

UDC 621.822:
621.318.2:
621.783.062.2-562

航空宇宙技術研究所資料

TECHNICAL MEMORANDUM OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

TM-388

永久磁石を使用した吸引型磁気軸受の試作

村上 力 ・ 狼 嘉 彰
中 島 厚 ・ 木 田 隆

1979年8月

航空宇宙技術研究所
NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

目 次

1. まえがき	1
2. 磁気軸受方式	1
3. 吸引型磁気軸受の構成	2
4. 軸，半径および直交軸まわり剛性	2
4.1 軸方向剛性	2
4.2 半径方向剛性	7
4.3 直交軸まわり剛性	8
5. 軸方向制御系	9
6. 実験結果	12
7. む す び	18
文 献	19
付 録	19

永久磁石を使用した吸引型磁気軸受の試作*

村 上 力**

狼 嘉 彰**

中 島 厚**

木 田 隆**

1. まえがき

近年になって超高速磁気浮上列車に代表されるように、磁気力によって物体を浮上させるという技術の実用化が高まってきた。回転体に対しても従来の球軸受に代って、完全非接触が可能である磁気軸受が、軸受剛性が弱いという欠点を持ちつつも、長寿命、低抗力化が達成可能なため新たに見直されており、特に宇宙用機器としてその実用化の研究がされ始めた。^{1)~3)}

列車の磁気浮上方式には、反発形磁気浮上方式 (EDL: Electro Dynamic Levitation) と吸引形磁気浮上方式 (EML: Electro Magnetic Levitation) があり、^{4)~7)} 両者については既に多数の論文が発表されている。前者は、車上の超電導磁石が地上の回路に生ずるうず電流との間で生ずる反発力によって車両を浮上させるのに対し、後者は、車上におかれた電磁石 (常電導磁石) と地上レールとの間の吸引力を制御して、重力とバランスさせて浮上させるものであり、ともに新しい交通手段として実用化がはかられている。^{6), 7)} 吸引型磁気浮上の制御方式の検討については、山村らが発表している他、^{8), 9), 10)} 回転体の軸受用として佐々木、清水、松村らの研究があり、軸方向の制御に関してはほぼ理論、実験とも完了している。この他磁気軸受には、能動制御を必要としない LCR 共振回路を利用したものがあり、ジャイロや加速度計の出力軸受など、^{11), 12)} 比較的軽量物の支持に用いられている。

このようにして、我が国においても磁気浮上に関して理論、実験の両面にわたってさまざまな研究開発が行なわれており、最近では特に数値解法により磁束分布を求め、^{13), 14)} 今までマクロ的に見てきた力の発生機構を、ミクロ的に研究する傾向にある。しかしこのような背景があるにもかかわらず、磁気軸受が今までの球軸受にとって代わるという状態になっていないし、またその可能性についても深く探求した論文は見あたらない。その主な理由は強力な能動制御をしない限り負荷能力が極端に小さいこと、装置が複雑になるなどのために、地上においては実

用の可能性が少ないからと思われる。一方、宇宙用機器としてみた場合、無重力 (従って負荷能力は低くてよい)、高真空 (球軸受では超高真空に長時間耐える潤滑方式がむずかしく、潤滑剤の選択、蒸発防止の問題があるが、磁気軸受ではこの問題が無い) という環境下で動作し、長寿命、低摩擦トルクが達成可能であるという面からみても、従来の球軸受よりも磁気軸受の方がより適している面が多いと思われる。

本論文は、永久磁石と電磁石を併用した宇宙機器用吸引型磁気軸受の設計およびそれに基づいて製作した試作品の特性について述べる。本方式の特長は、軸方向制御、径方向無制御により、定常状態で重力の有無によらずほとんど電磁石の消費電力が零で磁気浮上が可能なこと、軸受部をコンパクトにまとめることができたことなどである。試作品の性能を測定した結果、設計値、数値解析値とも比較的によく一致し、本方式による磁気軸受の基本的設計手法が確立された。

2. 磁気軸受方式

磁気軸受方式は図1に示すように種々のタイプがあり、その使用目的に応じて方式を決定しなければならない。一部接触方式は、磁気力によって回転体の大部分の重量を支え、残りの重量と磁気による不平衡力を機械式軸受で支える方式であり、機械的軸受の負担を大幅に軽減することができる。応用例として、遠心分離機に早くから

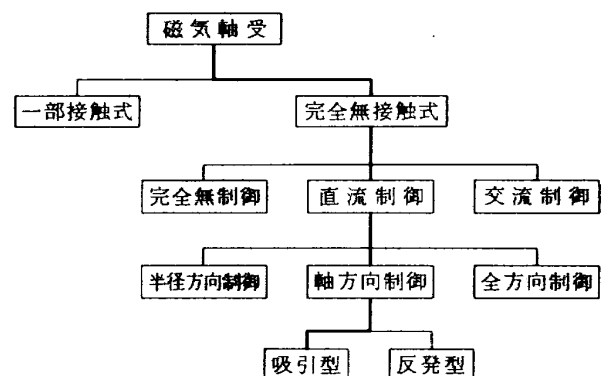


図1 磁気軸受の分類

* 1979年7月5日受付

** 宇宙研究グループ

実用されている。完全無接触方式には大別して完全無制御、直流制御、交流制御がある。完全無制御は、通常の永久磁石の組合わせだけでは理論的に不可能 (Earnshaw の定理) である。しかし反磁性体あるいは超伝導を利用すれば可能となる。現存の反磁性物質では十分な軸受剛性は得られず、また超伝導では大がかりな冷却装置が必要となるため実用にはなりにくいのが現状である。交流制御は、LC 共振回路と電磁石を併用するものであり、回転体の変位によるインダクタンスの変化を利用し、電磁石の励磁電流変化で発生する復元力で自己平衡性を持たせる方式である。直流制御は更に細分され、制御系自由度により軸方向制御 (1 自由度)、半径方向制御 (4 自由度)、全方向制御 (5 自由度) に分類され、それぞれ性能には長短がある。永久磁石の吸引力を使うか反発力を使うかで 2 分されるが、前者の方が負荷能力がすぐれており、漏洩磁束が少ないなどの利点をも有している。

表 1 は諸外国で開発された磁気軸受を用いた人工衛星姿勢制御用ホイールの主な仕様である。詳細な解説は他に譲るとして、軸受方式としては軸方向制御が大多数を占めている。その理由は、最も簡単でかつ消費電力が少なく、信頼性が高いためである。

3. 吸引型磁気軸受の構成

試作した吸引形磁気軸受の外観、断面を図 2 に示す。基本構成は軸方向に着磁された 2 個のリング状永久磁石と磁路を形成するヨーク②および⑥、永久磁石のみでは不安定平衡点しか得られないのでそれを安定化させるための電磁石⑧、軸方向の変位を検出するための位置センサ⑩、非動作時並びに非常時用のタッチダウンベアリング⑨および駆動用モータ④、⑤、⑪から成る。①および③は上下タッチダウンサポートで、この部分でタッチダウンベアリングと接触し、ロータ、ステータ磁極同士が直接接触するのを防いでいる。

永久磁石は保持力が大きく、減磁界中でも安定な希土類永久磁石 (SmCo_5) を使用し、ロータ・ステータ間のギャップ G_1 , G_2 , G_3 および G_4 に磁束を供給する。ギャップ部では剛性を増すために磁束密度を上げなければならないが、そのために磁極を分割した溝つき構造にし、対向面積を小さくして磁束が集中するようにしてある (G_1 , G_2 各々の歯数は 2)。磁気回路は⑦、⑥および②で形成されるループが電磁石をはさんで a (空隙 $G_1 \rightarrow$ 継鉄②_a \rightarrow 空隙 G_2)、b (空隙 $G_4 \rightarrow$ 継鉄⑥_b \rightarrow 空隙 G_3) と 2 回路あり、更に⑧、⑥および②_c で形成される電磁石のループの合計 3 ループより成る 3 ループ方式と言われるものである。この方式の特長は、電磁石の作る磁束が

磁気抵抗の大きな永久磁石の内部を通らずに、ギャップ G_3 および G_4 のみを通り、永久磁石の作る直流磁場を変調して制御し、制御電流 (電磁石励磁電流) に対する制御力の線形性が良く、剛性も直流磁場に比例するため高ゲインが得られるなどの利点を有することにある。位置センサは軸方向の変位を検出し、その信号は軸方向制御系ループ内に組み入れられるが、角変位 (軸方向と直交する軸、以下直交軸と略称、まわりの変位) を検出しないように 2 個のセンサを互いに 180° へだてて配置してある。駆動用モータにはアイアンレス・ブラシレス直流モータを使用した。モータロータは永久磁石 (10 極) とそれに対向して磁気回路を形成するヨークより成り、両者の空隙に巻線のみから成るモータステータ (磁性材を含まず) を固定している。ブラシレス直流モータであるため回転位置検出器が必要であり、そのために磁気素子 (ここではホール素子) を使用している。磁気軸受で支持されたホイール等は球軸受のそれと違って次の 2 つの理由により、アイアンレスモータ以外は使用できない。

- (i) モータステータ側に磁性材があると、ロータ・ステータ間に不平衡吸引力が作用し、磁気軸受剛性を弱める。
- (ii) ステータ側からみるとモータロータの回転に伴って磁束が交番するため鉄損が生ずる。この値は磁気軸受で生ずるそれに比べて 1 桁以上大きい。

各部構成要素の材質、重量および寸法等を表 2 に示す。

4. 軸、半径および直交軸まわり剛性

磁気軸受においては回転軸を除いた他の 5 つの自由度を拘束しなければならない。つまり回転軸を Z 軸、それと直角方向に右手系を構成するように X, Y 軸をとると、Z 軸まわりのみ回転可能で、X, Y および Z 軸方向の並進運動および X, Y 軸まわりの回転運動を拘束する。以下、Z 軸方向の並進運動を拘束する剛性を軸方向剛性、X および Y 軸方向の並進運動を拘束する剛性を半径方向剛性、X および Y 軸まわりの回転運動を拘束する剛性を直交軸まわり剛性と称することにする。本試作機で採用した方式では、既に述べたように軸方向剛性のみを能動的に得、半径および直交軸まわり剛性を受動的に発生させるものである。以下、各剛性を解析的および数値的に解いたので述べる。

4.1 軸方向剛性 (Axial Stiffness)

