

運動座標法による凹状物体軌跡予測の数値計算(GAP の効果)

高倉 葉子, 鈴木 頌栄 (東海大学)

Numerical Computation for Trajectory Prediction of Concave-Body by Moving-Coordinate Method (Effects of GAP)

TAKAKURA Yoko and SUZUKI Shouei (Tokai University)

ABSTRACT

In this study, the parachute-capsule system was modeled as a 2D system of the rectangular concave body with gaps and the mass point which is regarded as the center of gravity of the system. The flow field was solved by the moving-coordinate method with coupling of the equations of momentum and angular momentum for the system to obtain the motion trajectory of the parachute system. About the parachute models with and without gaps for two types of moments of inertia, numerical computations were carried out, and the differences were shown in deceleration effects, vibrational motions of the concave body, and trajectories. This study shows a new aspect of the moving-coordinate methods.

1. はじめに

空力的減速法の1つであるパラシュートは、軽量でコンパクトに収納でき、確実に大きな抗力を得ることができる一方、表面積が広く可撓性があるため流れ場と相互に干渉しやすく、流体振動により物体の自励振動が起こる。そのため空力特性の解明や落下軌跡の正確な予想は困難である。

大気圏再突入時の超音速パラシュートに関しては、さらに渦と衝撃波の干渉による流体振動が加わる。パラシュートを半球の剛体で模した風洞実験の流れ場ではキャノピー前方に離脱衝撃波の非対称な振動が観察され¹⁾、離脱衝撃波が回転しながら振動していることが示唆された²⁾。1970年代以来 NASA の火星探査機で離脱衝撃波の振動を抑えるために採用されてきた Disk-Gap-Band 型のパラシュート³⁾に関して、剛体モデルによる流れの数値計算⁴⁾が FaSTAR⁵⁾を用いて行われ、またパラシュートの可撓性を含めた実験⁶⁾や膜構造と流体の連成数値計算⁷⁾も行われ、文献7ではカプセルの後流とキャノピー前方の離脱衝撃

波の干渉がパラシュート変形をもたらし、格子解像度が十分でないと相互連成が不正確になることが報告されている。

以上のように、パラシュート現象をより詳細に捕えようとする方向がある一方で、著者らは二次元矩形凹状に単純化した形状に対し、高精度解法⁸⁾により流れ場の振動現象の特徴を示してきた^{9, 10, 11)}。本研究では、さらに凹状物体に Gap を設け、運動座標法¹²⁾を用いて、流体振動に影響された凹状物体の落下軌跡を求める方法を提示する。

運動する物体周りの非定常流の数値計算では、多くの場合物体を移動させるのに対し、著者らにより提案された運動座標法^{12, 13, 14)}は、座標系を個々の運動物体に付着させる方法であり、それぞれの運動座標系から見ると物体は静止しているので物体まわりで格子を動かす必要はなく格子移動によるメトリクス誤差がなくなるという長所がある。一方で生成項が通常の流体の支配方程式に付加されるという数値計算上の短所はあるが、本方法は長距離／長時間移動する場合に有効

となると考えられる。従来の物体移動を伴う非定常計算では物体の長時間・長距離運動はあまり示されていない。

運動座標法は、最初は並進加速度のみを含めて飛翔体流れの数値計算が示され¹³⁾、次に回転速度も含めて拡張され¹⁴⁾、一様流中に置かれた凹状物体の固定点まわりの自励振動の数値計算が示された^{15,16)}。さらに並進・回転速度とも含めた計算例として、斜め落下する凹状物体まわりの流れ場と軌跡が示された¹⁷⁾。

本研究は運動座標法の拡張と適用を目的とする。パラシュート・カプセル系を Gap 付き二次元矩形凹状剛体と質点で単純化し、運動座標法と系の運動方程式を連成させて大気圏突入時の非定常流れの数値計算を行い、長距離にわたる落下運動軌跡を求める。

2. 運動座標法

図1のように慣性系に属する座標系 I とそれに対し加速度を持つ運動座標系 A (系 I に対し、速度 V_0 で並進、角速度 Ω で回転) を考え、 X_0 を加速系 A の原点の慣性系 I における位置ベクトル、 x を加速系 A における位置ベクトルとする。

- ・系 I での観測位置 $X=X_0+x$ の流体速度を u
 - ・系 A での観測位置 x の流体速度を u_*
 - ・系 A での x における系 I への相対速度を v
- とすると、次の速度関係式が成り立つ。

$$\begin{aligned} u-v &= u_* & v &= V_0 + \Omega \times x \\ \therefore u &= u_* + V_0 + \Omega \times x \end{aligned} \quad (1)$$

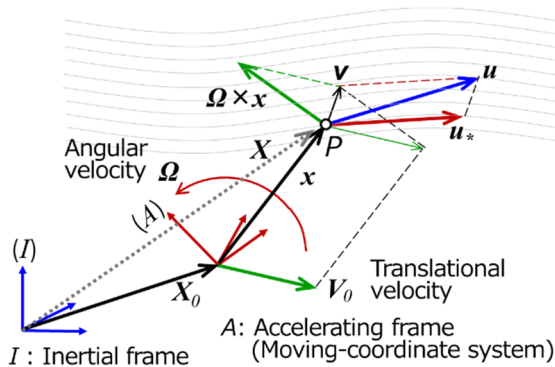


Fig.1 Moving-coordinate system (A) with translation and rotation.

運動座標系における支配方程式は保存形で以下のように書ける^{12, 18, 19)}。

連続の式：

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho u_*) = 0 \quad (2)$$

運動量保存則：

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\rho u_*) + \nabla \cdot [\rho u_* \otimes u_* + pI - T] = \\ -\rho \left\{ \frac{dV_0}{dt} + \underbrace{2\Omega \times u_*}_{\text{コリオリの力}} + \underbrace{\Omega \times (\Omega \times x)}_{\text{遠心力}} + \frac{d\Omega}{dt} \times x \right\} \end{aligned} \quad (3)$$

エネルギー保存則：

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} E_* + \nabla \cdot [(E_* + p)u_* - T \cdot u_* + q] = \\ -\rho u_* \cdot \left\{ \frac{dV_0}{dt} + \Omega \times (\Omega \times x) + \frac{d\Omega}{dt} \times x \right\} \end{aligned} \quad (4)$$

ここに、 ρ, p, T, q はそれぞれ密度、圧力、粘性応力テンソル、熱流束ベクトルであり、慣性系と運動座標系における全エネルギーは、比熱比 γ を用いてそれぞれ以下のようにとる。

$$E = \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{1}{2} \rho u \cdot u \quad (5)$$

$$E_* = \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{1}{2} \rho u_* \cdot u_* \quad (6)$$

慣性系 I と加速系 A との間で運動量とエネルギーは、式(1)により次のように変換される。

慣性系 I から運動座標系 A への変換：

$$(\rho u_*)_A = (\rho u)_I - \rho (V_0 + \Omega \times x) \quad (7)$$

$$\begin{aligned} (E_*)_A = (E)_I - (\rho u)_I \cdot (V_0 + \Omega \times x) \\ + \frac{1}{2} \rho (V_0 + \Omega \times x) \cdot (V_0 + \Omega \times x) \end{aligned} \quad (8)$$

運動座標系 A から慣性系 I への変換：

$$(\rho u)_I = (\rho u_*)_A + \rho (V_0 + \Omega \times x) \quad (9)$$

$$\begin{aligned} (E)_I = (E_*)_A + (\rho u_*)_A \cdot (V_0 + \Omega \times x) \\ + \frac{1}{2} \rho (V_0 + \Omega \times x) \cdot (V_0 + \Omega \times x) \end{aligned} \quad (10)$$

3. 計算モデル

本研究では基本的な流体现象と引き起こされる物体運動を捕らえることを主眼とするため、超

音速パラシュート-カプセル系を二次元剛体矩形凹状物体-質点系でモデル化した。カプセルは物体系の重心すなわち回転中心とし、カプセルと凹状物体の図心を結ぶ線を物体軸とし、運動座標系の x 軸を系の物体軸と一致させる。

