

# 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

尾崎 彰彦<sup>1)</sup>, 槻澤 悠也<sup>2)</sup>, 宮本 啓司<sup>3)</sup>, 高倉 葉子 (東海大学)

## Vibration Characteristics of Supersonic Flows around Concave Body at Rest / Motion

OZAKI Akihiko<sup>1)</sup>, TSUKISAWA Yuya<sup>2)</sup>, MIYAMOTO Keiji<sup>3)</sup> and TAKAKURA Yoko (Tokai University)

### ABSTRACT

The purpose of the present study is to investigate the basic vibrational characteristics of supersonic flows around a concave body at rest without and with flow perturbations and clarify the relation between vibrational characteristics of flows and self-induced motion of the body. The body motion was computed by use of the moving-coordinate method proposed by the authors, and numerical computations were carried out by using the WENO scheme. As results, due to back pressure the sting introduces disturbance into the flow field, without a sting raised back pressure causes reverse flows to disturb the flow field, and periodically oscillating inflow Mach number makes the detached shock distance vibrate with same period of Mach number. At Mach number 3, in the time histories of lift coefficients, waves with low and high frequencies appear, regardless of a stationary or moving body, and at a stationary body the low frequency appears as low frequency band. The dominant frequencies of lift oscillations at motion overall corresponds to those at rest. In self-induced vibration of the body, the time history of angular velocity has low and high frequencies same as lift oscillations, whereas the time history of angle has only the lower frequency.

### 1. はじめに

これまで、大気圏再突入時の空力的減速法に関する研究が行われてきた。中でも超音速パラシュートは軽量でコンパクトに収納でき、かつ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、また凹状物体であるため自励振動が起こる。そのため、空力特性の解明や落下軌道の正確な予想は困難である。

パラシュートを半球の剛体で模した風洞実験の流れ場<sup>1)</sup>では非対称な振動が観察され、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る<sup>2)</sup>。その振動はマッハ数が高くなるほど生じやすく、圧力波が離脱衝撃波と凹状物体内部を数回往復した後に発生したりしなかったりし、振動が起こっても再び定常的な流れに戻るといった特徴を有しているが、詳細なメカニズムは不明である。

著者らの先行研究では、パラシュートの単純モデルとして剛体の2次元矩形凹状物体を流れに対向させて超音速流れの高精度数値計算を行い、以下の結果を得た。

- (1) 定常的な流れ場における揚力振動では、低周波の振動は凹状物体外側の側面流れにおいて交互に圧力が増減することに起因し、高周波の振動は内側の渦流れに起因する<sup>3,4)</sup>
- (2) 過渡的な流れ現象としてマッハ数を1割程度上げる擾乱を与えると、圧力波が凹状底部と離脱衝撃波の間を往復するとともに、離脱衝撃波位置の非定常変化と渦放出パターンの関係が示された<sup>4)</sup>

(3) 凹状物体の入り口を塞いだ四角形状物体においても(2)と同等の結果が得られた<sup>5)</sup>

(4) 凹状物体にスティングを付加すると、流出境界の亜音速領域から背圧の影響を受け、背圧の高低により流れが振動したり安定化したりする<sup>6)</sup>

以上より、擾乱要因として、振動するマッハ数擾乱や背圧の高低を課すと、どのような流れ場が得られるかという問が生じ、本研究の1つの目標とした。

他方、パラシュートは自励振動しながら落下する。運動する物体まわりの圧縮性流れの数値計算法として、著者らは運動座標法を提案<sup>7-9)</sup>した。運動座標法とは、運動する物体に付着した座標系から流れ場を観測する手法であり、物体は静止して見えるので物体まわりで格子を動かす必要はない。それゆえ格子移動による誤差がなくなり、長距離／長時間移動する場合にこの効果は顕著になると考えられる。初期の方法<sup>7,8)</sup>では並進加速移動だけであったが、文献<sup>9,10)</sup>で回転運動も含めるべく拡張し一般化した。

本研究では、パラシュートを模した2次元矩形凹状物体まわりの超音速流に関し、物体静止時に振動する背圧の高低や流入マッハ数の振動などの擾乱を課したときの流れの振動特性を調べるとともに、物体が固定点周りに自励振動するときの振動特性を調べ、物体振動と物体静止時の流れの振動特性との関連を論じる。

### 2. 運動座標法

Fig.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  $A$  (相対速度  $V_0$  で並進し、角速度  $\Omega$  で回転) を考え、 $r$  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。

1) 現：レイズネクスト株式会社

2) 現：株式会社グローバルトレーディング

3) 現：三菱自動車工業株式会社

系  $I$  から観測される位置  $r+x$  での流体速度を  $u$ 、系  $A$  から観測される対応する位置  $x$  での流体速度を  $u_*$ 、系  $A$  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。

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

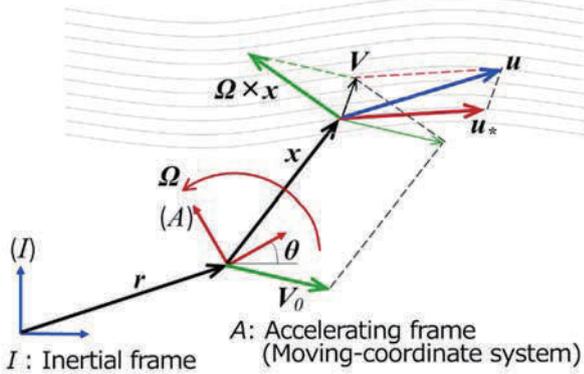


Fig1. Moving-coordinate system (A) with translation and rotation.