軸方向剛性は軸方向制御系により能動的に得られるが、永久磁石の吸引力のみによる軸方向の力は不安定であるため、特にこれを前者と分離して軸方向不平衡剛性と称

表 1. 磁気軸受を用いた姿勢制御用ホイール

開 発 機 関 (国 名)	製 作 メ ー カ	年 度	開発の 段 階 注 1)	主 な 仕 様			備 考		
				角運動量 [N・m・S]	回 転 数 [rpm]	消費電力 [Watt]		重量[kg] 寸 法[mm]	タ イ プ
NASA/GSFC (USA)	Cambion	1970	BBM	4.4	12,000	20	(3.6)	rp/aa	電磁石のみ使用 センサはホト・セル
" (USA)	"	"	BBM	-	-	-	$W_R = 0.72$ 76.2 φ	rp/aa	永久磁石を併用
INTELSAT (USA)	"	1971	BBM	33.9	12,000	2.5	$W = 10$ $W_R = 4$	rp/aa (Sm-Co)	" 3 重ループ " 採用 " ゼロ・パワ " ホール
NASA/GSFC (USA)	General Electric	1973	BBM	84.1	-	<10	-	ra/ap (Sm-Co)	CMG応用
NASA/LRC (USA)	BBRC/Cambion	1974	BBM	4000	3,000	-	$W_R = 22.5$ 1650 φ	rp/aa Wheel	Energy Storage にも 応用
- (USA)	Sperry	1974	BBM	813	7,600	Ave = 5 Max = 12	$W_R = 28.8$	rp/aa (Sm-Co)	" 3 重ループ "
JPL (USA)	"	1976	EM	0.7	-700~+700	Ave = 4.5 Max < 11	$W = 4.1$ 225 φ × 155	rp/aa (Sm-Co)	冗長エレクトロニクス を含む
INTELSAT	Aerospatiale	1976	EM	100	24,000 ± 10 %	5 ~ 8	$W = 11$ $W_R = 7.5$	rp/aa (Sm-Co)	ダンパ (ζ = 0.05)
ESA/CNES INTELSAT	"	1977	EM	50	7,700 (- 70 to 30 %)	Ave ≤ 11 Max < 105	$W = 13.1$	rp/aa (Sm-Co)	冗長系, ケーシングを 含む
" (France, Holland)	"	1977	EM	2.0	-3,000~ +3,000	Ave = 3.5 Max ≤ 50	$W = 3.3$ 250 φ × 120	rp/aa (Sm-Co)	同 上
Dept. of Ind. (UK)	Hawker Siddeley Dynamics	1977	EM (BBM)	50	6,400 ± 10 %	Ave = 9.0 Max = 100	$W = 7.7$	rp/aa (Sm-Co)	ロンチ・ロック装置ダ ンパを含む
- (W. Germany)	TELDIX COMSAT	1977	EM	100	16,000	Ave = 13	$W = 9.2$ 306 φ × 180	5-axis Active	± 0.57° のジンパリン グ可能

注1) BBM = Bread-Board Model

EM = Engineering Model

 W_R = ロータのみの重量

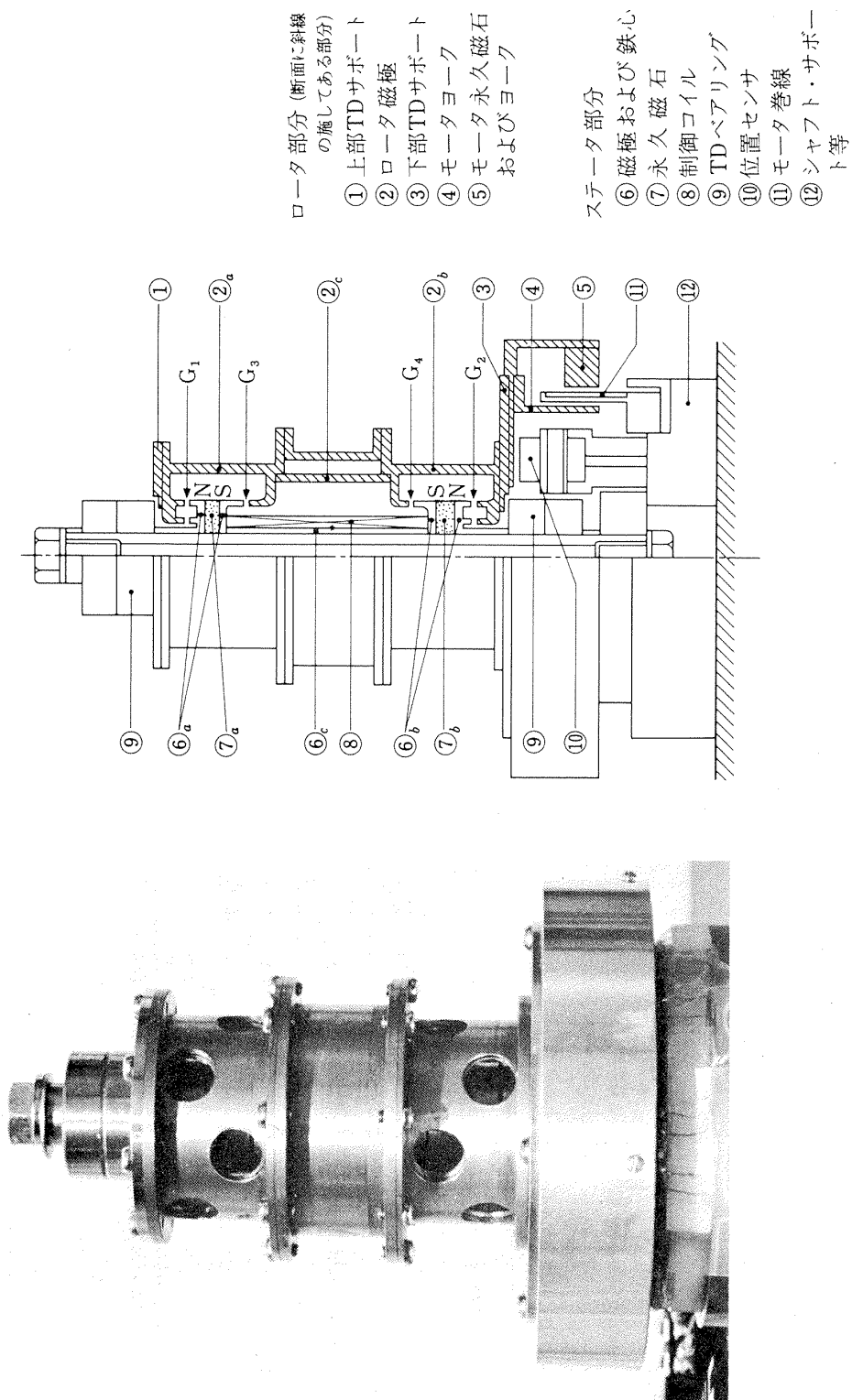


図 2 試 作 機

表 2. 試作機各部の材質

名 称	材 質	重量 (g)	図 2 中の該当番号
ロータ部分		628	
上部 TD サポート	SUS-27	30	①
下部 TD サポート	SUS-27	86	③
ロータ磁極	電磁軟鉄 (住特金 F20)	304	②
モータヨーク	SS-41	58	④
モータ永久磁石	SmCo ₅ (ハイコレックス 18B)	} 150	⑤
およびヨーク	SS-41		
ステータ部分			
磁極および鉄心	電磁軟鉄	950	⑥
永久磁石	SmCo ₅		⑦
制御コイル	(0.4mmφ, 215 ターン)		⑧
TD ベ어링	(NSK 7000C DB)		⑨
位置センサ	渦電流センサ (リード SH-110)		⑩
モータ巻線	(2 相巻)		⑪
シャフト・サポート等	SUS-27		

する。つまり軸方向剛性は永久磁石の発生する不平衡力に制御ループを組み込んで得られる。この制御ループについては次章で述べる。

機能的磁気回路を図 3 a) に示す。以下、図 3 a) を参照しながら解析する。軸方向不平衡力 F_u は、ギャップ G_i における磁束密度を B_i 、磁極断面積を S_i (以上 $i = 1 \sim 4$) とし、ギャップ透磁率を μ_0 とすると

$$F_u = \frac{1}{2\mu_0} [(S_1 B_1^2 + S_4 B_4^2) - (S_2 B_2^2 + S_3 B_3^2)] \quad (1)$$

で表わされる。ところでギャップ磁束密度は永久磁石の寸法、ギャップを含む磁気回路の幾何学的形状により異なり、任意の磁気回路におけるギャップの磁束密度を解析的に求めることは難しい。特に困難である原因は漏洩磁束が存在し、しかも磁束密度によって透磁率が変化し、漏洩の様子も非線形に変化するからである。ギャップおよび磁気回路周辺空間の磁束分布 (漏洩磁束) を求めるためには、磁気回路の磁気抵抗あるいは逆数で表わされるパーミアンスを求めなければならない。厳密解はラプラス方程式を解けばよいが、解析的に解くことはできないので、数値計算 (例えば緩和法、有限要素法などを用いた計算機シミュレーション) が必要となる。従って解析的に解く場合、これよりもより簡便で実用上十分な近似を有する方法として、磁路空間を限定されたいくつかの簡単な幾何学的図形 (例えば半円柱、半中空円柱、4 分球、4 分球殻など) に分割し、その平均磁路長および断面積から

直接パーミアンスを求める Roters の方法を利用するのが得策である。(1) 式を求めるために以下の手順に従う。

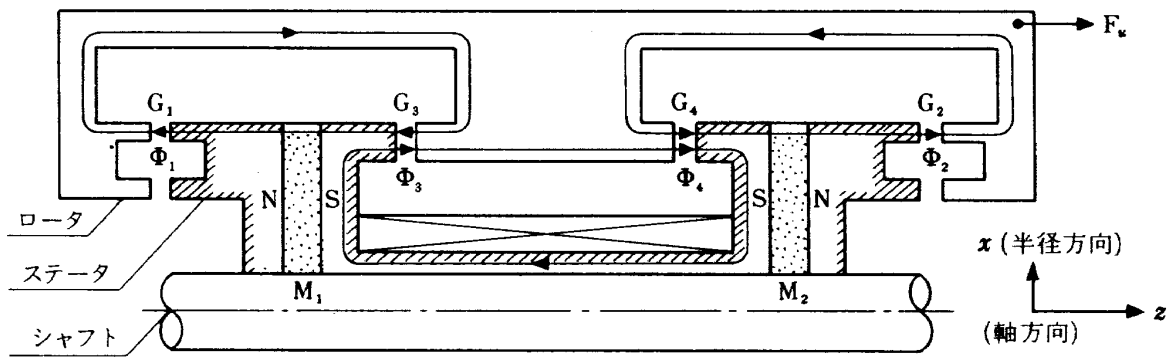
(i) ギャップおよび空間のパーミアンスを Roters の方法により求め、その逆数である磁気抵抗を求める。例えば図 2 のギャップ G_1 を含む空間のパーミアンス P_1 は

$$P_1 = \mu_0 \frac{\sum_{i=1}^2 S_i}{l_g} + 0.264 \mu_0 \sum_{i=1}^4 l_i + 0.64 \mu_0 \frac{\sum_{i=1}^4 l_i}{\frac{l_g}{L} + 1} \quad (2)$$

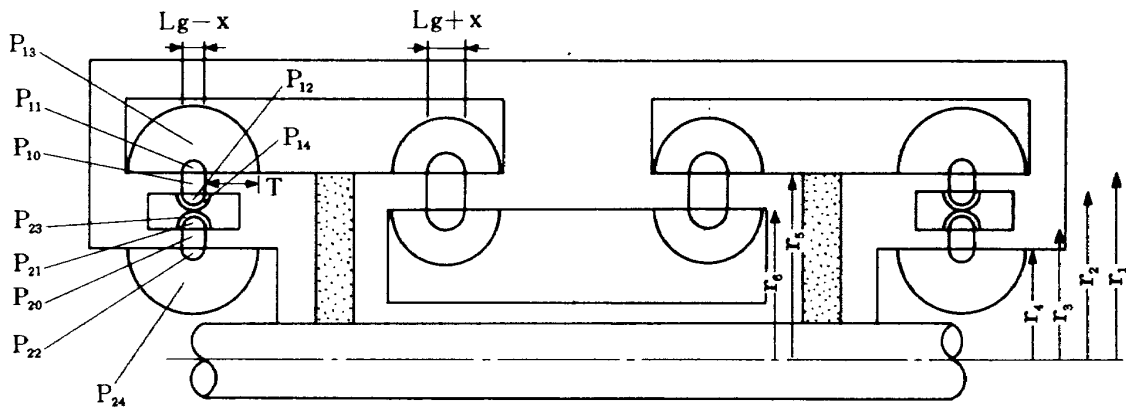
となる。ここで l_g はギャップ長、 S_i は磁極断面積、 l_i 、 L は磁極部の幾何学的図形により決定される寸法である (図 3 b) 参照)。第 1 項は軸方向不平衡剛性に寄与する磁束空間のパーミアンスであり、第 2、第 3 項が漏洩磁束空間のパーミアンスである。従って例えば磁気抵抗 R_1 は

$$R_1 = \frac{1}{P_1} \approx R_{10} (1 - \epsilon_1 \xi) \quad (3)$$

となり、 $\xi \triangleq z/l_g$ (z : 軸方向変位) の一次関数として近似させる。但し $\xi \ll 1$ の微小変位とする。 R_{10} は定数、 ϵ_1 は漏洩磁束空間のパーミアンスの比で表わされる。他のギャップについても同様に求まる。一方、漏洩係数 $f_i \triangleq P_i / (\text{ギャップ } G_i \text{ のパーミアンス})$ と定義すると、これも磁気抵抗と同様に ξ の一次関数とし