3.1. 一様流中に置かれた凹状物体の固定点まわりの自励振動

図 2(a)は慣性系 I から見た図であり、対向する一様流 U_∞ に対し凹状物体が固定点(カプセル)まわりに自励振動する系を考える。 θ は凹状物体の振動角 (運動座標系 $o-xy$ が慣性系 $O-XY$ に対してなす角)、 ω はその角速度とする。図 2(b)に運動座標系における物体を示す。系 $o'-x'y'$ は物体前端中央部を原点とする物体座標系(格子座標系)、系 $o-xy$ は原点を x' 方向に $-l_0$ 移動した運動座標系、 l_g は原点 o から物体の図心までの距離であり、物体は回転振動の接線方向に力 F_y (流体力の運動座標 y 方向成分) を受ける。

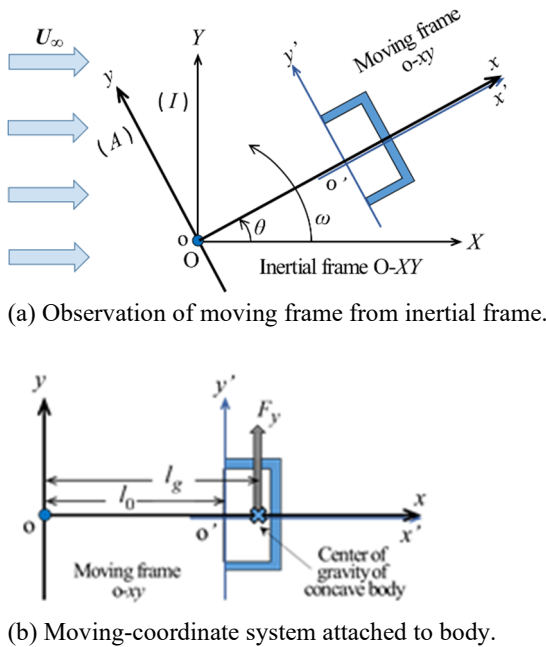


Fig.2 Computational model.

このとき、

$$V_0 = 0 \quad \Omega = (0, 0, \omega)^t \quad (11)$$

であり、凹状物体の慣性モーメントを I とすると

モーメントの式 (角運動量保存則) は慣性系で次式となる。

$$I \frac{d\omega}{dt} = l_g F_y, \quad \omega = \frac{d\theta}{dt} \quad (12)$$

3.2. 静止流体中へ突入する凹状物体-カプセル系の運動

慣性系 I での静止流体中を系の重心 (カプセル) が速度 V_0 で動くとき、運動座標系 A に加え運動座標基準系 $A0 (o-x_0y_0)$ を導入し x_0 軸が進行方向と逆向きになるようにとる。

3.1 節では慣性系の X 方向に一様流 $U_\infty = (U_\infty, 0)^t$ が流れている中を、慣性系と同じ原点を持つ運動座標系で流れ場を解く (図 2 (a))。これは図 3 のように無風状態の慣性系中を運動座標基準系が等速度 $V_0 = (V_{0x}, V_{0y})$ (ただし $|V_0| = U_\infty$) で運動している場合、運動座標基準系 $A0$ から観測するのと同様である。系 $A0$ には V_0 と逆向きの一様流 $U_{*0} = -V_0$ が流入するためである。

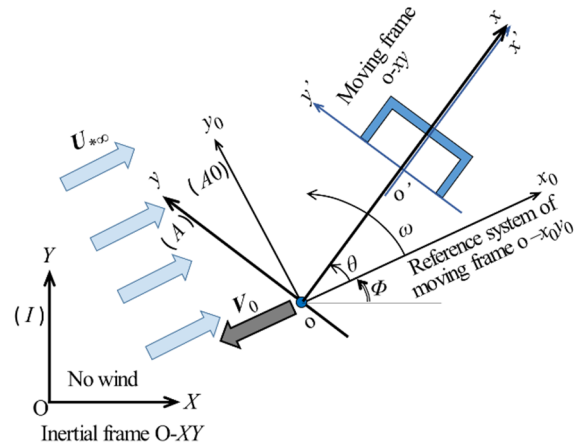


Fig.3 Entry of moving-coordinate system into stationary fluid in inertial frame.

一般に速度 V_0 は時間変化する。運動座標系 $o-xy$ はその基準系 $o-x_0y_0$ と角 θ をなし、基準系 $o-x_0y_0$ は慣性系 $O-XY$ と角 Φ をなす、すなわち、角 Φ は慣性系において $-V_0 (= U_{*0})$ が X 軸となす角であり、以下の関係となる。

$$\tan \Phi = \frac{V_{0Y}}{V_{0X}} \quad (13)$$

$$U_\infty = |U_{*0}| = \sqrt{V_{0X}^2 + V_{0Y}^2} \quad (14)$$

運動座標基準系 $A0$ に x_0 軸方向の一様流が流入することになるので、境界条件の設定のため、系 A と系 $A0$ との間の物理量の変換を考える。

運動座標基準系における流速を \mathbf{u}_{*0} とすると、

$$\mathbf{u}_{*0} \equiv \mathbf{u} - \mathbf{V}_0 = \mathbf{u} + \mathbf{U}_{*\infty} \quad (15)$$

であるので、速度関係式(1)より系 $A0$ と系 A の間で

$$\mathbf{u}_{*0} = \mathbf{u}_* + (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{x}), \quad \boldsymbol{\Omega} = (0, 0, \omega) \quad (16)$$

が成り立ち、以下の関係が得られる。

運動座標基準系 $A0$ から運動座標系 A への変換：

$$(\rho \mathbf{u}_*)_A = (\rho \mathbf{u}_{*0})_{A0} - \rho(\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{x}) \quad (17)$$

$$(E_*)_A = (E_{*0})_{A0} - (\rho \mathbf{u}_{*0})_{A0} \cdot (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{x}) + \frac{1}{2} \rho (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{x}) \cdot (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{x}) \quad (18)$$

運動座標系 A から運動座標基準系 $A0$ への変換：

$$(\rho \mathbf{u}_{*0})_{A0} = (\rho \mathbf{u}_*)_A + \rho(\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{x}) \quad (19)$$

$$(E_{*0})_{A0} = (E_*)_A + (\rho \mathbf{u}_*)_A \cdot (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{x}) + \frac{1}{2} \rho (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{x}) \cdot (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{x}) \quad (20)$$

ここに、

$$E_{*0} = \frac{P}{\gamma - 1} + \frac{1}{2} \rho \mathbf{u}_{*0} \cdot \mathbf{u}_{*0} \quad (21)$$

上記において系 A と系 $A0$ の間の変換は、3.1 節の問題 ($\mathbf{V}_0 = \mathbf{0}$) における系 A と系 I の間の変換と同じとなる。

運動座標系 A と慣性系 I との間の物理量の交換は、式(7)~(10) [ただし $\boldsymbol{\Omega} = (0, 0, \omega + \Psi)$, $\Psi = d\Phi/dt$] で表される。

図.4 (a)のように凹状物体にかかる流体力を運動座標系成分表示で (F_x, F_y) 、慣性系成分表示で (F_X, F_Y) 、カプセル (物体系の重心である質点) の質量を m 、その位置と速度を慣性系成分表示で (X, Y) と $\mathbf{V}_0 = (V_{0x}, V_{0y})$ 、重力加速度を g とすると、慣性系での力学系は以下のように表され、速度 \mathbf{V}_0 は時間変化する。

運動方程式：

$$\begin{cases} \frac{dX}{dt} = V_{0x} \\ \frac{dY}{dt} = V_{0y} \end{cases} \quad \begin{cases} m \frac{dV_{0x}}{dt} = F_x \\ m \frac{dV_{0y}}{dt} = F_y - mg \end{cases} \quad (22)$$

