

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* 真鍋圭司** 西尾正富**

Flow Patterns around MESUR Capsule Traveling at Supersonic/Hypersonic Speeds

Hiroaki NAKAMURA*, Keiji MANABE**, and Masatomi NISHIO**

ABSTRACT

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 a speed of Mach 5, 3, and 2, respectively, are investigated. By these simulations, differences of the flow structures for various Mach numbers are clarified. The result shows that the location of the separation behind the capsule is governed by the strength of the reverse pressure gradient. The reverse flow behind the capsule that determines the value of the base pressure distribution is correlated to the strength of the re-circulation region and the stability of the capsule.

キーワード：超音速流, 極超音速流, Wake 構造, 再突入カプセル, 数値シミュレーション, 放電発光法

Keywords: Supersonic Flow, Hypersonic Flow, Wake Structure, Re-entry Capsule, Numerical Simulation, Electric Discharge Method

1. はじめに

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・計測法の開発は, 例えば, 電子ビーム法 (EBM: Electron Beam Method)¹⁾ やレーザー誘起蛍光法 (LIF: Laser Induced Fluorescence)²⁾ といった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, かつ気流の持続時間が短いことなどが挙げられる。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) による解析が主流となっている。有限要素法 (FEM: Finite Element Me-

※ 福山大学工学研究科設計生産工学専攻

※※ 福山大学工学部機械システム工学科

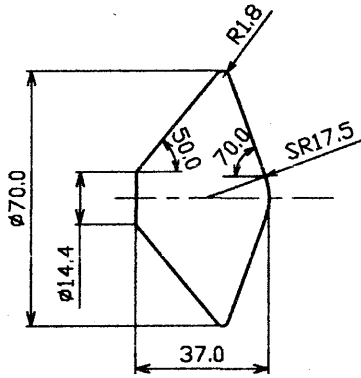


図1 MESURカプセル形状

thod) による解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なためであると考えられる。

そこで本研究では、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。

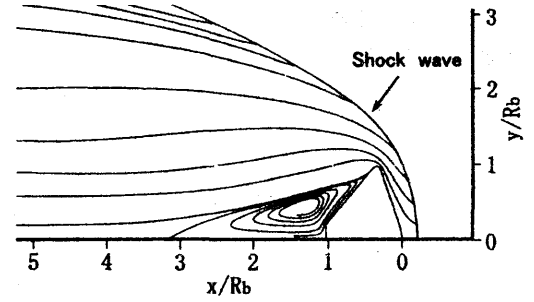
上述の計算手法の適用例として、再突入カプセル (MESUR カプセル) 周りの流れ場の解析を行った。MESUR カプセルとは、現在 NASA で計画されている火星から石などの標本を採取して地球にサンプルを持ち帰ってくる「サンプルリターンミッション」において使用されるカプセルである。まず、本計算手法の妥当性を調べるために、マッハ 10 で飛行するカプセル周りの流れ場を一例に取り上げ、放電発光法によって得られた可視化実験結果と比較を行った。その後、マッハ 5, 3 および 2 の各々の場合に於けるカプセル周りの流れ場を計算し、その流れ場がカプセルにどのような影響を及ぼすのかについて明らかにした。

2. 基礎方程式

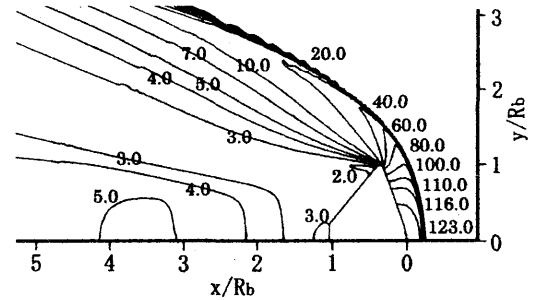
圧縮性流体のナビエ・ストークス方程式は保存形式で表現すれば以下のように書き表すことができる。

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \left(\frac{\partial \mathbf{F}_1}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{F}_2}{\partial y} + \frac{\mathbf{F}_2'}{y} \right) - \left(\frac{\partial \mathbf{G}_1}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{G}_2}{\partial y} + \frac{\mathbf{G}_2'}{y} \right) = 0 \quad (1)$$

式 (1) は 2 次元問題の定式であり、x 軸を対称軸



(a) 流線図



(b) 圧力分布図

図2 カプセル周りの流れ場の計算結果 (M=10)

