

航空宇宙技術研究所報告

TECHNICAL REPORT OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

TR-393

誘導用浮動型慣性センサに用いる自己制御型
八極磁気軸受方式の実験的研究

滝沢 実・大月 正男・鈴木 孝雄

1974年11月

航空宇宙技術研究所
NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

目 次

1. 緒 言	1
2. 実験装置と実験方法	2
2.1 軸受静特性実験装置	2
(1) 磁気軸受部と励磁回路	2
(2) 軸変位と磁気支持力の計測回路系	4
2.2 実験用磁気軸受モデル	4
2.3 実験方法	5
3. 実験結果とその考察	5
3.1 実験結果	5
3.2 実験結果の考察	8
4. 測定精度の検討	9
4.1 測定値の精密度	9
4.2 系統誤差の検討	9
4.3 測定精度	12
5. 結 言	12
参考文献	13

付 録

付録 1. 自己制御型八極磁気軸受方式の理論	14
付録 2. 交流定電圧源に関する検討	15
付録 3. F_x の一次微係数 $\partial F_x / \partial x$ の式導出	17

誘導用浮動型慣性センサに用いる自己制御型 八極磁気軸受方式の実験的研究*

滝 沢 実** 大 月 正 男** 鈴 木 孝 雄**

Experimental Study on a Passive Magnetic Suspension System with an Eight-Pole Stator for Floated Inertial Sensors

By

Minoru TAKIZAWA, Masao OTSUKI, and Takao SUZUKI

ABSTRACT

In order to develop more precise inertial sensors such as floated gyros and accelerometers which will be used in inertial navigation system, a passive magnetic suspension system with an eight-pole stator, which can be applied to supporting the output axes of these sensors, is experimentally studied.

Formerly in our previous report⁶⁾, a theoretical analysis of the magnetic suspension system was described.

This study is precise measurement of magnetic suspension forces related to displacement of the output axis by means of the experimental models of the magnetic suspension system mounted on the testing equipment which is produced for this experiment. These experimental models are designed according to the analytical results which were given by authors in the previous report, and the size of the models is determined so that the models could be applied to actual inertial sensors.

The measured magnetic suspension stiffness of the experimental models is about 10 grw/ μm , and the value is large enough to support the output axes of the inertial sensors. And then it is shown that the experimental results of the magnetic suspension forces are in close accordance with the analytical results within a small displacement of the output axis. Furthermore it is shown that the experimentally obtained unstable regions of the magnetic suspension forces are narrower than those obtained analytically. Thus the result of the experimental study can be applied to design the magnetic suspension system.

1. 結 言

ロケット等の宇宙飛翔体の慣性航法装置に用いられる慣性センサは極めて高精度のものが必要とされる。¹⁾¹⁰⁾これまで以上に当所において研究開発された浮動型慣性センサ

(浮動式1自由度広角度積分ジャイロ²⁾, 浮動振子型加速度計^{3),4)})は高分解能, 高精度を得るために, ジンバル・フロートとその平均密度に等しい油中に浮かし, かつ出力軸受に高精度の宝石・尖軸受を用いて, 出力軸まわりの不確定トルクの発生を低減している。しかし, この種の軸受は宝石と尖軸との間に不可避的なガタがあ

*昭和49年9月2日受付

**計測部

るためセンサの高精度化を妨げる要因になると考えられる。これらの慣性センサをさらに高精度化するためには出力軸まわりの不確定トルクが最少限に留まるような軸受方式を出力軸受に採用する必要がある。このような機能を有する軸受方式の一つとして自己制御型八極磁気軸受方式⁵⁾がある。

本軸受方式はサーボ増幅回路を必要とせず、励磁回路のRLC直列共振特性を利用して、軸の変位に対して一方の軸受間隙距離が大きくなると軸を吸引するためにその側に取り付けた励磁コイルに流れる電流を増大させ、他方軸受間隙距離が小さくなる側の励磁コイルに流れる電流を減少させ、その結果各々の軸受間隙面に作用する磁気吸引力の差から磁気支持力を得るものである。^{*}軸変位と磁気支持力の関係は本軸受方式を構成する励磁コイルの巻数、設定軸受間隙距離、励磁周波数、励磁電圧等の諸要因の複雑な相互関係に依存する。それゆえ、本軸受方式を設計する場合には軸変位と磁気支持力の関係を良く表現し得る磁気支持力の式の確立およびその関係が上記した諸要因の変化にどのように依存するかを明らかにする必要がある。

これまでの報告⁶⁾⁹⁾では本軸受方式の動作原理および軸変位と磁気支持力の関係式の導出、また数値計算で求めた軸受静特性に関する検討について述べた。

本報告では浮動型慣性センサに応用し得る大きさの本軸受方式が出力軸受に用いるために必要な磁気軸受剛性を得ることができるかどうかを、また解析で求めたその軸受静特性を実験的に検討するために試作した実験用磁気軸受モデルおよび軸受静特性実験装置について述べ、さらにそれらを用いて測定した軸変位と磁気支持力の関係およびその検討について述べる。

2. 実験装置と実験方法

2.1 軸受静特性実験装置

本実験のために試作した軸受静特性実験装置の写真を図1に、その構造概略図を図2に示す。本実験装置は磁気軸受部、磁気支持力検出部、軸の微小変位装置および軸の微小変位検出部より構成されている。

