

高亜音速磁力支持天秤風洞の開発

甲斐大貴⁽¹⁾, 杉浦裕樹⁽²⁾, 手塚亜聖⁽¹⁾

(1) 早稲田大学, (2) JAXA

Development of Magnetic Suspension and Balance System for High Subsonic Wind Tunnel

by

Daiki Kai⁽¹⁾, Hiroki Sugiura⁽²⁾ and Asei Tezuka⁽¹⁾

(1) Waseda University, (2) JAXA

ABSTRACT

The magnetic suspension and balance system (MSBS) suspending the model against high subsonic flow has been successfully developed at Japan Aerospace Exploration Agency (JAXA). In transonic regime, there are difficulties for MSBS to support the model because aerodynamic force acting on the model increases and its fluctuation also increases accordingly. One of JAXA's MSBS for the 10 cm low speed wind tunnel was modified to improve control system response. A 500 Hz control system with image sensors was developed, and the proportional-integral controller was replaced to proportional-integral-differential controller. In addition, to cope with the larger aerodynamic force, more powerful amplifiers were installed and stronger magnets were also installed in the model. The improved MSBS suspended an ogive-cylinder model with diameter of 10 mm and length of 156 mm up to Mach number of 0.6.

1. はじめに

風洞試験において模型を支持する場合、スティングやストラットによる支持が一般的に用いられている。しかし、支持機構による流れ場への干渉が生じてしまうため、CFDや他の実験との比較など念入りの検討を必要とする。

遷音速での風洞試験において、境界層遷移が模型後方で起こる場合に一般的なスティングによる支持が顕著に影響することが報告されている¹⁾。また一般的な模型支持法による動安定試験において動安定微係数を求めた場合、比較的大きな迎角において実験装置の違いによる微係数の違いが大きくなることが報告されている²⁾。

流れ場への支持干渉がなく、模型の姿勢が自由に制御できる支持装置として磁力支持天秤装置 (MSBS) がある。MSBSとは、永久磁石を内蔵した模型の周囲に磁場を発生させ、磁気力によって模型を気流中に支持する装置である。模型の支持に必要な磁場を作るために電磁石を使用するが、電磁石に流す電流から模型に働く力およびモーメントが評価できるので、天秤装置としての機能も併せ持っている。

MSBSはその特性から、支持干渉が大きくなる遷音速領域での空気力学的な課題の解決に有用であると考えられる。本研究はMSBSを遷音速領域に適用するための第一歩として、JAXAが保有する10 cm MSBSを改修し、高亜音速流において軸対称模型を磁力支持することを目的とする。

2. 原理

2. 1. MSBSコイル系

本研究で開発したMSBSのコイル配置を図1に示す。座標軸は図1に示すように、気流上流方向に x 軸、鉛直上向きに z 軸を取り、それらに対して右手座標系を成すように y 軸を取る。ま

た、ロール、ピッチ、ヨー軸をそれぞれ x , y , z 軸まわりに取り、各パラメータを ϕ , θ , ψ とする。

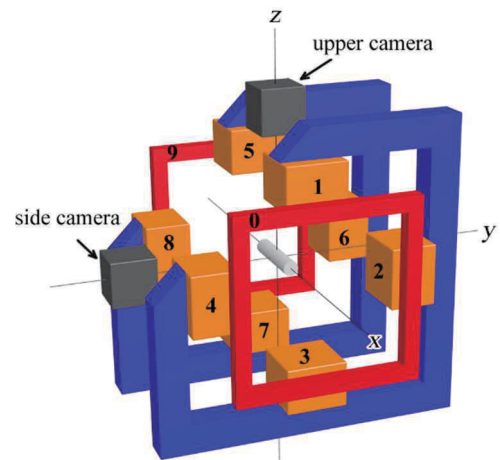


図1 MSBSコイル配置

外部磁場 $\mathbf{H}(\mathbf{r})$ によって模型に働く力 \mathbf{F}_{mag} 及びモーメント \mathbf{N}_{mag} は磁気双極子モーメント \mathbf{m} を用いて以下のように表現できる。

$$\mathbf{F}_{\text{mag}} = \int_V (\mathbf{m} \cdot \nabla) \mathbf{H} dV \quad (2.1)$$

$$\mathbf{N}_{\text{mag}} = \int_V (\mathbf{m} \times \mathbf{H}) dV \quad (2.2)$$

