非接触磁気浮上テーブルのアクチュエータの 開発と振動絶縁制御*

長屋 幸助*¹, 石川 真史*², 藤沢 延行*¹

Actuators for a Noncontact Magnetic Levitation Table and Its Application to Vibration Isolation Control

Kosuke NAGAYA, Masashi ISHIKAWA and Nobuyuki FUJISAWA

This paper proposes a drag-force-type magnetic levitation actuator consisting of pairs of permanent magnets and electromagnets. For general magnetic levitation actuators, there is a nonlinear relationship between magnetic force and control current, so that a linear control theory is not applicable. In the actuator proposed, the relationship between the force and the current is linear. This implies that the position and velocity feedback controls can be applied without consideration of interferences. A control method using a combination of techniques of disturbance cancellation and optimal regulation was presented taking into consideration the interference between perpendicular and vertical motions. To verify the applicability of present actuator and control method, experimental tests were carried out.

Key Words: Dynamics of Machinery, Control, Electromagnetic Actuator, Magnetic Levitation, Disturbance Cancellation, Vibration Isolation

1. 緒 言

近時、磁気浮上系はさまざまな分野への応用が期待され、数多くの研究が発表されている。除振に用いられるアクチュエータについても、超磁わい⁽¹⁾、動電コイル⁽²⁾、圧電セラミックス⁽³⁾、エアサスペンション⁽⁴⁾、磁気力⁽⁵⁾等をはじめ種々提案されている。また除振法についても種々の提案が成されているが、これらはアクチュエータと振動体が接触する接触形の制御である。近年、電子の集積回路等を扱う工場、精密機器の工場では極端にほこりを嫌うため、また宇宙空間においても潤滑が不可能なため、完全な非接触運動機構が必要とされるようになった。完全非接触振動体の典型的なものとしては、磁気軸受があり、近似盛んに研究が行われている。しかし、完全非接触磁気除振機構についての研究は著者らの調べた限り見受けられない。

磁気浮上で最も簡単な機構としては、電磁石により鉄を吸引する方法が考えられる。しかしこの方法では、浮上力は浮上距離と操作電流の両方に対して非線形と

なる。浮上体の変位が小さい場合、初期設定位置を基準とすると、浮上距離に対しては、近似的に線形とみなせる。しかし電流に対する非線形が存在する場合は、変位のフィードバックと速度のフィードバックを独立に行えなくなり、線形制御理論が正しく適用できない。

これらにかんがみ、本報では、操作電流に対して操作力がほぼ線形となる吸引形磁気浮上アクチュエータを提案し、そのアクチュエータ部の開発とそれによる制御の方法を検討したものである。したがって本報ではまず、本提案の磁気浮上アクチュエータに対して、振動制御上必要となる各磁気吸引力、操作力および磁気ばね定数などに対する解析結果を誘導する。

除振機構のアクティブ制御法については、すでに変位、速度等をフィードバックする方法が確立しているが、この方法では低い振動数領域の伝達率を1より極端に小さくするのは困難である⁽⁶⁾。そこで本報では、著者らが開発した直接外乱相殺制御⁽⁶⁾による振動絶縁法を適用し、外乱力の推定誤差、制御系の誤差による外乱消失誤差に対して、状態フィードバックを組合せる。この方法では、振動源(床)の変位等を直接計測し、フィードバック制御するものであり、振動体(テーブル)の状態量を外乱相殺では用いないので、状態量

* 平成5年6月11日 第5回電磁気関連のダイナミックスシンポジウムにおいて講演、原稿受付 平成6年5月11日。

*¹ 正員、群馬大学工学部 (〒367 桐生市天神町1-5-1)。

*² 積水ハウス (〒160 東京都新宿区西新宿1-6-1)。

が表された方程式において、単に外乱部分を消し去るのみで他の制御系の方程式は非連成となる。したがって外乱相殺制御法と他の制御法を結合しても制御系同士の干渉を起こさないという長所がある。

本研究では、まず最適レギュレータにより吸引テーブルの上下方向の安定化を図り、水平方向の外乱を想定し、テーブルを磁気力により非接触で支える外枠の振動を直接計測して、水平、垂直方向の外乱力を力学的に推定し、相殺する外乱相殺法と最適レギュレータの組合せを用いた。さらにテーブルの質量が変化する一般的な場合を考え、ファジィ推論によるロバストな制御法を考察した。