(a) 機能的磁気回路



(b) 空隙部漏洩磁束

図 3 磁気軸受の磁気回路

て表わし得るが、 ε が微小ならば近似的にはほぼ定数とみなせる。ギャップ G_2 , G_3 及び G_4 についても同様である。

- (iii) 磁束 Φ_i ($i=1\sim 4$) を求める。求め方としては磁気回路を電氣的等価回路に置き変えて (磁束 $\Phi \leftrightarrow$ 電流 I , 磁気抵抗 $R \leftrightarrow$ 電気抵抗 r , 起磁力 $E \leftrightarrow$ 電圧 v), キルヒホッフの法則を適用する。その結果, 例えばギャップ G_1 を通る磁束の総量 Φ_1 は

$$\Phi_1 = \frac{1}{R_{30}(R_{10}+R_{30}+r')(2R_{10}+R_{30}+2r)} \cdot \left[2R_{30}(R_{10}+r') \left\{ 1 + \frac{R_{10}\varepsilon_1}{R_{10}+r'} \varepsilon \right\} E'_m + (R_{10}+R_{30}+r') R_{30} (1 + \varepsilon_2 \varepsilon) E_c \right] \quad (4)$$

となる。ここで $r' = r / (1 + r/R_{mL})$, $E'_m = E_m / (1 + r/R_{mL})$, E_m , r は永久磁石の起磁力および内部リラクタンス, R_{mL} は永久磁石が持つ固有の磁気漏洩抵抗, E_c は電磁石の作る起磁力である。

- (iii) ギャップ磁束密度 B_i は

$$B_i = \frac{1}{S_i} \cdot \Phi_i \cdot \frac{1}{f_i} \quad (i=1\sim 4) \quad (5)$$

より求まる。

以上, (i)~(iii) から B_i ($i=1\sim 4$) を求め, (1) 式に代入することにより軸方向不平衡力が求まる。従って軸方向不平衡剛性 K_u は

$$K_u = \frac{\partial F_u}{\partial \xi} \cdot \frac{\partial \xi}{\partial z} \Big|_{z=0, E_c=0} = \frac{8R_{30}^2(R_{10}+r')^2 E_m'^2}{R_{30}^2(R_{10}+R_{30}+r')(2R_{10}+R_{30}+2r)^2 l_g \mu_0} \cdot \left[\frac{R_{10}\varepsilon_1}{S_1 f_1^2 (R_{10}+r')} + \frac{\varepsilon_3}{S_3 f_3^2} \right] \quad (6)$$

となる。尚, 詳細については文献(16)を参照されたい。電磁石の単位アンペアターン当りの復元力 K_c は次式で求まる。

$$K_c = \frac{\partial F_u}{\partial E_c} \Big|_{z=0} = \frac{E'_m}{\mu_0 (R_{10}+R_{30}+r')} \cdot \left[\frac{1}{R_{30} S_3 f_3^2} + \frac{1}{(R_{10}+r') S_1 f_1^2} \right] \quad (7)$$

4.2 半径方向剛性 (Radial Stiffness)

半径方向剛性は、各ギャップにおいて漏洩磁束分布パターンが半径方向変位に対して変化し、その歪みによって復元力が受動的に発生することにより得られる。この復元力の解析的解法の1つとして、やはり漏洩磁束空間のパーミアンスを求め、半径方向変位に対するパーミアンスの変化割合から求めることもできる。この方法によりステップモータの回転力を解析的に解いた文献もある¹⁷⁾。しかし実測値とはかなり異なり、変位が小さい程この誤差は著しく大きくなる傾向であった。その原因として文献17)では、(i)鉄心の飽和の影響、(ii)磁束分布が正確に求められないこと、(iii)機械工作上的の寸法誤差を挙げている。(i)に関しては、モータの場合、比較的最大磁束密度の小さい珪素鋼板を使用するため問題となるが、磁気軸受では鉄損はほとんど考えなくてよいので、最大磁束密度2[T]以上の電磁軟鉄を使用することが可能で、飽和の問題はあまり無いように思える。(ii)に関して、磁束分布がパーミアンス法で正確に評価できるかが問題になる。事実、同文献において漏洩磁束分布を1/4円と直線で近似してパーミアンスを求めており、この仮定が実際の分布とかなり異なっている。この方法により磁気軸受にも応用して計算してみたところ、¹⁶⁾実際より約2倍大きな力が出る結果となった。但し、可能性として、磁束分布の仮定をより実際に近い分布になるよう数式化(例えばRotersの方法の改良あるいは等角写像等の解析)すれば、この誤差は少なくなると思われるが、計算が非常に煩雑となり、また解析的にも解けなくなる。(iii)による影響は微少と思われる。

以上から、半径方向の剛性を求める場合、パーミアンス法で解析的に解こうとすると誤差が大きく実用に供しないので数値計算により求めることとする。尚、詳細については文献16)を参照されたい。但し符号など多少異なっている。

4.2.1 数値解法による磁束分布

空隙部の磁場空間は2次元平面を考えれば、ラプラス方程式

$$\nabla^2 U = \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) U = 0 \quad (8)$$

で記述される。ここで U は磁気ポテンシャルである。(8)式の解法は空間を 32×40 のメッシュに切り、緩和法によって格子点 (i, j) の磁気ポテンシャル $U(i, j)$ を求める。即ち

$$U^{n+1}(i, j) = U^n(i, j) + \omega \left[\{ U^n(i+1, j) + U^n(i-1, j) + U^n(i, j+1) + U^n(i, j-1) \} / 4 - U^n(i, j) \right] \quad (9)$$

ここで $n, n+1$ は繰り返し順序を示す添字であり、 ω は加速係数である($\omega=1.8$ で十分な収束速さを得た)。従って磁界の強さ H の x, z 成分 H_x, H_z はそれぞれ

$$H_x(i, j) = \frac{1}{2d} [U(i+1, j) - U(i-1, j)] \quad (10)$$

$$H_z(i, j) = \frac{1}{2d} [U(i, j+1) - U(i, j-1)] \quad (11)$$

で求まる。ここで d は格子幅である。結局、磁力線は H に沿って流れるので次式で表わされる微分方程式

$$\frac{dx}{ds} = H_x(x, z) \quad (12)$$

$$\frac{dz}{ds} = H_z(x, z) \quad (13)$$

を解くことにより求まる。但し ds は磁力線接続方向の微少増分、 $H_x(x, z), H_z(x, z)$ は点 (x, z) を囲む4個の格子点上の値 $H_x(i, j), H_z(i, j)$ から補間して求める。微分方程式の解法はRKG法で行なう。

半径方向に変位した時の磁束分布の計算結果を図4に示す。参考として付図1に鉄粉による磁力線分布を示す。

4.2.2 半径方向復元力および剛性の発生

前節では空隙部の磁束分布を求めたが、次に半径方向復元力がどのようにして発生するか考察しなければならない。図4を参照しながら説明する。対向磁極(ロータ磁極およびステータ磁極)間に半径方向変位 l があると一方の磁極面から出た磁束は他方の磁極の側面に入る。つまりステータ磁極の x_0 の幅から出た磁束 $\Phi_{r,1}$ は、ロータ磁極の側面 z_0 の幅の間に流入する。この他に、一方の磁極面から他方の磁極面に、一方の側面から他方の側面に流入する磁束はあるが、前者は軸方向吸引力のみに寄与し、後者は各磁極側面から対称に磁束が流出入するた

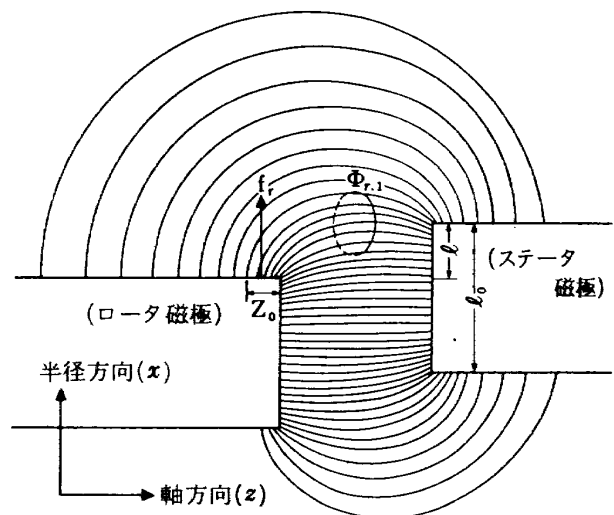


図4 半径方向に変位した時の磁力線分布

め力は相殺される。従って歪曲された磁束 $\Phi_{r,1}$ による吸引力 f_r のみが半径方向成分を持つ力となる。この f_r をロータ磁極の作用面に沿って積分すれば半径方向の復元力 $F_r = (F_{rx}, F_{ry})$ が求まる。計算を簡単にするために半径方向変位を $x=a, y=0$, つまり x 方向のみの変位があった時の F_r を求めてみる。この時, f_r の作用する点を極座標 (r_0, θ) で表わすと, 偏角 θ における対向磁極の半径方向変位 l は

$$l \simeq -a \cos \theta - \frac{1}{2r_0} a^2 \sin^2 \theta \quad (\cos \theta < 0) \quad (14)$$

と近似できる。但し $a/r_0 \ll 1$ と仮定した。一方, 単位周長 $ds = r_0 d\theta$ に作用する吸引力 f_r は l にほぼ比例, 即ち,

$$f_r = k_r l \quad (k_r: \text{比例定数}) \quad (15)$$

と仮定すると

$$\begin{aligned} F_{rx} &= 2 \int_{\theta_1}^{\pi} f_r \cos \theta \cdot r_0 d\theta \\ &\simeq -\frac{1}{2} k_r \pi a r_0 \end{aligned} \quad (16)$$

$$\begin{aligned} F_{ry} &= \int_{\theta_1}^{2\pi-\theta_1} f_r \sin \theta \cdot r_0 d\theta \\ &= 0 \end{aligned} \quad (17)$$

となる。但し, $\theta_1 \simeq \cos^{-1}(-a/2r_0) \simeq \pi/2, a^2/4r_0^2 \ll 1$ と仮定する。従って x 方向のみの変位に対しては $F_{ry} = 0$ となる。対称性から明らかに y 方向のみの変位の時 $F_{rx} \simeq 0$ となる。