とした軸対称問題の場合は、アンダーラインを施した項を考慮する。式 (1) に於いて、 \mathbf{U} は未知数であり、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、 \mathbf{m} は擬標である。

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

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

ここで、 ρ は密度、 u_x, u_y 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)、 \mathbf{q} 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 \mathbf{F}_i に含まれ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 \mathbf{G}_i に含ませた。この理由については、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。

$$\int_A w \frac{\partial U}{\partial t} dA = - \int_A w \left(\frac{\partial F_1}{\partial x} + \frac{\partial F_2}{\partial y} \right) dA$$

$$- \int_A \left[\frac{\partial w}{\partial x} G_1 + \frac{\partial w}{\partial y} G_2 \right] dA$$

$$+ \int_{Sp} w \bar{P} dS - \int_A w \left(\frac{F_2'}{y} - \frac{G_2' - G_2}{y} \right) dA \quad (4)$$

式(4)から分かるように、流速ベクトル 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^{9)・10)}によって得られた可視化結果と比較を行った。

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。本研究で使用した計算要素は、4節点四角形アイソパラメトリック要素であり、節点数93,032、要素数92,400で計算を行った。また、流れは層流と仮定し、カプセル壁面上は滑りなし、かつ断熱壁としている。气流条件は風洞実験から得られる可視化結果と比較するため、一様流速 $V=1500\text{m/s}$ 、一様流静圧 $P=70\text{Pa}$ 、静温度 $T=54\text{K}$ 、一様流密度 $\rho=4.5 \times 10^{-3}\text{kg/m}^3$ として計算を行った。

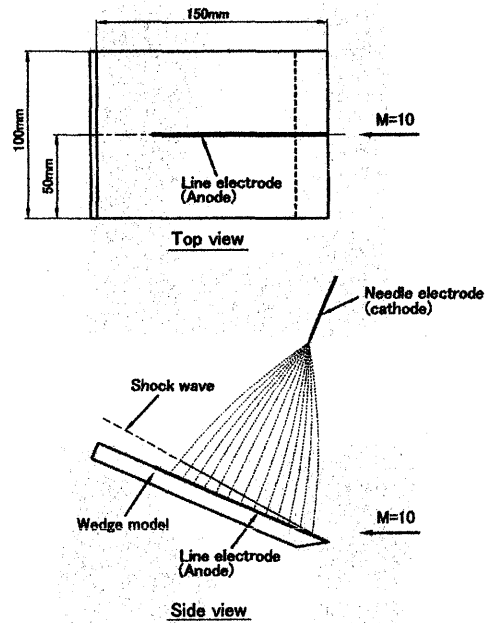


図3 楔上に生じる衝撃波の可視化原理図

3.1.2 計算結果

以上の計算手法を用いて、カプセル周りの流れ場の計算を行った。図2にカプセル周りの流れ場の計算結果を示す。座標軸にはカプセル半径 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、カプセル対称軸付近には、再圧縮衝撃波と後流との干渉によって生じてい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、再循環領域内の流れ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している力（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%）とほとんど影響を与えていないことが分かる。

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および可視化結果

放電発光法を用いて衝撃波の可視化を行った。模型と電極の配置図を図3に示す。この図から分かるように、針状電極（陰極）が一樣流中にセットされており、模型表面上には線状電極（陽極）が貼られている。尚、線状電極の厚さは0.1mm、幅は約1.0mm程度であり、流れに及ぼす影響が十分無視できる程薄い線状電極を使用している。そして、衝撃波を交差するようにシート状の放電を発生させると、衝撃波前後の気体の密度の相違により、衝撃波の位