記 号

- b_1 : 長方形永久磁石の横長(鉄芯の横長) m
- a_1 : 磁石の縦長(鉄芯の縦長) m
- b_2 : コイル外側の横長 m
- a_2 : コイル外側の縦長 m
- H : コイルの高さ m
- I : コイル内の制御電流
- μ : 空気の透磁率
- i : コイルの単位断面積当たりの電流
- N : コイルの巻数
- J_0 : 永久磁石の磁化強度 T
- ν : 磁束の漏れ係数
- F_x : x 方向復原力 N
- F_z : z 方向吸引力 N
- F_{xz} : 磁石のずれにより減少する z 方向吸引力 N
- w_i : テーブルの点 i の垂直方向変位 m
- m_i : 点 i のテーブル質量 kg
- C_i : 点 i の減衰係数 N·s/m
- K_i : 点 i の垂直方向磁気剛性 N/m
- U_i : 点 i の垂直方向アクチュエータの最適レギュレータによる制御力 N

g_{1i} : 点 i の垂直方向アクチュエータの変位フィードバック係数

g_{2i} : 点 i の垂直方向アクチュエータの速度フィードバック係数

$\lambda_{1i}, \lambda_{2i}$: 最適極

u_d : テーブルの枠に作用する水平方向外乱変位 m

u_0 : 水平方向外乱変位の振幅 m

ω : 外乱の角振動数 rad/s

f : 外乱振動数 Hz

v : テーブルの水平方向変位 m

U_{vi} : 垂直方向外乱相殺力 N

m : テーブルの全質量

C : 水平方向減衰係数

K : 水平方向の磁気剛性

V_1 : 水平方向アクチュエータの外乱相殺力 N

V_2 : 最適レギュレータによる水平方向アクチュエータの制御入力 N

f_1 : 水平方向アクチュエータの変位フィードバック係数

f_2 : 水平方向アクチュエータの速度フィードバック係数

d : 磁石同士のずれ m

z_k : 磁石空げき m

T_0 : 水平方向の変位の伝達率

w_2 : 点 2 の垂直方向変位 m

2. 解析モデル

本報で解析するモデルの概略は図1に示されるようなもので、質量 m の十分に剛性のある剛体テーブルを考える。このテーブルを長方形の永久磁石およびその形状と鉄芯形状が等しい電磁石とが接合したもの(以下、永電磁石と称する)により、テーブルに固定された同形状の永久磁石(以下、可動磁石と称する)と異極が対向するように配置し、磁石間にそれぞれ作用する吸引力によって完全に非接触の状態で浮上させる。この状態で、本系の床が図1で示す紙面上、左右方向(水平方向)に加振される場合に、テーブルの上下・水平両方向の振動をなくするようなアクティブ制御による除振問題を紙面上の運動に対し解析する。本報ではテーブル等の状態量を検出し、永電磁石の磁束を変化させることによりその吸引力の制御を行う。そこで、まず水平方向へ外乱が加わった場合、振動制御に必要な磁石間に働く各吸引力の解析を行う。

図1 解析モデル

3. 吸引力の解析

円筒系永電磁石の磁気反発力の解析は長屋・荒井⁽⁶⁾⁽⁷⁾によって行われている。一方磁束密度を一様と仮定すると、近似的に吸引力等を従来の方法により簡単に計算できるが、著者らの実験ではこの方法によっては実用上無視できない程度の誤差があり、外乱相殺などのように磁気力を計算して打消す方法を用いる場合は制御結果に相当の誤差が生ずる。本報で使用する磁石形状は長方形であり、吸引力の解析においても磁束の取扱いが反発力とは異なるので以下にその解析の概要を示す。

3.1 磁束密度の解析 永電磁石、可動磁石の解析に関して、両磁石の中心を通るように z 軸をとり、図2のように座標系を考える。磁石による磁場は電流が流れているコイルの磁場に置き換えられ、また、断面が長方形の永久磁石、永電磁石において、長方形電流の作る磁界は各辺の電流が作る磁界をベクトルの的に合成して求めることができる。よって、さらに長方形電流の座標系を図3のようにとり、図2と合わせて考える。