ここで、 V は模型が磁気双極子モーメントを保持している領域を表す。本研究では、模型用磁石として長手方向に磁気モーメントを持つ円柱の棒磁石を用いた。棒磁石の長手方向を x 軸とすると、磁気双極子モーメントの y 方向成分 m_y 及び

型に働くピッチングモーメントの変化 $\Delta N_{\text{mag}\theta}$ は、

$$\Delta N_{\text{mag}\theta} = -\Delta H_z \cdot M_x = -mg \cdot \Delta x \quad (3.5)$$

と表すことができる。実際に x を変化させたときの電流値から算出されるピッチングモーメントの変化と式(3.5)をプロットした結果を図3に示す。空気力等で x が変化すると、模型に働くピッチングモーメント N_θ が変化し、ピッチ角 θ が変化することになる。

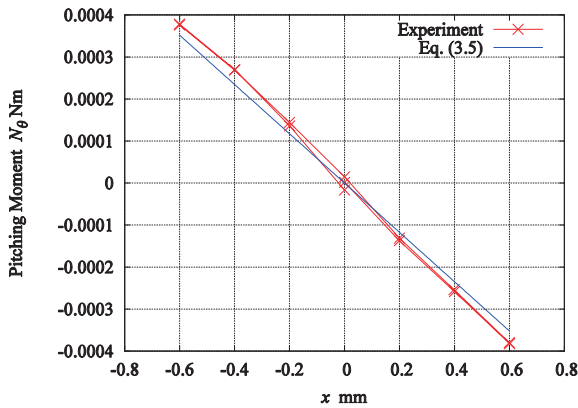


図3 軸方向位置 x – ピッチングモーメント M_θ 干涉

3. 2. ピッチ角 θ – 軸力 F_x 干涉

揚力コイル(#1, #3, #5, #7)がつくる磁場を考える。ひとつの磁極がつくる静磁位 $\phi_{\text{m,polar}}$ は、磁荷 q_{m} 、透磁率 μ 、磁荷からの距離 r を用いて

$$\phi_{\text{m,polar}} = \frac{1}{4\pi\mu} \frac{q_{\text{m}}}{r} \quad (3.6)$$

と表される。よって風洞測定部内の静磁位 ϕ_{m} は

$$\phi_{\text{m}} = \sum_{i=1,3,5,7} \phi_{\text{m,polar}_i} \quad (3.7)$$

となる。一方、

$$\mathbf{H} = -\text{grad } \phi_{\text{m}} \quad (3.8)$$

より、

$$\frac{\partial H_z}{\partial x} = -\frac{\partial^2 \phi_{\text{m}}}{\partial x \partial z} \quad (3.9)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial z} = -\frac{\partial^2 \phi_{\text{m}}}{\partial z \partial x} \quad (3.10)$$

ϕ_{m} は磁極の位置 $r = 0$ で不連続である。しかし、電磁石の磁極は風洞側壁外側に固定されているので風洞測定部内は $r \neq 0$ である。よって ϕ_{m} は風洞測定部内で C^2 -級である。したがって式(3.9)、式(3.10)の右辺は等しい。よって、

$$\frac{\partial H_z}{\partial x} = \frac{\partial H_x}{\partial z} \quad (3.11)$$

が成立する。

いま、 x - z 面内の運動を考える。重力のみが働く模型を磁力支持している状態を仮定し、模型にモーメントが働いていないとすると、式(3.3)、式(3.11)から

$$\mathbf{H} = \begin{pmatrix} H_x(z) \\ 0 \\ H_z(x) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{mg}{M_x} z \\ 0 \\ \frac{mg}{M_x} x \end{pmatrix} \quad (3.12)$$