運動座標系における運動方程式、エネルギー式を次に示す<sup>9)</sup>。

運動方程式<sup>11)</sup>：

$$\rho \left[ \frac{D\mathbf{u}_*}{D_t} \right] = (-\nabla p + \nabla \cdot \mathbf{T}) - \rho \left\{ \frac{d\mathbf{V}_0}{dt} + \frac{2(\Omega \times \mathbf{u}_*)}{\text{コリオリの力}} + \frac{\Omega \times (\Omega \times \mathbf{x})}{\text{遠心力}} + \frac{d\Omega}{dt} \times \mathbf{x} \right\}$$

エネルギー式<sup>9)</sup>：

$$\rho \frac{D(E_*/\rho)}{D_t} = -\nabla \cdot (\rho \mathbf{u}_*) + \nabla \cdot (\mathbf{T} \cdot \mathbf{u}_*) - \nabla \cdot \mathbf{q} - \rho \mathbf{u}_* \cdot \left\{ \frac{d\mathbf{V}_0}{dt} + \Omega \times (\Omega \times \mathbf{x}) + \frac{d\Omega}{dt} \times \mathbf{x} \right\}$$

連続の式が成立しているので、これらの式の左辺は保存形で書ける<sup>10)</sup>。

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)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：

$$(\rho \mathbf{u}_*)_A = (\rho \mathbf{u})_I - \rho(\mathbf{V}_0 + \Omega \times \mathbf{x}) \quad (2)$$

$$\begin{aligned} (E_*)_A &= (E)_I - \rho(\mathbf{u})_I \cdot (\mathbf{V}_0 + \Omega \times \mathbf{x}) \\ &\quad + \frac{1}{2} \rho (\mathbf{V}_0 + \Omega \times \mathbf{x}) \cdot (\mathbf{V}_0 + \Omega \times \mathbf{x}) \end{aligned} \quad (3)$$

運動座標系  $A$  から慣性系  $I$  への変換：

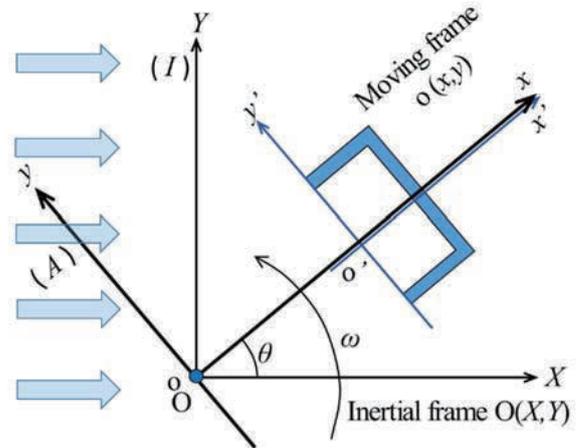
$$(\rho \mathbf{u})_I = (\rho \mathbf{u}_*)_A + \rho(\mathbf{V}_0 + \Omega \times \mathbf{x}) \quad (4)$$

$$\begin{aligned} (E)_I &= (E_*)_A + \rho(\mathbf{u}_*)_A \cdot (\mathbf{V}_0 + \Omega \times \mathbf{x}) \\ &\quad + \frac{1}{2} \rho (\mathbf{V}_0 + \Omega \times \mathbf{x}) \cdot (\mathbf{V}_0 + \Omega \times \mathbf{x}) \end{aligned} \quad (5)$$

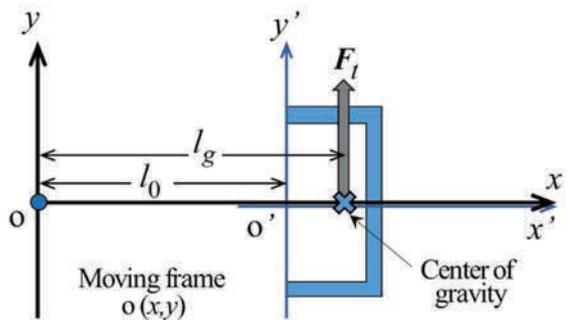
### 3. 数値計算法

#### 3.1. 計算モデル

本研究では基本的な現象と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に2次元剛体矩形凹状物体にモデル化した。Fig.2(a)は慣性系から見た図であり、対向する一様流に対し物体が固定点まわりに自励振動する系を考え、回転中心を原点とする運動座標系を物体に付着させる。 $\theta$ は物体の振動角(運動座標系  $o\text{-}xy$  が慣性系  $O\text{-}XY$  に対してなす角)、 $\omega$ はその角速度である。Fig.2(b)に運動座標系における物体を示す。系  $o'\text{-}x'y'$ 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  $o\text{-}xy$ は原点を  $x'$ 方向に  $-l_0$ 移動した運動座標系、 $l_g$ は原点  $o$  から物体の重心までの距離であり、物体は運動軌跡の接線方向に空気力  $F_t$  を受けて  $o$  まわりに自励回転運動する。



(a) Observation of moving frame from inertial frame.



(b) Moving-coordinate system attached to body.

Fig.2 Computational model.

物体が Fig.2 のように支点  $o$  まわりに回転するとき、慣性モーメントを  $I$  とするとモーメントの釣合式は慣性系で次のように書ける。

$$I \frac{d^2\theta}{dt^2} = l_g F_t, \quad \omega = \frac{d\theta}{dt} \quad (6)$$

### 3.2. 基礎方程式と計算スキーム

$V_0 = \mathbf{0}$ 、 $\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{x} = \omega(-y, x)^t$  のとき、運動座標系における支配方程式は、無次元化表示で次のような生成項  $S$  を有する 2 次元 Navier-Stokes 方程式系となる。

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial(F - Re^{-1}F_v)}{\partial x} + \frac{\partial(G - Re^{-1}G_v)}{\partial y} = S \quad (7)$$

$$U = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ E \end{bmatrix},$$

$$F = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ (E + p)u \end{bmatrix},$$

$$F_v = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{xx} \\ \tau_{xy} \\ \tau_{xx}u + \tau_{xy}v + \frac{1}{Pr(\gamma - 1)} \left( \kappa \frac{\partial a^2}{\partial x} \right) \end{bmatrix},$$

$$G = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho vu \\ \rho v^2 + p \\ (E + p)v \end{bmatrix},$$

$$G_v = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{yx} \\ \tau_{yy} \\ \tau_{yx}u + \tau_{yy}v + \frac{1}{Pr(\gamma - 1)} \left( \kappa \frac{\partial a^2}{\partial y} \right) \end{bmatrix},$$

$$S = \begin{bmatrix} 0 \\ \rho \left( \omega^2 x + 2\omega v + y \frac{d\omega}{dt} \right) \\ \rho \left( \omega^2 y - 2\omega u - x \frac{d\omega}{dt} \right) \\ \rho \left( \omega^2 ux + \omega^2 vy - vx \frac{d\omega}{dt} + uy \frac{d\omega}{dt} \right) \end{bmatrix},$$

$$\tau_{xx} = (\mu + \mu_{sgs}) \left\{ -\frac{2}{3} \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) + 2 \frac{\partial u}{\partial x} \right\} - \frac{2}{3} \rho k,$$

$$\tau_{xy} = \tau_{yx} = (\mu + \mu_{sgs}) \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right),$$

$$\tau_{yy} = (\mu + \mu_{sgs}) \left\{ -\frac{2}{3} \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) + 2 \frac{\partial v}{\partial y} \right\} - \frac{2}{3} \rho k,$$

