

# 凹状物体まわりの超音速流に関する振動特性

乾大知, 高倉葉子  
東海大学工学部

## Vibration Characteristics on Supersonic Flows around a Concave Body

by  
Daichi Inui and Yoko Takakura

### ABSTRACT

The purpose of the present study about the supersonic parachute is to investigate the basic aerodynamic characteristics and the influences of perturbations by high-accuracy computation using the WENO scheme together with the HLLC flux Riemann solver. The simplified model with a rectangular concave shape is used without or with a sting model. The solutions for  $M_\infty=2.0$  and  $M_\infty=3.0$  are shown here. The Quasi-steady flows are characterized by the detached bow shock wave from which vortices are shed and the shaking of the large subsonic region in the wake. The lift coefficients show fluctuations with low and high frequencies, and it has been indicated that the perturbations of inflow Mach number and the back pressure can cause oscillations of the detached bow shock waves. When the perturbation is impressed to the inflow Mach number, the location of the bow shock wave changes together with the pressure waves going and returning between the bow shock and the bottom of the concave body and the vortices shed from the center portion of the bow shock. When the sting is added to the concave body, the flow field suffers effects of the back pressure. Due to high back pressure, the thickness of boundary layer along the sting changes alternately in the upper and lower sides, with the position change of the bow shock.

### 1. 緒言

惑星探査機が大気圏に突入する際の減速手段としてパラシュートが数多く用いられてきた。パラシュートは軽量でかつコンパクトに収納でき、確実に大きな抗力を得られるためである。しかし、パラシュートは物体表面積が広く、可撓性があることから流れ場の影響を受け大きく変形し、変形したパラシュートの形状が流れ場に影響を与え、相互に干渉しあうため、空力特性の把握を困難にしている。加えて、超音速域で用いられるパラシュートでは、衝撃波、渦、音波の干渉による流れの複雑性のために、把握がいつそう困難となっている。

そのため、超音速パラシュートの基礎的な空力特性を把握するために、可撓性を考慮しない剛体パラシュートに関する研究が数多くなされている。

平木らによる剛体半球殻のパラシュート模型を用いた風洞実験<sup>1)</sup>では、1) 物体前方の離脱衝撃波が時折非対称に振動し、2) この現象は流れ場のマッハ数が3以上の場合によく起こり、マッハ数が高いほど振動が発生しやすくなり、3) 一旦振動が持続しても定常的な流れ場に戻り、再びこの現象を繰り返すことが多々あることが報告された。約20年後同じ模型を用いた Kawamura and Mizukaki の風洞実験<sup>2)</sup>においては、先述した離脱衝撃波の非対称な振動について、離脱衝撃波が回転しながら振動している可能性が示唆され、圧力波が離脱衝撃波と物体内部を数回往復した後非対称な振動が発生したり、しなかったりする現象が観測された。

高倉<sup>3)</sup>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、一様流中にマッハ数の擾乱を与えると渦と圧力波によるフィードバック現象が起こり、それにより衝撃波の非対称な振動を引き起こす可能性があるとした。この数値計算においては、離脱衝撃波が格子の粗い部分に位置していたため、衝撃波からの放出渦が局所的に過大に捕えられていた。その後衝撃波の解像度が増すよう格子を細かくし、以下の結果を得た<sup>4)</sup>。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。2) 過渡的な流れ現象としてマッハ数擾乱を与えると、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、離脱衝撃波の位置の非定常変化と渦放出パターンとの関係が示された。また、凹状物体の入り

口を塞いだ四角形状物体においても同様の結果が得られ<sup>5)</sup>、1) の揚力振動における高周波の振動は物体に衝突するとき生じる渦流れに起因し、2) の過渡的な現象においては、圧力波は物体表面と離脱衝撃波の間を往復する、という一般化が得られた。

Hatanaka<sup>6)</sup>は、剛体半球殻モデル周り流れ場の3次元数値解析により Kawamura and Mizukaki による風洞実験<sup>2)</sup>で観察された現象を再現し、離脱衝撃波の微小な振動の周波数は、半球殻底面と離脱衝撃波間の距離で発生する気柱共鳴で説明できることを示した。

なお、Vashishtha<sup>7)</sup>は、平面、凹および凸曲面に対向する極超音速流れ場について風洞実験と数値計算結果を比較することにより、微粒子によって生成される衝撃波が、凹状アーチの縁部に衝突し衝撃波の不安定を引き起こすとしている。