半径 r_n の磁極外周に作用する単位周長当りの力を $k_r^{(n)}$ とすると, 復元力 F_r は一般に

$$F_r = -\pi a \sum_{n=1}^N k_r^{(n)} r_n \quad (18)$$

と表わされる。ここで N は対向磁極の数を表わし, 従って N が大きい程半径方向復元力も大きくなることがわかる。半径方向剛性は

$$\begin{aligned} K_r &= \frac{\partial F_r}{\partial a} \\ &= -\pi \sum_{n=1}^N k_r^{(n)} r_n \end{aligned} \quad (19)$$

として求まる。

ところで(18)式において, $k_r^{(n)}$ はいまだ未知数である。 f_r は他方, Maxwellの応力として

$$f_{rc} = \frac{1}{2} \mu_0 \int_0^{z_0} H_x^2 dz \quad (20)$$

として与えられる。(15)式で求まる f_r と区別するため, 数値計算によって求まる f_r を特に f_{rc} とする。 z_0 は図4に示すように磁束分布がわからないと求まらない。従って4.2.1節で述べたような方法で磁束分布を求め f_{rc} を計算する。変位 l に対する f_{rc} の変化を求めた結果, 比例関係にあり, この結果は(15)式の仮定が正しいことを示すと同時に, (15)式, (20)式より比例定数 k_r が求まる。しかし k_r は更に空隙の磁束密度(あるいは磁界)の関数になっているので, 軸受構造が変わって磁束密度が変化する毎に, 数値計算を行なって(20)式を求めなければならない。構造が根本的に変わらなければ次の方法でその煩雑さを避けることができる。つまり半径方向変位ゼロの時の単位周長当りの軸方向吸引力 f_0 で規格化する方法をとる。 f_0 はMaxwellの応力として

$$f_0 = \frac{1}{2} \mu_0 H_0^2 l_0 \quad (21)$$

で表わされる。ここで H_0 は対向磁極間空隙の磁界である。従って f_{rc}/f_0 と l/l_0 の関係を求めると比例関係にあり, その定数は試作機の磁極では0.4となった。¹⁶⁾ 従って

$$f_r = f_{rc} \quad (22)$$

$$\frac{f_{rc}}{f_0} = 0.4 \frac{l}{l_0} \quad (23)$$

および(15)式より

$$k_r = 0.4 \frac{f_0}{l_0} \quad (24)$$

となり, (18)式, (19)式に代入すると半径方向復元力および剛性は

$$F_r = -0.4 \frac{f_0}{l_0} \pi a \sum_{n=1}^N r_n \quad (25)$$

$$K_r = -0.4 \frac{f_0}{l_0} \pi \sum_{n=1}^N r_n \quad (26)$$

となる。上2式は単位周長当りの軸方向吸引力 f_0 を求める(これは比較的簡単に求まる)ことにより, 半径方向の復元力, 剛性が求まることを表わしている。但し, 上式より求まる値は軸方向平衡点付近における値であり, また半径方向変位による空隙磁束密度の変動は充分小さいものとした。

4.3 直交軸まわり剛性 (Angular Stiffness) K_θ

4.1 および 4.2 においては並進運動に対する拘束力を述べたが, ここでは z 軸まわりを除いた回転運動を拘束する直交軸まわり剛性について述べる。この剛性はクロ

スアキスレート (Cross-axis rate) を規定する。一般に回転体に外部より任意の方向から角速度を与えると、回転体の持っている角運動量ベクトルと角速度ベクトルのベクトル積で表わされるトルクが、右手系直交 3 軸をなす残りの軸方向に発生する。従ってこの発生トルクが磁気軸受の持つ剛性よりも大きいと、ロータ部とステータ部が接触してしまう。このような状態を避けるために許容クロスアキスレートがあり、磁気軸受では一般にこの値を制限している。ところで剛性の大きさは磁気軸受の構造から定まり、モータの無い時、図 1 の構造を持つ試作機では次式で表わされる¹⁹⁾。

$$K_{\theta} = 2K_r \left[L_1^2 \cos^2 r_1 \left(\frac{K_u}{K_r} \tan^2 r_1 - 1 \right) + L_2^2 \cos^2 r_2 \left(\frac{K_u}{K_r} \tan^2 r_2 - 1 \right) \right] \quad (20)$$

ここで K_u , K_r は既に述べた軸方向、半径方向剛性, L_i , r_i ($i=1, 2$) はそれぞれロータ重心からロータの作用点までの距離および重心-作用点と中心軸 (回転軸) とのなす角度である。上式より K_{θ} を大きくしようとするためには、角度 $r_{i,j}$ を小さくかつ K_r/K_u を大きくする必要がある。

5. 軸方向制御系

図 5 に軸方向制御系のブロック線図を示す。制御対象である軸受部分は本質的に不安定な系である。軸方向変位をうず電流センサで検出し、進み補償回路を通じて制御コイルを励磁し制御力を得て安定化される。軸受部の共振周期は、永久磁石による不平衡剛性の強さの割にはロータ重量が軽いため、数 [msec] のオーダーであり、安定な制御系を得るためには制御コイルの時定数をこれ以下にしなければならない。そのため制御コイルパワー

アンプにコイル電流フィードバックを行なって、コイル時定数 τ_c' を数十 [μsec] に改善している。図 6 に $\tau_c' = 20$ [μsec] と 80 [μsec] の場合の根軌跡を示す。この図は、わかりやすくするために実軸を虚軸に比して 5 倍のスケールで描いてある。図 7 (a)~(d) に軸方向制御回路を示す。表 3 に制御パラメータの数値を示す。

次にゼロパワー (Zero Power) 方式について説明する。図 5 で制御コイル電流センサ出力が積分器を通してパワーアンプに正帰環されている。これは一定外力の時は常にコイル制御電流が零になるように作用し、電磁石消費

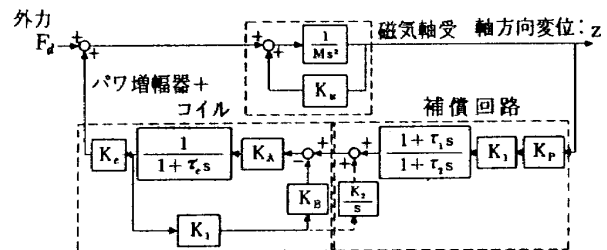


図 5 制御系ブロック線図

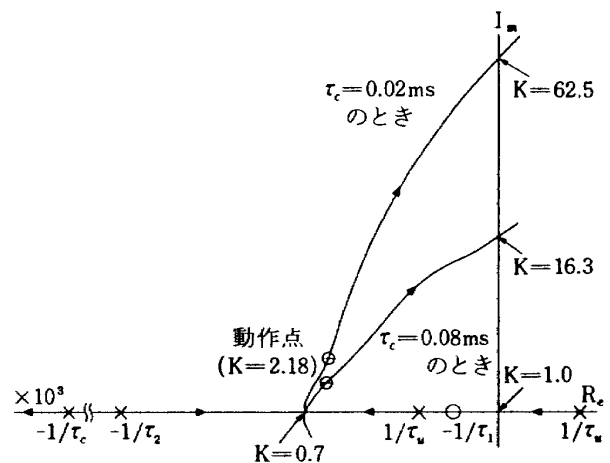
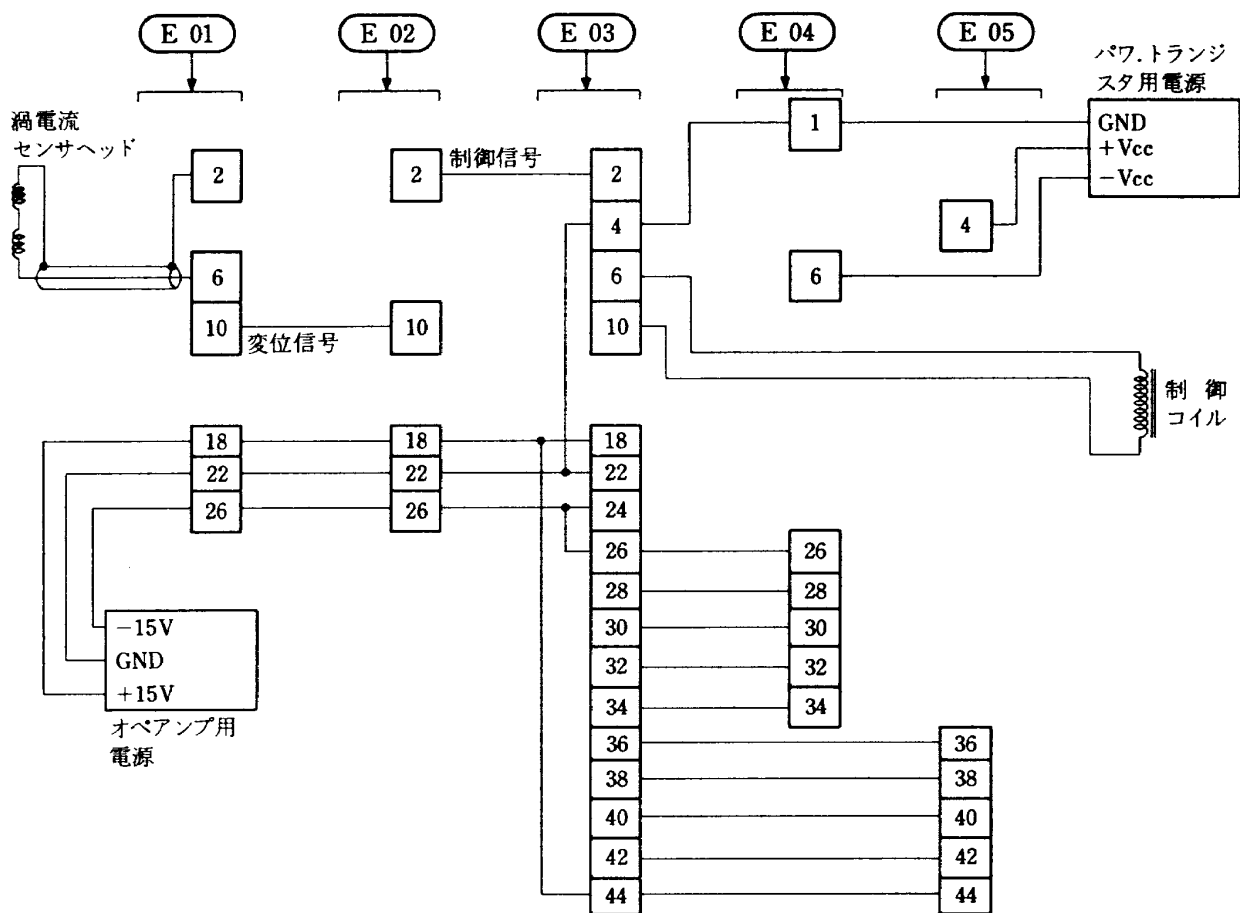