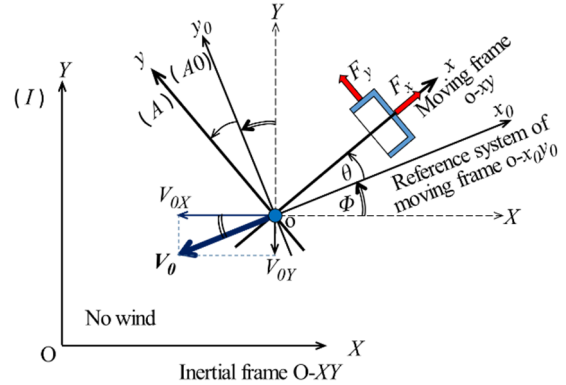
$$\begin{bmatrix} F_x \\ F_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(\theta + \Phi) & -\sin(\theta + \Phi) \\ \sin(\theta + \Phi) & \cos(\theta + \Phi) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} F_x \\ F_y \end{bmatrix} \quad (23)$$

モーメントの式 (角運動量保存則)：

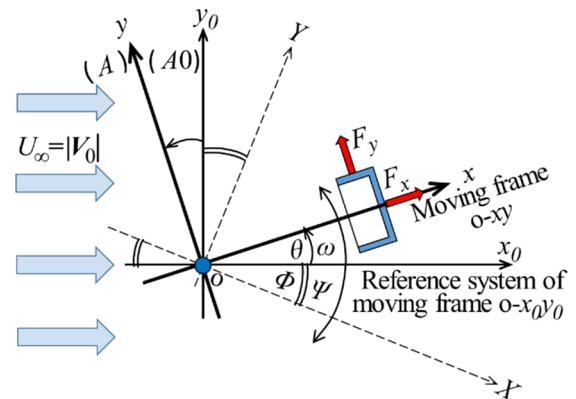
$$I \frac{d(\omega + \Psi)}{dt} = I_g F_y, \quad (24)$$

$$\omega = \frac{d\theta}{dt}, \quad \Psi = \frac{d\Phi}{dt}$$

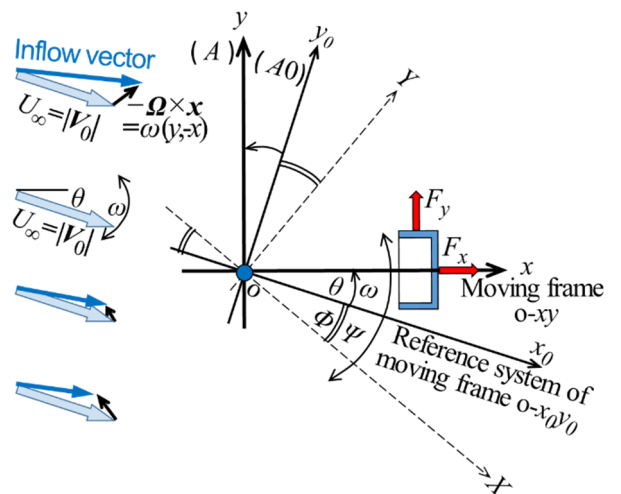
時間変化する運動座標基準系の角 Φ と一様流速 $|\mathbf{U}_{*\infty}|$ はそれぞれ式(13)(14)で表される。



(a) Force and velocity components in re-entry



(b) Observation of moving frame from reference system.



(c) Observation from moving frame.

Fig.4 Relation between coordinate systems in re-entry

運動座標系 A での数値計算は、図 4 (b) のような運動座標基準系 $A0$ への一様流から式(17)(18)により得られる境界条件 (図 4(c)) により行う。

物体系の重心の運動方程式(22)(23)とモーメントの式(24)には、4 節に示す Navier-Stokes 方程式系(25)と同様の無次元化を行うため、速度は一様流の音速で無次元化する。流体力 F_x, F_y, F_x, F_y の無次元量を空力係数 C_x, C_y, C_x, C_y を用いて表すと、空力係数に $M_\infty^2/2$ を乗じたものが対応する。空力係数は力を一様流の動圧と代表面積で無次元化するためである。なお 2 次元の代表面積には代表長さ (凹状物体の内側の半幅) を採った。凹状物体外側幅 d で補正すると通常値となる¹⁶⁾。

4. 数値計算法

4.1. 運動座標系の支配方程式と計算スキーム

式(1)～(3)において運動座標系における物理量を*を取り払って表すと、2 次元無次元化 Navier-Stokes 方程式系は以下のように書ける。

$$\frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial t} + \frac{\partial (\mathbf{F} - \text{Re}^{-1} \mathbf{F}_v)}{\partial x} + \frac{\partial (\mathbf{G} - \text{Re}^{-1} \mathbf{G}_v)}{\partial y} = \mathbf{S} \quad (25)$$

左辺は通常圧縮性流体の保存形であり、 $\mathbf{\Omega} \times \mathbf{x} = \omega_1(-y, x)'$ (ここに $\omega_1 = \omega + \Psi, x = x' + l_0, y = y'$) より生成項 \mathbf{S} は以下ようになる。

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} 0 \\ \rho \left(\frac{dV_{0x}}{dt} + \alpha^2 x + 2\alpha u + y \frac{d\alpha}{dt} \right) \\ \rho \left(\frac{dV_{0y}}{dt} + \alpha^2 y - 2\alpha u - x \frac{d\alpha}{dt} \right) \\ \rho \left(-u \frac{dV_{0x}}{dt} - v \frac{dV_{0y}}{dt} + \alpha^2 ux + \alpha^2 vy - ux \frac{d\alpha}{dt} + vy \frac{d\alpha}{dt} \right) \end{pmatrix} \quad (26)$$

3.1 節の固定点まわりの運動では重心 (カプセル) の速度は零であるが、3.2 節の重心が運動する場合では重心加速度の運動座標系成分は慣性系成分から求める。

$$\begin{bmatrix} \frac{dV_{0x}}{dt} \\ \frac{dV_{0y}}{dt} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(\theta + \Phi) & \sin(\theta + \Phi) \\ -\sin(\theta + \Phi) & \cos(\theta + \Phi) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \frac{dV_{0x}}{dt} \\ \frac{dV_{0y}}{dt} \end{bmatrix} \quad (27)$$

式(22)(23)を用いると、上式は次のように書ける。

$$\begin{cases} \frac{dV_{0x}}{dt} = \frac{F_x}{m} - g \sin(\theta + \Phi) \\ \frac{dV_{0y}}{dt} = \frac{F_y}{m} - g \cos(\theta + \Phi) \end{cases} \quad (28)$$

空間の離散化には有限体積法を、時間積分には 3 次精度 TVD Runge-Kutta 法を用いた。非粘性流束の評価には渦と衝撃波の干渉を高精度に解像するために、空間精度 5 次精度の WENO スキーム⁸⁾及びセル境界において HLLC flux Riemann Solver を用いた。粘性項には 2 次精度中心差分、乱流モデルには Sub-Grid Scale Smagorinsky モデルを用いた。

4.2. 境界条件

運動座標基準系 $A0$ と運動座標系 A との間の運動量とエネルギーの変換(17)～(21)は、2 次元モデルにおいては次のようになる。ただし下添字 A および $A0$ はそれぞれ系 A および $A0$ における量を表す。

運動座標基準系 $A0$ から運動座標系 A への変換：

$$\rho \begin{bmatrix} u \\ v \end{bmatrix}_A = \rho \begin{bmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u \\ v \end{bmatrix}_{A0} - \rho \begin{bmatrix} -\alpha y \\ \alpha x \end{bmatrix} \quad (29)$$

$$E_A = E_{A0} - \rho \omega \{-y(u_{A0} \cos\theta + v_{A0} \sin\theta) + x(-u_{A0} \sin\theta + v_{A0} \cos\theta)\} + \frac{1}{2} \rho \omega^2 (x^2 + y^2) \quad (30)$$

運動座標系 A から運動座標基準系 $A0$ への変換：

$$\rho \begin{bmatrix} u \\ v \end{bmatrix}_{A0} = \rho \begin{bmatrix} \cos\theta & -\sin\theta \\ \sin\theta & \cos\theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u_A - \alpha y \\ v_A + \alpha x \end{bmatrix} \quad (31)$$

$$E_{A0} = E_A + \rho \omega (-y u_A + x v_A) + \frac{1}{2} \rho \omega^2 (x^2 + y^2) \quad (32)$$

ここに、

$$E_A = \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{1}{2} \rho (u_A^2 + v_A^2) \quad (33)$$

$$E_{A0} = \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{1}{2} \rho (u_{A0}^2 + v_{A0}^2) \quad (34)$$