本研究では、擾乱の要素として一様流マッハ数の変化に加え背圧の変化も考慮し、超音速流れの振動特性を調べる。超音速流中に置かれた物体まわりの流れの基礎現象を捕えることを主眼とするため、パラシュートモデルとして矩形凹状物体を用い、風洞実験に使用する模型指示棒を簡略化した Sting モデルを物体モデルに付加し、流れ現象の比較検討を行う。

### 2. 支配方程式と数値計算法

支配方程式として無次元化された2次元 Navier-Stokes 方程式を用いた。

$$\frac{\partial \vec{q}}{\partial t} + \frac{\partial (\vec{F} - Re^{-1} \vec{F}_v)}{\partial x} + \frac{\partial (\vec{G} - Re^{-1} \vec{G}_v)}{\partial y} = 0$$

$$\vec{q} = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ E \end{bmatrix}, \quad \vec{F} = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ (E + p)u \end{bmatrix}, \quad \vec{G} = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho vu \\ \rho v^2 + p \\ (E + p)v \end{bmatrix}$$

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

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

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

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

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

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

ここに  $\rho$ ,  $u$ ,  $v$ ,  $E$ ,  $p$  はそれぞれ密度,  $x$ ,  $y$  方向の速度成分, 単位体積あたりの全エネルギー, 圧力を表し,  $\mu$ ,  $\mu_{sgs}$ ,  $k$ ,  $\gamma$ ,  $\kappa$ ,  $a$  はそれぞれ粘性係数, Sub-Grid Scale 乱流粘性係数, 乱流強度, 比熱比, 熱伝導率, 音速を表し,  $Re$ ,  $Pr$  はそれぞれレイノルズ数とプラントル数である.

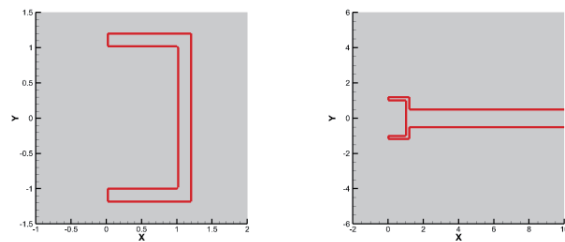
数値計算法として, 空間の離散化には有限体積法を, 時間積分には 3 次精度の TVD ルンゲクッタ法を用いた. 非粘性流束の評価には, 渦と衝撃波の干渉を高精度に解像するために, WENO reconstruction<sup>8)</sup> (空間精度 7 次精度) とセル境界において HLLC flux Riemann ソルバーを用い, 粘性項には 2 次精度中心差分, 乱流モデルには Sub-Grid Scale Smagorinsky モデルを用いた.

### 3. 物体モデルおよび計算条件

#### 3-1. 物体モデル

本研究で用いたパラシュート形状モデルは矩形凹状物体であり, 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と付加しない場合を扱う.

Fig.1 に示す赤線で囲まれた領域が凹状物体モデルであり, (a) に sting 無しの場合を示す. 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) には, 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. 1 Models for Rectangular Concave Body

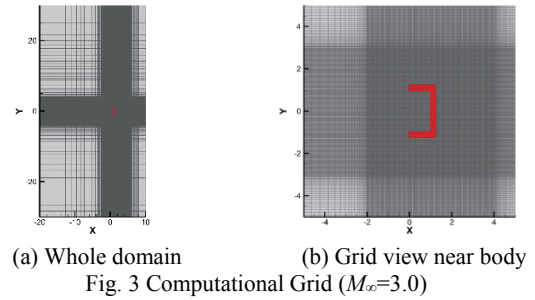
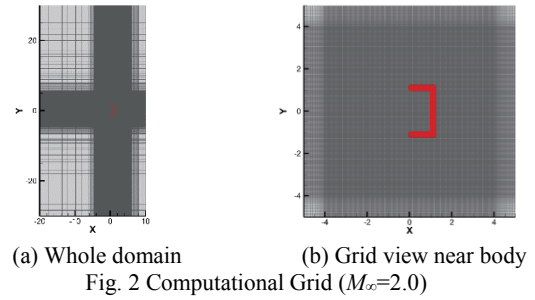
#### 3-2. 計算格子

本研究で用いた計算格子を以下にそれぞれ示す. 与える一様流マッハ数ごとに離脱衝撃波の位置が異なるので, 衝撃波が細かい格子領域に位置するよう解像度の高い格子領域を適宜変更した.