状態方程式：

$$p = (\gamma - 1) \left\{ E - \frac{1}{2} \rho (u^2 + v^2) \right\}.$$

物体の自励振動を扱う場合は、式(6)に流体の式(7)と同様の無次元化を行い連成して解く。物体が静止している場合は  $\mathbf{S} = \mathbf{0}$  である。

支配方程式(7)に対し、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 7 次精度の WENO スキーム<sup>12)</sup>及びセル境界において HLLC flux Riemann Solver を用い、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。

慣性系  $I$  と運動座標系  $A$  との間の運動量とエネルギーの変換(2)~(5)は、本計算モデルにおいては次のようになる。

慣性系  $I$  から運動座標系  $A$  への変換：

$$\rho \begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix}_A = \rho \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix}_I - \rho \begin{pmatrix} -\omega y \\ \omega x \end{pmatrix} \quad (8)$$

$$E_A = E_I - \rho \omega \{ -y(u_I \cos \theta + v_I \sin \theta) + x(-u_I \sin \theta + v_I \cos \theta) \} + \frac{1}{2} \rho \omega^2 (x^2 + y^2) \quad (9)$$

運動座標系  $A$  から慣性系  $I$  への変換：

$$\rho \begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix}_I = \rho \begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_A - \omega y \\ v_A + \omega x \end{pmatrix} \quad (10)$$

$$E_I = E_A + \rho \omega (-y u_A + x v_A) + \frac{1}{2} \rho \omega^2 (x^2 + y^2) \quad (11)$$

### 3.3. 境界条件

#### 流入条件

密度と圧力には

$$\rho_{in} = 1$$

$$p_{in} = \frac{1}{\gamma}$$

を与え、速度とエネルギーは

$$\begin{pmatrix} u_I \\ v_I \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_\infty \\ 0 \end{pmatrix}$$

を式(8)(9)に代入して

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

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

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

を課す。

物体静止時には、 $\theta = \omega = 0$  を与える。

#### 流出条件

$\rho, \rho u, \rho v$  は 0 次外挿で求める。一旦、式(10)を用いて速度を運動座標系から慣性系へ変換し、流れが超音速か亜音速かを評価する。 $E$  は、 $M \geq 1$  の時には 0 次外挿で求め、 $M \leq 1$  の時には圧力として背圧  $p_{out}$  を与え、

$$E_I = \frac{p_{out}}{\gamma - 1} + \frac{1}{2} \rho (u^2 + v^2)$$

を計算し、式(9)を用いて運動座標系の値に戻す。

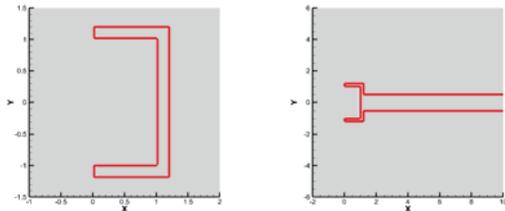
物体静止時には、座標系間の変換過程はない。

#### 物体壁面上での境界条件

運動座標法では静止物体上と同じく、壁面速度は零として扱える。

4. 物体モデルと計算条件

物体静止時には、風洞実験時に用いる模型指示棒を簡略化した sting モデルを付加する場合<sup>9)</sup>も扱う。Fig.3 に示す赤線で囲まれた領域が矩形凹状物体モデルである。(a)に sting の無いモデルを示す。凹状物体の内側横幅を基準長さ 1 とし、内側縦幅を 2 とした。(b)に Sting を付加したモデルを示す。Sting の縦幅は、凹状物体における内側縦幅の 1/2 とした。



(a) Without sting (b) With sting  
Fig.3 Models for rectangular concave body.

計算格子については、物体前方の離脱衝撃波が細かい格子領域に位置するよう注意を払い、格子点数は、x 軸方向に 480、y 軸方向に 532 に設定した。

流れ条件は、レイノルズ数  $Re$  は  $1.0 \times 10^5$ 、比熱比  $\gamma$  は 1.4 とした。

5. 数値計算結果および考察

5.1. 物体が静止している場合

定常的な流れ、およびスティング付加、背圧の高低、流入マッハ数の振動を課した場合の特徴的な量を Table 1 にまとめ、以下に説明する。

5.1.1. 定常的な流れ

定常的な流れの定義を、離脱衝撃波の位置など流れ場の様子がほぼ変化しなくなった状態とする。

一様流マッハ数  $M_\infty = 2.0$ 、背圧  $p_{out} = p_m = 1/\gamma$  における凹状物体まわりの定常的な流れ場を、Fig.4 に等圧力線と  $M=1.0$  (音速) の等高線 (黒色) で示す。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る。定常的な流れ場において、凹状物体背後の亜音速領域の尾部がほぼ周期的に振動する。

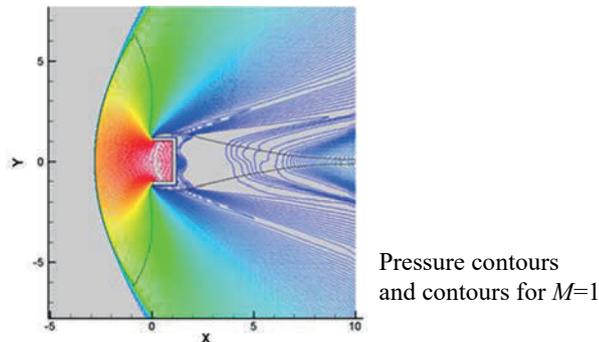


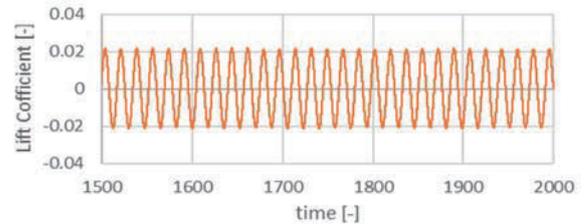
Fig.4 Flow field around concave body ( $M_\infty=2.0, p_{out}=1/\gamma$ ).