(1) 磁気軸受部と励磁回路

図2に示されるように、磁気軸受部はロータ(軸)を取り付けたロータ・テーブルを上部基板より軸の変位に

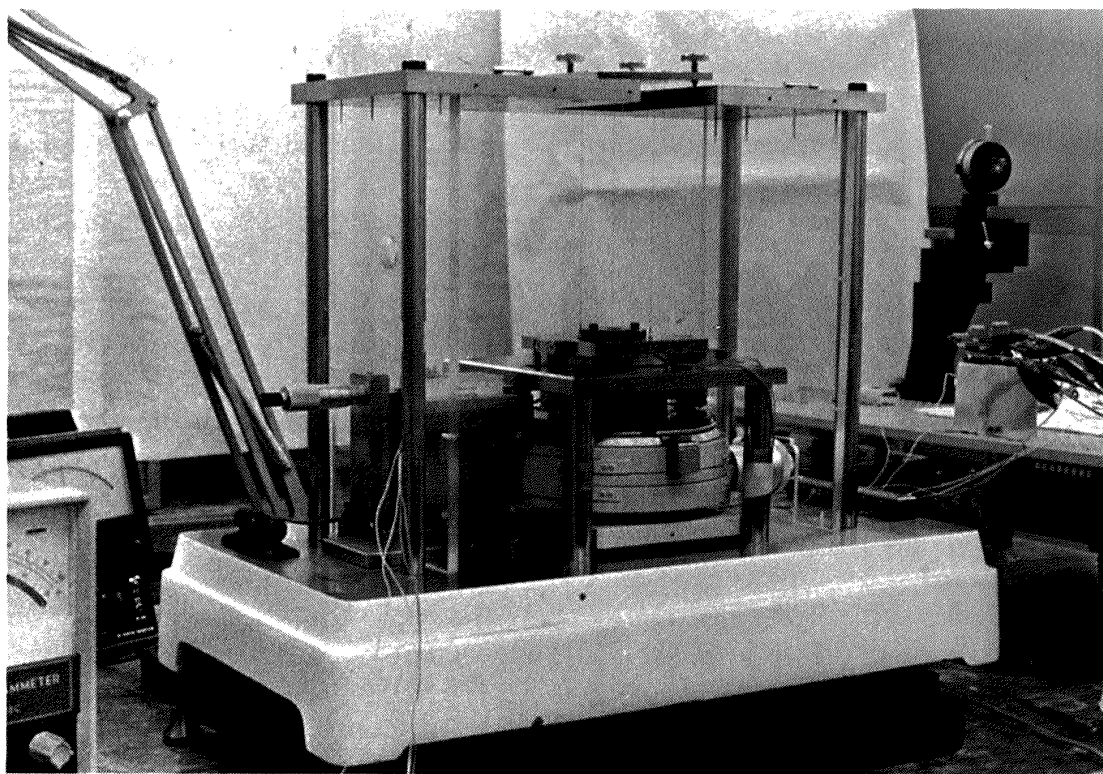


図1 磁気軸受静特性実験装置の写真

* 本軸受方式の動作原理は参考文献6)で詳述しているので参照されたい。

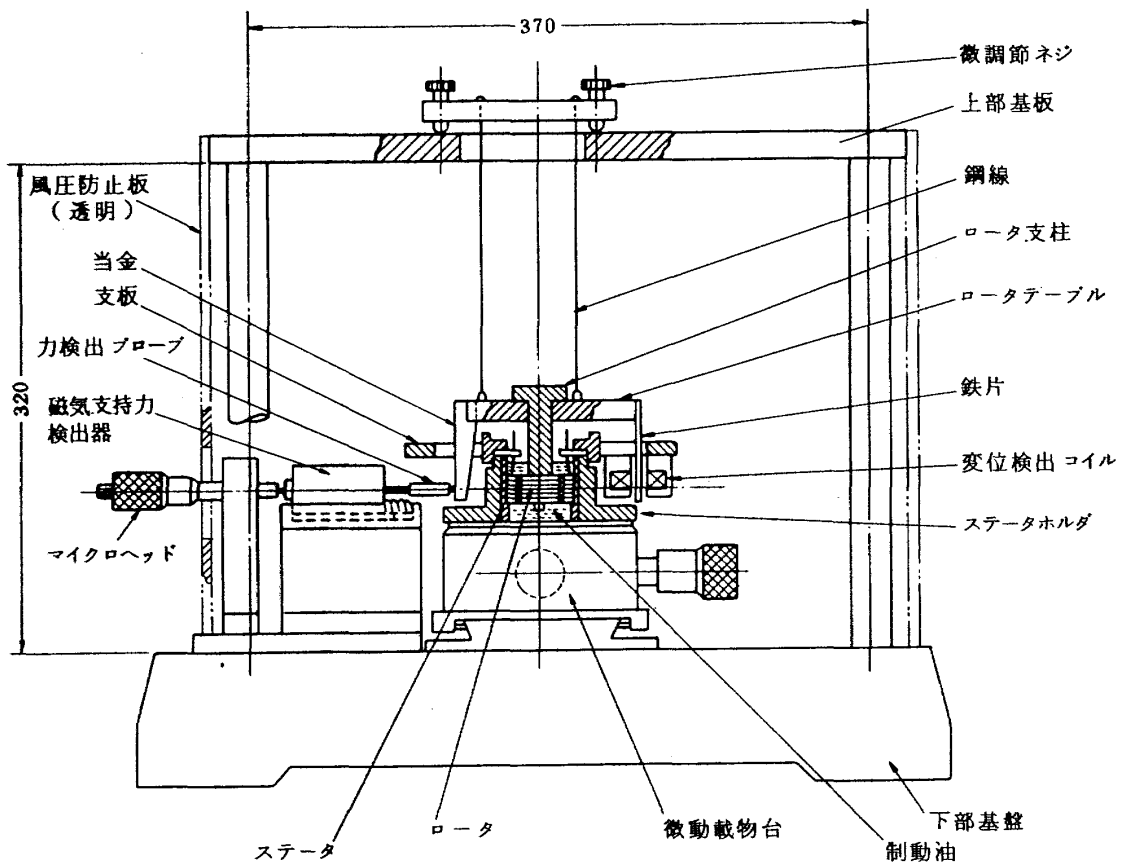


図2 磁気軸受静特性実験装置の構造概略図

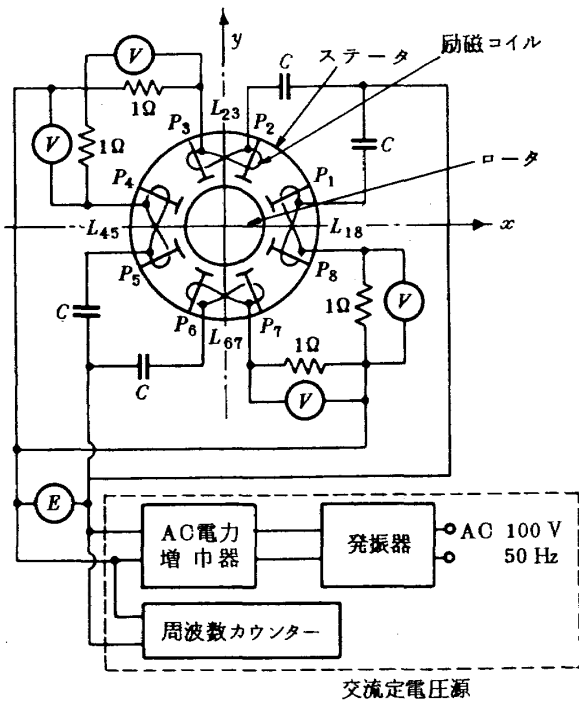


図3 自己制御型八極磁気軸受方式の励磁回路

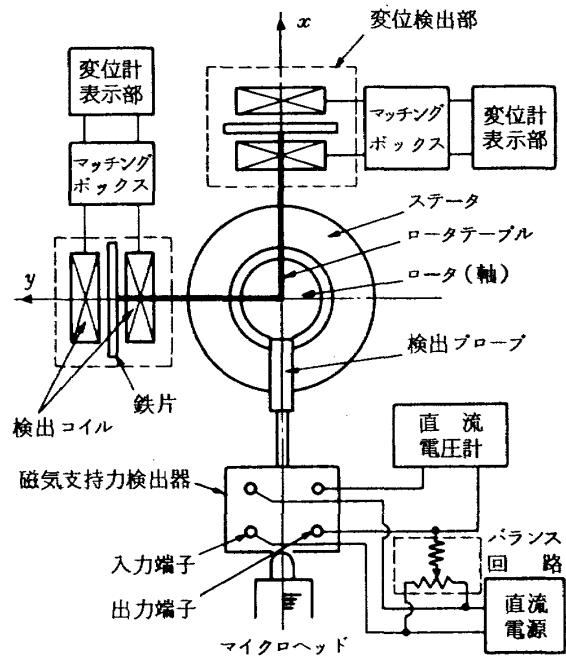


図4 軸変位と磁気支持力計測回路系

対してその剛性を無視し得る三本の細い鋼線で吊し、ロータに働く重力作用を相殺する。さらにロータを制動油で満たしたステータ穴内に挿入することにより浮動した状態に模擬する。磁気軸受の励磁回路は、図3に示すように、自己制御型磁気軸受とするために必要な四つのRLC直列共振回路を交流定電圧源*に並列に接続する。交流定電圧源は必要な励磁周波数と電力を得るために発振器と交流電力増幅器より構成されている。RLC直列共振回路の各共振容量Cは解析で求めた値のものを用いた。

(2) 軸変位と磁気支持力の計測回路系