まず、永電磁石のコイルに大きさ I の電流が印加されたとき、永電磁石が空間の一点 $P(x, y, z)$ に作る x, y, z 方向の磁束密度 $B_{esx}, B_{esy}, B_{esz}$ は次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} B_{esx}(x, y, z, I) &= \mu i F_{esx}(x, y, z) \\ B_{esy}(x, y, z, I) &= \mu i F_{esy}(x, y, z) \\ B_{esz}(x, y, z, I) &= \mu i F_{esz}(x, y, z) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1)$$

$$i = \frac{N}{(a_2/2 - a_1/2)l} I \quad (x \text{ 方向})$$

$$i = \frac{N}{(b_2/2 - b_1/2)l} I \quad (y \text{ 方向})$$

ここに、 N は電磁石に巻いたコイルの巻き数、 i はコイルの単位面積当たりの印加電流、 l はコイル長 ($z_{e1} - z_{e2}$) であり、 $F_{esk}, F_{esy}, F_{esz}$ は次式で与えられる。

図2 永電磁石の座標関係

$$\left. \begin{aligned} F_{esx}(x, y, z) &= \int_{a_1/2}^{a_2/2} \int_{z_{e1}}^{z_{e2}} |B_{2x} - B_{4x}| d\eta d\xi \\ F_{esy}(x, y, z) &= \int_{b_1/2}^{b_2/2} \int_{z_{e1}}^{z_{e2}} |B_{3y} - B_{1y}| d\eta d\xi \\ F_{esz}(x, y, z) &= \int_{a_1/2}^{a_2/2} \int_{z_{e1}}^{z_{e2}} (B_{2z} + B_{4z}) d\eta d\xi \\ &\quad + \int_{b_1/2}^{b_2/2} \int_{z_{e1}}^{z_{e2}} (B_{1z} + B_{3z}) d\eta d\xi \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2)$$

ここで、 ξ, ζ, η は x, y, z 方向の積分変数である。図3の直線電流 AB を考えたとき、ビオ・サバルの法則より B_{1z} は、

$$B_{1z} = \varepsilon_1 \frac{(\cos \theta_{11} - \cos \theta_{12})}{4\pi R_1} \cos \phi_1$$

$$\varepsilon_1 = \begin{cases} 1 & (y \geq -\zeta) \\ -1 & (y < -\zeta) \end{cases}$$

$$R_1 = \sqrt{(\xi + y)^2 + (z - \eta)^2}$$

$$\theta_{11} = \begin{cases} \tan^{-1} \left(\frac{R_1}{a_1/2 + (\xi - b_1/2) + x} \right) & [x > -\{a_1/2 + (\xi - b_1/2)\}] \\ \pi - \tan^{-1} \left(\frac{-R_1}{a_1/2 + (\xi - b_1/2) + x} \right) & [x < -\{a_1/2 + (\xi - b_1/2)\}] \\ \frac{\pi}{2} & [x = -\{a_1/2 + (\xi - b_1/2)\}] \end{cases}$$

$$\theta_{12} = \begin{cases} \pi - \tan^{-1} \left(\frac{R_1}{a_1/2 + (\xi - b_1/2) - x} \right) & [x < a_1/2 + (\xi - b_1/2)] \\ \tan^{-1} \left(\frac{-R_1}{a_1/2 + (\xi - b_1/2) - x} \right) & [x > a_1/2 + (\xi - b_1/2)] \\ \frac{\pi}{2} & [x = a_1/2 + (\xi - b_1/2)] \end{cases}$$

$$\phi_1 = \sin^{-1} \{ (z - \eta) / R_1 \}$$

で与えられる。同様に直線電流 BC, CD, DA に対する各方向の磁束密度の計算式が得られ、それぞれの電流に対応する $B_{1x} \sim B_{4z}$ を決定することができる。

永久磁石に鉄芯を結合し、さらに鉄芯にコイルを巻いた磁石(以下永電磁石とも称する)の x, y, z 方向の全磁束密度はコイルの作る磁束密度 $B_{esx}(x, y, z, I)$,

