高温超電導浮上回転軸の無制御安定化浮上と回転磁気ダンパによる 危険速度の乗越し法*

長屋 幸助^{*1}, 林 乃生幸^{*2}, 大関 健一郎^{*2}

Stable Levitation System for a High Speed Rotating Shaft Levitated by a High Temperature Superconductor and Method for Passing through Critical Speeds by Using Rotating Magnetic Damper

Kosuke NAGAYA^{*3}, Nobuyuki HAYASHI and Kenichiro OHZEKI

^{*3} Gunma University, Department of Mechanical Engineering, Kiryu, Gunma 376-8515, Japan

This article presents a new levitation technique, which uses a small superconductor and a set of permanent magnets. In the system, a small superconductor is connected to the bottom of the vertical shaft. The gravity force and axial vibration force are supported by the superconductor. A circular permanent magnet is attached to the top of the shaft, and the other circular permanent magnet lies at the frame. The N-pole of one of the magnets faces to the S-pole of the other magnet, so a drag force acts between the magnets. The drag force is unstable in the axial direction, but the pinning force in the axial direction of the superconductor makes it stable. There is a restoring force in the horizontal direction between two permanent magnets, and in addition, there is a pinning force of the superconductor, so that both ends of the shaft are stable in the horizontal direction. This implies that the levitated shaft is stable without control. In general, controls have to be made in either axial or horizontal direction when the ordinary magnets are used. The levitation technique presented in this paper has advantages, because, in order to have stable levitation, only one small superconductor is required, and a cooling system is simple. A method for passing through the critical speeds is also presented. In the method, rotating conductor disc is used to have the electromagnetic damping. Both the analysis and experiment are presented.

Key Words: High Temperature Superconductor, Levitation, Shaft, Critical Speed, Vibration, Control

1. 緒 言

高温超電導浮上系は、浮上方向とその直角の両方向に安定であるため、無制御で非接触浮上を実現できる性質がある^{(1)~(13)}。この性質を利用して、リニアガイド⁽⁸⁾、磁気軸受^{(6)(7)(9)~(11)}等の開発研究が盛んに行われている。これらの研究で、磁気軸受に関しては、高温超電導体1個の浮上と回転を取上げたものがほとんどで⁽⁶⁾⁽⁷⁾、軸を有する、いわゆる回転軸に関する研究は少ない。その理由は、ピン留め力が小さく、軸を取付けた場合は、ピッチングにより回転が不可能となるためである。回転軸を浮上回転させる方法として、軸の両端に超電導体を配置する方法が考えられる。このシステムの利点は、両端支持により安定に浮上させられることであるが、反面、2個の超電導体を必要とし、装置が複雑となり、かつ液体窒素の消費が多く、ラン

ニングコストも高くなる欠点がある。もう一つの方法は、下部に非常に大きな超電導体を置き、軸に大きな環状磁石を取付け、円板の傾きを抑制した方法が電力貯蔵用フライホイールの試験研究で提案されている⁽⁹⁾。しかしこの方法では、非常に大きな超電導体が必要とするため、高価であり、また超電導体の冷却体積も大きくなるので、多くの液体窒素を消費し、ランニングコストが高くなる。また目下のところ無制御で高速回転させることは困難のようで五軸アクティブ制御で回転の安定化が図られている。いずれにしても、超電導体だけで無制御で危険速度を通過する高速回転を実現した軸の研究は著者らの調べた限り見受けられない。

高温超電導浮上軸の利用法としては、上記のほかにゴミ焼却プラント等で使用する小形の蒸気タービン発電機が考えられる。この場合、素人が操作し、長期間の過酷な運転に耐えるには、無制御で非接触回転を実現するタービン軸が望ましい。そこで本研究では、その基礎研究として、無制御の非接触高温超電導浮上高速回転軸系の開発を行う。本研究で最も重要な点は、