このような定常的な流れ場の中では非定常性が揚力振動に現れる。揚力係数  $C_L$  の時間歴を Fig.5(a)に示し、

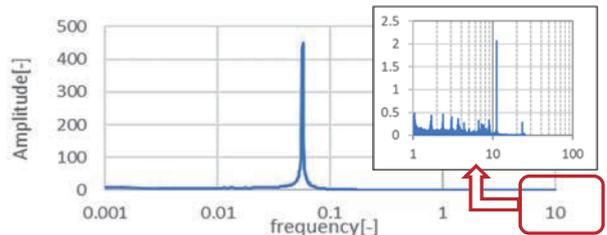
その FFT 解析結果を Fig.5(b)に示す。ピーク周波数 0.057 (周期 17.5) が卓越している。その他ピーク値は低く目立たないものの高周波数 約 10 (周期 約 0.1) のピークも存在し、物体背後の亜音速領域の尾部の振動周期とほぼ一致する。卓越した低周波数の振動は物体外側の上下表面の圧力が交互に低くなることに起因し、高周波数の振動は内側の渦流れが外側に流出することに起因することが文献<sup>4,5)</sup>で示された。なお抗力係数  $C_D$  の振幅は  $C_L$  と比べると小さく、 $y=0$  における離脱衝撃波位置  $x_{shock}$  はほとんど時間変化しない。

同様に  $M_\infty = 3.0, p_{out} = 1/\gamma$  のときの  $C_L$  の時間歴と FFT 解析結果を Fig.6 に示す。揚力振動の波形は単調ではなくなるが振幅は  $M_\infty = 2.0$  の場合と同程度であり、低周波数帯 0.003~0.027 (周期 37~328) と高周波数 0.487 (周期 2.05) のピークが存在する。

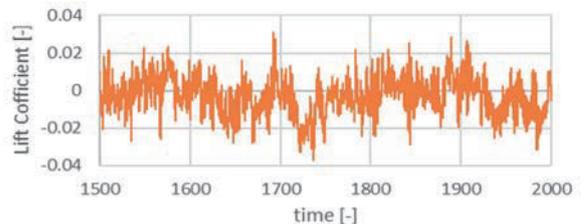
このような定常的な流れ場では  $C_L, C_D$  とも RMS (Root Mean Square) 値は低く、10 の<sup>-2</sup> から<sup>-4</sup> 乗のオーダーである。



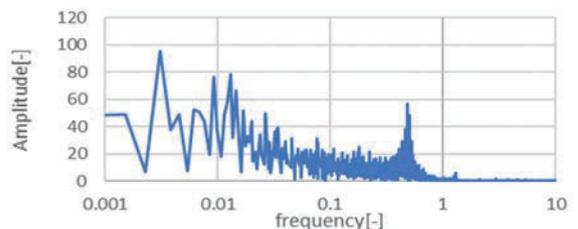
(a) Time history of lift coefficient.



(b) FFT analysis of lift coefficient.  
Fig.5 Case of  $M_\infty=2.0$  and  $p_{out}=1/\gamma$ .



(a) Time history of lift coefficient.

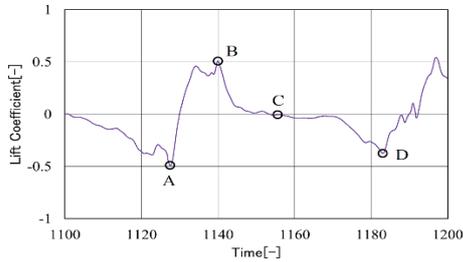


(b) FFT analysis of lift coefficient.

Fig.6 FFT analysis of lift coefficient ( $M_\infty=3.0, p_{out}=1/\gamma$ ).

5.1.2. スティングの影響

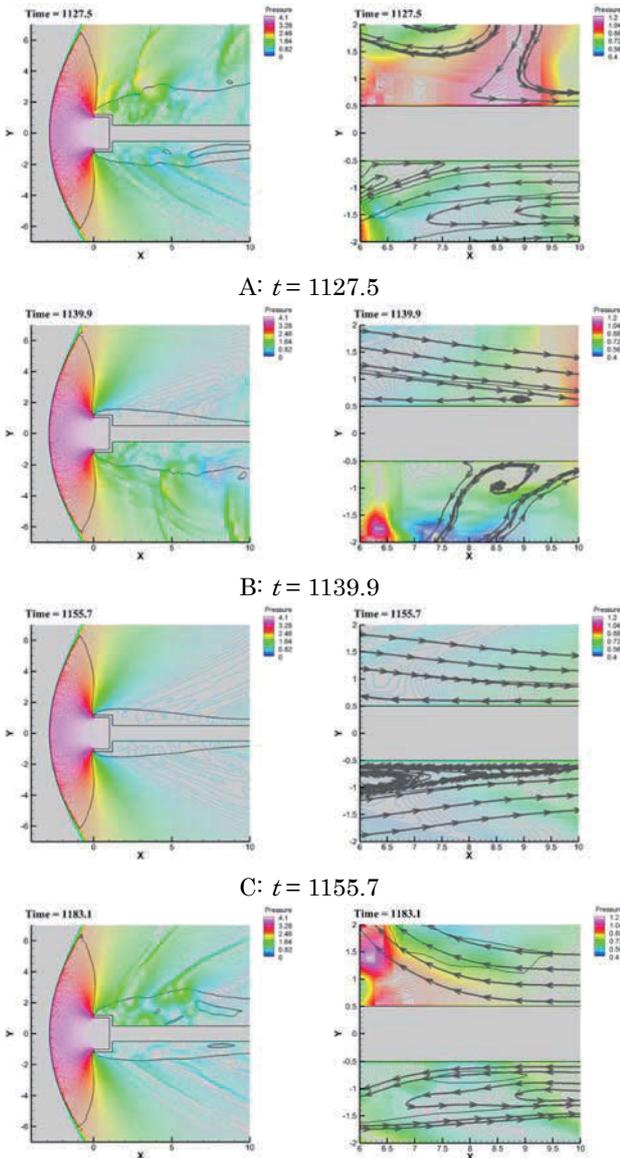
$M_\infty = 2.0$ , 背圧  $p_{out} = 1.0/\gamma$  において凹状物体にスティグを付加した場合、 $C_L$  の時間歴を Fig.7 (a)に、図に示された時点における圧力分布を Fig.7 (b)に示す<sup>6)</sup>。



(a) Time history of lift coefficient.