軸変位と磁気支持力の計測回路系を図4に示す。磁気支持力の測定は非接着型抵抗線歪計を用いた変位型力検出器**で行なった。この力検出器の精度は0.3%/400grwであり、検出感度は $5.949 \mu V/V/grw$ である。実験ではこの力検出器の印加電圧を直流3Vとした。図4の破線で示したバランス回路は力検出器出力の電気的な零点調整回路である。

磁気支持力の計測系において、上記のごとく、力検出器は変位型($40 \mu m/400 grw$)であるため、力を検出する場合にはプローブ(図4参照)が力検出器のケースに対して変位する。したがって、プローブを介してロータに変位を与えるマイクロヘッドの送り量はロータの変位量と一致しない。そこでロータの変位量を直接測定するために、図4に示すように、水平面上で直交する二軸(x, y軸)方向に非接触型変位計を備えた。この変位計はインダクタンス変化を利用した交流ブリッジの不平衡電圧の測定により変位量を計測する電気マイクロメータである。変位検出コイルはステータ・ホルダに固定され、鉄片は可動するロータ・テーブルに固定されているので、ロータ変位量は鉄片の変位量に等しい。磁気支持力測定方向の変位計(デジタル表示型)**の精度は $\pm 1\%/F.S$ である。またその直角方向へのロータの偏り量をモニターする変位計(指針型)****の精度は $\pm 1\%/150 \mu m$ である。

2.2 実験用磁気軸受モデル

本実験のために試作した自己制御型八極磁気軸受のロータおよびステータ・モデルの写真を図5に、それらの形状概略図をそれぞれ図6、図7に示す。またそれらの形状諸元をそれぞれ表1、表2に示す。これらのモデルは実際の浮動型慣性センサの出力軸受として応用し得る