* 原稿受付 1999年7月30日。

^{*1} 正員, 群馬大学工学部(☎ 376-8515 桐生市天神町1-5-1)。

^{*2} 群馬大学大学院。

E-mail: nagaya@me.gunma-u.ac.jp

上記のように浮上方式であるが、これについては、著者らが高温超電導体と永久磁石の吸引を組合せた浮上方式を提案している⁽¹⁰⁾。このシステムは上記とは別に、比較的小さな高温超電導円板1個を軸下部に置き、軸上端の支持に吸引形永久磁石を用いて、無制御で非接触浮上を実現する回転軸であり、安価で構造が簡単で、かつ液体窒素の消費も少ない。しかしこのシステムは、軸方向に大きなピン留め力を有するが、軸直角方向、特に永久磁石による吸引浮上の部分の復元力が小さく、かつ減衰が極端に小さいため、高速回転軸に用いる場合は、加速中に共振点を乗り越すのが困難となる。共振乗り越し制御としては、半径方向に磁気軸受を置くアクティブ制御の方法が考えられる⁽¹¹⁾。しかしこの方法では、系が複雑で、高価となり、メンテナンスも難しい。本研究では、半径方向に軸受を設けず、上下方向の磁気支持だけで、半径方向の振動をも抑制する無制御の危険速度通過法を検討する。すなわち、上側の吸引磁石間に導体円板を挿入し、導体板を軸と反対方向に回転させ、結果的に磁気減衰を増大させ、危険速度を通過させる方法を提案する。これらの方法では、センサ、フィードバック回路、演算器、アンプ等を必要とせず、構造は極めて簡単となる。

2. 浮上システムの概要

本論で提案する浮上システムは図1のようなものである。その構成は、クライオスタット内に固定された高温超電導体の上に、永久磁石、フライホイール、お

Fig. 1 Analytical model

よび軸に回転を与えるためのファンを連結した高速回転軸が浮上している。さらに、その軸の上端には永久磁石が連結してある。そこから適当な間隔を隔てて、永久磁石を配置する。この一対の永久磁石は、吸引形であり、磁気吸引力により半径方向に安定化されており、また軸方向の吸引不安定性を高温超電導体の軸方向ピン留め力で安定化している。したがって、この軸は全軸方向に安定に浮上し、低速回転では、無制御で安定した回転が得られる。しかし、減衰力が極端に小さいため、高速回転時の共振を乗り越すことは困難である。そこで共振を乗り越すため、磁気ダンパを用いる。この磁気ダンパは、導体円板で、安定化浮上のために用いた一対の永久磁石間に挿入し、吸引浮上のみならず、磁気減衰をも得るものである。しかしこの円板を静止させたまま用いたのでは、大きな減衰力を得ることができないため、さらにこの円板にモータを連結して、軸と反対方向に回転させるようになっていく。

この系において、ファンを圧縮空気により回転させ、軸を回転させる。このときに起こる一次共振、および二次共振を磁気ダンパによる磁気減衰力で乗り越すことを考える。本実験モデルは以下に示す解析モデルと同じ構造であるが、実際には軸が飛び出す恐れがあるため、飛び出し防止のための安全装置などが配してある。

3. 理論解析

3.1 基礎方程式 軸の重心点での運動方程式は、ジャイロ効果を考慮すると、次式となる。

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + c \frac{dx}{dt} + kx = P_x \dots\dots\dots (1)$$

$$m \frac{d^2 y}{dt^2} + c \frac{dy}{dt} + ky = P_y \dots\dots\dots (2)$$

$$m \frac{d^2 z}{dt^2} + c_z \frac{dz}{dt} + k_z z = P_z \dots\dots\dots (3)$$

$$J \frac{d^2 \theta_x}{dt^2} + J_p \Omega \frac{d\theta_y}{dt} + c' \frac{d\theta_x}{dt} + k' \theta_x = T_x \dots\dots\dots (4)$$

$$J \frac{d^2 \theta_y}{dt^2} - J_p \Omega \frac{d\theta_x}{dt} + c' \frac{d\theta_y}{dt} + k' \theta_y = T_y \dots\dots\dots (5)$$

ここに、 m は軸全体の質量、 J は x, y 軸に関する慣性モーメント、 J_p は z 軸回りの極慣性モーメント、 k は x, y 軸方向の並進ばね定数、 k_z は z 軸方向のばね定数、 k' は x, y 軸回りの回転ばね定数、 c は空気抵抗などによる x, y 軸方向の並進減衰係数、 c_z は z 方向の減衰係数、 c' は x, y 軸回りの回転減衰係数、 Ω は軸の回転角速度、 P_x, P_y, P_z は x, y および z 軸方向の外力および磁気力の和、 T_x, T_y は外力および磁気力に