Vicinity of concave body with contours for  $M = 1$

Vicinity of outflow boundary with instantaneous streamlines



(b) Pressure distribution in presence of sting.

Fig.7 Case of  $M_\infty = 2.0$  and  $p_{out} = 1/\gamma$  with sting.

凹状物体のみでは流れ場はほぼ定常的であったが、スティグを付加すると、背圧の影響がスティグ壁面の亜音速領域から現れ、流出境界近傍の圧力が与えた背圧よりも低くなると逆流が生じ、上下交互に流れ場が乱れる。そのため揚力振動が不規則となり振幅は大きくなり、大きな振動周期が現れることが文献<sup>6)</sup>で示された。FFT 解析を行うと、周波数 0.022 (周期 45.5) が現れる。なお  $C_D$  も時間変化するが、衝撃波位置  $x_{shock}$  はほとんど変化しない。また  $C_L$ ,  $C_D$  とも RMS 値は高くなった。

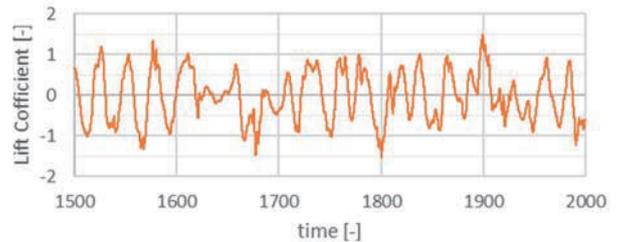
ただし  $M_\infty = 3.0$ , 背圧  $p_{out} = 1/\gamma$  においては、離脱衝撃波背後の圧力が高まるので、流出境界近傍の圧力は背圧よりも低くならず、スティグを付加しても、流れ場は定常的な状態を保つ。 $C_L$ ,  $C_D$  とも RMS 値は低いままである。

このようにスティグの亜音速領域を介して背圧の影響が流れ場に生じることが確認された。

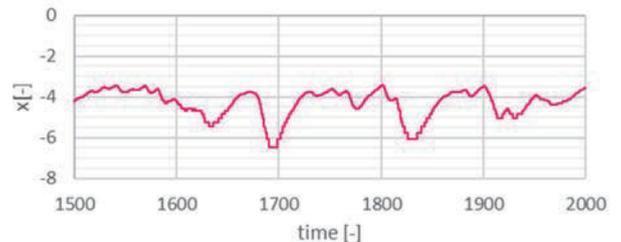
それではスティグ無しでも、高い背圧や振動するマッハ数などの擾乱を与えると流れ場にどのような影響が生じるであろうか、以下の節で記述する。

5.1.3. 背圧の影響

スティグ無しの場合において、背圧の影響を調べた。 $M_\infty = 2.0$  において背圧を  $p_{out} = 3/\gamma$  に上げたとき、流れ場は乱れ、Fig.8 (a)のように揚力振動の振幅はかなり大きくなり、Fig.8 (b)のように衝撃波位置  $x_{shock}$  は変動し、 $C_D$  も時間変化した。また  $C_L$ ,  $C_D$  とも RMS 値は高くなった。



(a) Time history of lift coefficient.



(b) Time history of location of detached shock.

Fig.8 Case of  $M_\infty = 2.0$  and  $p_{out} = 3/\gamma$ .

5.1.4. マッハ数擾乱による影響

一様流マッハ数  $M_\infty$ 、背圧  $p_{out} = 1/\gamma$  の流れに、振幅が  $M_\infty$  の 7.5%、周波数  $f = 0.02, 0.03$  (周期 50, 33) の擾乱が周期的に生じたとして、以下の流入条件で数値計算を行った。

$$M_{in} = M_\infty + \Delta M \sin(2\pi f t)$$

$$f = 0.02, 0.03, \quad \Delta M = 0.075 M_\infty$$

Fig.9 に  $M_\infty=2.0, f=0.02$  の結果を示す。(a)は  $C_L$  の時間歴、(b)はその FFT 解析結果、(c)は  $C_D$  の時間歴、(d)は衝撃波位置  $x_{shock}$  の時間歴である。

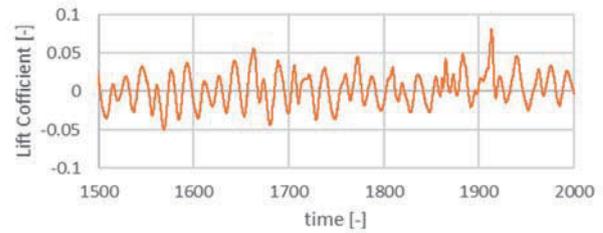
揚力振動は、マッハ数擾乱のない場合 (Fig.5(a)) と比べると振幅は乱れているが大きさは同程度であり、その支配的周波数は 0.062, 0.041 (周期 16.1, 24.3) となり、マッハ数擾乱のない場合 (Fig.5(b)) の卓越周波数 0.057 と大きくは変わらない。 $C_D$  と  $x_{shock}$  はマッハ数擾乱と同じ周期で振動していることが確かめられた。

流れ場には Fig.7 のような大きな乱れは観察されず、マッハ数擾乱のない場合と比べると、 $C_L$  の RMS 値は同オーダーで低いままであったが、 $C_D$  の RMS 値は 2 オーダー高くなった。

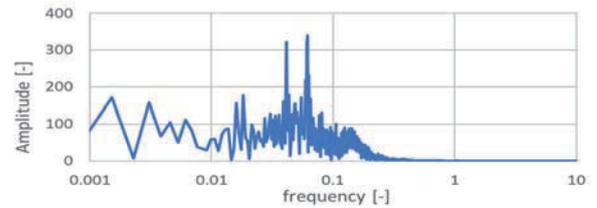
5.1.5. 物体静止時と擾乱の影響まとめ

定常的な流れ場に擾乱的要素 (スティング付加、背圧の高低、流入マッハ数の振動) を課した場合、離脱衝撃波位置と空力特性の振動特性に着目し、複数の擾乱を課す場合も含めて Table 1 にまとめた。Fig.7 に示されたような流れ場の乱れは、 $C_L$  と  $C_D$  の双方とも RMS 値が高いことにより検出される。

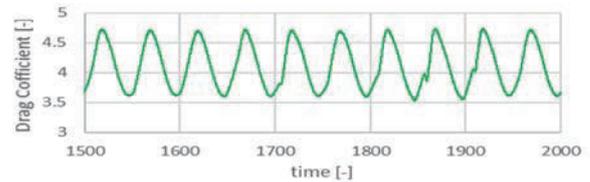
上述の  $C_L, C_D$  ともに代表長さは凹状物体の内側の半幅 (3 次元では内半径) としたが、Table 1 の最右列にある  $C_D$  補正值に用いた代表長さは物体外側の幅 (3 次元では外径) である。



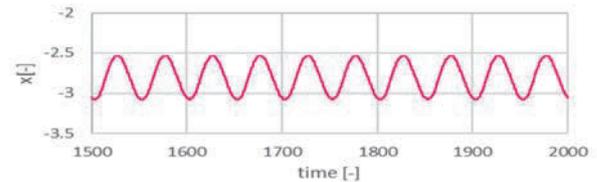
(a) Time history of lift coefficient.