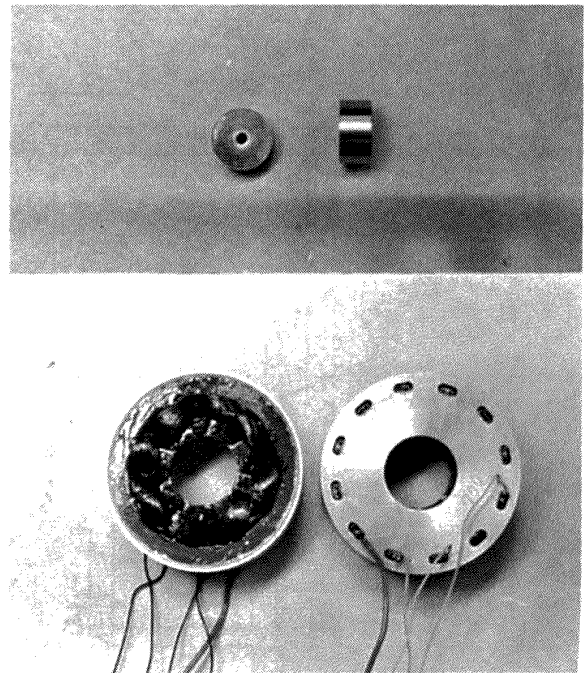


図5 実験用磁気軸受モデルの写真

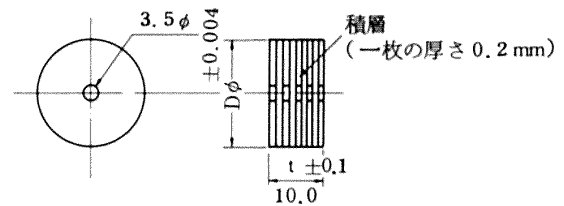


図6 ロータの概略図

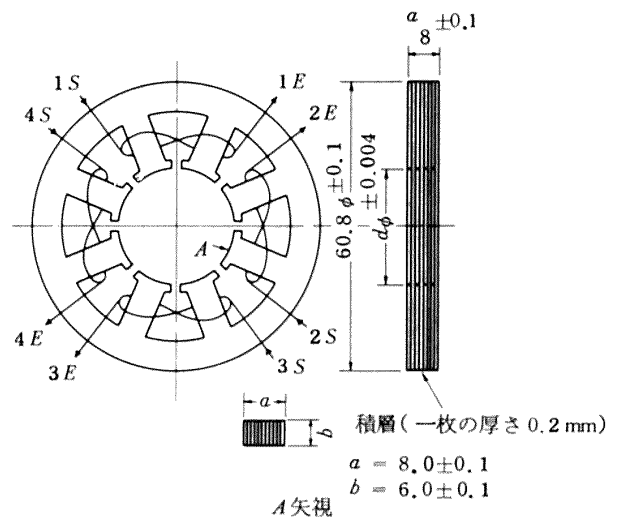


図7 ステータの概略図

* 付録2.を参照

** 東洋測器製, Uゲージ型, 型式: T₁-400-120

*** 東京精密製, デジコム(E-MD-DG200A型), F.S:100, 1000 μm

**** 東京精密製, ミニコム(EMD-M30H), F.S:15, 30, 60, 150 μm

表1 ロータの形状諸元

ロータ	No.	D ϕ \pm 0.004		厚さ t	設定軸受 間隙距離	備 考
		規格値	実測値	実測値		
スーパ ーマロイ	1	20.000	19.999	9.98	200 μ m	東北金属製 PMG 透磁率： 2×10^5 (H/m)
	2	19.800	19.804	10.01	300	
	3	19.600	19.600	10.00	400	
フェ ライ ト	1	20.000	20.007	11.00	200	東京電気化学工業製 H ₅ C ₂ 透磁率： 1×10^4 (μ iac)
	2	19.800	19.808	11.05	300	
	3	19.600	19.604	11.05	400	

表2 ステータの形状諸元

No.	d ϕ \pm 0.004		a	b	励磁コイ ル巻線数	コイルの直 流抵抗 [*]
	規格値	実測値	実測値	実測値		
1	20.400	20.402	8.4	6.3	N = 1600 回	$r = 73.2 \Omega$
2	20.400	20.404	8.5	6.2	1400	51.6
3	20.400	20.404	8.5	6.2	1200	52.6
備 考	材質：スーパーマロイ 東北金属製 PMG 透磁率： 2×10^5 (H/m)		* 図5の1~4までのS-E間の直流 抵抗の実測平均値			

大きさを、かつ必要な磁気軸受剛性(5~10 grw/ μ m)^{7),8)}が得られるようにさきの解析結果に基づいて設計したものである。また交流励磁によって発生すると考えられるヒステリシス損やわず電流損がモデルの材質によってどのように軸受静特性に影響するかを検討するために、ロータにはスーパーマロイ(積層、一枚の厚さ0.2mm)とフェライト系材料を使用した。またステータについてはスーパーマロイ(積層、一枚の厚さ0.2mm)を用いた。

2.3 実験方法

本実験ではさきの理論解析において設定したパラメータ(励磁コイルの巻数、励磁周波数、設定軸受間隙距離等)が軸受静特性におよぼす影響を実験的に検討するために、解析のときと同様の諸要因をパラメータに設定した。磁気支持力の測定は図3に示すx軸方向の軸変位xと磁気支持力 F_x およびx軸と45°をなす方向の軸変位

$d = \sqrt{x^2 + y^2}$ と磁気支持力 F_d について行なった。軸変位の各点に関する磁気支持力の測定値は独立した3回の測定の平均値をとった。実験における軸変位の零位置^{*}は、各々のRLC直列共振回路に解析で求めた同値の共振容量を用いて励磁したとき、ロータがステータ穴中心部に拘束された位置(電磁氣的平衡位置)とした。磁気支持力の測定は本研究に必要なその復元力のみについて行ない、その非復元力の測定は行なわなかった。