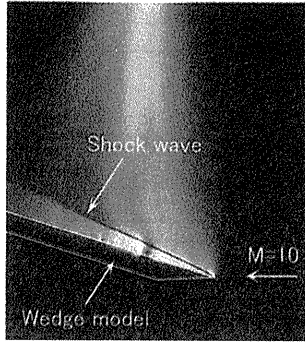


図4 楔上に生じる衝撃波の可視化結果

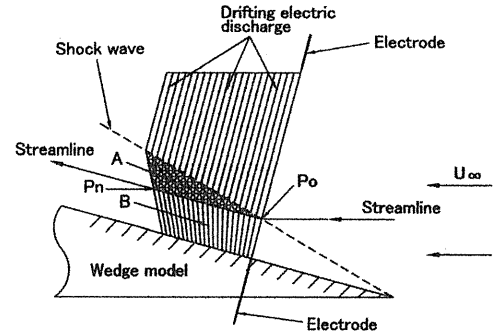


図6 流線可視化原理図

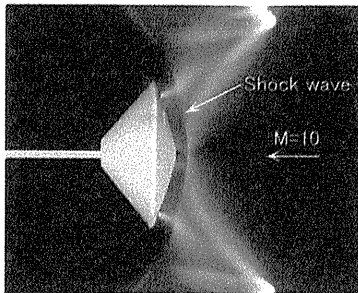


図5 カプセル前方に生じる衝撃波の可視化結果

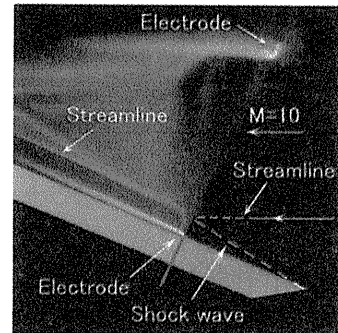


図7 楔上に生じる流線の可視化結果

置を可視化することができる。図4に楔模型に生じる衝撃波の側面形状の可視化例を示す。この図から、衝撃波の形状が鮮明に可視化できていることが分かる。

以上の可視化原理をカプセル前方に発生する衝撃波の可視化に適用した。可視化結果を図5に示す。ここで、カプセル先端から衝撃波までの距離 X_s をカプセル半径 R_b を用いて無次元表示で書き表すと、 $X_s/R_b=0.163$ の位置に衝撃波が発生していることが分かる。

3.2.2 流線の可視化原理および可視化結果

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。その後、両電極間に電圧を加え続けることにより、棒状の放電路を気流に乗せながら連続的に放電を持続させる。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、A領域とB領域とでは放電の発光条件が異なる。従って、この気流に乗って流れる棒状の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。図7に楔模型上の流線の可視化例を示す。

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。

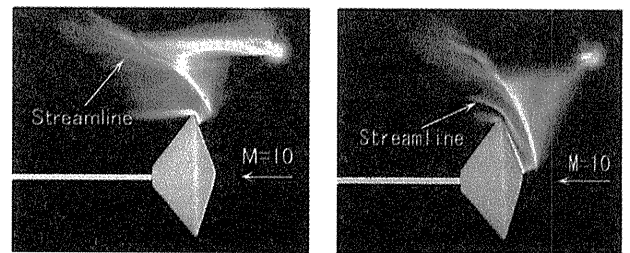


図8 衝撃波背後の流線の可視化結果

3.2.3 後流の流れパターンの可視化原理および可視化結果

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。この実験では、図9に示されているようにリードワイヤの影響を避ける為、板を使用している。しかし、この板の **leading edge** は十分鋭利に加工しており、板による流れの乱れの発生を極力抑えている。

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は模型と電極と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。この図から、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と流されており、流れの方向を明確に可視化できていることが分かる。

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

表 1 気流条件

	M=2	M=3	M=5
Freestream velocity [m/s]	590.0	895.0	1500.0
Freestream density [kg/m ³]	8.9×10^{-2}	4.0×10^{-2}	1.8×10^{-2}
Static pressure [Pa]	5529.0	2549.0	1197.0
Static temperature [K]	216.7	221.6	226.5
Reynolds number [1/m]	3.78×10^6	2.52×10^6	1.86×10^6

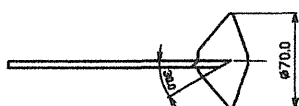
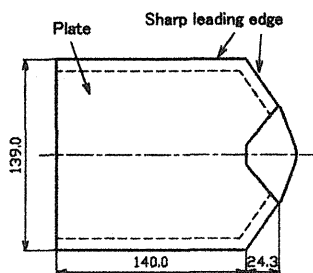