図3 磁石にずれのある場合の座標関係

$B_{esy}(x, y, z, I)$, $B_{esz}(x, y, z, I)$, コイルが鉄芯を磁化することによる磁束密度 $B_{ecx}(x, y, z, I)$, $B_{ecy}(x, y, z, I)$, $B_{ecz}(x, y, z, I)$, 永久磁石が鉄芯を磁化することによる磁束密度 $B_{cpz}(x, y, z)$, $B_{cpy}(x, y, z)$, $B_{cpz}(x, y, z)$ および永久磁石の作る磁束密度 $B_{px}(x, y, z)$, $B_{py}(x, y, z)$, $B_{pz}(x, y, z)$ の合計四つの磁束密度を各成分ごとに足したものとなる。すなわち永電磁石の空間の一点に作る x, y, z 方向の磁束密度 B_{fx} , B_{fy} , B_{fz} は

$$\left. \begin{aligned} B_{fx}(x, y, z, I) &= B_{esx} + B_{ecx} + B_{cpz} + B_{px} \\ B_{fy}(x, y, z, I) &= B_{esy} + B_{ecy} + B_{cpy} + B_{py} \\ B_{fz}(x, y, z, I) &= B_{esz} + B_{ecz} + B_{cpz} + B_{pz} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (3)$$

一方可動磁石は永久磁石だけであるので、それによる磁束密度を $B_{mx}(x, y, z)$, $B_{my}(x, y, z)$, $B_{mz}(x, y, z)$ とすると、可動、永久磁石間の一点 (x, y, z) における磁束密度は

$$\left. \begin{aligned} B_x(x, y, z, I) &= B_{fx}(x, y, z, I) - B_{mx}(x, y, z) \\ B_y(x, y, z, I) &= B_{fy}(x, y, z, I) - B_{my}(x, y, z) \\ B_z(x, y, z, I) &= B_{fz}(x, y, z, I) + B_{mz}(x, y, z) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (4)$$

各磁束密度の計算式は文献(6)の方法により誘導することができる。

3・2 z 方向磁気吸引力 z 軸方向磁束密度 $B_z = 0$ を満たす z を z_m とすると、 z_m は磁石間距離 z_k の関数となる。本系の磁気吸引力の解析にあたり、文献(6), (7)の方法を長方形磁石に応用する。この場合、吸引力 F_z は、両磁石が同方向に磁化されていることから、 z_m を磁石の中心軸で両磁石の z 方向磁束密度が等しくなる面にとり、 B_x, B_y の影響を考慮すると、 z 方向磁気吸引力 F_z は、次式となる。

$$F_z(z_k, I) = \frac{1}{2\mu} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \{ B_z^2(x, y, z_m, I) - B_x^2(x, y, z_m, I) - B_y^2(x, y, z_m, I) \} dx dy \dots\dots\dots (5)$$

3・3 x 方向磁気復元力 図3のように磁石がずれたとき、磁石2に作用する復元力はアンペールの法則を用い、磁石1が磁石2のBC, DA上に作る z 方向磁束密度より求められる。ここで、磁石1, 磁石2を先の永電磁石, 可動磁石とすると、永電磁石の作る z 方向磁束密度 B_{fz} は式(4)において $B_{mz} = 0$ とおき、得られる。この値を用いて、 x 方向復元力 F_x は次式となる。

$$F_x(d, z_k, I) = \frac{J_0}{\mu} \int_{z_k}^{z_1} \int_{-b_1/2}^{b_1/2} (B_{fz2} - B_{fz1}) dy dz \dots\dots\dots (6)$$

ここに B_{fz1} は磁石2の $x_1 = a_1/2 + d$ 上の、 B_{fz2} は $x_2 = -a_1/2 + d$ 上の磁束密度であり、 d は磁石の x 方向のずれの距離を表す。

3・4 x 方向へずれたときの z 方向磁気吸引力

磁石が x 方向へずれたとき、磁石同士の重複面積が減少するので、磁気浮上力は減少する。この状態での z 方向吸引力は同法則を用いて、磁石1が磁石2の直線CD, AB上に作る x 方向磁束密度および、CD, AB上の y 方向磁束密度より得られ、3・3節と同様、永電磁石の作る x, y 方向磁束密度 B_{fx}, B_{fy} は式(4)において $B_{mx}, B_{my} = 0$ とおき、得られる。この値より x 方向へ d だけずれたときの z 方向吸引力 F_{xz} は次式となる。

$$F_{xz}(d, z_k, I) = \frac{J_0}{\mu} \int_{z_k}^{z_1} \int_{-b_1/2}^{b_1/2} (B_{fx1} + B_{fx2}) dy dz + \frac{J_0}{\mu} \int_{z_k}^{z_1} \int_{-(a_1/2)+d}^{(a_1/2)+d} (B_{fy3} + B_{fy4}) dx dz \dots\dots (7)$$