となる。外部磁場 \mathbf{H} の y 軸に対する回転変換 $\mathbf{R}_y(-\theta)$ を行ってできる磁場 \mathbf{H}' は以下となる。

$$\mathbf{H}' = \mathbf{R}_y(-\theta)\mathbf{H} = \frac{mg}{M_x} \begin{pmatrix} z \cos \theta - x \sin \theta \\ 0 \\ z \sin \theta + x \cos \theta \end{pmatrix} \quad (3.13)$$

ここで、MSBSすなわち風軸からみた座標は

$$\begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = \mathbf{R}_y(\theta) \begin{pmatrix} x' \\ y' \\ z' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x' \cos \theta + z' \sin \theta \\ y' \\ -x' \sin \theta + z' \cos \theta \end{pmatrix} \quad (3.14)$$

なので、式(3.13)は以下のように書き換えられる。

$$\mathbf{H}' = \frac{mg}{M_x} \begin{pmatrix} -2 \sin \theta \cos \theta \cdot x' + (\cos^2 \theta - \sin^2 \theta) \cdot z' \\ 0 \\ (\cos^2 \theta - \sin^2 \theta) \cdot x' + 2 \sin \theta \cos \theta \cdot z' \end{pmatrix} \quad (3.15)$$

ここで、模型に働く力 \mathbf{F}' は式(2.3)-(2.5)で表されるので、式(3.15)を代入すると

$$\mathbf{F}' = \begin{pmatrix} \int_V m_x \frac{\partial H_x'}{\partial x'} dV \\ \int_V m_x \frac{\partial H_y'}{\partial x'} dV \\ \int_V m_x \frac{\partial H_z'}{\partial x'} dV \end{pmatrix} = mg \begin{pmatrix} -2 \sin \theta \cos \theta \\ 0 \\ \cos^2 \theta - \sin^2 \theta \end{pmatrix} \quad (3.16)$$

となる。MSBSすなわち風軸座標系に変換すると、

$$\mathbf{F} = \mathbf{R}_y(\theta)\mathbf{F}' = mg \begin{pmatrix} -2 \sin \theta \cos^2 \theta + \sin \theta (\cos^2 \theta - \sin^2 \theta) \\ 0 \\ 2 \sin^2 \theta \cos \theta + \cos \theta (\cos^2 \theta - \sin^2 \theta) \end{pmatrix} \quad (3.17)$$

となる。実際に θ を変化させたときの抗力電流値から算出される抗力の変化と式(3.17)をプロットした結果を図4に示す。空気力等による θ の変化で模型に働く軸力 F_x が変化し、軸方向位置 x が変化することになる。

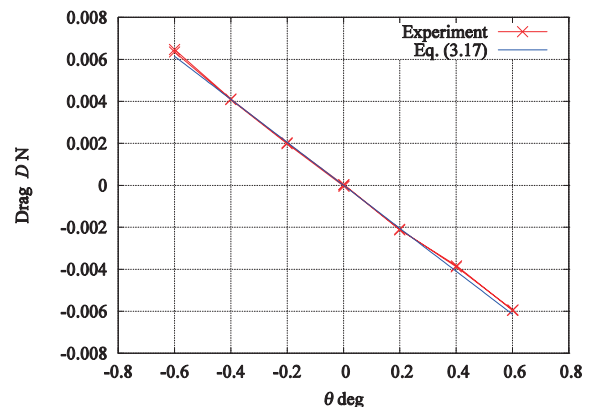


図4 ピッチ角 θ – 軸力 F_x 干涉

3. 3. 非干渉制御

以上のようにMSBSでは、特定の方向のみの位置・角度変化でも、原理上他方向の干渉力が発生してし、模型には他方向の角度・位置変化が生じる。実際には風洞測定部内の磁場が均一ではないため、 x と θ 間だけでなく様々な軸の組み合わせについて干渉が発生する。本研究では、線形に近似できる干渉を取り除く方法として非干渉制御を行う。非干渉制御とは、実験的に求めた比例定数をあらかじめ制御系に組み込んでおき、位置・角度の変動に応じて干渉する他方向の出力も変動させる制御方法である。これによって模型の姿勢制御を安定化する⁴⁾。