図 9 模型形状

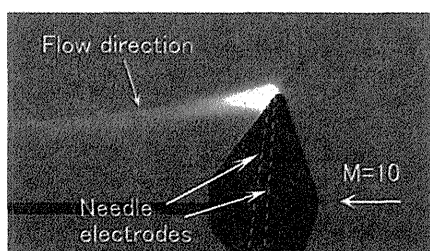


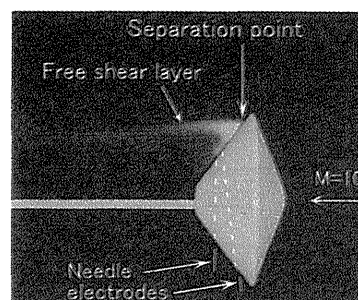
図 10 流れ方向の可視化結果

極を配置して実験を行った場合である。また、図 11(b)は Wake の再循環領域外の場所に電極を配置して実験を行った場合である。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、下流方向へと流されており、この点が剥離点であることが分かる。ここで、剥離点の位置 R_s をカプセル半径 R_b を用いて無次元表示で書き表すと、剥離点の位置は $R_s/R_b=0.891$ の位置にあることが分かる。

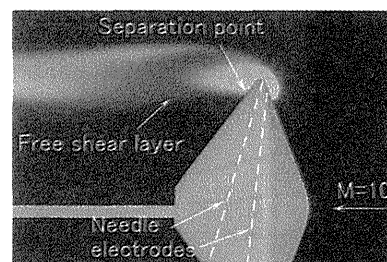
3.3 計算結果と実験結果との比較

以上の可視化情報データを基に本計算手法の妥当性を確かめた。その結果を図 12 に示す。ここで、破線が放電発光法によって得られた可視化実験結果を、実線が本計算手法によって得られた計算結果を示している。この図から、両者共良く一致していることが分かる。

尚、極超音速飛行体周りの空間流線を図 12 のように比較して計算手法及び計算結果を確認するのは、放電発光法を用いることで初めて可能となった。



(a) 剥離点および Free Shear Layer の可視化結果



(b) 剥離点および Free Shear Layer の可視化結果

図 11 カプセル背後の流れ構造の可視化結果

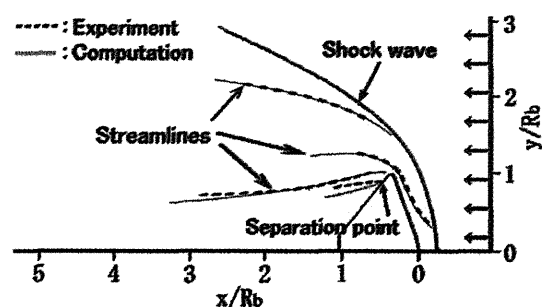
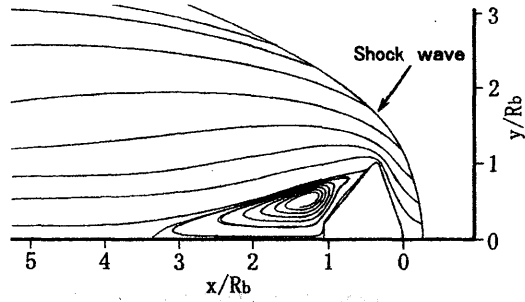


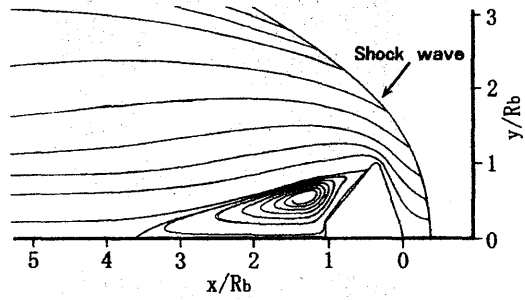
図 12 実験結果と計算結果との比較図

4. FEM による解析

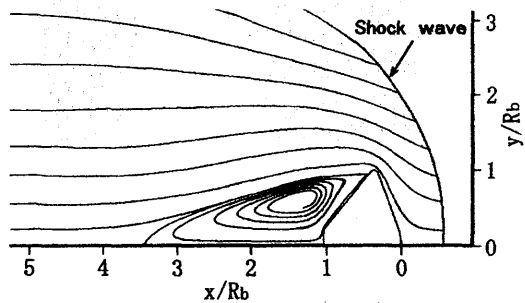
前節に於いて、本計算手法には妥当性があることが分かった。ここでは、本計算手法の適用例としてマッハ 5, 3 および 2 のそれぞれの条件で飛行するカプセル周りの流れ場の解析を行い、マッハ数の変化に伴ってカプセル周りの流れ場がカプセルにどのような影響を及ぼすのかについて議論する。尚、計算で使用した気流条件の値は表 1 に示す通りである。