ここに $B_{fx1}, B_{fx2}, B_{fy3}, B_{fy4}$ 等は $x_1 = a_1/2 + d$, $x_2 = -a_1/2 + d$, $y_3 = b_1/2$, $y_4 = -b_1/2$ 上の x あるいは y 方向の磁束密度を表す。

4. 垂直方向の制御

垂直方向は先の磁石間距離の設定により不安定な系となり、非接触系を構成するため支点2, 3に対して、1自由度系とし、最適レギュレータとして設計、制御する。両支点の磁気ばね定数を式(6)の復元力の計算より求め、減衰係数を C_2, C_3 とすると、運動方程式は次式となる。

$$\begin{aligned} m_i \ddot{w}_i + C_i \dot{w}_i + K_i w_i &= U_i(a_k, I_{wi}) \\ U_i(a_k, I_{wi}) &= -(g_{1i} w_i + g_{2i} \dot{w}_i) \quad (i=2, 3) \end{aligned} \dots\dots\dots (8)$$

本系は1入力システムであるから、カルマン方程式を用いる。その最適極を $\lambda_{1i}, \lambda_{2i}$ とすると、最適フィードバック係数 g_{1i}, g_{2i} は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} g_{1i} &= m_i(\lambda_{1i}\lambda_{2i} - p_i^2), \quad g_{2i} = m_i(-\lambda_{1i} - \lambda_{2i} - 2\mu_i) \\ (p_i^2 &= K_i/m_i, 2\mu_i = C_i/m_i) \dots\dots\dots (9) \end{aligned}$$

さらに、垂直方向は水平方向外乱により外枠が振動するため、吸引力がずれの二乗に比例して減少する。そこで、この減少分を打消すように外乱相殺制御を施す。そのときの制御力は次式となる。

$$\begin{aligned} U_{vi}(h, a_k, I_{vi}) &= -K_{vi}(u_d - v)^2 \\ (K_{vi} < 0, h &= u_d - v, i=2, 3) \dots\dots\dots (10) \end{aligned}$$

ここに K_{vi} は比例定数である。

5. 水平方向の制御

テーブルの水平方向に働く力は、支点1, 4の z 方

向吸引力と支点 2, 3 の x 方向復元力と垂直方向外乱相殺電流による増加力の合力により与えられ, この傾きを K , 減衰係数を C とおくと, 外乱 u_d が加わったときの水平方向の運動方程式は次式となる。

$$m\ddot{v} + C\dot{v} + Kv = C\dot{u}_d + Ku_d \quad (11)$$

水平方向外乱相殺制御は, この右辺を打消すように永電磁石 1, 4 に電流を印加する。ここで安定した Ku_d の相殺を考えると制御力は次式となる。

$$V_1(b_k, I_1) = -Ku_d \quad (12)$$

ここに

$$V_1(b_k, I_1) = V_{14}(b_k, I_1) - V_{11}(b_k, -I_1)$$

であり, V_{11} , V_{14} は支点 1, 4 での制御力である。さらに, 上記の制御によるテーブル残留変位を考え, 最適レギュレータ制御を組合せる。この仮定においてテーブルの水平方向運動方程式は次式となる。

$$\left. \begin{aligned} m\ddot{v} + C\dot{v} + Kv &= V_2(b_k, I_2) \\ V_2(b_k, I_2) &= -(f_1 v + f_2 \dot{v}) \\ &= V_{24}(b_k, I_2) - V_{21}(b_k, -I_2) \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

式(13)は式(8)と同形であり, 最適フィードバック係数は,

$$\begin{aligned} f_1 &= m(\lambda_1 \lambda_2 - p^2), \quad f_2 = m(-\lambda_1 - \lambda_2 - 2\mu) \\ (p^2 &= K/m, \quad 2\mu = C/m) \end{aligned} \quad (14)$$