3. 実験結果とその考察

3.1 実験結果

(1) 設定軸受間隙距離 g_0 をパラメータに設定した場合の軸変位xと磁気支持力 F_x の関係を図8, 9, 10に示す。

図8は g_0 を200, 300, 400 μ mと設定し、他の諸要因は定数として、励磁コイルの巻数 $N = 1600$ 回、励

* ロータ中心とステータ穴中心が合致した位置。

磁コイルの直流抵抗 $r = 74.2 \Omega$, 励磁周波数 $f = 400 \text{ Hz}$
 励磁電圧 $E = 5 \text{ V}_{\text{rms}}$ を与えた。 $C_{200}, C_{300}, C_{400}$ の値
 は g_0 の各値に対応して実験に用いた共振容量値である。

図9は g_0 を $200, 300, 400 \mu\text{m}$ と設定し, 他の諸要
 因は定数として, $N = 1200$ 回, $r = 53.6 \Omega$, $f = 400$
 Hz , $E = 5 \text{ V}_{\text{rms}}$ を与えた。 $C_{200}, C_{300}, C_{400}$ の値は図
 8の場合と同様である。

図10は図9と同様な条件の下でステータを x 軸に対
 して 45° 回転させて測定した軸変位 d と磁気支持力 F_d
 の関係である。

(2) 励磁コイルの巻数; N をパラメータに設定し, 他
 の諸要因は定数とした場合の軸変位 x と磁気支持力 F_x
 の関係を図11に示す。この場合, $N = 1200, 1400$
 1600 回とし, $g_0 = 300 \mu\text{m}$, $f = 400 \text{ Hz}$, $E = 5 \text{ V}_{\text{rms}}$
 とした。 $C_{1200}, C_{1400}, C_{1600}$ の値は N の各値に対応し
 て実験に用いた共振容量値である。

(3) 励磁周波数; f をパラメータに設定し, 他の諸要
 因は定数とした場合の軸変位 x と磁気支持力 F_x の関係
 を図12に示す。この場合, f は $400, 600, 800 \text{ Hz}$
 とし, $N = 1600$ 回, $r = 74.2 \Omega$, $g_0 = 300 \mu\text{m}$, E
 $= 4 \text{ V}_{\text{rms}}$ とした。 $C_{400}, C_{600}, C_{800}$ の値は f の各値に
 対応して実験に用いた共振容量値である。

$N = 1200$ (回)
 $r = 53.6$ (Ω)
 $f = 400$ (Hz)
 $E = 5.00$ (V_{rms})
 $C_{200} = 0.575$ (μF)
 $C_{300} = 0.795$
 $C_{400} = 0.986$

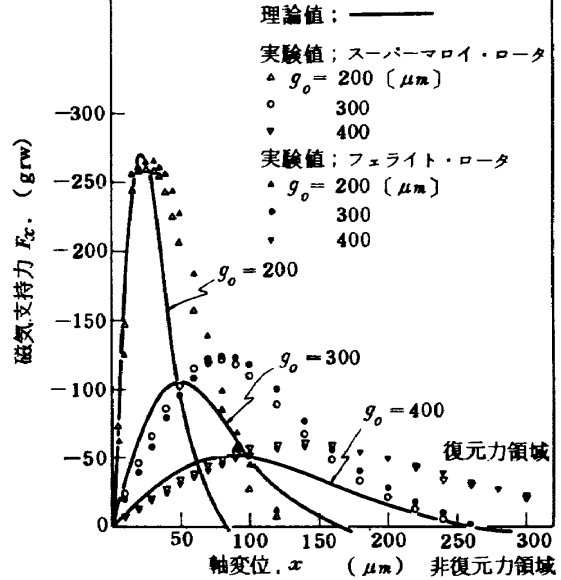


図9 軸変位 x と磁気支持力 F_x (パラメータ; g_0)

$N = 1600$ (回)
 $r = 74.2$ (Ω)
 $f = 400$ (Hz)
 $E = 5.00$ (V_{rms})
 $C_{200} = 0.32$ (μF)

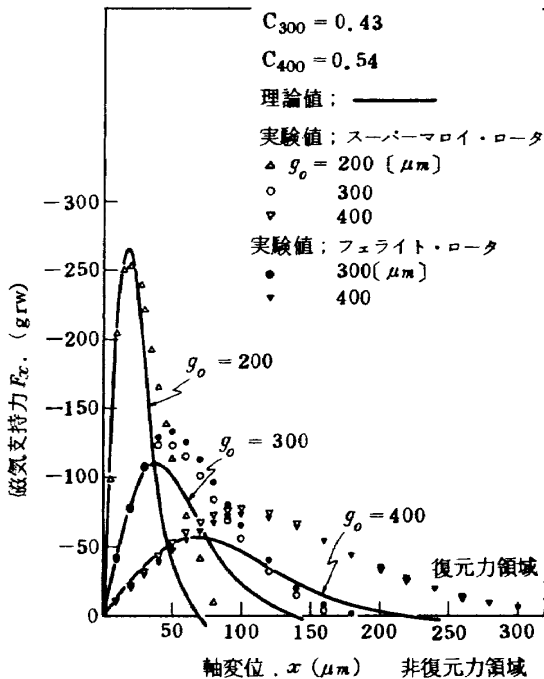


図8 軸変位 x と磁気支持力 F_x (パラメータ; g_0)

$N = 1200$ (回)
 $r = 53.6$ (Ω)
 $f = 400$ (Hz)
 $E = 5.00$ (V_{rms})
 $C_{200} = 0.575$ (μF)