(a) $M=5$, $X_s/R_b=0.248$, $R_s/R_b=0.914$, $R_f/R_b=0.466$



(b) $M=3$, $X_s/R_b=0.350$, $R_s/R_b=0.930$, $R_f/R_b=0.534$



(c) $M=2$, $X_s/R_b=0.548$, $R_s/R_b=0.947$, $R_f/R_b=0.636$

図 13 カプセル周りの流れ場の計算結果

4.1 カプセル周りの流れ

カプセル周りの流れの計算結果を図 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 ($M=5$ の時 $R_s/R_b=0.914$, $M=3$ の時 $R_s/R_b=0.930$, $M=2$ の時 $R_s/R_b=0.947$)、再循環領域内の流れと外側の流れとを分ける Free Shear Layer の曲率が增大している。この関係をグラフ化した図が図 15 であり、グラフ中の記号は図 14 の寸法記号に対応している。この図から、マッハ数が 3 から 2 へ変化する際に最も大きな流れの変動が生じていることが分かる。

また、剥離が早まった原因としては、カプセル背後に於ける逆圧力勾配の影響が考えられ、低マッハ数程圧力の勾配が急であることが分かる (一般に流体は圧力の減少する方向に流れる性質がある)。つま

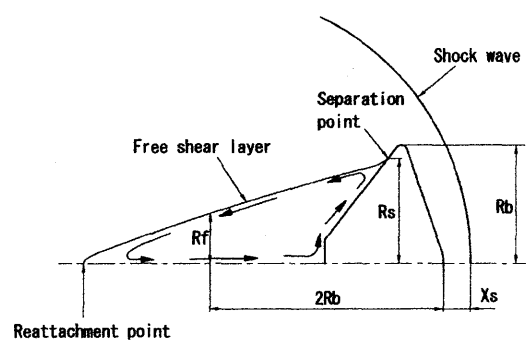


図 14 カプセル背後の流れ構造図

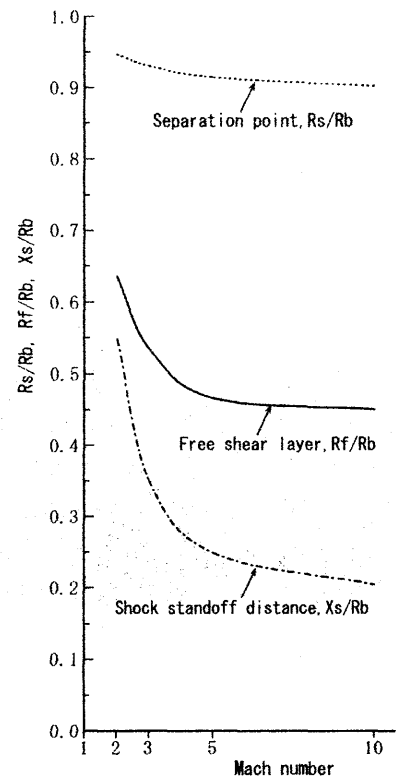


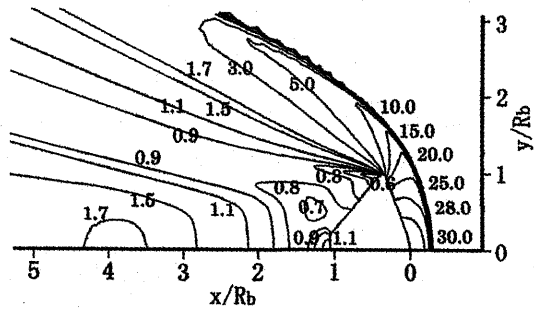
図 15 各マッハ数に対する流れ場の変化図

り、カプセル背面に於ける背圧の値が大きい。これは後述するように、カプセル背後の再循環領域の強さが強いことを意味しており、Free Shear Layer の曲率が大きい程、カプセルに及ぼす力が強いことが分かる。