となり, 4 章の方法を組合せて浮上系を制御する。な

お, 各磁気ばね定数は, 外乱を小さなものを想定していることより線形として考え, 設定位置の値を用いる。

6. 実験結果

まず式(8)~(13)にある制御力を決定する。一例として, 水平方向磁石の印加電流と制御力の関係を表 1 で与えられる浮上系に対して求めたところ図 4 の結果が得られた。図より制御力と電流の関係は本報で示した電流の範囲では線形であることがわかる。すなわち本アクチュエータを用いると変位と速度のフィードバックを互いに非干渉で重ね合わせられる利点がある。磁石と鉄を用いた吸引形アクチュエータでは, 浮上距離のみならず電流と制御力の関係も非線形となり, 線形制御は厳密な意味では適用できない。しかし本アクチュエータでは, 浮上距離に対しては非線形であるものの, 変位が小さい場合は線形制御が適用できるのが, 特徴である。したがって各制御力は次式で与えられる。

$$U_1(a_k, I_{wi}), U_{vi}(h, a_k, I_{vi}) = U_0(a_k)I_{wi}, U_0(a_k)I_{vi}$$

$$V_1(V_k, I_1), V_2(b_k, I_2) = 2V_0(b_k)I_1, 2V_0(b_k)I_2$$

$$U_0(a_k) = F_z(a_k, 1) - F_z(a_k, 0)$$

$$V_0(b_k) = F_z(b_k, 1) - F_z(b_k, 0)$$

本系はテーブルにアルミのチャンネル材を使用し,

表 1 永電磁石の諸元

Axial component of magnetization vector	$J_0 = 0.820 \text{ [wb/m}^2\text{]}$
Width of permanent magnet	$a_1 = 10 \times 10^{-3} \text{ [m]}$
Length of permanent magnet	$b_1 = 15 \times 10^{-3} \text{ [m]}$
Thickness of permanent magnet	$3 \times 10^{-3} \text{ [m]}$
Width of the coil	$a_2 = 16.5 \times 10^{-3} \text{ [m]}$
Length of the coil	$b_2 = 21.5 \times 10^{-3} \text{ [m]}$
Height of the coil	$l = 21.8 \times 10^{-3} \text{ [m]}$
Number of turn of the coil	$N = 560$
Length of the core ($z_2 - z_3$)	$L = 28 \times 10^{-3} \text{ [m]}$
Material of the core	SS41

表 2 実験に用いた諸量

m	0.5030 [kg]	C	0.188 [N·s/m]
l	$166 \times 10^{-3} \text{ [m]}$	$U_0(a_k)$	0.347 [N/A]
a_2	$43 \times 10^{-3} \text{ [m]}$	$V_0(b_k)$	0.193 [N/A]
a_3	$123 \times 10^{-3} \text{ [m]}$	g_{12}, g_{13}	1091.8 [N/m]
K	278.7 [N/m]	g_{22}, g_{23}	24.48 [N·s/m]
K_2, K_3	-352.5 [N/m]	f_1	481.4 [N/m]
K_{v2}, K_{v3}	-48578 [N/m ²]	f_2	26.5 [N·s/m]

図 4 永電磁石 2 および 3 による制御力と電流の関係 ($z_k = 6 \times 10^{-3} \text{ m}$ —: 理論値, ○, □: 実験値)

図 5 実験装置の概略

質量は支点 2, 3 の吸引力と等しくなるよう設定し、左右対称系としている。このとき、垂直方向アクチュエータの磁石間隔きは 6 mm であり、水平方向は 10 mm である。表 2 に本実験系のテーブルおよび各解析等より得られた諸元を、図 5 に実験装置の概要を示す。また、表 2 に各フィードバック係数を示す。

本系で垂直方向は先の磁石間距離の設定により初めから不安定な系となるので、非接触系を構成するため支点 2, 3 に対して 1 自由度系とし、最適レギュレータとして設計、制御する [式 (9) 参照]。図 5 の外枠が水平振動台に取付けられており、水平方向に振動する。非接触変位センサ 9 は外枠の変位を計測するものであり、センサ 8 は浮上テーブルの水平方向変位を、センサ 6, 7 は鉛直方向変位を計測する。水平方向の外乱相殺はセンサ 9 で外乱変位を計測し、水平方向のばね力に等価な逆方向の力を発生するように水平方向アクチュエータ 2, 5 にパワーアンプを通して電流を印可する [式 (12) 参照]。しかしこれだけで全周波数域の振動を絶縁することは困難であるので、さらにセンサ 8 よ