よる x, y 軸回りのモーメントである。

3.2 ばね定数 上式でばね定数については、高温超電導体の場合、振幅と復元力との間に非線形性が存在するが、本系の場合の振幅は小さいため、近似的に一次近似のばね定数を用いても差し支えないと思われる。またこの系には周波数依存性の非線形特性が存在する。すなわち復元力は周波数とともに大きくなり、ある周波数で飽和する⁽⁴⁾。これらのことを考慮すると、ばね定数は近似的に次式のようにおける。

$$k = \alpha \{1 + \beta(1 - e^{-\gamma \Omega})\} \quad \cdots \cdots (6)$$

$$k_z = \alpha_z \{1 + \beta_z(1 - e^{-\gamma_z \Omega})\} \quad \cdots \cdots (7)$$

$$k' = \alpha' \{1 + \beta'(1 - e^{-\gamma' \Omega})\} \quad \cdots \cdots (8)$$

ここに、 k は軸直角方向の、 k_z は軸方向のおよび k' は回転ばね定数を表す。また $\alpha \sim \gamma'$ は係数であり、高温超電導体の浮上力との対応より得られる。高温超電導浮上系の浮上力については、吉田・上坂・宮⁽¹²⁾、著者ら⁽⁴⁾、榎本ら⁽¹³⁾の研究がある。理論的な浮上力はこれらの論文より得られる。

3.3 吸引力 軸上端に設けた一対の永久磁石間の吸引力について考える。この磁石は軸直角方向と軸方向の2方向に振動するので、そのときの吸引力を求める。

まず軸上端に取付けられている永久磁石上面の中心を磁場解析上の原点に定め、円筒極座標 (r, θ, z) を取る。このとき軸は静止しており、フレームに固定された永久磁石と軸中心線が一致しているものとする。したがって、この磁石より (r, θ, z) 離れた固定永久磁石の周上の任意点 P における磁束密度は

$$B_{pr}(r, z) = J_0 F_{pr}(r, z) \quad \cdots \cdots (9)$$

$$B_{pz}(r, z) = J_0 F_{pz}(r, z) \quad \cdots \cdots (10)$$

ここに

$$F_{pr}(r, z) = \int_{z_1}^{z_2} \{f_r(a_2, r, z - \xi) - f_r(a_1, r, z - \xi)\} d\xi \quad \cdots \cdots (11 \cdot a)$$

$$F_{pz}(r, z) = \int_{z_1}^{z_2} \{f_z(a_2, r, z - \xi) - f_z(a_1, r, z - \xi)\} d\xi \quad \cdots \cdots (11 \cdot b)$$

$$f_r(a, r, z) = \frac{1}{2\pi} \frac{z}{r\sqrt{(a+r)^2 + z^2}} \times \frac{a^2 + r^2 + z^2}{(a-r)^2 + z^2} E(K') - K(K') \quad \cdots \cdots (11 \cdot c)$$

$$f_z(a, r, z) = \frac{1}{2\pi} \frac{z}{r\sqrt{(a+r)^2 + z^2}} \times \frac{a^2 - r^2 - z^2}{(a-r)^2 + z^2} E(K') + K(K') \quad \cdots \cdots (11 \cdot d)$$

$$K(K') = \int_0^{\pi/2} \frac{d\theta}{\sqrt{1 - K'^2 \sin^2 \theta}} \quad \cdots \cdots (11 \cdot e)$$

$$E(K') = \int_0^{\pi/2} \sqrt{1 - K'^2 \sin^2 \theta} d\theta \quad \cdots \cdots (11 \cdot f)$$

$$K'^2 = \frac{4ar}{\{(a+r)^2 + z^2\}} \quad \cdots \cdots (11 \cdot g)$$

また、 z_1 と z_2 は軸上端の磁石下面と上面の軸方向座標、 a_1 は軸側磁石の内半径、 a_2 は軸側磁石の外半径、 J_0 は永久磁石の磁化の強さ、 $K(K')$ は第一種完全だ円積分、 $E(K')$ は第二種完全だ円積分および K' はその母数である。