(b) FFT analysis of lift coefficient.



(c) Time history of drag coefficient.



(d) Time history of location of detached shock.

Fig.9 Case of  $M_\infty=2.0$  with  $\Delta M$  and  $p_{out}=1/\gamma$ .

Table 1 Summary of aerodynamics characteristics for flow conditions

主流	擾乱条件			衝撃波位置	揚力係数 $C_L$				抗力係数 $C_D$					
	$M_\infty$	スティング	背圧 $P_{out}$		マッハ数振動	変動周期	ピーク周波数	周期	平均値	RMS	ピーク周波数	周期	平均値	RMS
2.0	無	—	$P_{in}$	—	—	0.0572, 11.1	17.5, 0.090	$7.10 \times 10^{-5}$	$1.50 \times 10^{-2}$	0.114, 11.1	8.80, 0.090	4.14	$9.71 \times 10^{-4}$	1.72
			$3P_{in}$	—	66, 101	0.0374	26.7	$-3.23 \times 10^{-2}$	0.582	0.014	69.0	2.42	0.843	1.01
		$P_{in}$	有 $f=0.02$	49	0.062, 0.041, 0.018	16.2, 24.3, 54.6	$1.04 \times 10^{-3}$	$2.78 \times 10^{-2}$	0.020	50.4	4.11	0.383	1.71	
			有 $f=0.03$	33	0.061, 0.029, 0.001, 0.14	16.3, 34.5, 101, 7.3	$2.39 \times 10^{-3}$	$2.83 \times 10^{-2}$	0.030	33.6	4.11	0.461	1.71	
		$3P_{in}$	有 $f=0.02$	55, 101	0.0336	29.8	$-1.24 \times 10^{-2}$	0.521	0.020	50.4	2.12	1.07	0.88	
			有 $f=0.03$	33, 62	0.0359	27.9	$9.40 \times 10^{-3}$	0.571	0.017, 0.030	59.6, 33.6	2.25	1.02	0.94	
		有	$P_{in}$	—	—	0.022	45.5	$-4.20 \times 10^{-2}$	0.27	0.021	47.6	3.57	0.19	1.49
3.0	無	—	$P_{in}$	—	—	0.003~0.0267, 0.487	37.4~328, 2.05	$-1.50 \times 10^{-3}$	$9.45 \times 10^{-3}$	0.15, 0.0023~0.070	6.62, 14~437	4.09	$1.40 \times 10^{-2}$	1.70
			$3P_{in}$	—	25~328	0.0824	12.1	$-2.38 \times 10^{-3}$	0.273	0.0023~0.041	24~437	3.55	0.473	1.48
		$P_{in}$	有 $f=0.02$	49	0.0648, 0.508, 0.0023~0.0076	15.4, 1.97, 131~437	$-6.61 \times 10^{-4}$	$4.29 \times 10^{-3}$	0.020	50.4	4.10	0.408	1.71	
			有 $f=0.03$	33	0.0045~0.0084, 0.0656, 0.491	119~218, 15.2, 2.04	$-7.13 \times 10^{-4}$	$3.61 \times 10^{-3}$	0.030	33.6	4.10	0.445	1.71	
		$3P_{in}$	有 $f=0.02$	49	0.0786	12.7	$6.28 \times 10^{-3}$	0.259	0.020, 0.0061~0.011	50.4, 87~164	3.53	0.724	1.47	
			有 $f=0.03$	33	0.0679	14.7	$-1.38 \times 10^{-2}$	0.25	0.030, 0.003~0.016	33.6, 62~328	3.42	0.81	1.43	
		有	$P_{in}$	—	—	0.476	2.1	$-6.52 \times 10^{-4}$	$1.07 \times 10^{-2}$	0.11, 0.476	9.09, 2.10	4.02	$1.34 \times 10^{-2}$	1.68

5.2. 物体が自励運動する場合

運動座標法により、空気力により物体が固定点まわりに自励振動する場合の数値解析を行った。

$M_\infty = 3$ 、 $p_{out} = 1\gamma$ 、回転中心から重心までの距離を  $l_g = 15.827$  とし、慣性モーメントを変化させる。

5.2.1. 慣性モーメント  $I = 1000$  の場合

Fig.10 に、 $M_\infty = 3$ 、 $p_{out} = 1\gamma$ 、 $I = 1000$ のときの、(a) 運動軌跡の接線方向 (y方向) の力の係数  $C_y$  の時間歴および(b)FFT解析結果を示す。 $C_y$  の振幅は物体静止時の揚力振動の場合よりもやや小さい。また $C_y$  に対するFFT解析結果は、低周波数0.0237 (周期42.3) と高周波数0.664 (周期1.51) の2つのピークを示しており、高ピーク周波数は静止物体の $C_L$ の対応する値よりもやや高く、低ピーク周波数は $C_L$ の卓越した低周波数帯に入っている(Fig. 6およびTable 1参照)。

Fig.11 (a)(b)に振動角速度  $\omega$  の時間歴と FFT 解析結果を、(c)(d)に振動角  $\theta$  の時間歴と FFT 解析結果を示す。 $\theta$  が極値をとるとき  $\omega$  の値は零となっていることが確認できる。また  $\omega$  が極値をとるとき  $\theta$  は零近傍の値をとることが多い。 $\omega$  は、低周波数 0.0237 と高周波数 0.664 の 2 つのピークを示しており、これは Fig.10 の  $C_y$  のピーク周波数と同じ値である。 $\theta$  には高周波数のピークはなく、 $C_y$  や  $\omega$  と同じ低周波数ピーク値 0.0237 のみが現れている。つまり物体は静止時の揚力振動の低周波数帯に含まれる周波数で自励振動する。