一様流マッハ数  $M_\infty=2.0$  と  $M_\infty=3.0$  のそれぞれについて格子の全体図と物体近傍図を Fig. 2 と Fig. 3 に示す. 格子点数は,  $M_\infty=2.0$  の場合には  $x$  軸方向 480,  $y$  軸方向 532 を,  $M_\infty=3.0$  の場合には,  $x$  軸方向 380,  $y$  軸方向 432 を設定した.

#### 3-3. 計算条件

本研究で扱う流れ場では, レイノルズ数  $Re$  は  $1.0 \times 10^5$ , 比熱比  $\gamma$  は 1.4 で設定し, 計算を行った.



流入境界条件は  $\rho_{in}=1.0$ ,  $p_{in}=1.0/\gamma$ ,  $M_{in}=2.0$  あるいは  $M_{in}=3.0$  の一様流で与える.

初期条件として, 領域全体に一様流を与える. ただし, 物体背後にも同様の初期値を与えると, 膨張が過多となって解が発散する可能性があるため, 物体背後の初期値はマッハ数を 0 とした.

流出境界条件は,  $\rho$ ,  $pu$ ,  $pv$  をそれぞれ 0 次外挿とした.  $E$  は  $M \geq 1$  のときに 0 次外挿であり,  $M < 1$  のときは以下の式に示すように, 背圧  $p_{out}$  を与え,  $\rho$ ,  $u$ ,  $v$  はそれぞれ 0 次外挿を用いて計算する.

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

### 4. 数値計算結果と考察

#### 4-1. 定常的な流れ現象<sup>3,4,5)</sup>

ここでは定常的な流れの定義を, 離脱衝撃波の位置など流れ場のようすがほぼ変化しなくなった状態とする. 一様流マッハ数  $M_\infty=2.0$  で背圧  $p_{out}=p_{in}=1.0/\gamma$  における Sting 無しの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.

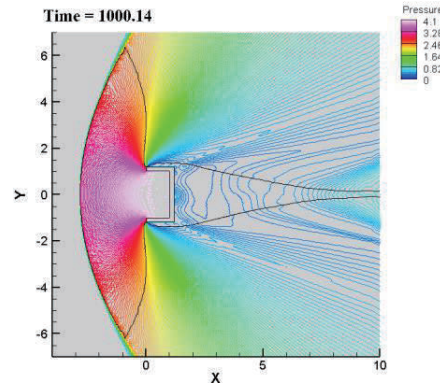


Fig. 4 Flow Field around Concave Body  
( $M_\infty=2.0$ ,  $p_{out}=1.0/\gamma$ )

#### 4-2. 揚力振動

ここでは背圧  $p_{out}$  を一様流圧力  $p_m$  と同じ値  $1.0/\gamma$  に設定する。Sting 無しと有りの凹状モデルに対し一様流マッハ数を  $M_\infty=2.0$  と  $M_\infty=3.0$  に変化させたときの揚力係数の時間歴を Fig. 5 に示す。無次元時間  $t=1000 \sim 1200$  の区間をグラフの色を変えて示しているが、その区間の拡大図とその区間に対する FFT 解析結果を Fig. 6 に示す。揚力は物体 (Fig. 1 参照) の  $y$  軸方向にかかる力であるが、Sting を付加したモデルでは Sting にかかる揚力は考慮しないとした。

Sting 無しのモデルについては、一様流マッハ数  $M_\infty=2.0$  において周期性を持つ揚力の振動が確認された。先行研究<sup>(6)</sup>において、この揚力振動は凹状物体外部の圧力が上下面で交互に高くなるためであることが示されている。

一様流マッハ数を高くした  $M_\infty=3.0$  においては、高周波成分が現れる傾向が確認され、先行研究での実験<sup>(7)</sup>における結果や、数値計算結果<sup>(4,5)</sup>と同様の傾向を有している。Sting 有のモデルにおいても、一様流マッハ数を高くすると高周波成分が現れる傾向が確認された。

一様流マッハ数  $M_\infty=2.0$  での揚力の時間歴において Sting の有無を比較すると、Sting を付加すると揚力振動が不規則となりその振幅が大きくなり低周波成分が現れることがわかる。これは、Sting 無しの場合の流れ場は計算領域の下流側境界のほとんどの部分で超音速流出をしているため、背圧の影響をあまり受けないのに対し、Sting を加えることにより Sting 上の境界層に亜音速領域が生じるため、そこから背圧の影響を受けたと考えられ、4-4 節でこのことについて詳細に調べ考察する。一様流マッハ数  $M_\infty=3.0$  での Sting の有無に対する変化も、 $M_\infty=2.0$  の場合ほど顕著ではないものの、同様の傾向を有している。