軸は回転中ふれまわりを起す。図2は軸の振動により静止位置より軸に取付けた磁石が偏心したときの座標関係を示したものである。図2より次の関係が導かれる。

$$r' = \sqrt{\varepsilon^2 + 2\varepsilon b \cos \theta + b^2} \quad \cdots \cdots (12 \cdot a)$$

$$\theta' = \tan^{-1} \frac{b \sin \theta}{\varepsilon + b \cos \theta} \quad \cdots \cdots (12 \cdot b)$$

よって、軸側の磁石中心からの固定磁石周上の任意点 $P(r', \theta', z)$ における磁束密度は

$$B_r'(r', \theta', z) = B_{pr}(r', \theta', z) \quad \cdots \cdots (13)$$

よって、固定永久磁石周上の半径方向磁束密度および軸方向磁束密度は

$$B_r(r, \theta, z) = B_r'(r', \theta', z) \cos(\theta - \theta') \quad \cdots (14 \cdot a)$$

$$B_z(r, \theta, z) = B_{pz}(r', z) \quad \cdots \cdots (14 \cdot b)$$

$$z = z_0 + \xi \quad \cdots \cdots (14 \cdot c)$$

ここに、 z_0 は永久磁石間の空けき、 ξ は固定磁石の下面からの距離である。式(14)より、固定永久磁石外側面(穴がある場合は内外側面)において、軸側永久磁石による磁束密度は軸の偏心のため、軸対称とはならないことがわかる。そこで固定永久磁石側面で、単位厚さでかつ微小角度 $d\theta$ をとったとき、 x 軸方向に働く微小力は

$$dP_x = \frac{J_0}{\mu_0} B_z b \cos \theta d\theta \quad \cdots \cdots (15)$$

したがって、全周にわたり、かつ厚さ方向に積分する

Fig. 2 Coordinates in the motion of two permanent magnets (b = Radius of permanent magnet)

ことで、二つの磁石間の吸引力が計算される。すなわち

$$P_x = \frac{2J_0}{\mu_0} \int_{z_0}^{z_0+h} \int_0^\pi \{b_1 B_z(b_1, \theta, z) - b_2 B_z(b_2, \theta, z)\} \times \cos \theta d\theta dz \quad (16)$$

ここに、 μ_0 は空気の透磁率、 b_1 は固定永久磁石の外半径、 b_2 は固定永久磁石の内半径、 h は固定永久磁石の厚さである。また、同様にして、

$$dP_z = \frac{J_0}{\mu_0} B_r b d\theta \quad (17)$$

となるので、 z 軸方向の吸引力は

$$P_z = \frac{2J_0}{\mu_0} \int_{z_0}^{z_0+h} \int_0^\pi \{b_1 B_r(b_1, \theta, z) - b_2 B_r(b_2, \theta, z)\} d\theta dz \quad (18)$$

式(16)および(18)を計算することで、軸が変位したときの軸直角方向および軸方向の吸引力が得られるが、この式をそのまま使用したのでは、式(1)の計算時間が膨大となる。磁石の吸引力は空げきの自乗に反比例し、また軸直角方向力もその変位の自乗に反比例すると仮定し、上式で求められた吸引力のデータを基に次のような近似式を作る。

$$F_z = \frac{g_1}{(d-z)^2} - \frac{g_1}{d^2} \quad (19)$$

$$F_x = -\frac{e_1 x^2 + e_2 x}{(d-z)^2} \quad (20)$$

$$F_y = -\frac{e_1 y^2 + e_2 y}{(d-z)^2} \quad (21)$$

式(19)で F_z は釣合い位置で零としている。また、 d は固定永久磁石と軸側永久磁石の初期間げき、 z は軸方向変位、 x, y は半径方向変位、 $g_1 \sim e_2$ は上記の理論式より得られる結果と式(19)～(21)をフィッティングして得られる係数である。

3.4 起振力 本系においては、起振力は偏心質量によるもののみで、圧縮空気による起振力は互いのうち消し合うように空気のノズルが配置されている(図1参照)。しかし、実際に実験を行ってみたところ、偏心質量による起振力の影響が比較的少ない低周波数域でも、圧縮空気を与えたときに割合と大きな振幅が、 x, y 軸ともに確認できた。また、両方向の振幅はほぼ同じであり、周波数も軸の回転周波数と一致した。このときの振幅を図3に示す。これについては、圧縮空気がファンにあたる際に、ファンにあたった圧縮空気が分散し、両方向にほぼ同じ力を与えているものと推測できる。さらに、軸の製作誤差による影響も考えられるが、それを式に入れて表すことは難しいので、その影響も空気の起振力に入れて考える。したがって、偏心質量による各軸方向の起振力を f_{xc}, f_{yc} 、圧縮空気