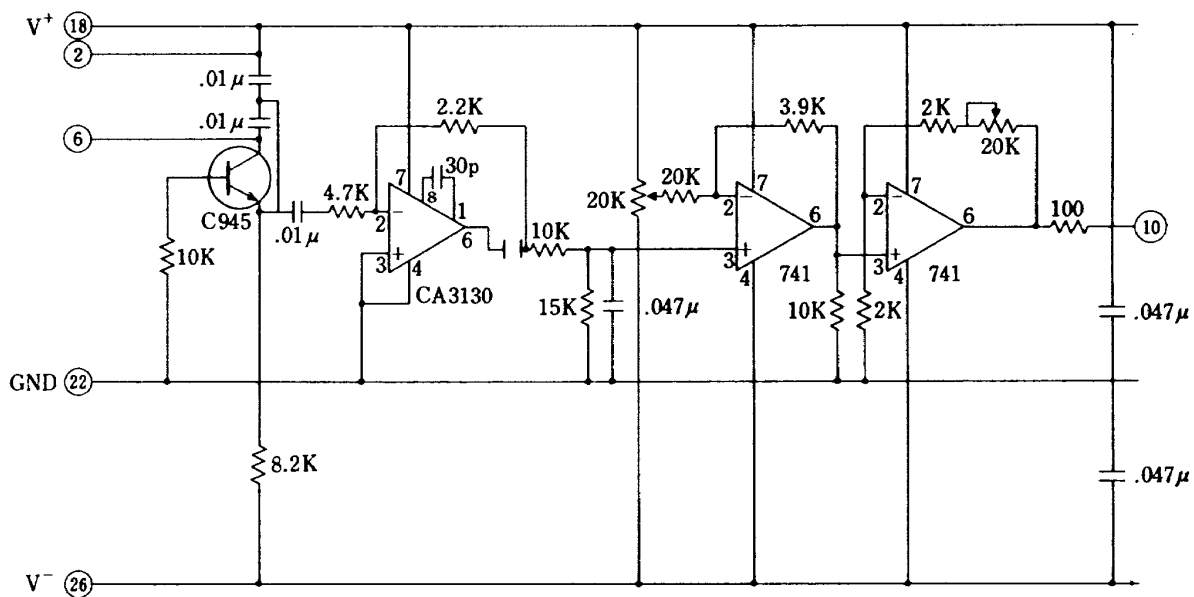
図 6 軸方向制御系の根軌跡
(実軸は虚軸に比し 5 倍のスケール)

表 3. 制 御 パ ラ メ ー タ

パ ラ メ ー タ	数 値	単 位
不平衡剛性 (K_u)	7.2×10^4	N/m
位置センサゲイン (K_p)	11.5×10^3	V/m
補 償		
ゲ イ ン (K_1)	1.26	V/V
進み時定数 (τ_1)	4.7	ms
遅れ時定数 (τ_2)	0.51	ms
パワーアンプゲイン (K_A)	0.95	A/V
制御コイルゲイン (K_C)	11.1	N/A

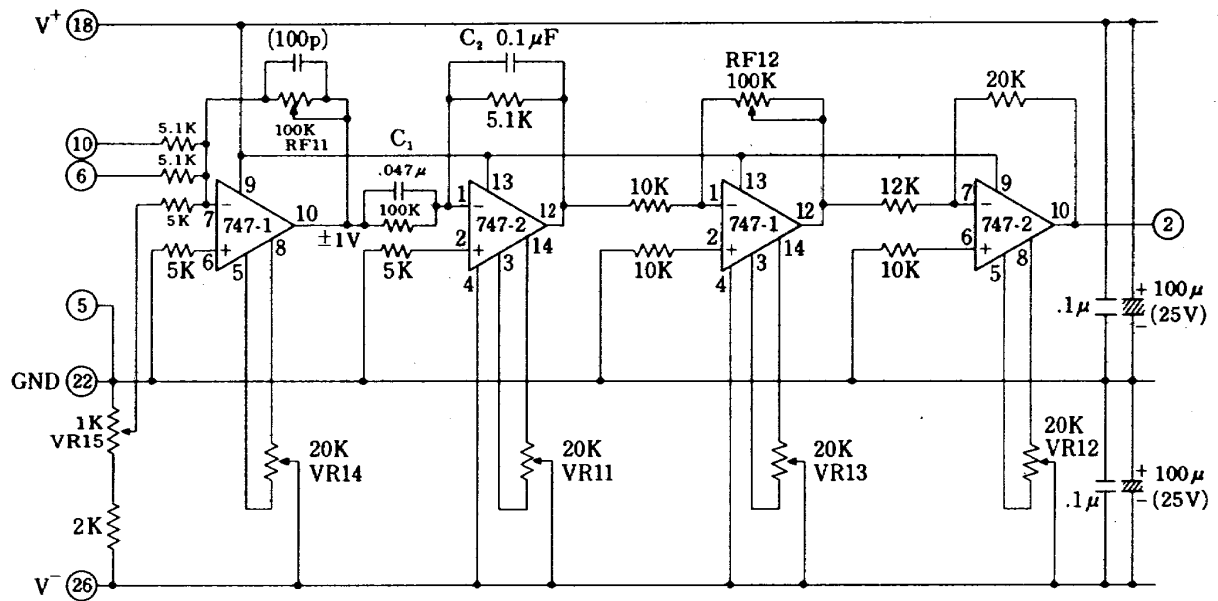


(a) 結線図(E01~E05はプリント板番号)

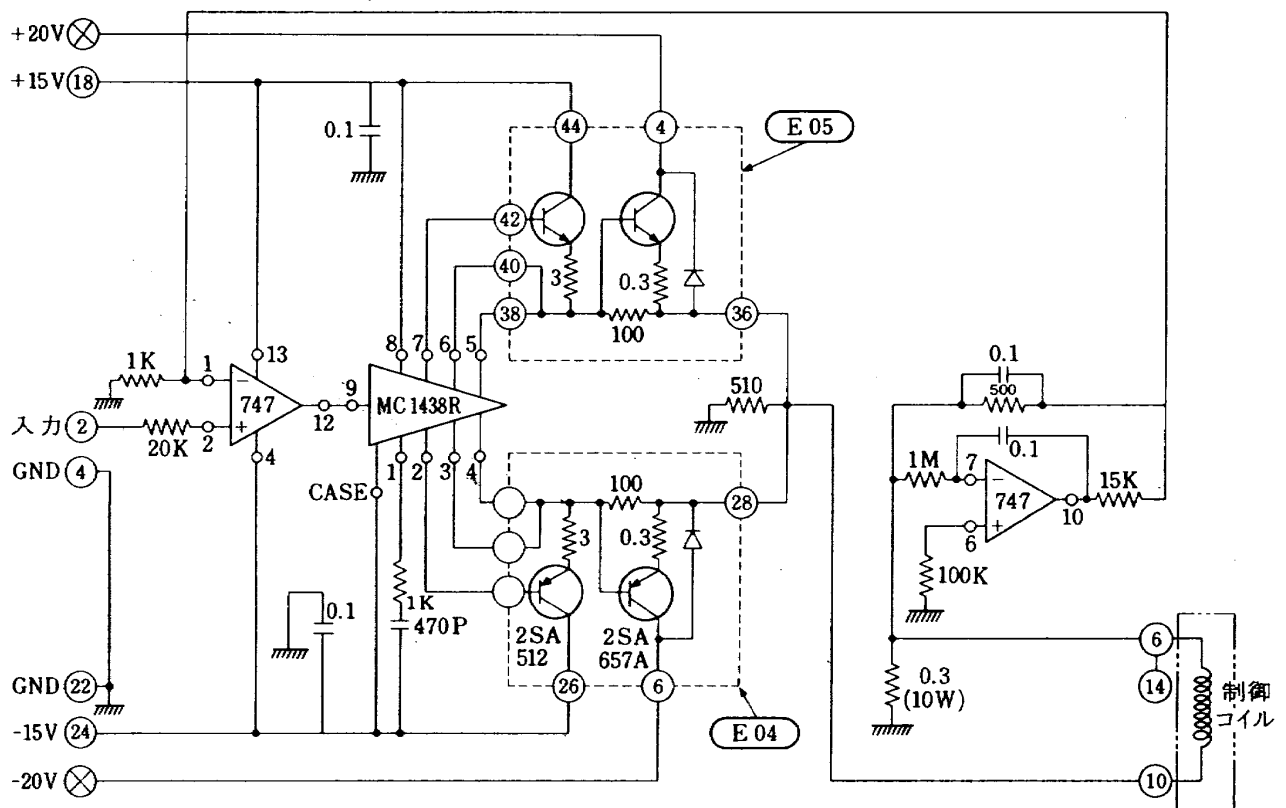


(b) 軸方向変位検出回路

図 7 制御回路



(c) 補償回路



(d) パワーアンプ部

電力がほとんど零の状態（ゼロ・パワー）を実現できる。その物理的現象は次の如く説明できる。いま軸受の不安定平衡点を軸方向変位の基準点にとると、外力が作用しない場合は変位零のこの平衡点（制御ループにより安定な平衡点）に留まるが、一定外力が働くとそのに対抗すべく制御力を発生させるためにコイルに常時電流が流れる。従って外力が大きい時はそれに比例して消費電力も増加する。しかしゼロパワー方式を採用すると、積分器の作用により軸方向が変位して、永久磁石による吸引力と外力とが平衡する点に落ち着く。この時制御コイルの電流はほとんど零である。つまり外力に比例して変位量が大きくなり、制御電流をほぼ零に保つように作用する。

6. 実験結果

各方向剛性、浮上特性を測定した。直交軸まわり剛性については直接測定できなかったため、一部測定値を用いて計算した。

6.1 軸方向剛性

(a) 不平衡剛性 (K_u)

理論値、実測値および一部実測値を使った計算値の3つの値について比較検討を行なった。図8に軸方向変位に対する不平衡力の計算および実測値を示す。○印はパーミアンス法で求めた理論計算値で、平衡点付近の勾配