4.2.1. 流入条件

密度と圧力には

$$\rho_m = 1$$

$$p_m = 1/\gamma$$

を与え、速度とエネルギーには

$$\begin{bmatrix} u_{A0} \\ v_{A0} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} M_\infty \\ 0 \end{bmatrix}$$

を変換式(29)(30)に代入して

$$\begin{bmatrix} u \\ v \end{bmatrix}_{in} = \begin{bmatrix} M_\infty \cos\theta + \omega y \\ -M_\infty \sin\theta - \omega y \end{bmatrix}$$

$$E_{in} = (E_\infty)_{A0} + \rho\omega\{M_\infty(y\cos\theta + x\sin\theta)\} + \frac{1}{2}\rho\omega^2(x^2 + y^2)$$

$$(E_\infty)_{A0} = \frac{p_{in}}{\gamma-1} + \frac{1}{2}\rho M_\infty^2$$

を課す。

ここでの M_∞ は時間変化する。運動方程式(22)(23)を解いて得られる無次元重心速度 V_0 の絶対値(14)が系 $A0$ への流入速度 M_∞ となる。

4.2.2. 流出条件

$\rho, \rho u, \rho v$ は 0 次外挿で求める。一旦、式(31)を用いて速度を運動座標系から運動座標基準系へ変換し、流れが超音速か亜音速かを評価する。 E は、 $M_{A0} \geq 1$ の時には 0 次外挿で求め、 $M_{A0} \leq 1$ の時には圧力として背圧 p_{out} を与え、運動座標系の E を計算する。

4.2.3. 物体壁面条件

運動座標系では静止物体上と同じく、壁面速度は零として扱える。

4.3. パラシュート-カプセル系の運動との連成

物体系の方程式(22)(23)(24)の時間積分には 3 次精度 TVD Runge-Kutta 法を用いて解き、運動座標系における凹状物体まわりの流れ場の方程式(25)(26)(28)の数値計算と連成させ、重心位置 (X, Y) の軌跡を求める。

流れ場の数値計算は運動座標系で行い、物理量の変換(9)(10)および角 θ, Φ による格子領域の回転により、慣性系の流れ場に変換して表示できる。

5. 計算条件と格子領域

5.1. 計算条件

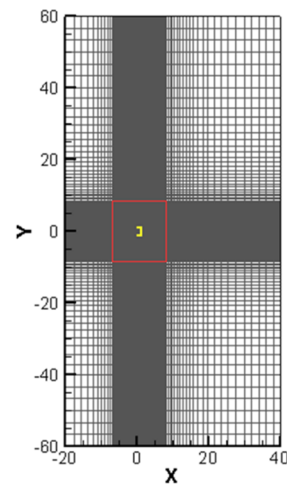
本計算には、火星大気への再突入を模して以下の条件を用い^{20,21,22}、代表長さで無次元化した。

- 凹状物体内部深さ (代表長さ) : $L=7.9m$
→ 無次元内部深さ 1、無次元内部幅 2
- 凹状物体側部における GAP の有無
- 物体前端から運動座標原点 (回転中心) までの無次元距離 : $l_0=5.06$

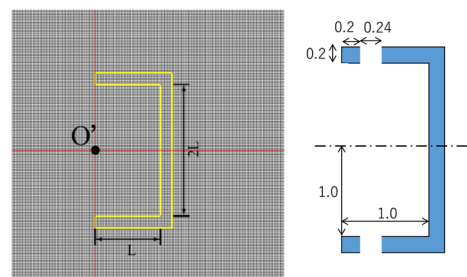
- 物体図心から原点 (回転中心) までの無次元距離 : $l_g=5.887$
- 大気密度 : $\rho_0=0.007 \text{ kg/m}^3$
- 大気音速 : $a_0=228 \text{ m/s}$
- カプセル質量 : 3300 kg → $\rho_0 L^2$ で無次元化
- 重力加速度 : $g=3.712 \text{ m/s}^2$ → a_0^2/L で無次元化
- 比熱比 : $\gamma=1.3$
- レイノルズ数 : $Re=10^5$
- 初期速度 (マッハ数) : $M=2$
- 初期突入角 : $\Phi=10^\circ$
- 初期高度 : $Y=10000 \text{ m}$ → L で無次元化
- 無次元慣性モーメント :
1) $I=5000$ (凹状物体密度が地球大気の密度程度)
2) $I=31.15$ (凹状物体密度が希薄大気と等密度)

5.2. 運動座標系における格子領域

図 5 に運動座標領域の格子図を示す。(a)は全体図、(b)は矩形凹状物体近傍の拡大図であり、文献 4 を参考に Gap サイズを定めた。格子点数は 485×532 である。



(a) Whole view of grid domain.



(b) Enlarged view around concave body with gap.

Fig.5 Grid view in moving frame,

6. 数値計算結果と考察

運動座標法による数値計算に先立ち、凹状物体を静止させて一様流の流入条件を与え、流れ場の数値計算を行った。この流れ場は、物体上流側に生じる弓型の離脱衝撃波と物体背後の大きな亜音速領域に特徴づけられ、後流は周期的に僅かに振動した^{9,10}。図6に流入マッハ数 $M_\infty=2$ の流れ場を示す。この準定常解に対し、 M_∞ の変化に対する抵抗係数 C_D 、衝撃波離脱距離 δ および比較グラフ²³)を図7(a)(b)(c)に示す。用いた格子(図5)では $M_\infty=1.2$ で離脱衝撃波が前方境界にかかってしまうので、 $M_\infty \geq 1.25$ の範囲を示した。 M_∞ が減少するにつれ C_D は上がり、 δ は長くなる。Liepmann and Roshko²³)によると衝撃波は肩からの音速線によって支えられ、凹状物体では外側角部から音速線が出ているため、凹状物体と平板における δ/d (図7(b)(c))の値はほぼ一致している¹⁰。

次に、運動座標法を用いて、凹状物体を静止させた流れ場の準定常解を初期状態とし、凹状物体の慣性モーメント $I=5000$ および $I=31.15$ に対し非定常数値計算を行った。

6.1. 一様流中に置かれた凹状物体の固定点まわりの自励振動流れ

凹状物体に関する固定点まわりの自励振動の数値計算において、図8に凹状物体の振動角 θ と角速度 ω の時間歴を示す。 I が低いと振動の周波数は高くなるが、 I にかかわらず $M_\infty=2.5$ では両側振動 (θ は正負で振動)、 $M_\infty=2.0, 1.5$ では片側振動 ($\theta > 0$ あるいは $\theta < 0$)であることがわかる。

6.2. 静止流体中へ突入する凹状物体-カプセル系まわりの非定常流れ

以上の準備を行ったうえで、静止流体中へ突入する凹状物体-カプセル系の運動とそのまわりの流れ場を無次元時間 $0 \sim 1500$ [time unit] (1 time unitは 0.0346 sec.) の範囲で求めた。初期マッハ数は2で初期突入角は 10° である。凹状物体により重心速度は $M=2$ から減速するが $M > 1.25$ であり、

離脱衝撃波は前方境界にかかっていないことは全数値実験に対し確認した。離脱距離は凹状物体静止流れ場の図7(b)とほぼ一致している。

6.2.1. 運動座標系と慣性系での流れ場

図9に、凹状物体 ($I=5000$) に関し、運動座標系と慣性系から観測した流れ場における圧力分布と局所マッハ数分布を、進行方向角の時間歴および重心の運動軌跡に対応させて示す。運動座標系から見ると凹状物体は静止しており、慣性系に変換された流れ場で物体系の運動とそのまわりの流れ場を把握できる。圧力分布には両座標系では位置の相違のみが現れ、時間とともに凹状物体による減速のため衝撃波の離脱距離が大きくなっていくことが観察される。これは準定常解で調べた離脱距離の傾向(図7(b))から理解できる。局所マッハ数 M の空間分布は、座標間で大小がほぼ真逆になっている。これは運動座標系では凹状物体はほぼ対向する流れに置かれているのに対し、慣性系では静止流体中に凹状物体が突入していくので、速度の大小がほぼ真逆となるためである。特に特徴的なのは凹状内部と背後の流れであり、運動座標系では淀んで M は低いのに対し、慣性系では凹状物体に付随して動くので M は高くなっている。運動座標系と慣性系の物理量の差異は、運動量および運動エネルギーにあることが確認できる。