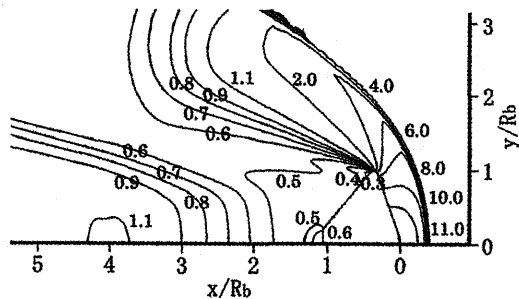
4.2 カプセル周りの圧力分布図

4.2.1 再圧縮領域の影響

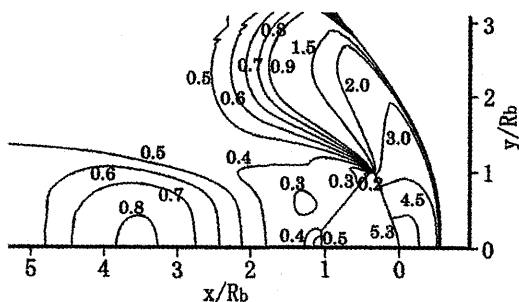
カプセル周りの等圧線図を図 16 に示す。先に述べたようにカプセル対称軸付近には、再圧縮衝撃波と後流との干渉によって生じている圧力の高い領域が見られるが、その値は $M=5$ の時には $P/P_\infty=1.7$ (カプセル前面のよどみ点圧力の約 5.7%)、 $M=3$ の時には $P/P_\infty=1.1$ (よどみ点圧力の約 10.0%)、 $M=2$



(a) $M=5, (P/P_{\infty})_{\max}=30.0$



(b) $M=3, (P/P_{\infty})_{\max}=11.0$



(c) $M=2, (P/P_{\infty})_{\max}=5.3$

図16 カプセル周りの圧力分布図

の時には $P/P_{\infty}=0.8$ (よどみ点圧力の約 15.0%) とマッハ数の低下と共にその領域に於ける圧力値は増加する傾向にある (図 17 参照)。つまり、対称面内下向きに働く力が強くなっている。これはカプセル周りの流れパターンが、対称面を挟んで上下対称であれば (迎角 0° の場合の流れに相当)、この力は打ち消されるが、上下非対称の場合には、力の差によって再圧縮領域周辺の流れに乱れが発生する。この乱れが再循環領域後端の流れと干渉すれば、再循環領域の強さが変化すると考えられる。つまり、カプセルに及ぼす力が対称面を挟んで異なるので、カプセルが振動する可能性が生じてくる。

4.2.2 背圧の影響

カプセル表面上に作用する圧力分布の計算結果を

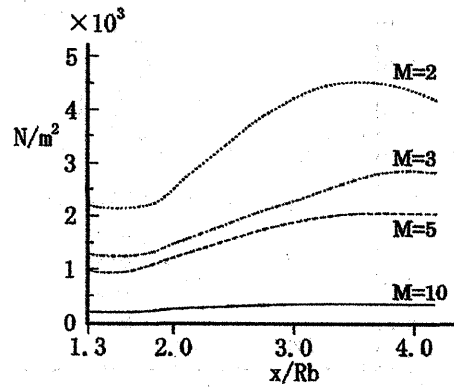


図 17 カプセル対称軸上に生じる圧力値

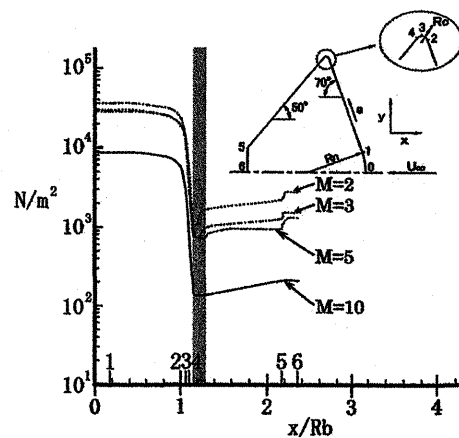


図 18 カプセル壁面上に生じる圧力分布

図 18 及び図 19 に示す。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、 $X/Rb=1.13\sim 1.30$ の領域で増加する傾向へと転じている (図 18, グレーの領域)。また、その領域内での勾配は $M=2$ の時が最も大きく、先に述べたように流れが壁面に沿って流れにくくなっていることが分かる。