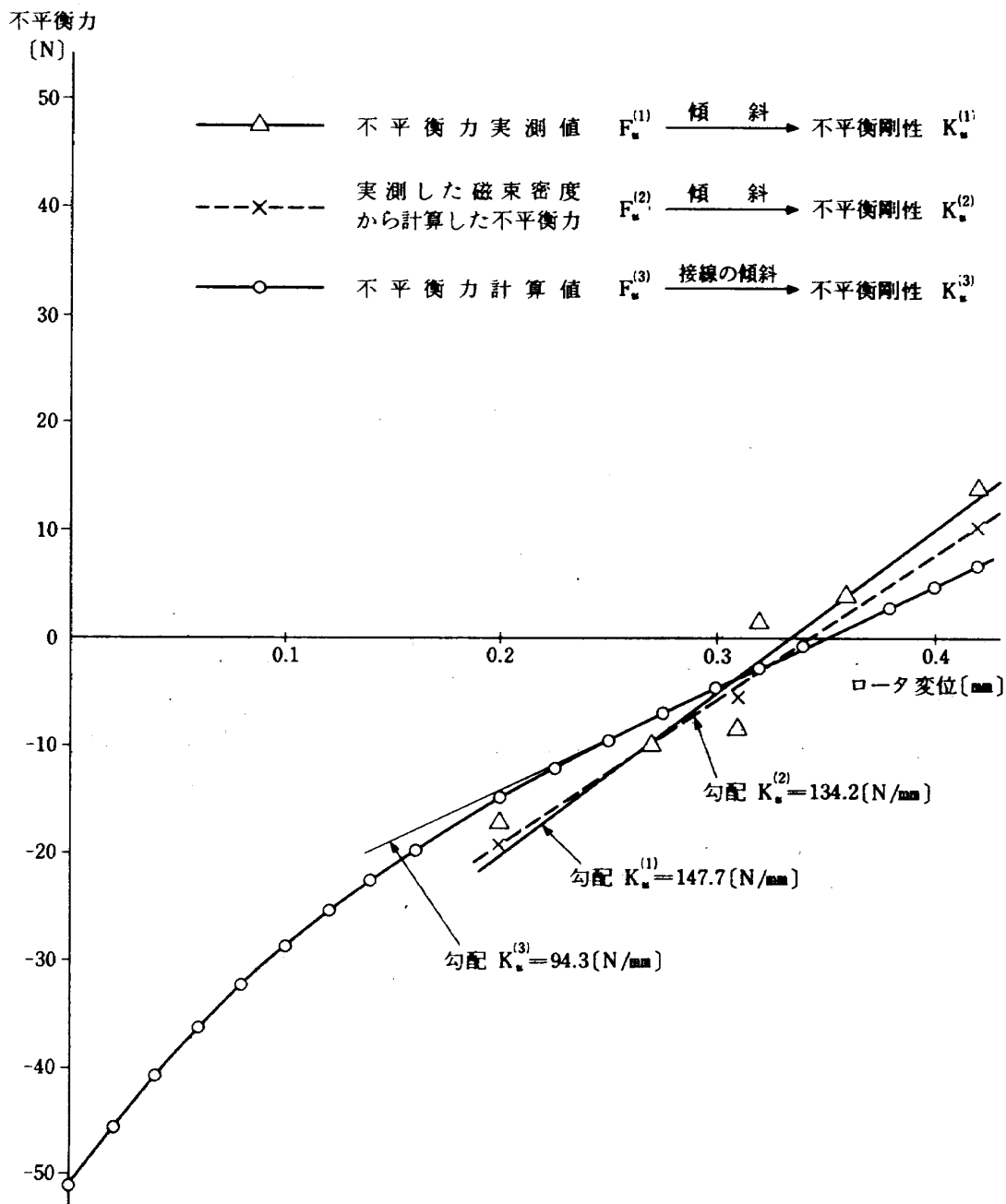


図8 軸方向剛性の計算値および実測値

を求めると 9.43×10^4 [N/m] となる。△印は実測値でその測定は以下の方法による。ロータを下限にした場合、つまり下のベアリングにタッチさせた時およびその点から平衡点までの変位に対する力は、常に下方 ($-z$ 方向) への吸引力であるためバネばかりで測定する。他方、平衡点から上限までの間は $+z$ 方向への吸引力であるため、不平衡力はロータにおもりをのせて動き出す時の値をもって定める。平衡点付近の測定値はバラツクため、この付近の2点の値を除いて勾配を求めると 1.48×10^5 [N/m] となり、理論値より約 60 [%] 大きくなった。×印は空隙の磁束密度を測定し、その値を(1)式に代入して力を求めたもので、勾配は 1.34×10^5 [N/m] となり実測値とはほぼ一致している。以上の結果から理論値と実測値の不一致は、パーミアンス法で求めた磁束分布が実際の分布と異なるためであることがわかる。

図9にギャップ磁束密度の理論値と実測値を示す。横軸にギャップ長をとると、各ギャップ $G_1 \sim G_4$ の可動範囲は図中に示してある通りで、工作精度上の問題もあって一致しない。従って、浮上時も各磁極のギャップ長は異なりまた磁束密度も異なる。一例として平衡点付近の各磁極のギャップ長、磁束密度はそれぞれ

$$G_1: 0.79 \text{ [mm]}, \quad 0.49 \text{ [T]}$$

$$G_2: 0.61 \text{ "}, \quad 0.59 \text{ "}$$

$$G_3: 0.66 \text{ "}, \quad 0.51 \text{ "}$$

$$G_4: 0.69 \text{ "}, \quad 0.44 \text{ "}$$

となる。また図中、 G_1 および G_2 は同一曲線上にのっていないがその理由は現在不明である。

理論値と実測値を比較すると両者は曲線の傾向が異なり、これは即ち、ギャップ長変化に対するパーミ

アンスの変化が Roters の方法では完全に評価できないことを示しており、この差が K_x として約 60 [%] 異なった結果として現われてくる。

図10に半径方向変位 (磁極中心を変位零) に対する空隙 G_2 および G_3 の磁束密度分布を示す。測定は面積 0.7 [mm] \times 0.7 [mm] の $G_a A_s$ ホール素子で行なった。

(b) 制御力 K_c

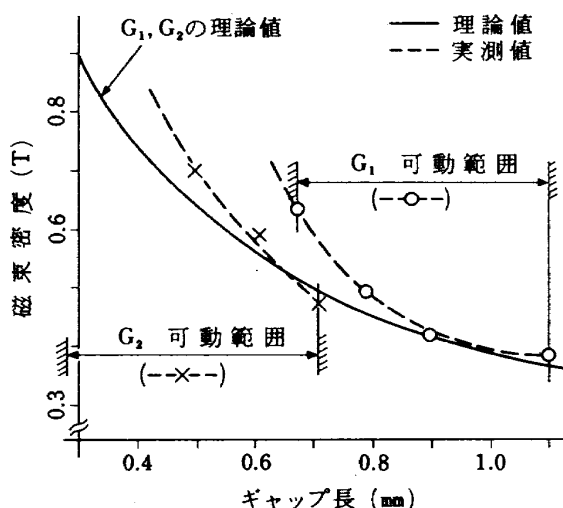
制御コイル電流に対する発生制御力の測定結果を図11に示す。コイル電流零で制御力が発生しているのは測定時のポジションセンサのセッティングにオフセットがあったためである。図より K_c を求めると 1.11×10 [N/A] ($= 5.16 \times 10^{-2}$ [N/AT]) となる。

6.2 半径方向剛性 (K_r)

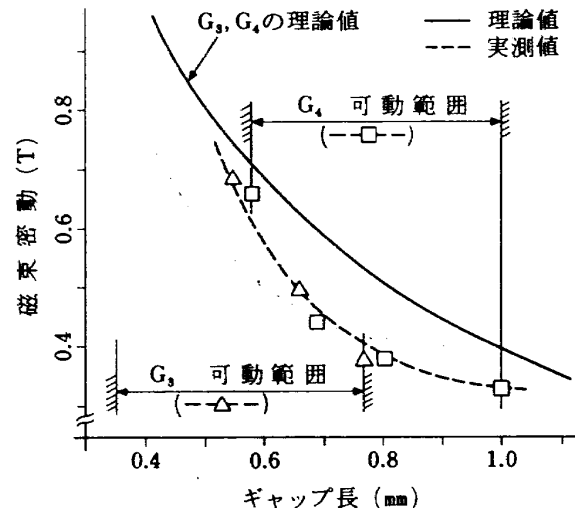
数値解法によって求めた半径方向剛性 K_r と軸方向不平衡剛性 K_x との比 K_r/K_x は、 $1/16 \sim 1/10$ の大きさである。図12に測定結果を示す。測定は軸方向を垂直にして、横方向から引張って変位と引張力を求める。その結果 $K_r = 0.19 \sim 0.25 \times 10^5$ [N/m] となり、 $K_r/K_x \cong 1/8 \sim 1/6$ である。現在、ロータ重量は 0.63 [kg] であるから水平に設置した場合、半径方向剛性が弱いため浮上させることはできない。

6.3 直交軸まわり剛性 (K_θ)

浮上させた状態で軸および半径方向変位を零に保って、 x あるいは y 軸まわりの回転角を与えることができないため、 K_θ を直接測定することはできない。ここでは計算値だけを示しておく。(2)式に $K_x = 1.48 \times 10^5$ [N/m], $K_r = 0.25 \times 10^5$ [N/m], $L_1 = 37.5 \times 10^{-3}$ [m], $L_2 = 16.5$



(a) ギャップ G_1 および G_2 の磁束密度



(b) ギャップ G_3 および G_4 の磁束密度

図9 ギャップの磁束密度 (最大値)

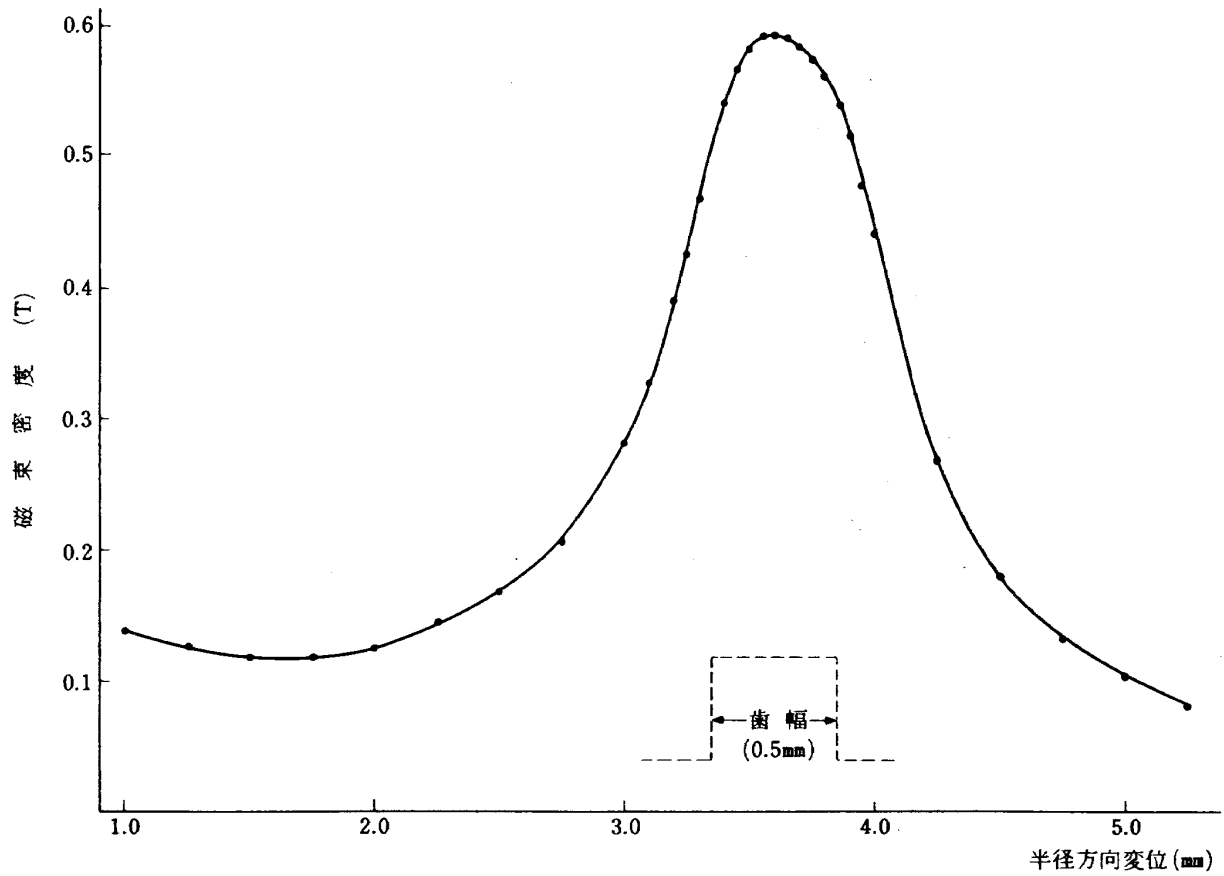
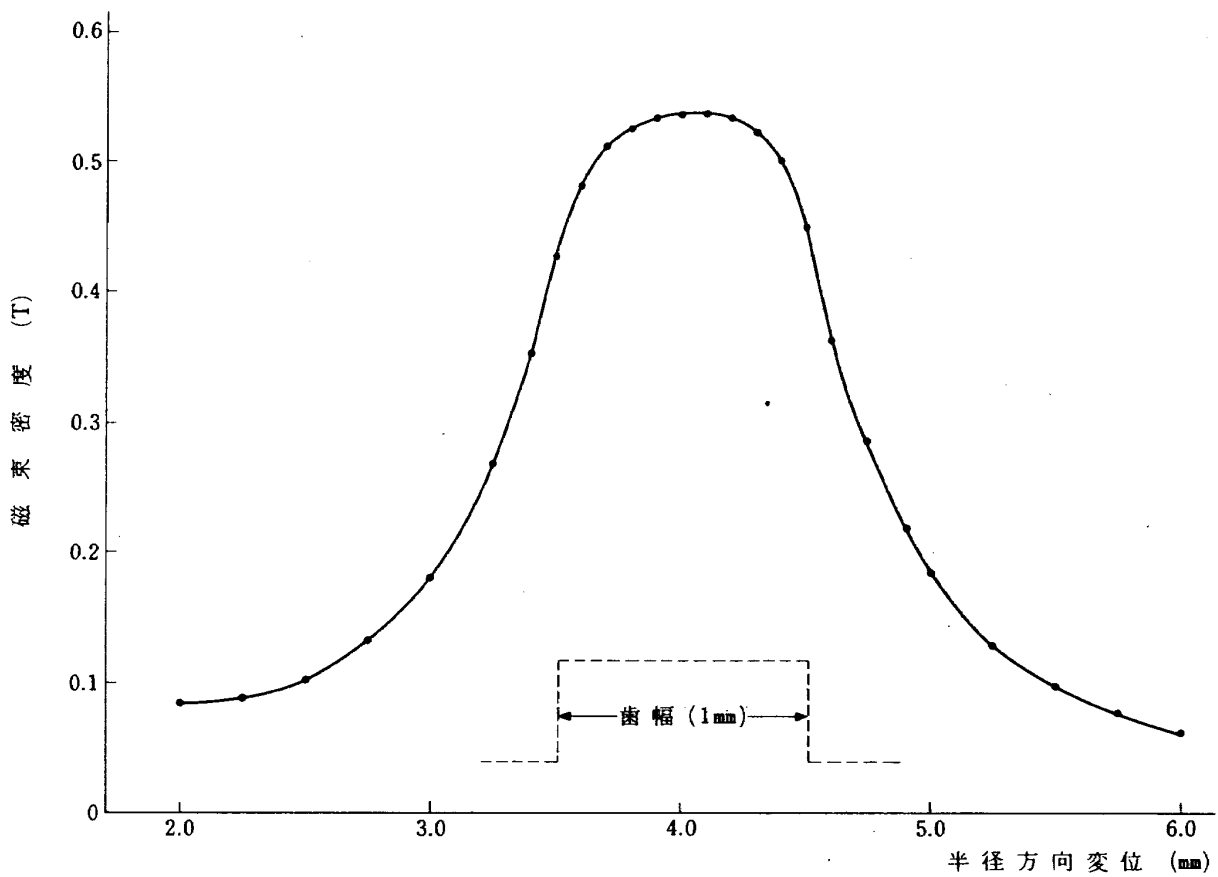
(a) ギャップ G_2 (b) ギャップ G_3