4. 実験

4. 1. 実験装置

実験に用いた高亜音速風洞の外観を図5に示す。風洞測定部は $\phi 100$ [mm]の円管であり、下流側が電動バタフライバルブを挟んで真空槽に接続されている。上流側には亜音速ノズルが取り付けられている。測定部マッハ数が1に達するまでは電動バルブ位置が流路の最小断面積となって閉塞するので、電動バルブ開度を調整することで測定部マッハ数を調節することができる。

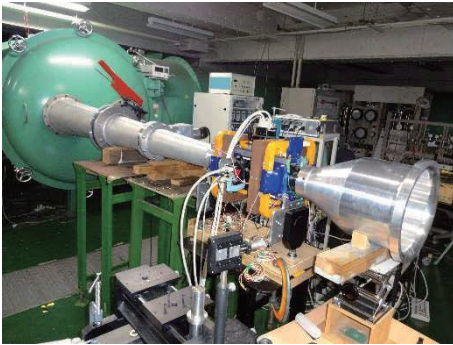


図5 高亜音速MSBS風洞外観

4. 2. 実験方法

模型を測定部中心に、気流方向に平行に磁力支持した状態から電動バタフライバルブを操作し、ある開度まで一定速度で弁を開動作させる。制御コンピュータ側で信号電圧と位置のデータを記録し、信号電圧のデータからアンプがコイルに出力する電流を算出する。信号電圧と模型に働く力には比例関係があるので、あらかじめ分銅を模型につるすことで計測した較正係数を信号電圧に乘じることで、模型に働く空気力を算出する。また、静圧孔からの圧力のデータと弁開度コントローラからの弁開角度のデータをデータロガーで記録する。圧力のデータからマッハ数 M 等を算出する。

4. 3. 円柱模型

はじめに、 $\phi 10 \times 146$ mm円柱模型で通風試験を行った。円柱模型の図面を図6に示す。弁開速度を100 rpmとし、マッハ数 $M = 0.56$ の気流中で磁力支持した結果を図7に示す。

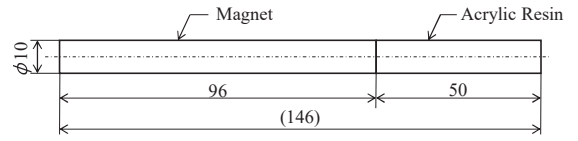


図6 円柱模型図面

$M = 0.56$ 以上のマッハ数で円柱模型を磁力支持することはできなかった。ただし、抗力のアンプ最大出力電流120 Aにはまだ20%ほど余裕があり、パワーアンプのゲインを調節して解決する余地はある。また、模型の形状抗力を小さくして抗力均衡のための電流を抑えることが考えられる。

図7より、主にピッチ、ヨーが ± 1 degで振動している。制御工学的な観点から、電動バタフライバルブの弁開速度をより小さくすることで、弁開時に模型が押し流される距離を抑えることができる。しかし真空槽の容量の関係から、弁開速度を小さくすると測定時間が短くなってしまうという欠点がある。