6.2.2. 凹状物体の空力特性と振動角、および重心の進行角

図10～13に、慣性モーメント $I=5000$ 、 $I=31.15$ と Gap 有無の4条件に対する、空力係数と進行方向角などの時間歴を示す。いずれも(a)と(b)はそれぞれ運動座標 x, y 方向の凹状物体の空力係数 C_x と C_y 、(c)はカプセル(物体系の重心)の進行方向角 Φ (慣性系に対し運動座標基準系がなす角) および凹状物体の自励振動角 θ (運動座標基準系に対し運動座標系がなす角)を加えた量、それらの角速度を示す。図14に4条件の結果比較を実時間、実距離のスケールで示し、比較対象と

して、同じ初速度と初期角を持つ質点の放物運動を含めた。(a)は進行方向角の時間歴、(b)は音速基準の速度の時間歴、(c)は系の重心の軌跡である。

図 10～13 の全体的な傾向は以下のとおり：

(a)より物体軸（運動座標 x 軸）方向の空力係数 C_x は初期に急増加・低減した後、時間とともに振動しながら徐々に増加する。初期の C_x の増減は、初期状態（凹状物体静止流れ場の準定常解）から突如加速度が加わるためであり、その後凹状物体により重心は減速（図 14(b)参照）するため C_x は増加する。凹状物体静止時の準定常流中での抵抗係数 C_D は M_∞ が下がると増加する（図 7 (a)参照）ことに対応するが、準定常流中での C_D よりもここでの C_x のほうがやや値が高くなっている。また $I=31.15$ のほうが $I=5000$ よりも僅かに高い。Gap を付加すると C_x が高くなるのは、ここでの凹状物体は厚みを持つため Gap 前方壁よりも後方壁のほうで圧力が高くなるためと考えられる。

(b)より物体軸と垂直方向の空力係数 C_y は正負に振動して凹状物体の自励振動を生じさせるが、 $I=5000$ の振動の方が周波数は低く振幅は大きい。Gap をつけると双方の中間の周波数で振動する。

(c)より、カプセルの進行方向角 ϕ は凹状物体の自励振動角 θ を伴いながら時間とともに増加していき、Gap 無しでは $I=5000$ のほうが $I=31.15$ よりも ϕ は大きく、 θ と ω の振幅は大きく周波数は低い。Gap をつけると ϕ はその中間となるものの、 θ と ω の振幅は $I=5000$ では著しく減少するのに対し、 $I=31.15$ では著しく増加してしまう。Gap 無しの場合、 $I=5000$ では凹状物体はカプセル進行軌跡よりも下方 (θ は負) で振動、 $I=31.15$ ではカプセル進行軌跡よりも上方 (θ は正) で振動し、GAP をつけると、凹状物体は進行軌跡の両側 (θ は正負) で振動する。Gap 無しの結果は、固定点まわりの自励振動（図 8）と対応する。

6.2.3. 重心の進行角、速度、運動軌跡の比較

図 14 の 4 条件結果比較において、(a)より進行方向角 ϕ は、質点のみが一番浅く、凹状物体装

着により増加するが、 $I=5000$ が一番深い。進行角の大きさの比較は、図 10～13 (c)で述べたとおりであり、 ϕ が小から大になる順に上側振動、両側振動、下側振動となっている。図 14 (b)より質点のみは水平速度は一定で重力方向の負の速度が増していくために、速度の大きさは初期状態よりも増えていく。それに対し凹状物体を装着した質点は、水平速度 $|V_{0x}|$ は下がり重力方向の垂直速度 $|V_{0y}|$ は質点のみほど上がらないため、速度の大きさ $|V_0|$ は初期マッハ数 2 から下がっていく。凹状物体装着状態では主な相違は $|V_{0y}|$ に現れ、 $I=5000$ が $I=31.15$ よりも大きく Gap 付きはその中間となる。(c)より凹状物体を装着すると、質点のみよりも水平距離は短縮し、高度も下がらないことがわかる。これらの軌跡は(a)で進行角は $I=5000$ が一番深いこと、および(b)で凹状物体を装着すると水平速度 $|V_{0x}|$ はほぼ一様に下がるが垂直速度 $|V_{0y}|$ の減速は各ケースに依ることと合致する。

さらに初期状態（等速運動）から回転・並進加速状態に移るのに 0～100 time unit の緩和時間を設けた場合の軌跡の比較を図 15 に示す。凡例中の Tinit は初期緩和時間を、Upper と Lower は上側振動と下側振動を表す。力の影響を受けやすい $I=31.15$ では緩和時間により上側振動になったり下側振動になったりしたが、 $I=5000$ ではいつも下側振動であった。緩和時間による水平距離の伸びは見られるものの、上側振動の場合は図 14(c)の $I=31.15$ のグラフと、下側振動の場合は $I=5000$ のグラフとほぼ同じとなった。これより系の重心の軌跡は凹状物体が上側振動か下側振動かに依存、すなわち開傘のタイミングが関わると考えられる。

7. まとめ

パラシュートカプセルの単純モデル化物体系の希薄大気圏突入時に対して、運動座標法により流れ場と物体系の運動とを連成させて解き、凹状物体の自励振動と重心の運動軌跡を求めた。凹状物体に対し 2 種類の慣性モーメントと Gap の

有無および系の初期緩和時間を設定し、初期マッハ数2、初期突入角 10° では以下の結果を得た。

- ・凹状物体による減速効果が確認された。
- ・凹状物体の自励振動は Gap 無しでは慣性モーメントが大きい方が振幅は大きく周波数は低い。Gap を設けると、その振動は $I=5000$ では抑制、 $I=31.15$ では増幅される。
- ・凹状物体は Gap 無しでは軌跡に対し片側で自励振動、Gap を設けると両側振動となる。
- ・凹状物体が上側振動か下側振動かは、慣性モーメントの低い $I=31.15$ では初期緩和時間に依存、すなわち開傘のタイミングが関わる。
- ・重心の運動軌跡は、凹状物体が上側振動か下側振動か両側振動かに依存する。

従来の流れ場の数値計算では、長時間・長距離運動はあまり行われておらず、運動座標法の新たな展開が示された。

参考文献

- 1) 平木講儒, “超音速領域における半球殻の空力特性に関する実験的研究,” 東京大学 1991 年度修士論文, 1992 年.
- 2) Takafumi Kawamura and Toshiharu Mizukaki, “Aerodynamic Vibrations Caused by a Vortex ahead of Hemisphere in Supersonic Flow,” 20th ISSW, 2011.
- 3) Steinberg, S., Siemers, III, P. M., Slayman, R. G., “Development of the Viking parachute configuration by wind-tunnel investigation,” Journal of Spacecraft vol.11, no.2, pp.101–107, 1974.
- 4) 福本堪大, 北村圭一, 森浩一, “超音速パラシュート内外における流体変動の数値計算,” 第 62 回宇宙科学技術連合講演会講演集, 3L03, 2018 年 10 月.
- 5) 橋本敦, 村上桂一, 青山剛史, 菱田学, 他, “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, 2013.
- 6) Sengupta, A., Kelsch, R., Roeder, J., Wernet, M., Witkowski, A., Kandis, M., “Supersonic performance of disk-gap-band parachutes constrained to a 0-degree trim angle,” Journal of Spacecraft and Rockets 46 (6), 1155–1163, 2009.
- 7) Karagiozis, K., Kamakoti, R., Cirak, F., Pantano, C., “A computational study of supersonic disk-gap-band parachutes using Large-Eddy Simulation coupled to a structural membrane,” Journal of Fluids and Structures, vol.27, pp.175–192, 2011.
- 8) Chi-Wang Shu, “Essentially Non-Oscillatory and Weighted Essentially Non-Oscillatory Schemes for Hyperbolic Conservation Laws,” ICASE Report No.97-65, 1997.
- 9) 尾崎 彰彦, 豊里 理紗, 高倉 葉子, “超音速流中における凹状物体まわりの流れの高精度数値計算,” 第 46 回流体力学講演会／第 32 回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム講演論文集, 2C08, 2014 年 7 月; JAXA-SP-14-010, pp.139-144, 2015 年 3 月.
- 10) 豊里 理紗, 高倉葉子, “物体まわりの超音速流に関する振動特性,” 第 47 回流体力学講演会／第 33 回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム講演論文集, 2D01, 2015 年 7 月.
- 11) 乾大知, 高倉 葉子, “凹状物体まわりの超音速流に関する振動特性,” 第 48 回流体力学講演会／第 34 回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム講演論文集, 1A02, 2016 年 7 月; JAXA-SP-16-007, pp.51-56, 2016 年 12 月.
- 12) Takakura, Y., “Moving-Coordinate Method and Its Applications,” Continuum Mechanics, Applied Mathematics and Scientific Computing: Godunov's Legacy, Springer, pp.345-351, 2020; that is presented at International Conference -- Mathematics and its Applications-- in honor of the 90th birthday of S.K. Godunov, (August 4-10, 2019), Invited Lecture.