Fig. 3 Amplitudes of the shaft in the x and y directions due to the air force (4.0 Hz)

による加振力を f_{xa}, f_{ya} とすると、各起振力は次のように表すことができる。

$$f_{xc} = M e \Omega^2 \cos \Omega t \quad (22 \cdot a)$$

$$f_{yc} = M e \Omega^2 \sin \Omega t \quad (22 \cdot b)$$

$$f_{xa} = f_0 \cos(\Omega t + \phi) \quad (23 \cdot a)$$

$$f_{ya} = f_0 \sin(\Omega t + \phi) \quad (23 \cdot b)$$

ここに、 M は偏心質量、 e は偏心量、 ω は回転角速度、 f_0 は圧縮空気の起振力、 ϕ は偏心質量と圧縮空気による起振力との位相差である。

3.5 回転磁気ダンパによる減衰力 磁気ダンパ

による減衰力を f_{xd}, f_{yd} とおくと、

$$f_{xd} = -c_d(dx/dt) \quad (24 \cdot a)$$

$$f_{yd} = -c_d(dy/dt) \quad (24 \cdot b)$$

ここに、 c_d は磁気ダンパの軸直角方向の減衰係数である。本論では、磁気ダンパをただ配置するだけではなく、それを軸と逆方向に回転させることによりさらなる減衰効果を狙っている。磁気減衰力は速度に比例するので、 $c_d \Omega = c_0(\Omega + \omega)$ とおくことができる。ここに ω は回転円板磁気ダンパの軸回転と反対方向の角速度、 c_0 は磁気ダンパが回転していないときの減衰係数である。この式より、軸と磁気ダンパが回転しているときの減衰係数を求めると、

$$c_d = c_0 \left(1 + \frac{\omega}{\Omega}\right) \quad (25)$$

なお円板が回転していないときの磁気ダンパの減衰係数 c_0 は、文献(14)に記載されている。

3.6 運動方程式 軸下端、上端での x, y 方向変位をそれぞれ x_1, y_1, x_2, y_2 とおくと、式(1)～(5)における軸重心の変位、 x, y および重心まわりの軸の傾き角 θ_x, θ_y および起振力と磁気力の和 P_x, P_y, P_z およ

びそれによるモーメント T_y, T_x は、以下のようにおける。

$$x = \frac{x_1 l_2 + x_2 l_1}{l_1 + l_2} \quad (26 \cdot a)$$

$$y = \frac{y_1 l_2 + y_2 l_1}{l_1 + l_2} \quad (26 \cdot b)$$

$$\theta_y = \frac{x_2 - x_1}{l_1 + l_2} \quad (27 \cdot a)$$

$$\theta_x = \frac{y_2 - y_1}{l_1 + l_2} \quad (27 \cdot b)$$

$$P_x = F_x + f_{xc} + f_{xa} + f_{xd} \quad (28 \cdot a)$$

$$P_y = F_y + f_{yc} + f_{ya} + f_{yd} \quad (28 \cdot b)$$

$$P_z = F_z \quad (28 \cdot c)$$

$$T_y = F_x l_2 + f_{xc} l_c + f_{xa} l_3 + f_{xd} l_2 \quad (29 \cdot a)$$

$$T_x = F_y l_2 + f_{yc} l_c + f_{ya} l_3 + f_{yd} l_2 \quad (29 \cdot b)$$

ここで、 l_1, l_2, l_3, l_c は重心からそれぞれ軸下端、上端、ファン部、フライホイールまでの距離である(図1参照)。これらを式(1)～(5)に代入することにより、次の運動方程式を得る。

$$\begin{aligned} & \frac{m}{l_1 + l_2} \left(l_2 \frac{d^2 x_1}{dt^2} + l_1 \frac{d^2 x_2}{dt^2} \right) \\ & + \frac{c}{l_1 + l_2} \left(l_2 \frac{dx_1}{dt} + l_1 \frac{dx_2}{dt} \right) \\ & + \frac{k}{l_1 + l_2} (l_2 x_1 + l_1 x_2) = F_x + f_{xc} + f_{xa} + f_{xd} \end{aligned} \quad (30)$$