図 10 空隙磁束密度分布

$\times 10^{-3} [\text{m}]$, $r_1 = 11.2 [\text{deg}]$ および $r_2 = 29.4 [\text{deg}]$ を代入すると $K_\theta = -20.0 [\text{N} \cdot \text{m}/\text{rad}]$ と求まる。

6.4 浮上時の諸特性

(a) リフトオフ特性

上, 下各タッチダウンの状態から浮上させる時の特性をいう。この時最大電流 (約 $3.5 [\text{A}]$, $5 [\text{ms}]$) が流れる。図13にその時の電流および軸方向変位を示す。数十秒後に定常状態に達し, 微小電流で安定に浮上している。周期約 $13 [\text{ms}]$ の振動が重畳しているが, これは軸方向

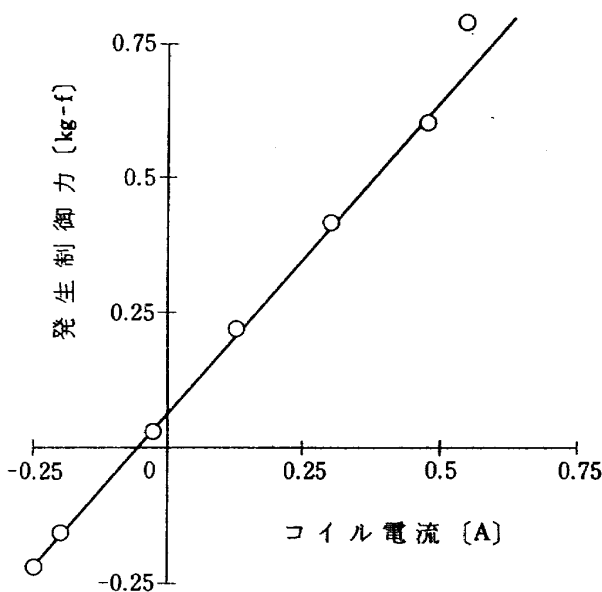


図 11 制御力

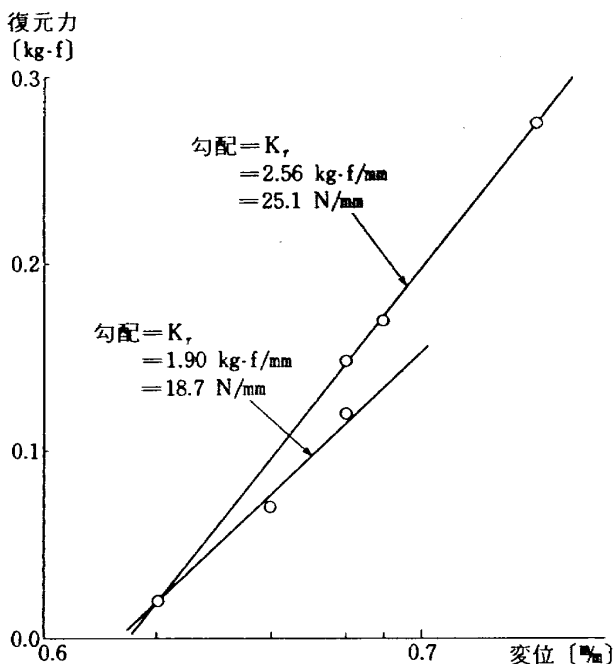


図 12 半径方向の剛性測定値

の共振周波数である。

(b) ゼロパワー

図14にゼロパワー回路オン時のリフトオフ特性を示す。図5におけるゼロパワー用積分器時定数は $0.1 [\text{sec}]$ である。図13と比較してもわかる通り, 変位が上方にずれ, 電流がほぼ零になっている。

(c) 外乱に対する応答

軸方向にインパルスな外力が働いた時の軸方向応答を図15に示す。

(d) 回転特性

図16は約 $450 [\text{rpm}]$ で回転している時の変位およびコイル電流の変化を示す。磁気的アンバランスのため, ロータ回転軸とZ軸が一致しないためウォブル (みそすり) を生じ回転中に振動となって現われる。

(e) 抗力

磁気軸受の回転抗力 (ドラッグ) は, 鉄損に起因する。回転の自然減衰特性からクーロン摩擦 F_r および粘性抵抗係数 B を求めると以下ようになる。

$$F_r = 6.49 \times 10^{-6} [\text{Nm}] \quad (28)$$

$$B = 6.96 \times 10^{-7} [\text{Nm/rad/sec}] \quad (29)$$

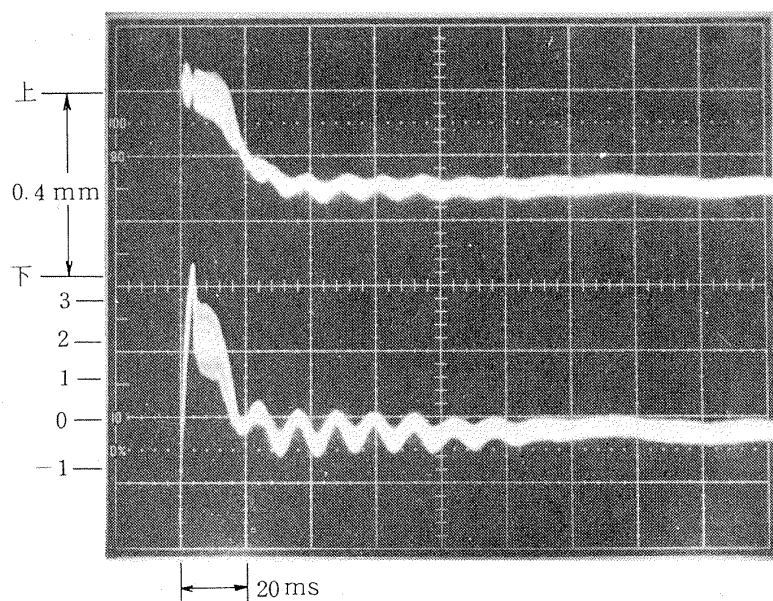
$1000 [\text{rpm}]$ における粘性摩擦トルクは $7.29 \times 10^{-5} [\text{Nm}]$ となり, 同程度の径を持つ油潤滑球軸受より約2桁小さい値となっている。尚, 空気中で測定したため, 空気抗力も含まれているが, $10 [\text{rad/sec}]$ 以下の低速回転であるのでその影響は小さい。

(f) 振り子運動

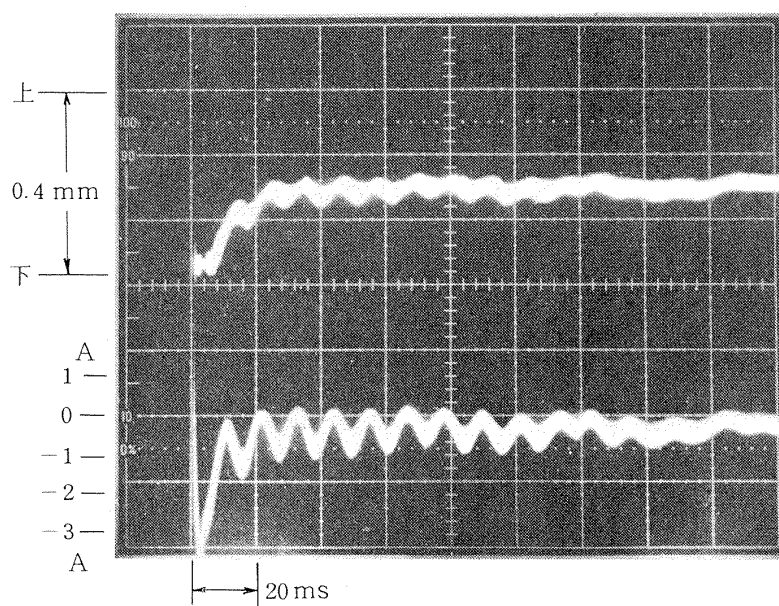
ロータは1回転中に5ヶ所の安定点を持っている。ロータが極めて低速度で回転中にこれらの安定点に停まろうとして, その点まわりに振動する (振り子運動)。その原因は, モータロータとして径方向に10極に着磁された永久磁石を使用しているため軸受部とのカップリングによるものと思われる。回転させるためにはこの安定点を脱出するだけのトルクが必要であり, その最少起動トルクは測定の結果約 $1.4 [\text{g} \cdot \text{cm}]$ であった。このトルクが大きいと磁気軸受ホィールを人工衛星姿勢制御用リアクションホィールとして使用する時, 回転方向が変わる。いわゆる zero crossing 時に姿勢変動を起こす。この振り子現象は, 最初予期しなかったものであり, 磁気シールド, モータ磁石取付方法の設計変更などの対策をとり, 除去しなければならない。

(g) ロータの傾き

(d)においても既にふれたが, 磁気的アンバランスのためロータ回転軸とZ軸が一致せず約 $0.2 [\text{deg}]$ 傾いている。その原因として工作機械加工のアンバランス, 永久磁石着磁アンバランス等が考えられる。微小のアンバラ