図 6 テーブルの水平方向変位の伝達率 [—: 理論値, □: 実験値(無制御), ●: 実験値(組合せ制御)]

図 7 支点 3 の垂直方向変位 [△: 実験値(最適レギュレータ), ●: 実験値(組合せ制御)]

り計測した変位信号を微分回路 15 により速度に変換し、最適レギュレータを構成して [式 (14) 参照]、変位と速度を足し合わせ、その信号をさらに先の外乱相殺信号に足し合わせて水平方向の制御を行う。

垂直方向についても同様のことを行うが、この場合、テーブルが水平方向に移動すると、浮上力が磁石のずれと非線形の関係をもって減少する。すなわちこの変動力がテーブルの上下方向の加振力すなわち外乱となる。そこで、この浮上力に等価な非線形力 [式 (10) 参照] をパーソナルコンピュータ 26 で計算し、その電流を垂直方向アクチュエータのコイルに印加する。この外乱相殺を行った場合、非線形項は理論的には消失するので、本来非線形であった系は線形な系となる。したがって、さらに鉛直方向にも最適レギュレータを構成し [式 (9) 参照]、そのフィードバック信号も鉛直方向アクチュエータのコイルに印加する。

水平、垂直両方向を外乱相殺と最適レギュレータの組合せで制御したときの、水平および垂直方向の応答を図 6 および図 7 に示す。また一次共振点付近における水平方向の時刻歴応答(実験値)を図 8 に示す。なお、外乱は $u_d = u_0 \sin \omega t$ とし、振幅は $u_0 = 0.15$ mm である。まず水平方向については、本制御法の適用により、伝達率が全周波数域にわたり 0.1 以下となっており、テーブル変位と速度を状態量として用いたときの最大伝達率である 1 より 1/10 も伝達率が小さくなっている。また垂直方向については、外乱相殺の効果はあまり大きくはないが、低周波域で若干の効果が認められる。これらの図より、本制御法の適用により、水平垂直両方向について、振動倍率を全周波数域にわたり 0.1

図 8 垂直方向外乱相殺と最適レギュレータの組合せ制御時の加振台およびテーブルの水平方向時刻歴応答曲線(実験値)

以下に抑えられることがわかる。

7. ファジィ推論による フィードバック係数の同定

実際のテーブルでは、その上に搭載される質量が変化する場合が多い。そこでテーブルに質量が搭載されることを想定し、搭載に伴う水平方向の最適フィードバック係数の変化をファジィ理論で推定する。このとき、テーブルを設定位置で釣合わせるためには、搭載質量 Δm に対し、永電磁石 2, 3 へ次式のバイアス電流を印加すればよい。

$$I_{Bi} = \frac{\Delta m_i g}{U_0(a_k)} \quad (\Delta m = \Delta m_2 + \Delta m_3, i=2, 3) \quad \dots\dots\dots (15)$$

この電流により、水平方向のばね定数を変化させることができる。本報では、 Δm を増加方向に 0.0637 kg まで考えており、表 2 のフィードバック係数 f_1, f_2 を使用したときの理論的な応答曲線に近づけることを目標とする。表 3 に搭載質量とそれに対するばね定数、および理論曲線を実現するのに必要な各フィードバック係数を示す。

これより、ファジィ変数は $\Delta m, K, f_1, f_2$ の四つとし、形を図 9 のように三角形として、図中のように規格化する。ファジィ規則は次式のように二段階に設定

表 3 ファジィ推論に用いる最適フィードバック係数の理論値

Δm (kg)	0.0	0.0212	0.0425	0.0637
K (N/m)	278.7	304.8	331.0	357.2
f_1 (N/m)	481.4	526.5	571.7	617.0
f_2 (N·s/m)	26.50	28.51	30.52	32.51

