) であり、カプセルの空力特性にほとんど影響を与えないことが分かる。

3.2 放電発光法による可視化結果

3.2.1 衝撃波の可視化原理及び可視化結果

放電発光法による衝撃波の可視化を行った。模型と電極の配置を図 3 に示す。針状電極 (陰極) が模型上方の一樣流中に配置されており、模型表面上には線状電極 (陽極) が貼られている。線状電極の厚さは 0.1 mm 、幅は約 1.0 mm 程度であり、流れに及ぼす影響が十分無視できる。衝撃波に交差するようにシート状の放電を発生させると、衝撃波前後の気体密度の相違により、衝撃波を可視化することができる。楔模型に生じる衝撃波の可視化例を図 4 に示す。また、カプセル前方に発生する衝撃波に適用した結果を図 5

Fig.6 The visualization principle for a streamline behind the shock wave.

Fig.7 Visualized streamline over a wedge model at Mach 10.

Fig.8 Visualization results for streamlines behind the shock wave at Mach 10.

に示す。衝撃波が鮮明に可視化できていることが分かる。

3.2.2 流線の可視化原理及び可視化結果

流線の可視化原理を以下に示す。図 6 に示すように、初めに衝撃波を横切る棒状の放電を発生させる。両電極間に電圧を加え続けると、放電路は気流に乗って後方（図中左側）へ移動する。この時、初めの棒状の放電路と衝撃波との交点 P_0 を通過する流線を境にして、A 領域と B 領域とでは放電の発光強度およびスペクトルが異なる。従って、この気流に乗って流れる放電路を写真観測することにより、流線を可視化することができる。楔模型上の流線の可視化例を図 7 に示す。

以上の可視化手法をカプセル周りの流線に適用した。結果を図 8 に示す。模型表面上の電極の位置を様々に

Fig.9 Dimensions of the capsule model with a sting used for investigation of the wake structure, in mm.

Fig.10 Visualization results for the flow direction.

変えることにより、衝撃波を通過する様々の流線を可視化することができる。

3.2.3 後流の流れパターンの可視化原理及び可視化結果

先に述べた手法をカプセル後流の流れパターンの可視化に適用した。リードワイヤは図 9 のようにステイニングの中に入れてある。

はじめに、放電によってカプセル後流の流れ方向を捉えることを試みた。図 10⁽¹⁾は模型と電極の配置の一例を示したものであり、電極間距離は 2.5mm 程度である。放電によってカプセル肩付近に発生した粒子は明るく発光しながら気流に乗ってカプセル後方へ流されており、流れの方向を明確に可視化できている。

以下にカプセル背後の剥離点及びそれに続く Free Shear Layer の可視化結果を示す。図 11(a)は Wake の再循環領域内にあると考えられる場所に電極を配置した場合である。また、図 11(b)は Wake の再循環領域の外に電極を配置した場合である。これらの可視化結果から、流れはある点を境に壁面から剥がれ、下流方向へ流されており、その点が剥離点であると判定される。このように、放電発光法を用いること

Table1 Freestream conditions.

Mach number	2	3	5	10
Velocity, m/s	590.0	895.0	1500.0	1500.0
Density, kg/m ³	8.9×10^{-2}	4.0×10^{-2}	1.8×10^{-2}	4.5×10^{-3}
Static pressure, Pa	5529.0	2549.0	1197.0	70.0
Static temperature, K	216.7	221.6	226.5	54.0
Reynolds number, 1/m	3.78×10^6	2.52×10^6	1.86×10^6	1.95×10^6

(a) Visualized vortex

(b) Visualized separation point

Fig.11 Visualization results for wake behind the capsule at Mach 10.

Fig.12 Comparison of the present calculation and the electrical discharge experiments for the flow structure around the capsule.

によって初めて極超音速飛行体周りの空間流線を可視化することが可能となった。

3.3 計算結果と実験結果との比較

以上の可視化情報データと本計算手法による解析結果の比較を図 12 に示す。ここで、破線は放電発光法による可視化実験結果を、実線は本計算手法による計算結果を示している。両者は良く一致している。

4. FEMによる解析

前節に於いて、本計算手法の妥当性が示された。こ

こでは、本計算手法の適用例として、マッハ 5, 3 および 2 のそれぞれの条件で飛行するカプセル周りの流れ場を解析し、マッハ数の変化に伴ってカプセル周りの流れ場がカプセルにどのような影響を及ぼすのかについて議論する。尚、計算に使用する一様流条件は表 1 に示す通りである。

4.1 カプセル周りの流線

カプセル周りの流線についての計算結果を図 13 に示す。カプセル背後には剥離に伴う再循環領域が見られるが、マッハ数の低下と共に剥離が早まっており、それに伴い再循環領域内の流れと外側の流れとを分ける Free Shear Layer の曲率がカプセル径方向へ拡大している。各マッハ数に対する流れ場の変化をグラフ化すると図 15 のようになる。尚、図中の記号の定義は図 14 のとおりである。マッハ数が 3 から 2 へ変化する際に流れ構造が最も大きく変化している。とりわけ、Shock Standoff Distance の変化は著しく、一様流に対する衝撃波角が拡大していることが分かる。この傾向は衝撃波という固定された境界条件によるカプセル周りの流れの束縛が比較的弱くなることを意味している。従って、例えば風洞実験により流れ場を調べる際には、一様流中の乱れの影響がカプセル背後の流れ構造により大きな影響を及ぼす可能性があると推測されるので、注意が必要である。