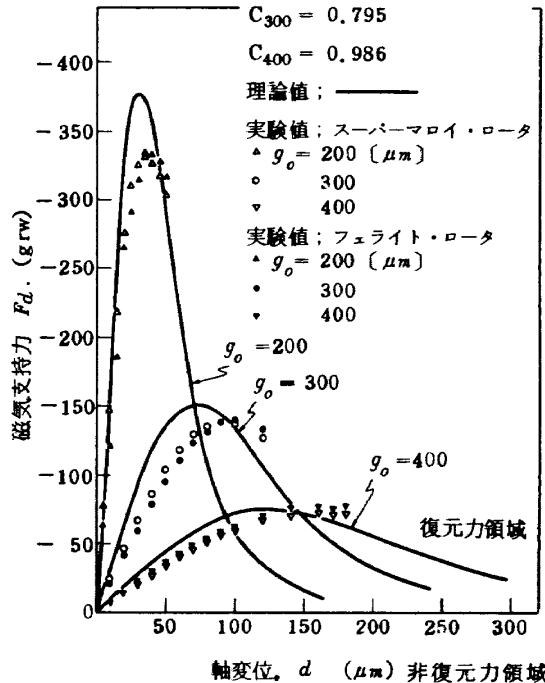


図10 軸変位 d と磁気支持力 F_d (パラメータ; g_0)

(4) 励磁電圧; E をパラメータに設定し, 他の諸要因は定数とした場合の軸変位 x と磁気支持力 F_x の関係を図 13 に示す。この場合, E は 3, 4, 5 V_{rms} と変化させ, $N=1600$ 回, $r=74.2 \Omega$, $g_0=300 \mu m$, $f=400 \text{ Hz}$ とした。 C_{300} はこの場合の共振容量であり, E の変化に依存しない。

(5) 図 14 は軸変位 x に対する磁気支持力 F_x および各励磁コイルに流れる励磁電流 I_x, I_y ならびに磁気軸受励磁回路の入力端子間電圧の変動率 ΔE の一例を示す。この場合の諸要因は, $N=1600$ 回, $r=74.2 \Omega$, $f=400 \text{ Hz}$, $g_0=300 \mu m$, $E=5 V_{rms}$ である。また共振容量 C は, $C=0.430 \mu F$ である。

(6) 図 15 は Frazier らの解析式* で求めた共振容量を用いて実験した結果と筆者らの解析式** で求めた共振容量を用いて実験した結果を比較した軸変位 x と磁気支持力 F_x に関するグラフである。この場合, $g_0=200 \mu m$, $N=1600$ 回, $r=74.2 \Omega$, $f=400 \text{ Hz}$, $E=5 V_{rms}$ である。

(7) 以上の実験において, 磁気支持力の測定方向(軸

変位量 $\equiv g_0/2 \mu m$) に対して, その直角方向への軸の偏り量は $\pm 1 \sim 5 \mu m$ 程度であった。また励磁電圧 E の変動率 ΔE は同軸変位領域において $\pm 2.5\%$ 以内であった(図 14 参照)。

$g_0 = 300$ [μm]
 $f = 400$ [Hz]
 $E = 5.00$ [V_{rms}]
 $C_{1600} = 0.43$ [μF]
 $C_{1400} = 0.56$ [μF]
 $C_{1200} = 0.795$ [μF]
 理論値; —
 実験値; スーパーマロイ・ロータ

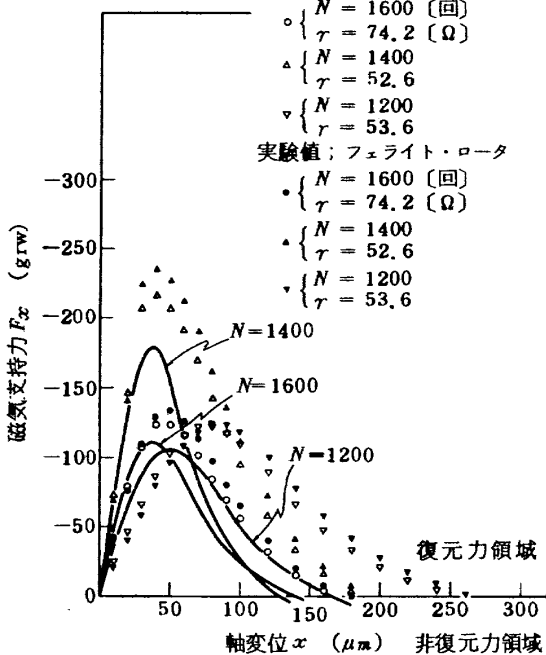


図 11 軸変位 x と磁気支持力 F_x (パラメータ: N)

$N = 1600$ (回)
 $r = 74.2$ [Ω]
 $g_0 = 300$ [μm]
 $E = 4.00$ [V_{rms}]
 $C_{400} = 0.43$ [μF]
 $C_{600} = 0.19$
 $C_{800} = 0.105$
 理論値; —
 実験値; スーパーマロイ・ロータ

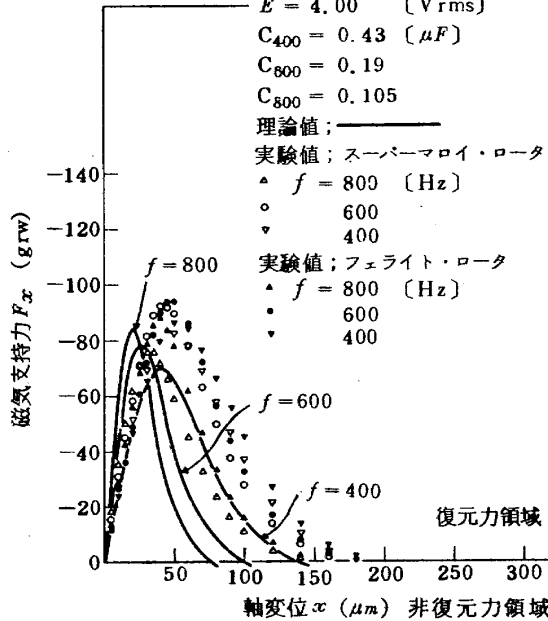


図 12 軸変位 x と磁気支持力 F_x (パラメータ: f)

$N = 1600$ (回)
 $r = 74.2$ [Ω]
 $g_0 = 300$ [μm]
 $f = 400$ [Hz]
 $C_{300} = 0.43$ [μF]
 理論値; —
 実験値; スーパーマロイ・ロータ