以上より、一様流マッハ数の変化、および Sting を介して受ける背圧の影響に対し、揚力振動特性が変化することが示された。このことは、一様流マッハ数と背圧を擾乱として与えると流れ場が変化することを示唆しており、次節以下に詳細に調べた結果を記す。

#### 4-3. 一様流マッハ数の変化による影響

一様流マッハ数  $M_\infty=2.0$  で背圧  $p_{out}=p_{in}=1.0/\gamma$  における Sting 無しの凹状物体まわりの定常的な流れ場を初期値として、先行研究<sup>(4,5)</sup>を参考に、一様流マッハ数に+10%の擾乱が生じたとし、 $M_\infty=2.0$  の定常的な状態から  $M_\infty=2.2$  にして数値計算を行った。

得られた離脱衝撃波面位置の時間歴は Fig. 7 に示したように、一旦物体に近づいた衝撃波は後退した後、再び物体に近づき定常的な流れとなる。図中に示した時刻 A~F における現象を Tecplot 360 EX 2015 R2 (HULINK 社製) を用いて可視化を行い、Fig. 8 に(a)圧力分布と(b)渦度分布を示す。なお、時刻 A は、先述の定常的な状態を指す。なお、Fig. 8 (a)圧力分布における黒線は  $M=1.0$  (音速) の等高線であり、(b)渦度分布における青色と赤色はそれぞれ渦の正と負の方向の回転を示し緑色は微小な値の渦度を示している。

マッハ数擾乱を与えると、離脱衝撃波面の位置が Fig. 7 のように変化する際の現象が Fig. 8 に示される。定常的な状態(時刻 A)では離脱衝撃波の中央部を除いた部分から渦が放出される。擾乱を与えると離脱衝撃波が下流方向に移動する(時刻 B)とともに、微弱な圧力波が衝撃波から物体に向かって伝播し凹状底部で反射した後には衝撃波へ向かう(時刻 C)。圧力波が衝撃波と凹状底部を往復して離脱衝撃波に到達すると、衝撃波位置は上流方向に移動し、衝撃波で反射した圧力波が再び凹状物体内部に向かっていく(時刻 D)。このような圧力波の往復を数回繰り返すとともに、定常的な流れ場(時刻 A)とは異なり離脱衝撃波面中央部より

渦が放出され(時刻 D)、離脱衝撃波が再び物体に向かって移動するとともに渦も移流する(時刻 E)。この渦は時刻 D において初めて現れ時刻 F まで間欠的に放出されることが確認できた。その後時間を経ると、 $M_\infty=2.2$  の定常的な状態における衝撃波面位置へと漸近していく。

以上が離脱衝撃波の非対称な振動を引き起こす要因となりうると思われる。

#### 4-4. 背圧による影響

4-2 節では一様流マッハ数  $M_\infty=2.0$  で背圧  $p_{out}=p_{in}=1.0/\gamma$  において Sting を付加すると、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示された。この条件における揚力係数の時間歴の拡大図を Fig. 9 (a)に、離脱衝撃波面位置の時間歴を(b)に示す。揚力の振動に呼応して離脱衝撃波面の位置が変化していることがわかる。グラフ中に示した時刻 A~F における流れ現象を Fig. 10 の圧力分布で示す。Fig. 10 (a)は物体全域、(b)は右側を流出境界とする Sting 近傍を示しており、(a)には  $M=1.0$  (音速) の等高線(黒色)を、(b)には瞬間流線(濃灰色)を併せて示した。

揚力係数の時間歴と流れ場の可視化結果より、Sting で隔てられた上下一方の亜音速流出境界付近における圧力が与えた背圧  $1/\gamma$  よりも低くなり逆圧力勾配となるため、時間進行とともに逆流が生じて成長し、物体境界層付近の乱れが流れ場全体に影響していることが観察された。概して、凹状物体の外側圧力が高くなる側で Sting 近傍においても逆流領域が大きくなっている。