剥離が早まる原因としては、カプセル肩部直後から下流方向にかけて生じる逆圧力勾配の影響が考えられ、一様流マッハ数が低いほど逆圧力勾配が急であることが推測される。これは後述するように、一様流マッハ数が低いほどカプセル背後の再循環領域が強いことを意味しており、Free Shear Layer の曲率が大きいほど、カプセルに及ぼす力が強いことが予測される。

4.2 カプセル周りの圧力分布

4.2.1 再圧縮領域の影響

カプセル周りの等圧線及び軸線上の圧力分布を図 16 及び図 17 に示す。先に述べたように、カプセル対称軸付近には、再圧縮衝撃波と後流の干渉による圧力

Fig.13 Calculation results for streamlines around the capsule at freestream Mach numbers 5, 3 and 2.

の高い領域が見られる。その値はマッハ 5 の時には $p/p_\infty=1.7$ (カプセル前面のよどみ点圧力の約 5.7%)、マッハ 3 の時には $p/p_\infty=1.1$ (よどみ点圧力の約 10.0%)、マッハ 2 の時には $p/p_\infty=0.8$ (よどみ点圧力の約 15.0%) となっており、よどみ点圧力に対する比率がマッハ数の低下と共に増加傾向にある。また、再圧縮衝撃波と後流の干渉は、カプセル下流に逆圧力勾配を発生させる。とりわけ一様流マッハ数が低いほど逆圧力勾配は急であり、例えば、剥離点から下流方向(再付着点)へ向かう流れは運動エネルギーが小さいため、流れ難くなると推測される。反対に、再圧縮領域からカプセル Neck 部にかけての圧力勾配は、正圧から負圧へ変化するので、下流側から上流側へ向かう流れが誘起される。このため、カプセル Neck 部には、逆流の衝突により圧力ピークが生じ、衝突後の逆流は壁面に沿ってカプセル径方向へ流れるので、再循環領域内の流れは反時計方向であることが分かる。

その背圧ピークは一様流マッハ数が低いほど、また、カプセル下流の流れ場に生じる逆圧力勾配が急

Fig.14 Illustration of the wake structure around the capsule.

Fig.15 Dependence of the flow structure on the freestream Mach number.

なほど、高い値となっており、再圧縮領域内での逆圧力勾配の大きさと再循環領域の強さとは大きな関連があると推測される。これら下流の流れ場の違いによって変化する背圧分布は、寺本、藤井らによる研究報告^{(12),(13)}に示されているように、カプセル背後の渦構造が背圧を支配するという特徴をよく捉えていると考えられる。

4.2.2 背圧の影響

カプセル壁面上に作用する圧力分布の計算結果を図 18 及び図 19 に、また、カプセル前面に働く力/背面に働く力とマッハ数との関係を図 20 にそれぞれ示す。カプセル肩部からの膨張波の影響により、圧力は流れ方向に急激に減少しているが、 $x/Rb=1.13\sim 1.30$ の領域で増加傾向へ転じている(図 18, グレーの領域)。また、その領域内での逆圧力勾配はマッハ 2 の時が最も大きく、このことによって先に述べたように、剥離が早まっていると考えられる。その後圧

Fig.16 Calculation results for the pressure contours around the capsule at freestream Mach numbers 5, 3 and 2.

力は壁面に沿って緩やかに増加し続け、カプセル対称軸近傍に存在する逆流域の衝突により Neck 部で再び急激に増加している。また、その値はマッハ 5 の時には $p/p_\infty=1.1$ (カプセル前面のよどみ点圧力の約 3.7%)、マッハ 3 の時には $p/p_\infty=0.6$ (よどみ点圧力の約 5.5%)、マッハ 2 の時には $p/p_\infty=0.5$ (よどみ点圧力の約 9.4%) と一様流マッハ数が低いほど高い値を示しており、再循環領域が強いと言える。

上述の傾向は圧力係数 (C_p) 分布図にも表れており、カプセル背後の剥離域は圧力が低くほぼ一定となっているが、逆流の衝突する Neck 部で圧力回復が生じている。しかし、その領域がカプセル背面側の機体表面積に占める割合は小さく、回復率も極わずかであることから、再循環領域の強さがカプセルの空力特性に与える影響は小さいと言える。つまり、カプセルには圧力抗力が支配的に働くことになる。剥離域に分布する圧力は、 C_p 分布図が示すようにマッハ数が低いほど負圧が強く、前面の圧力が

Fig.17 Pressure distributions at the capsule axis.

Fig.18 Wall pressure distributions.

Fig.19 Wall pressure coefficient.

Fig.20 Relation between front force/back force vs Mach number.