5.2.2. 慣性モーメント  $I = 9000$  の場合

慣性モーメントを増加させて  $I = 9000$  としたときの結果をFig.12に示す。(a)(b)は  $C_y$  の時間歴およびFFT解析結果である。 $C_y$  の振幅は物体静止時の揚力振動の場合よりもやや大きくなる。また $C_y$  に対するFFT解析結果は、低周波数0.0114 (周期87.4) と高周波数0.518 (周期1.93) の2つのピークを示しており、双方とも $I=1000$ の場合よりもピーク値は下がっている。高ピーク周波数は静止物体の $C_L$ の対応する値よりもやや高いが、 $I=1000$ の場合よりも静止物体の $C_L$ の場合に近い。低ピーク周波数は $C_L$ の卓越した低周波数帯に入っている (Fig. 6およびTable 1参照)。

Fig.13 (a)(b)に振動角速度  $\omega$  の時間歴と FFT 解析結果を、(c)(d)に振動角  $\theta$  の時間歴と FFT 解析結果を示す。 $I=1000$  の場合と同様、 $\theta$  が極値をとるとき  $\omega$  の値は零となり、 $\omega$  が極値をとるとき  $\theta$  は零近傍の値をとることが多い。 $\omega$  は、低周波数と振幅が極めて低い高周波数の 2 つのピークを示しており、これは Fig.12 の  $C_y$  のピーク周波数と同じ値である。 $\theta$  には高周波数のピークはなく、 $C_y$  や  $\omega$  と同じ低周波数ピーク値 0.0114 のみが現れている。つまり物体は静止時の揚力振動の低周波数帯で自励振動する。

慣性モーメントを  $I = 1000$  から  $I = 9000$  に増すと、以下の傾向が現われた。

- 1)  $\omega$  と  $\theta$  の振動波形は単調化し、周期は大きくなる。
- 2) 物体は静止時の揚力振動の低周波数帯で自励振動する。

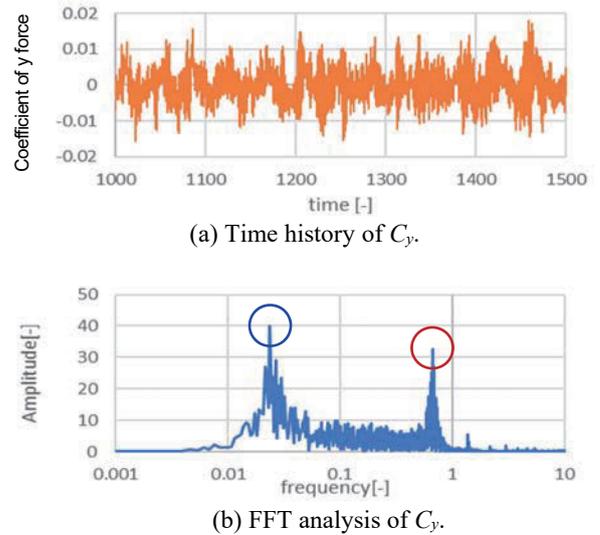


Fig.10 Coefficient of y force  $C_y$  in moving case of  $M_\infty = 3.0$ ,  $p_{out} = 1\gamma$  and  $I = 1000$ .

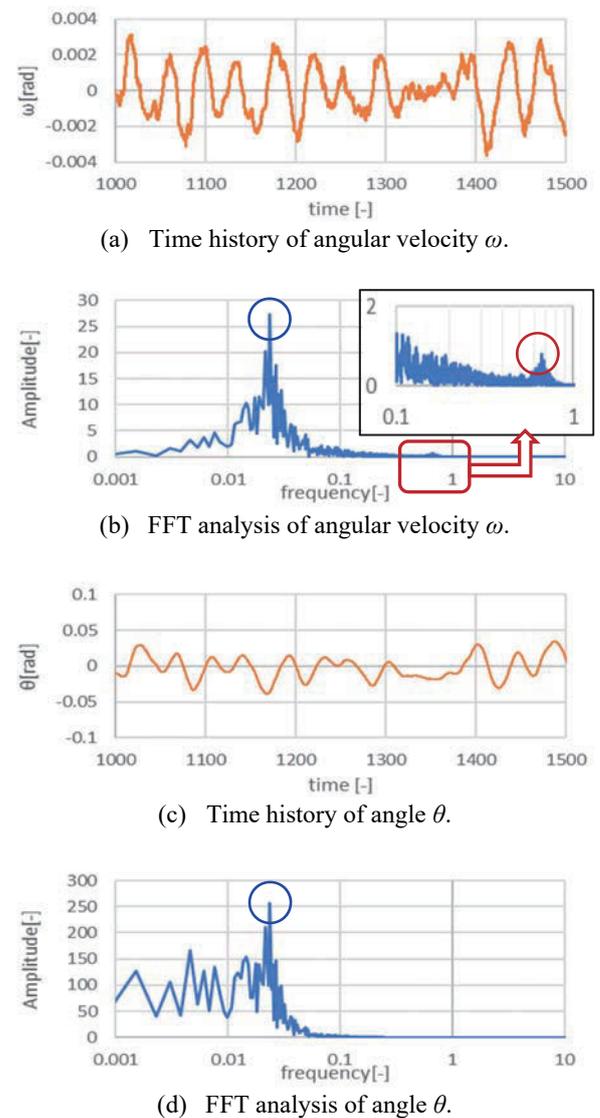
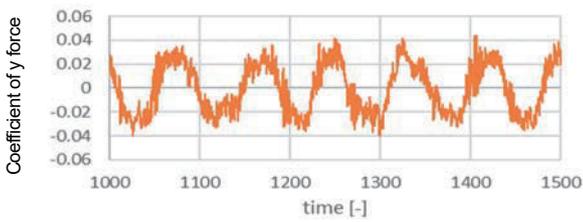
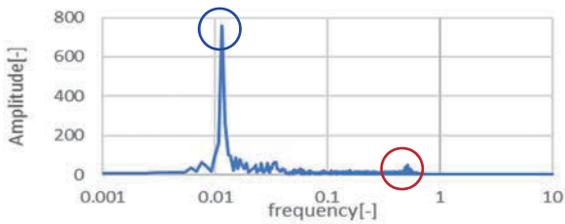


Fig.11 Self-sustained vibration in  $M_\infty = 3.0$ ,  $p_{out} = 1\gamma$  and  $I = 1000$ .