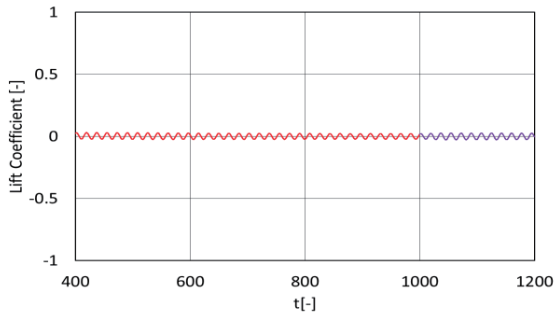
時刻 A で揚力が負の極値をとるのは凹状物体の外側圧力が上部のほうが高くなっているためであり、Sting 上面において厚い亜音速領域と大きな逆流領域が存在しているのに対し、Sting 下面では亜音速領域が比較的小さいにもかかわらず流出境界近傍において圧力は背圧よりも低いので逆流領域が発生する。時刻 B で揚力値がほぼ零となるのは凹状物体の外側圧力が上下とも相違が少なくなっているためであるが、Sting 下面近傍の逆流領域は大きくなっている。時刻 C で揚力が正の極値をとるのは凹状物体の外側圧力が下部のほうが高くなっているためであるが、Sting 下面の亜音速領域は厚くなり流出境界近傍の逆流領域はさらに成長しているのに対し、Sting 上面では流れはスムーズに流出する。時刻 D で揚力値がほぼ零となるのは凹状物体の外側圧力が上下とも相違が少ないためであるが、この状態は比較的長く続き Sting 近傍においても上下面の圧力分布は均等になり流れはスムーズに流出する。揚力が再び負の極値をとる時刻 E での現象は時刻 A とほぼ同様であり、揚力が正の極値をとる時刻 F での現象は時刻 C とほぼ同様である。

このように Sting を付加した場合に流れの振動が起こるのは、流出境界の背圧が亜音速の近傍流れの圧力よりも高いために逆流が発生するためであることが推論された。

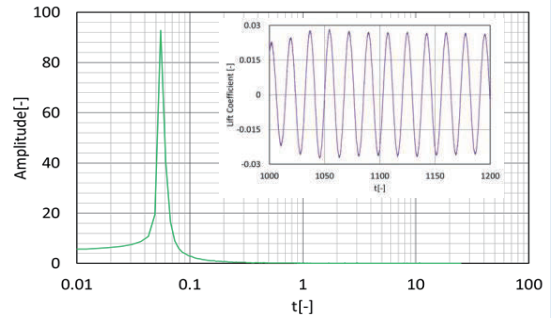
それならば、背圧を下げると流れの振動、従って揚力振動も抑制されるのではないかという見通しが得られる。そこで、Fig. 5 (b) の無次元時間  $t=1000$  における数値解 ( $M_\infty=2.0$ ,  $p_{out}=1/\gamma$ ) から、流出境界圧力を  $p_{out}=0.5/\gamma$  (Sting 近傍流出境界の圧力よりも低い値)に下げて再計算を行い、Fig. 11 に揚力係数の時間歴を示し、Fig. 12 に適当に採択した無次元時間における流れ場の圧力分布を示す。背圧を低くしたことにより、不規則で振幅・周期とも大きい揚力振動は抑制され、揚力の変動幅も極端に小さくなること観測された。

なお、一様流マッハ数  $M_\infty=3.0$  でも同様に、背圧の高低による流れの振動と安定化が観測された。

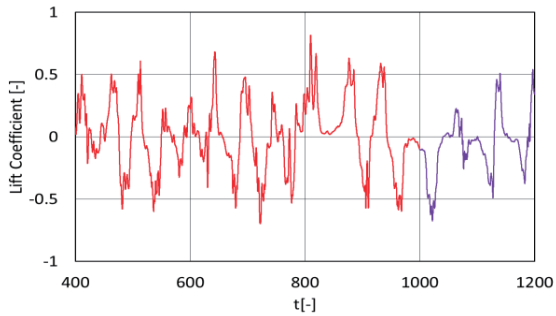
以上より、背圧が流れの振動、従って離脱衝撃波面の非対称な振動を引き起こす要因と考えられる。