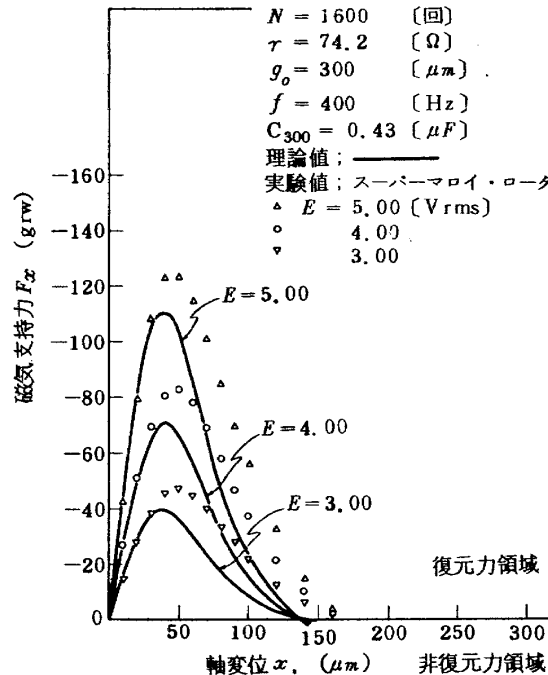


図 13 軸変位 x と磁気支持力 F_x (パラメータ: E)

* 付録 1. 参照。

** 後述の式(4-2), (4-5)を参照。

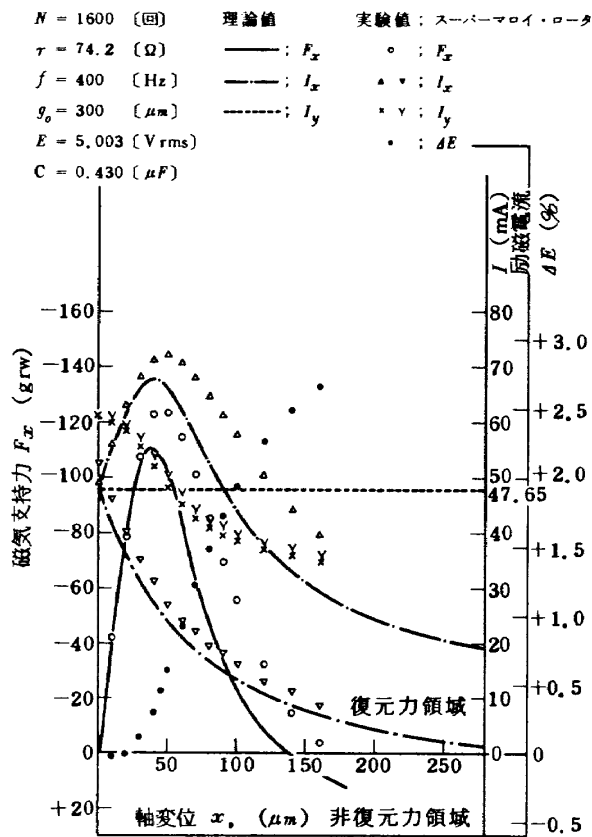


図 14 軸変位 x と $F_x, I_x, I_y, \Delta E$ の関係

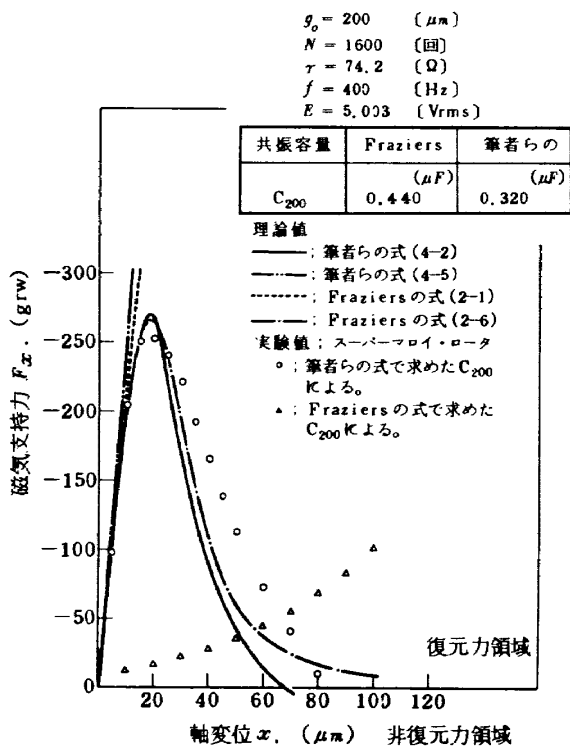


図 15 Frazier らの解析と筆者らの解析の実験的比較

3.2 実験結果の考察

(1) 図 8 ~ 10 に示されるように、本実験用磁気軸受モデルの磁気軸受剛性*は $g_0 = 200 \mu\text{m}$ に関して約 $10 \text{ grw}/\mu\text{m}$ が得られた。この大きさは浮動型慣性センサの出力軸受に応用するために必要な磁気軸受剛性の大きさを満足するものである。

(2) パラメータを g_0, N, E とした場合の各々の磁気支持力の実験値は軸の小変位内**においてその理論値との良い一致を示した。しかし、磁気支持力が最大を越える軸変位領域において、磁気支持力の実験値はその理論値に対して定性的な一致が認められるが、定量的にはかなりの差異が生じた。この原因は軸受間隙部の磁束の漏洩モデルを含む磁気抵抗の近似が軸の小変位領域に関して良く成り立つが、磁気支持力が最大を越える軸変位領域においてはその近似が悪くなるためと思われる。また実験で得た磁気支持力の復元力領域は図 8 等に見られるように解析で求めたその領域より 20 ~ 30% 位広いことが認められる。さらにこれらの実験結果はロータの材料をスーパーマロイとした場合とフェライト系とした場合でも同様となることが認められる。