- 13) Takakura, Y., Higashino, F., and Ogawa, S., "Unsteady Flow Computations on a Flying Projectile Within a Ballistic Range," *Computers & Fluids*, vol.27, no.5-6, pp.645-650, 1998.
- 14) Nomura, M. and Takakura, Y., "Highly-accurate Computation of Supersonic Flows around a Concave Body (II.Motion analysis by moving-coordinate method)," Ninth International Conference on Computational Fluid Dynamics, ICCFD9-2016-326, July 2016.
- 15) 野村将之, 高倉葉子, "凹状物体まわりの超音速流れに対する運動座標法の検討," 第48回流体力学講演会/第34回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム論文集, 1A03, 2016年7月; JAXA-SP-16-007, pp.57-62, 2017年3月.
- 16) 尾崎彰彦, 槻澤悠也, 宮本啓司, 高倉葉子, "静止時/運動時の凹状物体まわりの超音速流に関する振動特性," 第51回流体力学講演会/第37回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム講演論文集, 1D04, 2019年7月; JAXA-SP-19-007, pp.213-222, 2020年2月.
- 17) 石塚亮磨, 高倉葉子, "運動座標法による凹状物体軌跡予測の数値計算," 第53回流体力学講演会/第39回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム講演論文集, 2D06, 2021年7月.
- 18) 高倉葉子, "運動座標法といくつかの適用例," 第51回流体力学講演会/第37回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム論文集, 1D05, 2019年7月; JAXA-SP-19-007, pp.223-230, 2020年2月.
- 19) 高倉葉子, "運動座標法と数値計算例について," 令和元年度航空宇宙空力シンポジウム, 特別講演, 1L7, 2020年1月.
- 20) Parachute Testing for Mars Science Laboratory (NASA/JPL), <https://www.jpl.nasa.gov/images/parachute-testing-for-mars-science-laboratory> (accessed October 20, 2020).
- 21) Final Minutes of Curiosity's Arrival at Mars (NASA) <https://mars.nasa.gov/resources/3309/final-minutes-of-curiositys-arrival-at-mars/> (accessed October 20, 2020).
- 22) Spacecraft (NASA) <https://mars.nasa.gov/msl/spacecraft/getting-to-mars/> (accessed October 20, 2020).
- 23) H.W. Liepmann and A. Roshko, "Elements of Gasdynamics," Chapter 4, originally published by John Wiley & Sons, Inc., 1954; and by Dover, Inc., 2001.

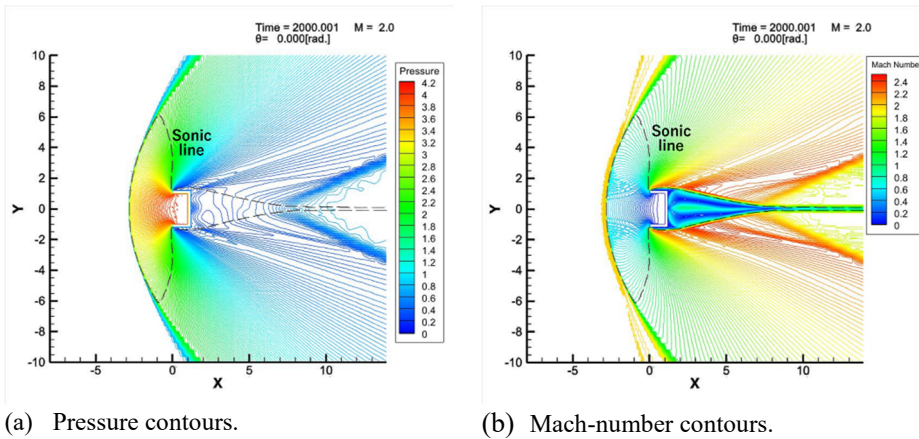


Fig.6 Quasi-steady flow about stationary rectangular concave body.

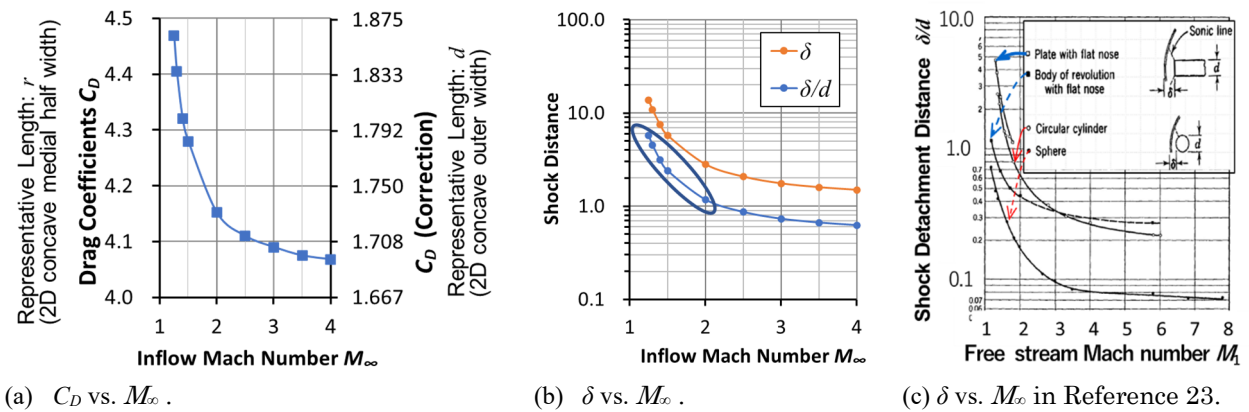


Fig.7 Aerodynamic characteristics about stationary rectangular concave body.

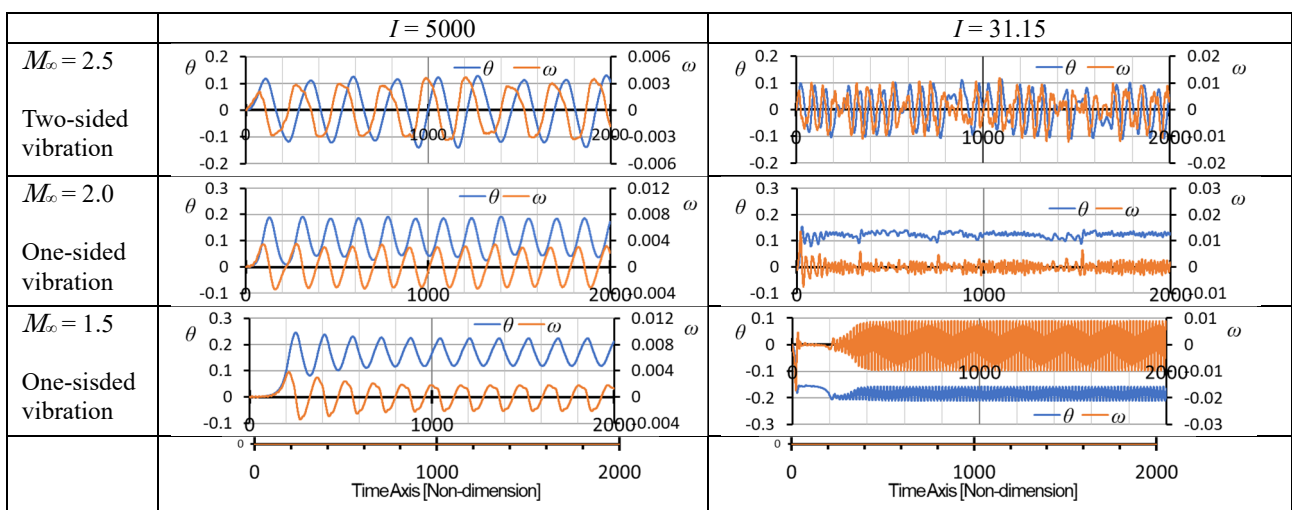


Fig.8 Self-excited oscillations of concave body with fixed point.