$$\begin{aligned} & \frac{m}{l_1 + l_2} \left(l_2 \frac{d^2 y_1}{dt^2} + l_1 \frac{d^2 y_2}{dt^2} \right) + \frac{c}{l_1 + l_2} \left(l_2 \frac{dy_1}{dt} + l_1 \frac{dy_2}{dt} \right) \\ & + \frac{k}{l_1 + l_2} (l_2 y_1 + l_1 y_2) = F_y + f_{yc} + f_{ya} + f_{yd} \end{aligned} \quad (31)$$

$$m \frac{d^2 z}{dt^2} + c_z \frac{dz}{dt} + k_z z = F_z \quad (32)$$

$$\begin{aligned} & \frac{J}{l_1 + l_2} \left(\frac{d^2 x_2}{dt^2} - \frac{d^2 x_1}{dt^2} \right) - \frac{J_p \Omega}{l_1 + l_2} \left(\frac{dy_2}{dt} - \frac{dy_1}{dt} \right) \\ & + \frac{c'}{l_1 + l_2} \left(\frac{dx_2}{dt} - \frac{dx_1}{dt} \right) + \frac{k'}{l_1 + l_2} (x_2 - x_1) \\ & = F_x l_2 + f_{xc} l_c + f_{xa} l_3 + f_{xd} l_2 \end{aligned} \quad (33)$$

$$\begin{aligned} & \frac{J}{l_1 + l_2} \left(\frac{d^2 y_2}{dt^2} - \frac{d^2 y_1}{dt^2} \right) + \frac{J_p \Omega}{l_1 + l_2} \left(\frac{dx_2}{dt} - \frac{dx_1}{dt} \right) \\ & + \frac{c'}{l_1 + l_2} \left(\frac{dy_2}{dt} - \frac{dy_1}{dt} \right) + \frac{k'}{l_1 + l_2} (y_2 - y_1) \\ & = F_y l_2 + f_{yc} l_c + f_{ya} l_3 + f_{yd} l_2 \end{aligned} \quad (34)$$

式(30)～(34)に上記で求めたばね定数、磁気吸引力、減衰力、起振力を代入することで浮上軸の運動方程式が決定する。この方程式は非線形の連立微分方程式であり、解析的に解を得ることは難しいが、ルンゲ・クッタ・ギル法を用いて数値的に解を求めることができる。

4. 数値計算および実験

4.1 吸引力の計算 本研究で軸上端の支持に用いた永久磁石は二つとも同じもので、内半径 $a_1=8$ mm, 外半径 $a_2=15$ mm, 厚み $h=30$ mm, 磁化強度 $J_0=0.8$ Tの希土類永久磁石である。本解析を行ううえで半径方向吸引力は軸直角方向の応答に大きく影響するので、重要である。図4に本実験で用いた二つの磁石のずれに対する吸引力、すなわち軸直角方向の吸引力と軸上端磁石の変位の関係を表す。図4中実線が本解析により求められたものであり、黒丸が実験値である。図4より解析と実験はほぼ一致していることが認められる。軸の応答を解析する場合、この曲線を式(20), (21)を用いて近似して用いることになるが、理論にはわずかな非線形性が見られるものの、実験ではほぼ線形である。したがって式(20), (21)では二次近似としてあるが、以下の解析では、変位が小さいとして、一次近似を用いる[式(20), (21)で $e_1=0$]。また、軸直角方向の永久磁石間の変位が小さいため、その変位による磁力変化が軸方向力に与える影響は小さく、ほとんど軸方向の運動が以下の実験でも観測されなかった(本実験では、軸直角方向変位の5%以下であった)。したがって軸方向(z 軸方向)の運動は計算に取入れないでよいことがわかった。

4.2 高温超電導浮上回転軸の応答 本研究で提案した軸の実験装置の写真を図5に示す。本研究で用いたダンパ円板は半径42 mm, 厚さ5 mmのものである。また、高温超電導体は半径53 mm, 厚さ15 mmの中実円板形であり、浮上用永久磁石は外半径45 mm, 内半径10 mm, 厚さ10 mm, 磁場強度0.8 Tの希土類永久磁石で、軸下端に取付けられている。この軸のみを取出し、二点法による慣性モーメントの測