正圧であることから、カプセルは上流から下流に大きな抗力を受けると考えられる。また、図 15 から

分かるように、抗力が大きく働くと推測されるマッハ 3 あたりからカプセル周りの流れ場が大きく変動しており、抗力の大きさはカプセル背後に形成される渦領域の大きさ及び形状の相違によって左右されると考えられる。

本条件下では、マッハ 3 あたりからカプセル背後の流れ構造が大きく変化するという結果が得られたが、先に述べたように、例えば風洞実験により流れ場を調べる際には、マッハ数が低いほどカプセル背後の流れ場は一樣流中の乱れの影響を受け易くなると考えられるので、再循環領域の強さ及び形状は大きく変化する可能性があり注意が必要である。

5. 結 論

本研究では、FEM を基礎とした圧縮性流れの新しい計算手法を用いて MESUR カプセル周りの流れ場を解析した。

はじめに、計算手法の妥当性を確認するために、マッハ 10 で飛行するカプセル周りの流れ場を一例に取り、放電発光法によって得られた可視化結果と比較した。その結果、本計算手法は妥当であることが分かった。このように計算結果を風洞実験から得られる空間流線と比較して計算手法の妥当性を確認するのは、放電発光法を用いることによって初めて可能となった。

次に、本計算手法の適用例として、マッハ数の変化に伴ってカプセル周りの流れ場がカプセルにどのような影響を及ぼすのかを調べた。本計算手法によって得られた結果を以下に示す。

- (1) カプセル後方対称軸付近には再圧縮衝撃波と後流の干渉によって生じる再圧縮領域が存在する。その領域に於ける圧力値のよどみ圧力に対する比率は一樣流マッハ数が低いほど大きい。
- (2) カプセル背後には剥離に伴う再循環領域が存在するが、一樣流マッハ数の低下と共に剥離が早まる傾向が確認できた。これは一樣流マッハ数が小さいほどカプセル背後の逆圧力勾配が大きいためであると考えられる。
- (3) カプセル背面の背圧分布は再循環領域の形状と大きな関係があることが分かった。即ち、再循環領域内の流れと外側の流れとを分ける Free Shear Layer の曲率が大きい程背圧は高い。また、背圧のピーク値は常にカプセル Neck 部に発生する。

文 献

- (1) Larigaldie, S., Bize, D., Mohamed, A. K., Ory, M., Soutade, J., Taran, J. P., Velocity Measurement in Hypersonic Electron-Beam-Assisted Glow Discharge, *AIAA J.*, **36**, (1998), 1061-1064.
- (2) 志田坦也・永山猛彦・出口祥啓, LIF による定量計測ならびに超音速横断流中噴流への適用, 日本航空宇宙学会誌, **44**, (1996), 335-340.
- (3) Peter A. Gnoffo, Robert D. Braun, K. James Weilmuenster, Robert A. Mitcheltree, Walter C. Engelund, Richard W. Powell, Prediction and Validation of Mars Pathfinder Hypersonic Aerodynamics Data Base, *AIAA Paper* 98-2445, (1998).
- (4) James N. Moos, Richard G. Wilmoth, Joseph M. Price, DSMC SIMULATIONS OF BLUNT BODY FLOWS FOR MARS ENTRIES, *AIAA Paper* 97-2508, (1997).
- (5) 西尾正富・真鍋圭司・中村弘明・瀬崎新士, 超音速極超音速流れの新しい計算手法, 日本航空宇宙学会論文集, **51**, (2003), 683-689.
- (6) Nishio, M., Sezaki, S., Nakamura, H.: Measurement of Capsule Wake Stabilization Time in a Hypersonic Gun Tunnel, *AIAA J.*, **42**, (2004), 56-60.
- (7) Sezaki, S., Nakamura, H., Nishio, M., Visualization of Flow-field around Hypersonic Re-entry Capsule Using Electrical Discharge Method, Proceedings of 10th International Symposium on Flow Visualization, Paper No.182, (2002) CD-Rom Version.
- (8) Nishio, M., Manabe, K., Sezaki, S., Investigation of Flowfield around Hypersonic Re-entry Capsule Utilizing the Electric Discharge Method, *AIAA Paper* 2001-1808, (2001) CD-Rom Version.
- (9) 西尾正富, 極超音速飛行体周りの流れ場の放電を利用する可視化法 (放電発光法), 日本航空宇宙学会誌, **44**, (1996), 347-353.
- (10) 西尾正富・瀬崎新士・中村弘明・鈴木宏二郎, 極超音速飛行する MUSEC カプセル周りの流れ構造の放電発光法による研究, 日本航空宇宙学会論文集, **52**, (2004), 93-99.
- (11) Nishio, M., Sezaki, S., Nakamura, H., Visualization of Flow Structure Around Hypersonic Re-entry Capsule Utilizing the Electric Discharge Method, *J. Visualization*, **7**, (2004), 151-158.
- (12) Teramoto, S., Hiraki, K., Fujita, K., Numerical Analysis of Dynamic Stability of a Reentry Capsule at Transonic Speeds, *AIAA J.*, **39**, (2001), 635-642.
- (13) 寺本進・藤田孝蔵, 振動する再突入カプセル背後の流れと動的安定性について, 宇宙航行の力学シンポジウム, (1999), 9-12.