(a) 上TDベアリングからの浮上



(b) 下TDベアリングからの浮上

短周期振動 $T=0.012 \text{ sec}$ $\omega_n=523 \text{ [rad/s]}$

$\zeta \approx 0.05$ (目視による)

図13 リフトオフ特性

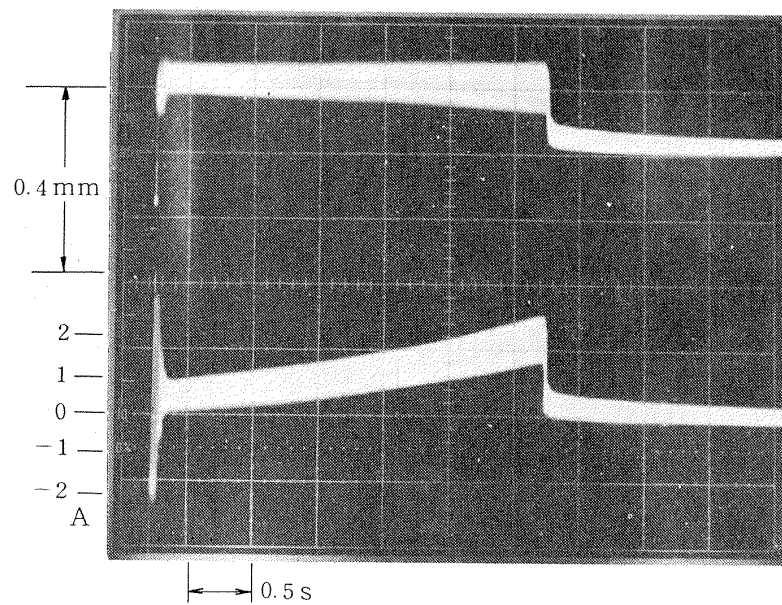


図14 ゼロパワー回路オン時のリフトオフ特性

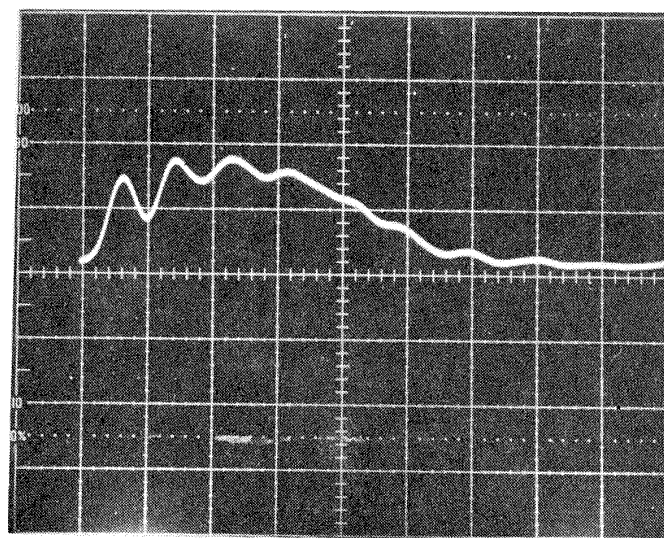


図15 外乱に対する応答
(タテ 0.5V/DIV, ヨコ 10ms/DIV)

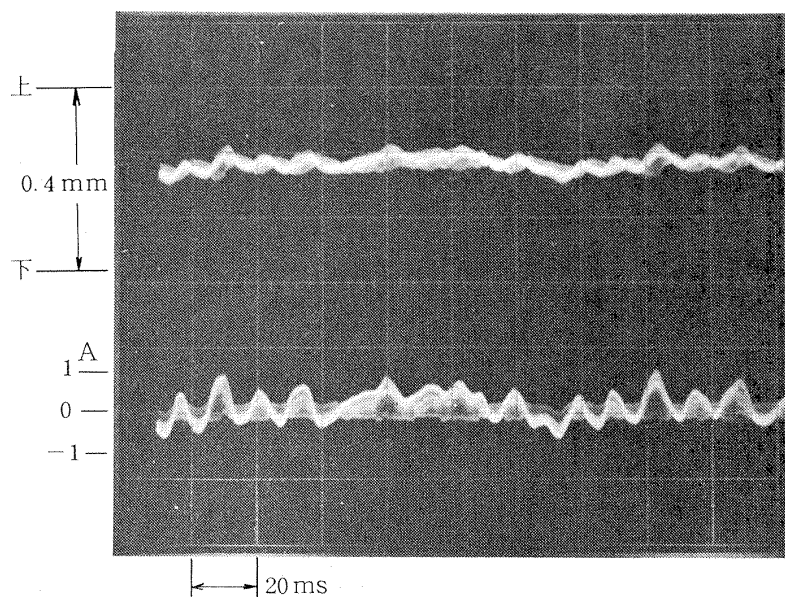


図16 回転特性 (450 rpm)

表 4. 理論値と実測値との比較

	理 論 値	実 測 値	単 位
軸方向不平衡剛性	9.43×10^4	1.48×10^5	N/m
軸方向／半径方向剛性比	10 ～ 16	6 ～ 8	—
制御力／電流比	0.052	0.056	N/AT
ギャップ磁束密度 (平衡点)			
G_1, G_2	0.47	0.54 (平均)	T
G_3, G_4	0.64	0.48 (")	T

ンスは必ず生ずるので、回転方向剛性 K_θ を大きくすることによりこの傾き角を必要制限内に抑える必要がある。

以上、測定した結果および理論値を表 4 に示す。

7. む す び

磁気回路が 3 重ループを構成する軸方向能動制御／半径方向受動安定の磁気軸受を試作し、理論と実測値の比較を行ない設計データを得た。軸方向剛性はパーミアンス法により磁束分布を求め解析的に解いたが、60 [%] 位の誤差が生じた。その原因として漏洩磁束分布を正確に評価できないことが上げられる。半径方向剛性はパーミアンス法では誤差が大きすぎるので、数値解法により磁束分布を求めて算出した。その際、軸受の幾何学的構

造が大幅に変化しなければ無次元化定数 (本文(23)式) の導入により、比較的簡便に半径方向剛性が求まることを示した。比 K_r/K_u の実測値との誤差は約 20 [%] であった。現在のところまだ誤差が大きいので、修正項の追加により近似度を上げる方法を検討中であるが、基本的設計手法としては確立されたといえる。

今後に残された問題としては

- 1) 半径方向および直交軸まわり剛性 (K_r および K_θ) を大きくする
- 2) 上記ダンピング機構を考える
- 3) ロータの動特性を評価し、また動バランスをとる
- 4) 高トルク／低消費電力のアイアンレスモータを開発する

また新たに発生した問題として

- 1) モータ永久磁石との磁気カップリングに因ると思われる振子現象
- 2) 磁気アンバランスに因ると思われるロータ回転軸の傾き

がある。

最後に、試作機を製作された本研究所工作課の原島愿治、山崎亀義両技官に感謝します。

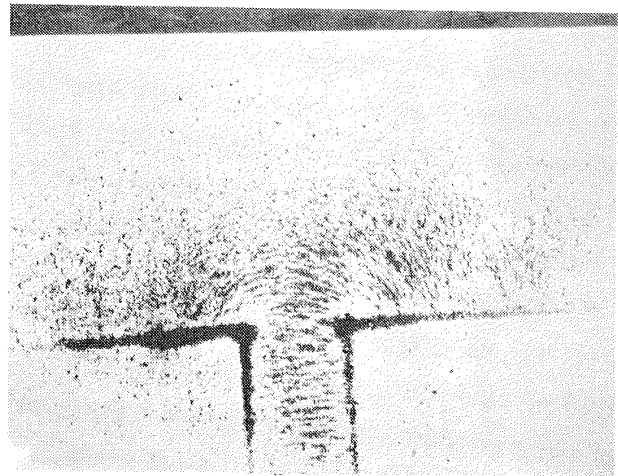
参 考 文 献

- 1) 木田他：フライホイール用磁気軸受の設計，第22回宇宙科学技術連合講演会予稿集，2B2，pp.188～191，1978年
- 2) 狼他：フライホイール用磁気軸受の試作，
“ ”，2B3，pp.192～195，1978年
- 3) 萩原他：ゼロパワー磁気軸受方式の安定性，
“ ”，2B1，pp.184～187，1978年
- 4) J. R. Powell et al.: A. S. M. E. Paper 66-WA/RR5
- 5) 山田他：電学誌 92-B，19，(昭 47-1)
- 6) 山村他：電学誌 94-B，255，(昭 49-5)
- 7) 山村他：電学誌 96-B，235，(昭 51-5)
- 8) 佐々木他：機械学会論文集(第3節)，33，247，484，(昭 42-3)
- 9) 清水他：機械学会論文集(第1節)，33，255，1975(昭 42-11)
- 10) 松村他：電学誌 94-B，567，(昭 49-11)
- 11) 萩原：電学誌 94-B，447，(昭 49-9)
- 12) 滝沢他：精機学会論文，43，3，355，(昭 52-3)
- 13) 野中他：電学誌 98-B，617，(昭 53-7)
- 14) 秋山他：電気学会回転機研究会資料RM-78-26，1978年9月
- 15) C. H. Henrikson et al.: AIAA Paper No.74-128，Feb.1974
- 16) 木田：人工衛星姿勢制御ホイール用磁気軸受の剛性の解析，航技研技術報告TR-567，1979年
- 17) 土屋：ステップモータ(1)，電気試験所 報，第26巻，第3号，pp.203-213，1962年
- 18) 例えば，大川：永久磁石回転機，総合電子出版，昭和51年(2版)
- 19) Y. Ohkami, et al., : Development of a Radially Passive, Axially Active Magnetic Bearing, Proc. of the 4th Int. Workshop on Rare-earth

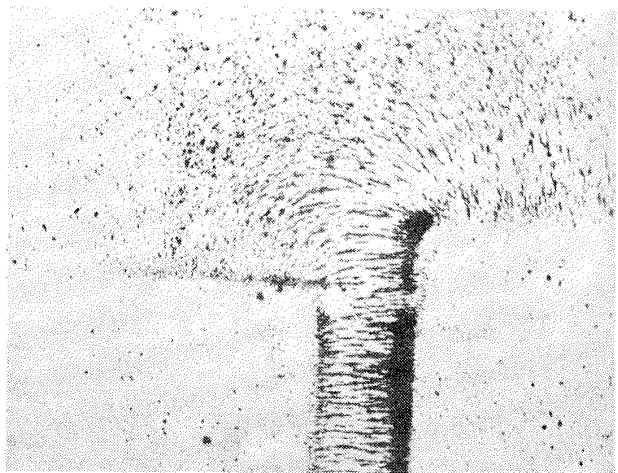
Cobalt Permanent Magnet, May, 22-24, 1979.

付録 磁力線分布

付図1は永久磁石を持った磁気回路のギャップ付近における磁力線分布を鉄粉でもって示した。(a)は磁極が正対向している時であるが，(b)は横方向に変位させた時であり，数値シミュレーションで求めた本文中の図4と同様の分布をしている。付図1では分布のみをみるために寸法等は入れてない。



(a) 横方向変位零



(b) 横方向に変位した時

付図1 鉄粉による磁力線分布

航空宇宙技術研究所資料 388号

昭和54年8月発行

発行所 航空宇宙技術研究所
東京都調布市深大寺町1880
電話武蔵野三鷹(0422)47-5911(大代表)〒182

印刷所 株式会社 東京プレス
東京都板橋区桜川2-27-12