Fig. 4 Drag force in the horizontal direction with the air gap being 14 mm

Fig. 5 Photograph of experimental apparatus

Fig. 6 Frequency response (without damper) (Experimental)

定を行い、また、ダンパ円板を取去った軸を回転させ、その応答(図6)より高温超電導体の復元力、外部減衰、起振力、偏心量等を決定した。得られた結果を表1に示す。これらの値を用いて数値計算を行った結果と実験結果を以下に示す。実験では、軸上端(永久磁石の位置)の側面にレーザ変位計を設置して変位を測定した。したがって以下に示す図の観測点はいずれも軸上端のものである。図7は回転円板磁気ダンパの無回転時(破線)と軸と逆方向に1730 rpmでダンパ円板を回転させたときの(実線)周波数応答曲線の実験値を示したものである。また、図8にその理論値を示す。図8中理論値と実験値の両方とも2次のピークの途中で実線は途切れているが、これは、本例の場合、1次の危険速度通過時まで、磁気ダンパ円板を軸と逆方向に回転させているが、二次領域では円板の回転を止めて単なる静止磁気ダンパの減衰で二次共振を通過させているためである。2次は軸の回転速度が速いため、速

Table 1 Dimensions of the shaft with a rotating damper disc

m [kg]	1.30
J [kg · m ²]	4.49×10^{-3}
J_p [kg · m ²]	9.98×10^{-3}
c [N · s/m]	6.00
c' [Nm · s/rad]	2.30×10^{-2}
c_z [N · s/m]	1.00×10^1
α [N/m]	3.23×10^3
β	6.25×10^{-1}
γ	1.00×10^{10}
α' [Nm/rad]	8.50
β'	1.60
γ'	1.00×10^{10}
α_d [N/m]	2.00×10^5
β_z	1.00×10^1
γ_z	1.00×10^{10}
g_t [Nm ²]	3.02×10^{-3}
d [m]	1.60×10^{-2}
e_2 [Nm]	1.11×10^{-1}
M [kg]	1.45×10^{-1}
e [m]	1.00×10^{-4}
f_0 [N]	0.80~3.00
ϕ [rad]	0.00
c_0 [N · s/m]	1.20
l [m]	1.66×10^{-1}
l_1 [m]	4.30×10^2
l_2 [m]	1.23×10^{-1}
l_3 [m]	4.30×10^2
l_c [m]	-8.0×10^{-3}

Fig. 7 Frequency response (Experimental)

度に比例する磁気ダンパの減衰力は相当に大きくなり、ダンパ円板を回転させないでも容易にそのピークを乗り越える。まず図6と7の破線を比較したとき、磁気ダンパ円板を挿入するだけで1次、2次ともに共振が抑制されることがわかる。とくに軸回転の速い2次はその効果が顕著であり、図7の2次のピーク値は相当に減少している。さらにダンパ円板を回転させる

Fig. 8 Frequency response (Theoretical)

Fig. 10 Amplitude at resonance point with the damper disc

Fig. 9 Amplitude after the second resonance frequency (Without damper, $f=44$ Hz)

ことで、比較的減衰の小さかった1次のピークが極端に抑制されていることがわかる(図7の実線)。また図7と8を比較すると、実験値と理論値はかなりよく一致しており、本研究で求めた理論式が妥当であることがわかる。

本系の特徴は前述のように、ダンパ円板を回転するだけで、本質的には無制御で加速、減速ができ、定常回転では振動の極めて少ない安定した軸回転を得ることである。それを実証するため、二次共振を乗り越えた後の軸の時刻歴応答(実験値)を図9に示す。この図より、共振を乗り越えて定常回転している軸(2655 rpm)の振幅は極めて小さく、安定した回転が得られていることがわかる。

以上のようにダンパ円板を軸と反対側に回転させることで、磁気減衰を増加できることは明らかであるが、その定量的効果を調べてみたものが図10である。図10中の実線は理論値であり、黒点が実験値である。この場合も実験値と理論値はよく一致し、また円板の回