図 9 ファジィメンバーシップ関数

する。

Fuzzy rule 1

$$\left. \begin{array}{l} \text{if } \Delta m_n = \text{ZO then } K_n = \text{ZO} \\ \text{if } \Delta m_n = \text{PS then } K_n = \text{PS} \\ \text{if } \Delta m_n = \text{PM then } K_n = \text{PM} \\ \text{if } \Delta m_n = \text{PB then } K_n = \text{PB} \end{array} \right\} \dots\dots\dots (16)$$

Fuzzy rule 2

$$\left. \begin{array}{l} \text{if } \Delta m_n = \text{ZO and } K_n = \text{ZO then } \\ \quad f_{1n} = \text{ZO and } f_{2n} = \text{ZO} \\ \text{if } \Delta m_n = \text{PS and } K_n = \text{PS then } \\ \quad f_{1n} = \text{PS and } f_{2n} = \text{PS} \\ \text{if } \Delta m_n = \text{PM and } K_n = \text{PM then } \\ \quad f_{1n} = \text{PM and } f_{2n} = \text{PM} \\ \text{if } \Delta m_n = \text{PB and } K_n = \text{PB then } \\ \quad f_{1n} = \text{PB and } f_{2n} = \text{PB} \end{array} \right\} \dots\dots\dots (17)$$

ここに、各記号は ZO=zoro, PS=positive small, PM=positive medium, PB=positive big を表す。上式では、まず規則 1 で Δm に対して K を推定し、規則 2 で Δm と推定した K より f_1, f_2 を推定する。図 10 に $\Delta m=0.0637$ kg のときの修正前後の最適レギュレータ制御時の周波数応答の理論値を示す。図で、推定されたフィードバック係数を使うと、応答はかなりよく修正されている。すなわち本報で与えたファジィ推論式を制御用コンピュータに組込むことで、フィードバック係数の理論計算をその都度行うことなしに最適フィードバック係数を決定できる。上述の最適レギュレータ制御に外乱相殺制御を組合せると、応答曲線は低下し、さらに効果のあるロバストな制御が可能となる。この場合、それぞれの制御系の干渉はなく、独立に制御系を構成し、組合せられることが、本方法の特徴である。

本報では、便宜上一平面内の磁気浮上剛体棒に対して実験を行い、制御は上記の方法に基づき各支持点で単独に行っている。したがって実際のテーブルでは、

図 10 水平方向変位の伝達率(-----:理論値,:ファジィ修正なし, —:ファジィ修正後)

例えば4隅で支持した場合は、各支持点で本制御法を適用すればよい。このとき実験でも示したように、制御時のピッチング振動は非常に小さくなるので、制御系の設計では各支持点にテーブル質量を分配し、1自由度系で設計しても差支えないといえる。

8. 結 言

本研究は非接触磁気浮上防振台を考え、そのアクチュエータを提案し、制御設計に必要な磁気力の解析を行い、さらにその振動制御法を検討したものである。その内容を要約すると、

(1) 本報で提案した吸引形アクチュエータを用いると、操作力と電流の関係を線形とすることができ、すなわち変位と速度のフィードバックを非連続で行うことができる。

(2) 垂直方向を上記の永電磁石を使用し、最適レギュレータとして設計、制御すると完全非接触磁気浮上系が構成できる。

(3) 本報で提案する水平、垂直方向の外乱相殺制御に最適レギュレータを組合せる方法を用いると、水平、垂直両方向について、振動倍率を無制御時に比べ、0.1以下におさえられる。

(4) 上記制御法にファジィ推論を組合せることにより、質量変化に対応できるロバストな振動制御を行うことができる。

文 献

- (1) 藤田・ほか5名, 機論, 60-571, C (1994), 811-817.
- (2) 江連・背戸, 機論, 60-571, C (1994), 788-795.
- (3) 永井・ほか2名, 機論, 58-548, C (1992), 1018-1023.
- (4) 大亦・ほか2名, 機論, 59-561, C (1993), 1407-1412.
- (5) Nagaya, K., ほか2名, *Int. J. Appl. Electromag. Mat.*, 4 (1993), 115-122.
- (6) Nagaya, K. and Arai, N., *Trans. ASME, J. Dyn. Sys Measur. Control*, (1991), 472-478.
- (7) 長屋・杉浦, 機論, 57-544, C (1991), 3794-3799.
- (8) Nagaya, K. and Kanai, H., *J. Sound Vib.*, (1994), in press.