MSBSの原理的な観点からは、抗力均衡磁場による軸間干渉が考えられる。測定部中心に気流に平行に位置する模型に働く抗力 D [N]と磁気力 F_{mag_x} [N]が釣り合っているとき、磁場勾配 $\partial H_x / \partial x$ が一定であるとするとき式(2.3)より、

$$F_{\text{mag}_x} = M_x \cdot \frac{\partial H_x}{\partial x} = D \quad (4.1)$$

$$\therefore H_x = \frac{D}{M_x} x + H_{x0} \quad (4.2)$$

ただし H_{x0} は $x = 0$ 地点の磁場の x 方向成分である。模型に固定された模型中心を原点とする座標 x' を考える。模型が位置 $x = x_m$ にあるとき式(4.2)は

$$H_{x'} = \frac{D}{M_x} x' + \frac{D}{M_x} x_m + H_{x0} \quad (4.3)$$

と書き直すことができる。ここで、模型が ψ 方向に回転したとすると、 z 軸まわり $-\psi$ [deg]の回転変換 $\mathbf{R}_z(-\psi)$ によって、模型に固定された座標から見た磁場 \mathbf{H}' は以下のように表される。

$$\mathbf{H}' = \begin{pmatrix} H_x \cos \psi + H_y \sin \psi \\ -H_x \sin \psi + H_y \cos \psi \\ H_z \end{pmatrix} \quad (4.4)$$