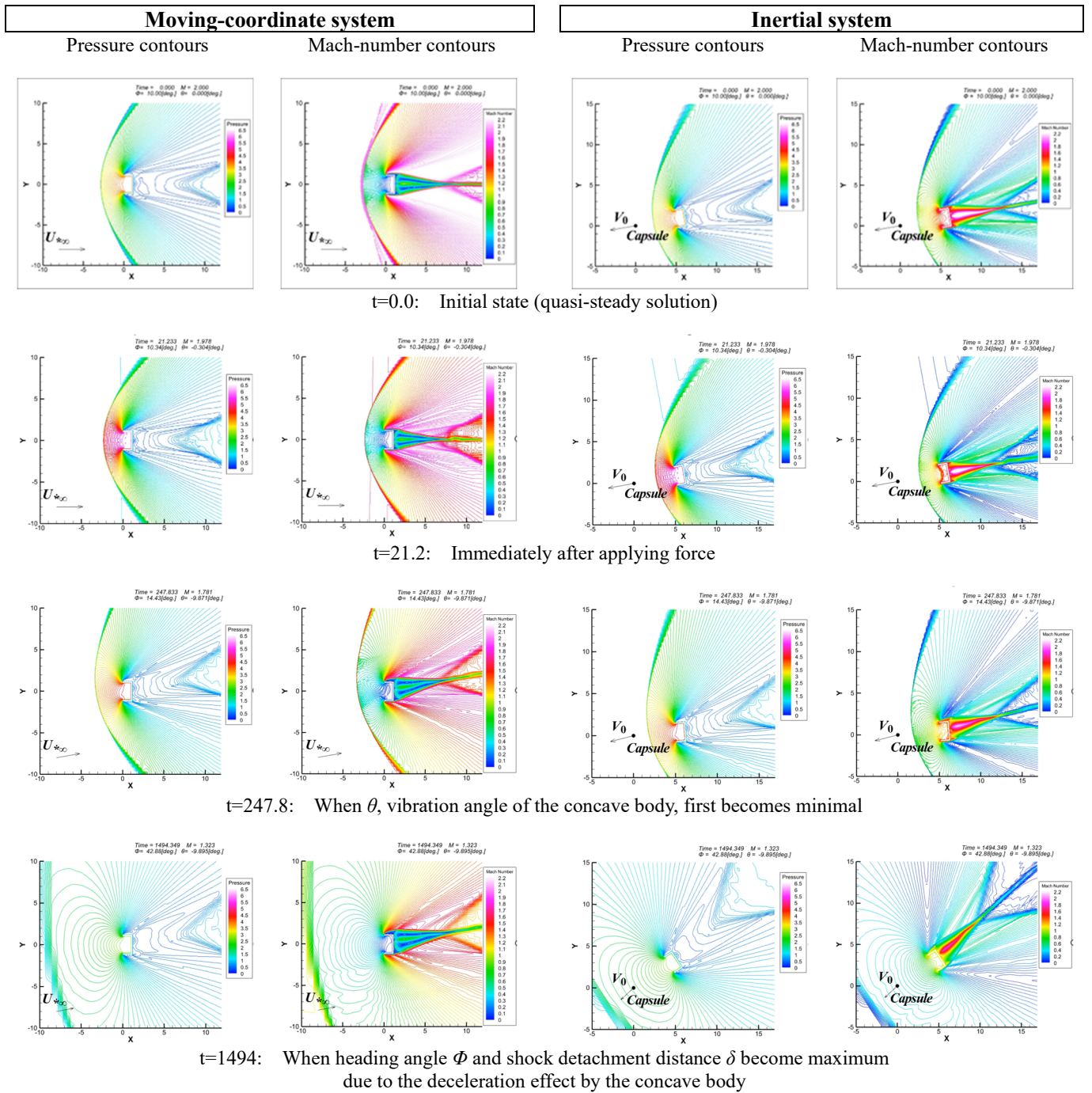
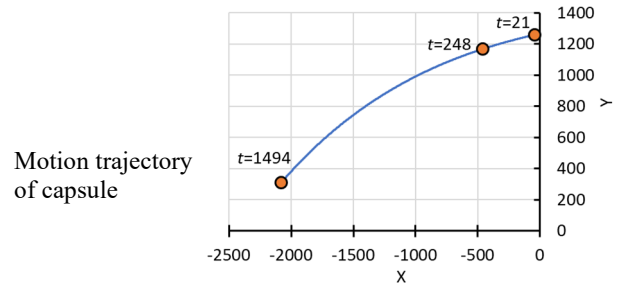
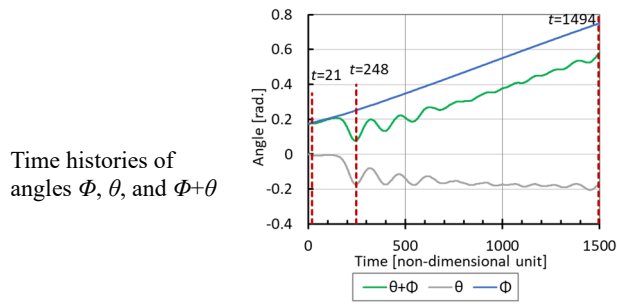
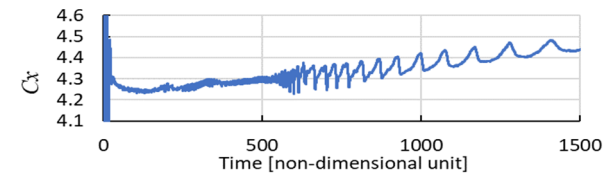
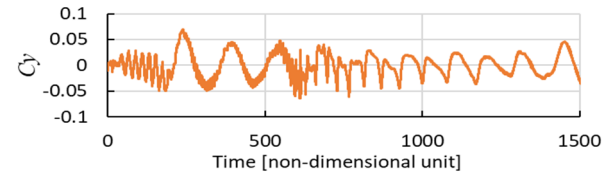


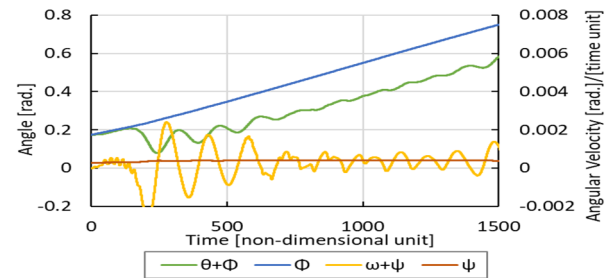
Fig.9 Unsteady Flow solutions with I=5000 in Moving-coordinate system and Inertial system converted.



(a) Time history of C_x .

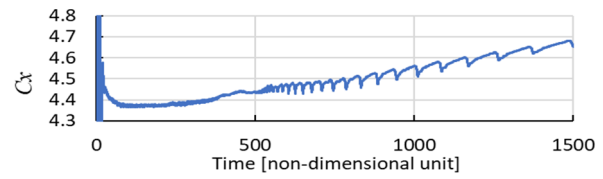


(b) Time history of C_y .

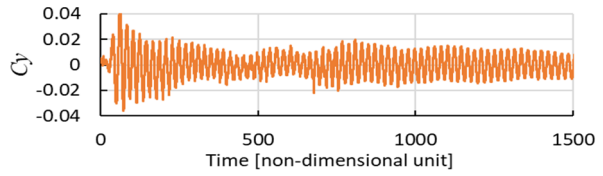


(c) Time histories of angles θ , Φ and their angular velocities.