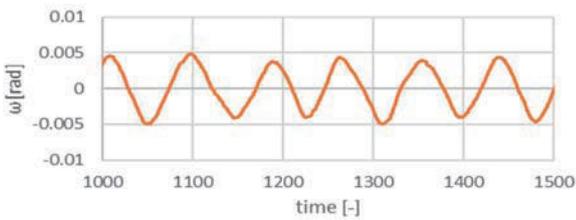


(a) Time history of  $C_y$ .

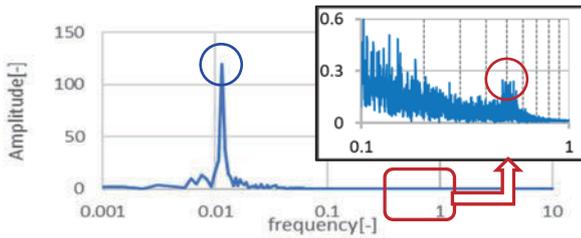


(b) FFT analysis of  $C_y$ .

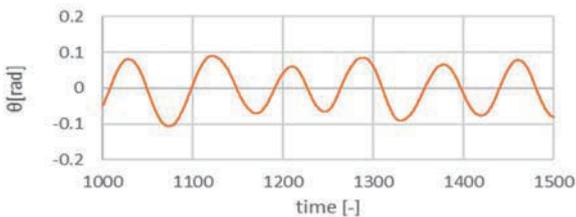
Fig.12 Coefficient of y force  $C_y$  in moving case of  $M_\infty = 3.0, p_{out} = 1\gamma$  and  $I = 9000$ .



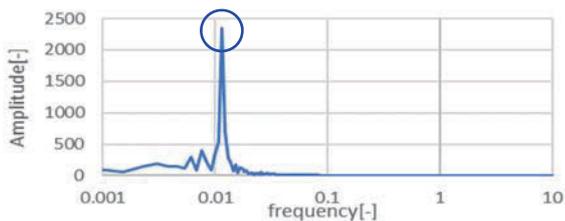
(a) Time history of angular velocity  $\omega$ .



(b) FFT analysis of angular velocity  $\omega$ .



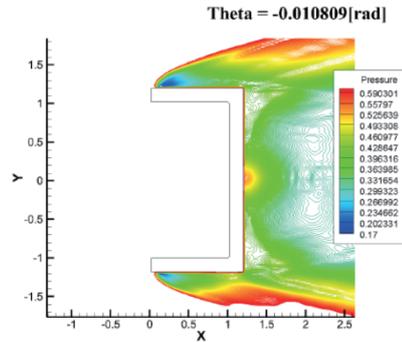
(c) Time history of angle  $\theta$ .



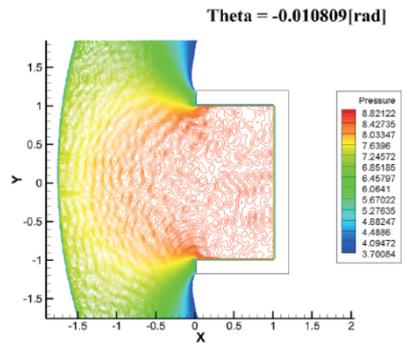
(d) FFT analysis of angle  $\theta$ .

Fig.13 Self-sustained vibration in  $M_\infty=3.0, p_{out}=1\gamma$  and  $I=9000$ .

凹状物体の外部領域および内部領域における圧力分布を Fig.14(a) (b)に示す。物体外側の上下表面の圧力が交互に低くなって、低圧方向に運動することによる振動は、卓越した低周波数の振動に対応し、内側の渦流れが外側に流出することによる圧力変動は卓越した高周波数の振動に対応している。これは文献<sup>4,5)</sup>で示された物体静止時の流れ現象と同様である。



(a) In outer region.



(b) In inner region.

Fig.14 Pressure contours in Self-sustained vibration ( $M_\infty = 3.0, p_{out} = 1\gamma$ ).

6. まとめ

- 1) 定常的な流れ場では、マッハ数が大きいと凹状物体の揚力振動には大小2種類の周波数が重なっている。
- 2) 流れ場は以下のように擾乱の影響を受ける。
  - ・スティングなど背圧の影響を取り込みやすい部材が用いられるか、スティング無しでも背圧が高い場合、流出境界近傍の亜音速領域において背圧が流れの圧力よりも高いと逆流が生じ、流れ場は乱れる。流れ場の乱れは揚力係数と抗力係数双方の RMS の大小で判断できる。
  - ・一様流マッハ数に振動する擾乱を加えると、離脱衝撃波位置と抗力係数が擾乱と同じ周期で振動し、抗力係数の RMS が高くなるが、揚力係数の RMS は低いままである。
- 3) 運動座標法による凹状物体の自励振動においては、
  - ・接線方向空気力の時間歴には高低2種類のピーク周波数が現われ、角速度の振動には同じピーク周波数が現われるが、振動角には低周波数の振動しか現れない。
  - ・物体は、静止時の揚力振動の卓越した低周波数帯にある周波数で自励振動する。
  - ・慣性モーメントを上げると、振動周期は大きくなる。

## 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) 高倉 葉子, 平木 秀龍, 新井 紀夫, “超音速流中の凹型物体まわりの流れ場について”, 第41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2009 講演集, 2009.
- (4) 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, 2015年3月.
- (5) 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.
- (6) 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, 2016年12月.
- (7) Y. Takakura, F. Higashino, and S. Ogawa, “Unsteady flow computations on a flying projectile within a ballistic range”, *Computers and Fluids*, Vol. 27, No. 5–6, pp. 645–650, 1998.
- (8) 高倉葉子, “移動境界を含む流れの数値計算法—支配方程式、幾何保存則、及び移動座標法の適用例”, *数値流体力学*, 第8巻第3号, pp. 117–129, 2000年4月.
- (9) 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.
- (10) 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 (submitted).
- (11) J. H. Spurk, “Fluid Mechanics”, Springer-Verlag, 1997.
- (12) Chi-Wang SHU, “Essentially Non-Oscillatory and Weighted Essentially Non-Oscillatory Schemes for Hyperbolic Conservation Laws,” ICASE Report No.97-65, 1997.