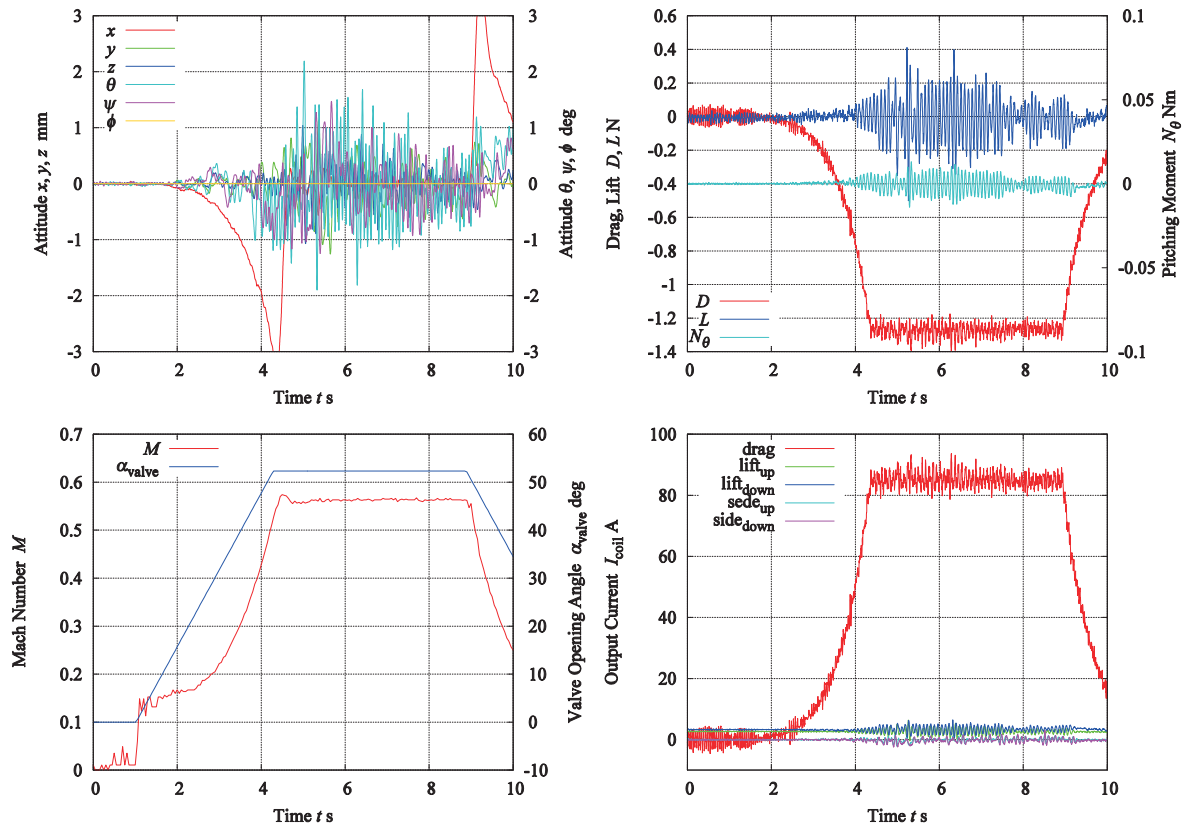
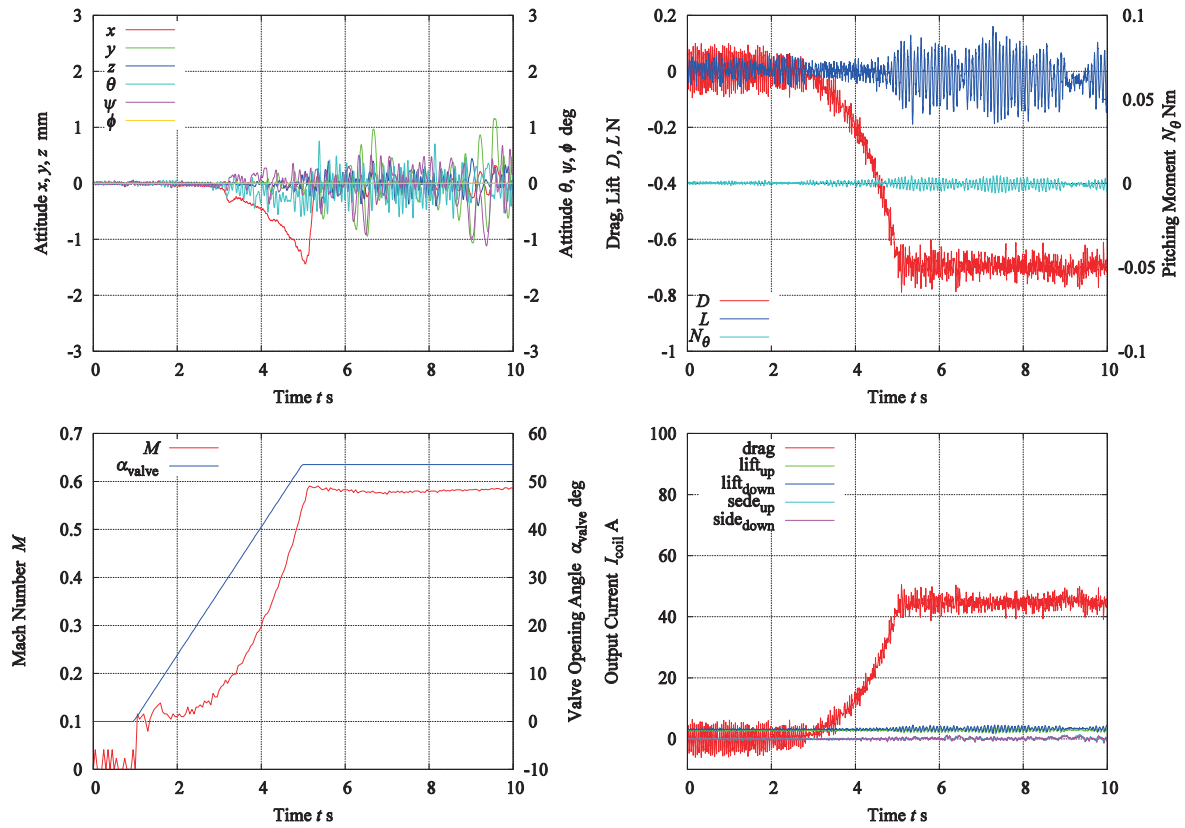
ここで、横力およびモーメントが働いていなかった場合、 $H_y = 0$ である。よって ψ 方向モーメント N_ψ' は式(2.8)より、

$$N_\psi' = \int_V m_x (-H_x \sin \psi) dV \quad (4.5)$$

ここで、模型に固定された座標からみると、磁石は原点から前後端までの長さが等しいので、式(4.3)における x' 一次の項は ψ の回転後も体積積分をすると0となる。よって

$$\therefore N_\psi = N_\psi' = -(D x_m + M_x H_{x0}) \sin \psi \quad (4.6)$$

となる。これは磁場の方向に磁石の磁気モーメントの向き

図 7 円柱模型通風試験結果 ($M = 0.56$)図 9 Ogive-Cylinder模型通風試験結果 ($M = 0.58$)