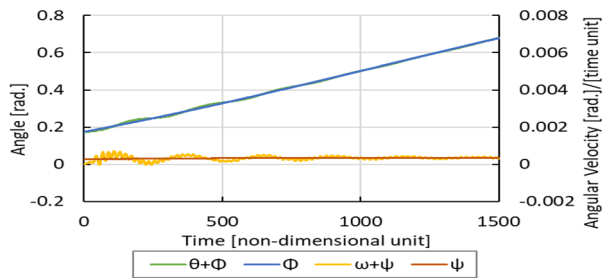
Fig.10 $I=5000$; Concave body.



(a) Time history of C_x .

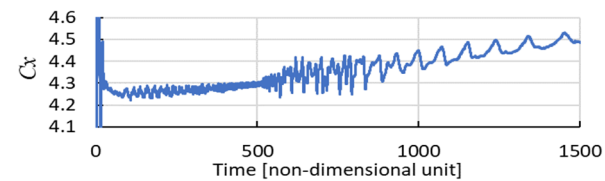


(b) Time history of C_y .

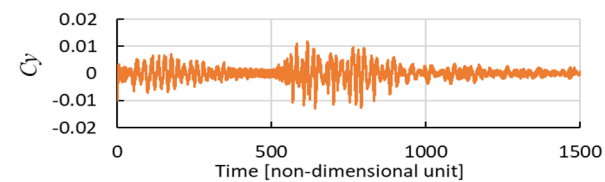


(c) Time histories of angles θ , Φ and their angular velocities.

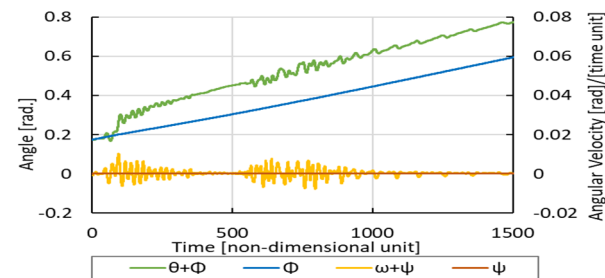
Fig.11 $I=5000$; Concave body with Gap.



(a) Time history of C_x .

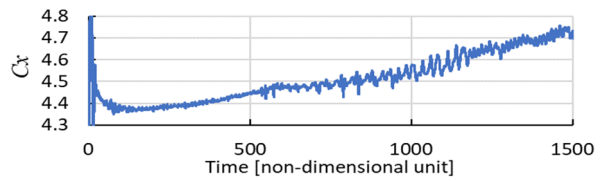


(b) Time history of C_y .

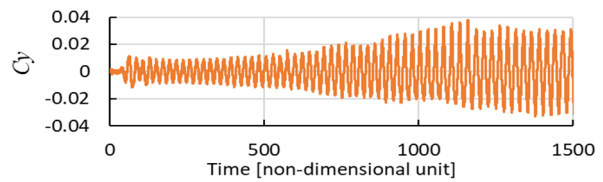


(c) Time histories of angles θ , Φ and their angular velocities.

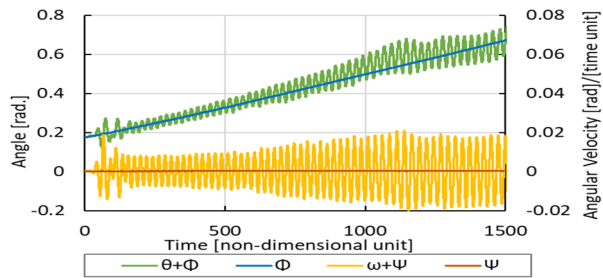
Fig.12 $I=31.15$; Concave body.



(a) Time history of C_x .

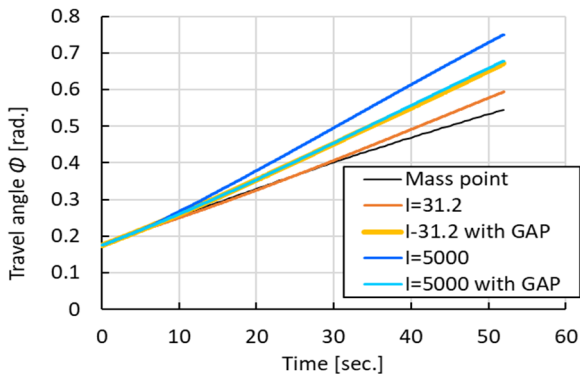


(b) Time history of C_y .

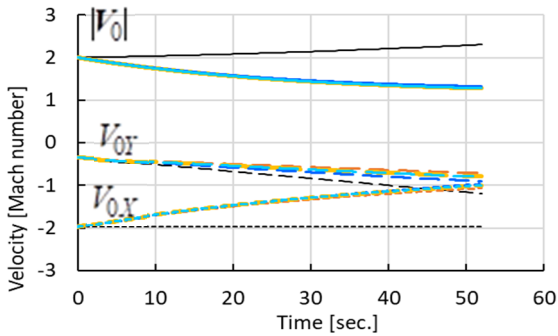


(c) Time histories of angles θ , Φ and their angular velocities.

Fig.13 $I=31.15$; Concave body with Gap.

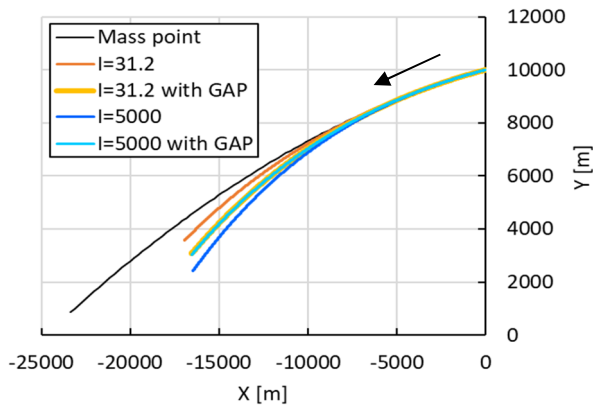


(a) Time history of travel angle ϕ .



Mass point:	— V	----- VOX	- - - VOY
l=31.2 :	— V	----- VOX	- - - VOY
l=31.2 GAP:	— V	----- VOX	- - - VOY
l=5000 :	— V	----- VOX	- - - VOY
l=5000 GAP:	— V	----- VOX	- - - VOY

(b) Time histories of velocity $V_0 = (V_{0x}, V_{0y})$.



(c) Motion trajectory for center of gravity center (X, Y).

Fig.14 Comparison among body cases and mass point.

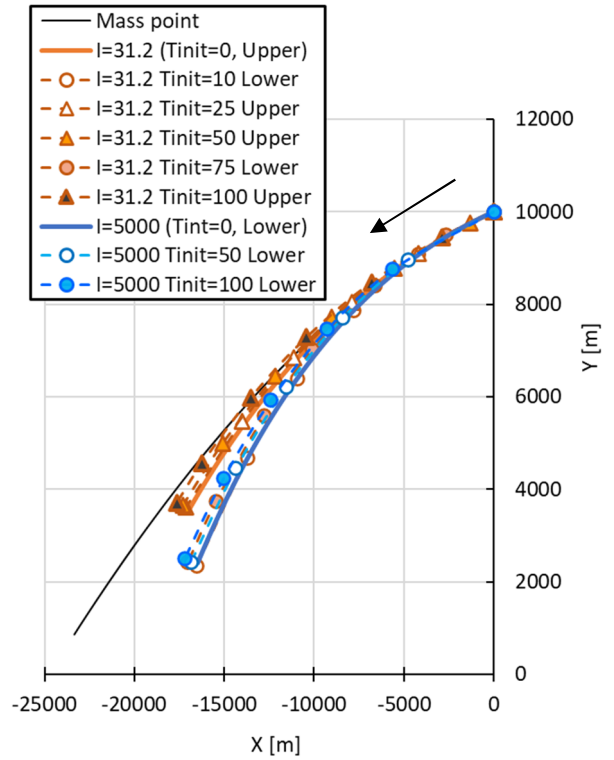


Fig.15 Comparison of motion trajectories with respect to inertial moments and relaxation times