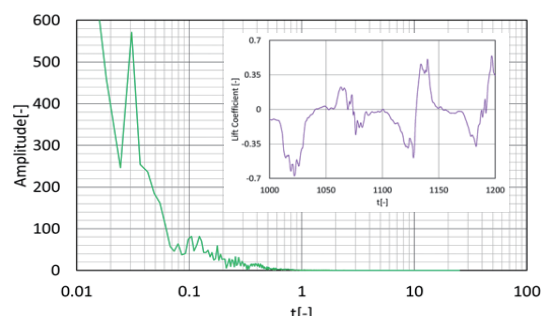
(a)  $M_\infty=2.0$  without Sting



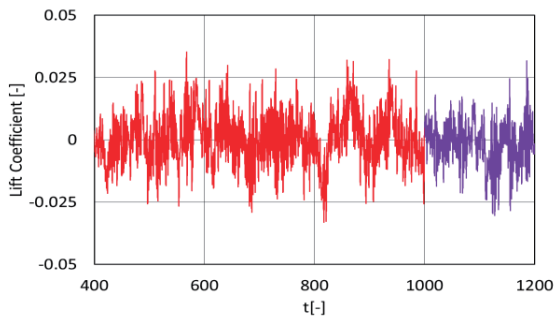
(a)  $M_\infty=2.0$  without Sting



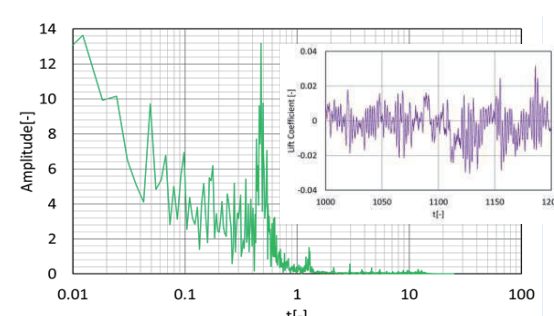
(b)  $M_\infty=2.0$  with Sting



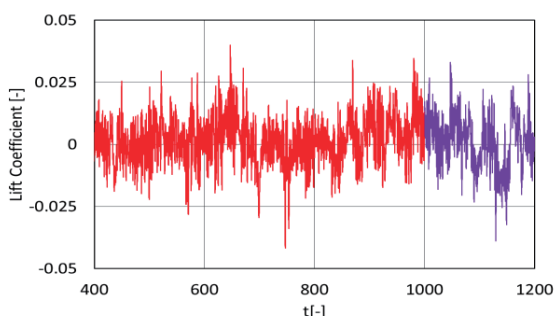
(b)  $M_\infty=2.0$  with Sting



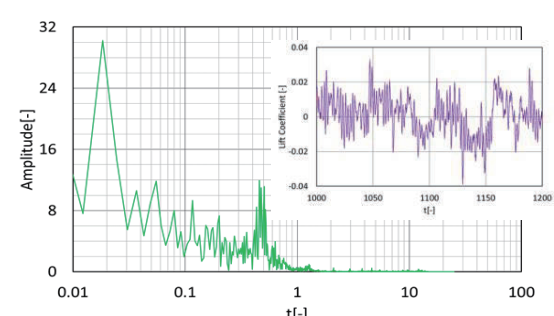
(c)  $M_\infty=3.0$  without Sting



(c)  $M_\infty=3.0$  without Sting



(d)  $M_\infty=3.0$  with Sting



(d)  $M_\infty=3.0$  with Sting