その後圧力は壁面に沿って緩やかに増加し続け、カプセル Neck 部で再び急激に増加している (図 18, 点 5-6 の領域)。これは再循環領域内の流れがカプセル背面に衝突することで、圧力の上昇が生じたためである。また、その値は $M=5$ 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%)、 $M=3$ の時には $P/P_{\infty}=0.6$ (よどみ点圧力の約 5.5%)、 $M=2$ の時には $P/P_{\infty}=0.5$ (よどみ点圧力の約 9.4%) と低マッハ数程高い値を示しており、再循環領域の強さが強いことが分かる。

迎角 0° の場合には図 18 に見られるように、マッハ数の変化に関係なく背圧のピークは常にカプセル Neck 部に発生している。しかしながら、カプセル周りの流れが遷音速流に変化する場合や迎角が変化

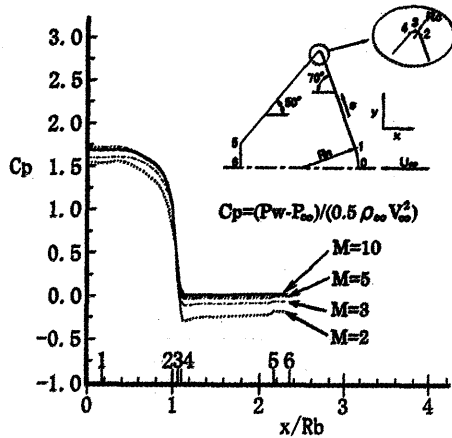


図 19 圧力係数分布

すると、気体中に生じる擾乱の伝播速度の影響及びカプセル背面からの渦放出に伴う空気力変化の影響等により、カプセル背後の再循環領域の流れが不安定になり、強さ及び形状が著しく変動する。つまり、背圧分布に大きな変動が生じ、背圧のピークはカプセル背面上の任意の点にランダムに出現すると考えられる。これは、カプセルにモーメントが発生することを意味しており、カプセルが不安定になる可能性が生じてくる。

5. おわりに

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カプセル周りの流れ場の解析を行った。

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上げ、放電発光法によって得られた可視化結果と比較を行った。その結果、本計算手法には妥当性があることが分かった。尚、本論文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で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について調べた。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との干渉によって生じる再圧縮領域が存在するが、その領域に於ける圧力値は M=10 の時には $P/P_{\infty} = 5.0$ (カプセル前面のよどみ点圧力の約 4.1%)、M=5 の時には $P/P_{\infty} = 1.7$ (よどみ点圧力の約 5.7%)、M=3 の時には $P/P_{\infty} = 1.1$ (よどみ点圧力の約 10.0%)、M=2 の時には $P/P_{\infty} = 0.8$ (よどみ点圧力の約 15.0%) と低マッハ数程強い圧縮が生じている。

- (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、マッハ数の低下と共に剥離が早まる傾向が確認できた。これはカプセル背後の逆圧力勾配の大きさが急なためであると考えられる。またその剥離位置は、M=10 の時には $R_s/R_b = 0.901$ 、M=5 の時には $R_s/R_b = 0.914$ 、M=3 の時には $R_s/R_b = 0.930$ 、M=2 の時には $R_s/R_b = 0.947$ であった。
- (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く、そのピーク値は常にカプセル Neck 部に発生しており、M=10 の時には $P/P_{\infty} = 3.0$ (よどみ点圧力の約 2.4%)、M=5 の時には $P/P_{\infty} = 1.1$ (よどみ点圧力の約 3.7%)、M=3 の時には $P/P_{\infty} = 0.6$ (よどみ点圧力の約 5.5%)、M=2 の時には $P/P_{\infty} = 0.5$ (よどみ点圧力の約 9.4%) であった。

参考文献

- 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. Moss, 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) 西尾正富, 小竹睦夫, 瀬崎新士, 中村弘明: 極超音速で再突入する HOPE-X 周りの流れ場の放電発光法による研究, 日本航空宇宙学会論文集, **50**, (2002), 72-78.

- 8) Sezaki, S., Nakamura, H., Nishio, M., Visualization of Flowfield around Hypersonic Re-entry Capsule Using Electrical Discharge Method, Proceedings of 10th International Symposium on Flow Visualization, Paper No.182, (2002) CD-Rom Version.
- 9) 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.
- 10) 西尾正富, 極超音速飛翔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.