をそろえるように働く力である。 θ 軸についても同様の干渉が存在する。

式(4.6)から、 $(Dx_m + M_x H_{x0}) > 0$ であれば模型は方向静安定である。つまり、あらかじめ $M_x H_{x0} > 0$ となるように抗力方向の磁場を調整することで模型の偏揺れ、縦揺れの安定性を高めることができる。

4. 4. Ogive-Cylinder模型

4. 3. 節の検討から、円柱模型の場合より高いマッハ数で磁力支持を行うためには、

- i. 形状抗力を小さくすること
- ii. 抗力方向の磁場を調整すること

が有効であると考えられる。以上を踏まえた上で、前方の抗力コイル#0の信号出力を1.1倍、後方の抗力コイル#9の信号出力を0.9倍とした。弁開速度を100 rpmとし、 $\phi 10 \times 156$ mm Ogive-Cylinder模型の通風試験を行った。Ogive部は縦横比が1:2の回転楕円体を採用した。Ogive-Cylinder模型の図面を図8に示す。マッハ数 $M = 0.56$ の場合における4 s間(2000点)の平均の抗力の比較を表2に示す。また、マッハ数 $M = 0.58$ での通風に成功したので、その結果を図9に示す。

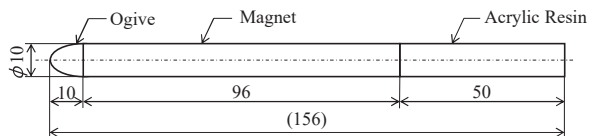


図8 Ogive-Cylinder模型図面

表2 抗力の比較 ($M = 0.56$)

円柱模型	N	Ogive-Cylinder模型	N
-1.27		-0.63	

表2より、Ogive-Cylinder模型は円柱模型に比較して50%抗力が低減している。このことから、Ogiveを取り付けることが抗力低減に有効であることが確認できる。

円柱模型とOgive-Cylinder模型では空気力学的特性が異なるため、PID定数を円柱模型の場合の定数から最適化した。

また、前方の抗力コイル出力を増強する前後を比較すると、Ogive-Cylinder模型の磁力支持の安定性は飛躍的に向上した。このことから、図7と図9を比較して、図9ではマッハ数が高いにもかかわらず振動が抑えられていることは、前方抗力コイルの出力を増強した効果であると考えられる。

5. 結び

本研究ではMSBSを高亜音速流に適用するために、JAXAが保有する10cm MSBSを改修した。具体的な改修箇所は以下の4点である。

- i. PI制御からPID制御への制御方式の変更
- ii. 制御周波数の向上 (250 Hzから500 Hz)
- iii. パワーアンプの出力可能上限電流の引き上げ (15 A

から120 A)

iv. 前方抗力コイルの出力増強

以上の改修によって、マッハ数 $M = 0.58$ の環境下で $\phi 10 \times 156$ mm Ogive-Cylinder模型を磁力支持することに成功した。

参考文献

- 1) L.E. Ericsson and J.P. Reding, "Transonic Sting Interference," 17th Aerospace Science Meeting, 1979.
- 2) 三輪等, 上野真, "遷音速動安定試験装置の開発," 宇宙航空研究開発機構研究開発報告, JAXA-RR-03-021, 2004-03.
- 3) 澤田秀夫, 国益徹也, 須田真一, 溝口他寸志, 岡田卓三, "横揺れ制御を伴う磁力支持天秤," 日本航空宇宙学会論文集, 第53巻, 第619号, 2005, 385-390.
- 4) 須田真一, 澤田秀夫, 国益徹也, "比例-積分制御と二重位相進みによる磁力支持天秤装置制御系の制御定数決定法," 日本航空宇宙学会論文集, 第53巻, 第614号, 2005, 97-107.