Fig. 5 Time Histories for Lift Coefficients

Fig. 6 FFT Analysis

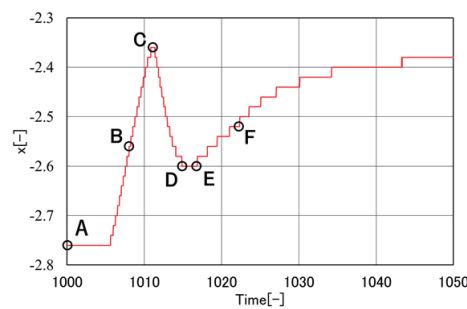
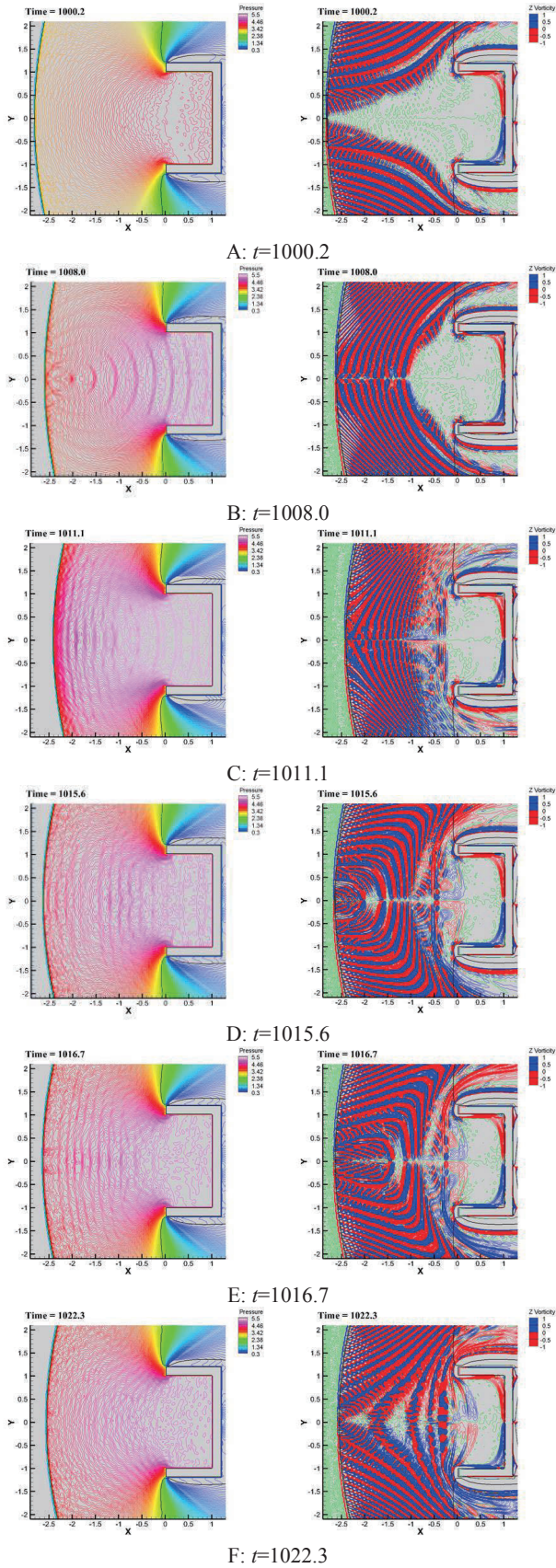
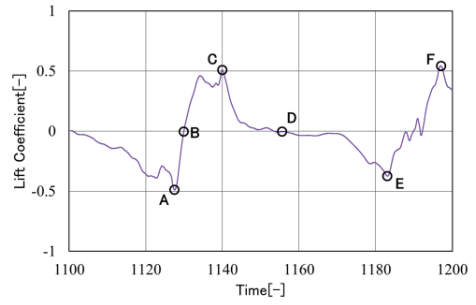


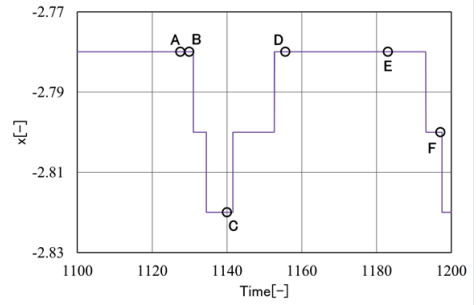
Fig. 7 Time History for Location of Detached Shock



(a) Pressure contours (b) Vorticity contours  
 Fig.8 Effects of Perturbation of Mach Number



(a) Lift Coefficients



(b) Location of Detached Shock

Fig. 9 Time Histories with Sting ( $M_\infty=2.0, p_{out}=1.0/\gamma$ )