転数とともに軸の振幅が減少していくことがわかる。

5. 結 言

本論は非接触高温超電導浮上軸の共振乗り越しを無制御で行う方法を検討したものである。その内容を要約すると

(1) 高温超電導浮上と吸引磁気力を組合せた完全非接触浮上高速回転軸を開発し、さらにその共振点乗り越しを逆回転磁気ダンパにより行う方法を提案し、理論解析と実験を行い、その有用性を検討した。

(2) 超電導体と反対側の軸端を2個の永久磁石で無制御で安定に支持できる方法を示し、その永久磁石間の磁気吸引力の解析を行い、さらに実験を行い、吸引力の設計に利用できることを明らかにした。

(3) 一次共振領域で回転円板型磁気ダンパを軸と反対方向に回転させ、二次共振領域で回転ダンパを静止させることにより両共振を乗り越える方法を提案し、理論と実験の両面より検討した。その結果この方法はエネルギー消費がアクティブ制御に比べ極端に小さく、かつ系の構造が簡単で、メンテナンス費用も小さく押さえられる特徴があるにもかかわらず、相当に安定した共振乗り越しシステムとなることを確認した。

(4) 軸の応答の解析を行い、本系の設計に必要な設計式を与えた。さらにその妥当性を実験により確認した。

文 献

- (1) Senba, A., Kitahara, H., Ohsaki, H. and Masada, E., Characteristics of an electromagnet levitation system using a bulk superconductor, *IEEE Trans. Magn.*, 32-5, Pt. 2(1996), 5049-5051.
- (2) Kim, Houn Joong, Watada, M., Torii, S. and Ebihara, D., The characteristics on mixed- μ magnetic levita-

- tion system using the superconductors, *IEEE Trans. Magn.*, **33**-5, Pt. 2(1997), 3457-3459.
- (3) Nagaya, K., Analysis of a high Tc superconducting levitation system with vibration isolation control, *IEEE Trans. Magn.*, **32**-2, (1996), 445-452.
- (4) Nagaya, K. and Shuto, S., Approximate boundary conditions in a circular conductor and their application to nonlinear vibration analyses of high-Tc superconducting levitation system, *IEEE Trans. Magn.*, **32**-3, Pt. 2 (1996), 1888-1896.
- (5) 谷順二・村井正徳, 高温超電導体によって磁気浮上させた片持ちはりの振動制御, 日本 AEM 学会誌, **3**-1(1995), 19-22.
- (6) Sugiura, T., Tashiro, M., Uematsu, Y. and Yoshizawa, M., Mechanical stability of a high Tc superconducting levitation system, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **7**-2(1996), 386-389.
- (7) Hikihara, T., Adachi, H., Ohashi, S., Hirano, Y. and Ueda, Y., Levitation drift of flywheel and HTSC bearing system caused by mechanical resonance, *Physica, C*, **291**-12(1997), 34-40.
- (8) Komori, M., Ide, T., Fukata, S. and Matsushita, T., Vibration suppression of a disk-shaped superconductor with PD control, *Cryogenics*, **37**-4(1997), 195-199.
- (9) Higasa, H., Ishikawa, F., Shibayama, M. and Ono, T., A feasibility study of an 8-MWh flywheel type power storage system using oxicide superconductor, *Electrical Engineering in Japan*, **114**-7(1994), 20-31.
- (10) 長屋幸助・小杉泰弘・鈴木孝明・村上岩範, 非接触高温超電導パルスモータの開発, 機論, **65**-632, C(1999), 1530-1537.
- (11) Nagaya, K., Kanno, K. and Hayashi, N., Control of High-Tc Superconducting Radial Bearings, *Studies of Applied Electromagnetics and Mechanics*, Vol. 13(1998), 693-696, IOS press.
- (12) Yoshida, Y., Uesaka, M. and Miya, K., Evaluation of dynamic magnetic force of high-Tc superconductor with flux flow and creep, *Int. J. Appl. Electromagnetics in Materials*, Vol. 5(1994), 83-89.
- (13) Tsuchimoto, M., Takeuchi, H. and Honma, T., Numerical analysis of levitation force on a high-Tc superconductor for magnetic field configuration, *Trans. IEE Jap.*, Vol. 114-D(1994), 741-745.
- (14) 日本機械学会, 電磁力応用機器のダイナミックス, (1990), 129-142, コロナ社.