### 5. 結言

離脱衝撃波面の非対称な振動を引き起こす要因は、一様流マッハ数の擾乱と背圧であることが示された。

一様流に擾乱を加えると、離脱衝撃波面の移動とともに、微弱な圧力波が凹状物体底部と離脱衝撃波の間を往復し、渦が衝撃波中央部から放出される。

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の振動や流れの安定化が引き起こされる。

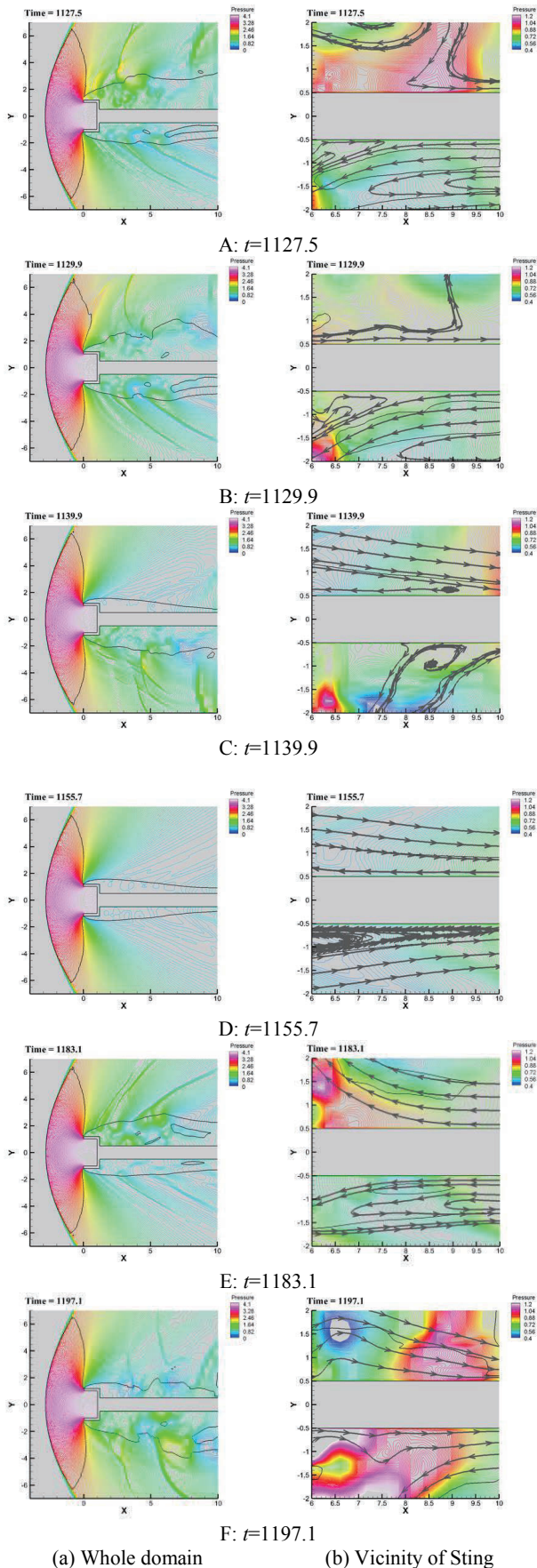


Fig. 10 Pressure Distribution in Flow Field with Sting ( $M_\infty=2.0$ ,  $p_{out}=1.0\gamma$ )

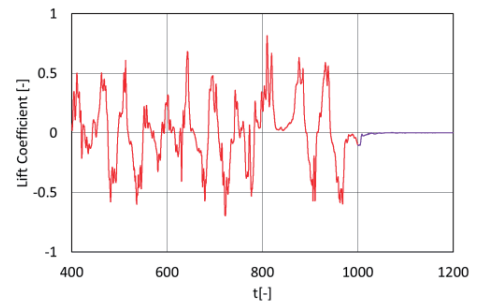


Fig. 11 Time History of Lift Coefficients: Oscillation and Stabilization by Back Pressure through Sting ( $M_\infty=2.0$ , from  $p_{out}=1/\gamma$  to  $p_{out}=0.5/\gamma$ )

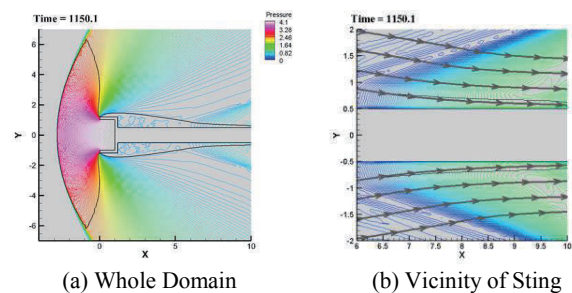


Fig. 12 Pressure Distribution in Flow Field with Sting ( $M_\infty=2.0$ ,  $p_{out}=0.5\gamma$ ,  $t=1150.1$ )

#### 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,” 28th 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) K. HATANAKA, S. M. V. RAO, T. SAITO, and T. MIZUKAKI, “Numerical Investigations on Shock Oscillations ahead of a Hemispherical Shell in Supersonic Flow”, Shock Waves, 2016.
- 7) Ashish VASHISHTHA, Yasumasa WATANABE, and Kojiro SUZUKI, “Study of Shock Shape in front of Concave, Convex, and Flat Arc in Hypersonic Flow,” 46<sup>th</sup> Fluid Dynamics Conference / 32<sup>nd</sup> Aerospace Numerical Simulation Symposium, 2C05, July 2014.
- 8) Chi-Wang SHU, “Essentially Non-Oscillatory and Weighted Essentially Non-Oscillatory Schemes for Hyperbolic Conservation Laws,” ICASE Report No.97-65, 1997.