(3) 励磁周波数 f をパラメータに設定した場合、図 12 に示されるように、 f がある値(本実験では 800 Hz)より高くなると磁気支持力の実験値は軸の小変位領域でその理論値よりかなり小さくなる傾向が認められる。これは励磁周波数を高くすることにより磁気回路の鉄心内部に生ずるヒステリシス損やリズ電流損が無視できなくなるためと思われる。本実験ではこの問題を鉄心材料の側面から検討するために前記のごとく二種類の材料によるロータを使用した。スーパーマロイで製作したステータを供用したためか、軸受静特性への材料的な影響の差異は顕著に認められなかった。したがって、この種の軸受を設計する場合には励磁周波数を適当に設定する必要がある。この点に関する理論的説明は今後検討する余地がある。

(4) 図 9 と図 10 の比較から明らかなように、本軸受方式は軸の変位方向にかかわらず正常に作動することが確認できる。

(5) 図 14 に示されるように、軸の小変位領域における磁気支持力 F_x および x 方向の励磁電流 I_x の実験値はそれらの理論値と良い一致を示している。一方、 y 方向の励磁電流 I_y の実験値が零位置において若干の差異を生じているのは x 方向の励磁コイルと y 方向の励磁コ

* 零位置近傍における軸変位に対する磁気支持力の大きさ。
 ** 零位置から磁気支持力が最大となるまでの軸変位領域。

イルの巻き方、形状等の相異による磁気回路の非対称性によるものと思われる。また I_y の実験値は x 方向への軸変位に対して理論的には一定と見なしたが、図14に見られるように x にほぼ比例して減少することが認められる。 I_y の減少が顕著となる軸の大変位領域での磁気支持力の実験値はその理論値よりかなり大きい。そこで、 I_y による磁気吸引力の x 方向成分が x 方向の磁気支持力 F_x に関しその非復元力成分となることを考慮し、 x 方向への軸変位に対して I_y は一定として求めた F_x の式を I_y が x の関数として減少するように補正すれば、軸の大変位領域における磁気支持力の理論値はその実験値に近づくものと思われる。

(6) 図15に示されるように、筆者らの理論式で求めた共振容量を用いて得た磁気支持力の実験値は軸の小変位内でその理論値と良い一致を示しているが、Frazierらの理論式で求めた共振容量を用いて得た磁気支持力の実験値は彼らの式で求めたその理論値とかなりの差異が認められる。この結果は軸受間隙部に生ずる漏洩磁束を考慮して求めた筆者らの理論式の方が従来のFrazierらの理論式より磁気支持力の物理現象を良く表現し得ることを検証できたものといえる。

4. 測定精度の検討

4.1 測定値の精密度

磁気支持力の測定値の精密度はその測定平均値の確率誤差を求めることにより評価できる。表3は磁気支持力測定平均値の確率誤差計算の一例である。同表から明らかのように、磁気支持力測定平均値の確率誤差、すなわち精密度は、磁気支持力が非復元力となる附近を除く軸変位領域で、 $\pm 1\%$ 以内であることが判かった。磁気支持力が非復元力となる附近の領域で磁気支持力の実験値が若干ばらつくのは各軸受間隙面に作用する磁気吸引力の複雑な相互作用が顕著になることによるものと思われる。他の実験の場合でも、この表と同様の結果が得られた。

4.2 系統誤差の検討

本実験の系統誤差を検討するために、さきの理論解析で求めた磁気支持力 F_x の式の x に関する一次近似式を求め、その式から F_x の平均二乗誤差 ϵ_{F_x} の式を導き、 ϵ_{F_x} が軸の微小変位領域*において F_x の関数因子およびその誤差にどのように依存するかを明らかにすることとする。

(1) F_x の平均二乗誤差 ϵ_{F_x} の式の導出

表3 磁気支持力測定平均値の確率誤差 (図8参照)

軸変位 $x(\mu\text{m})$	磁気支持力の測定値			測定平均値 $\bar{F}_x(\text{grw})$	$\Sigma \delta_i^2$	確立誤差 $\frac{e}{\bar{F}_x} \times 100$ (%)	備考
	$F_{x1}(\text{grw})$	F_{x2}	F_{x3}				
10	-41.74	-42.58	-42.02	-42.11	0.366	± 0.479	$N = 1600$ 回 $g_0 = 300 \mu\text{m}$ $f = 400$ Hz $E = 5.0$ Vrms $r = 74.2 \Omega$
20	-78.43	-79.00	-78.43	-78.62	0.216	± 0.197	
30	-107.6	-107.6	-107.0	-107.38	0.240	± 0.152	
40	-122.7	-122.7	-122.7	-122.70	0.0	± 0	
50	-123.2	-123.2	-123.2	-123.25	0.009	± 0.026	
60	-114.8	-114.3	-114.8	-114.66	0.170	± 0.120	
70	-100.8	-100.8	-100.8	-100.80	0.0	± 0	
80	-85.15	-84.03	-84.59	-84.59	0.628	± 0.312	
90	-69.47	-68.91	-68.91	-69.09	0.208	± 0.220	
100	-55.74	-55.46	-55.46	-55.56	0.052	± 0.137	
120	-33.05	-31.93	-31.93	-32.31	0.836	± 0.943	$\delta i = F_{xi} - \bar{F}_x$ $\bar{F}_x = \frac{\Sigma F_{xi}}{3}$ ($i = 1, 2, 3$)
140	-15.57	-14.62	-14.57	-14.92	0.636	± 1.781	
160	-4.48	-3.42	-3.31	-3.73	0.835	± 8.161	
180							
200							

* 零位置から軸変位と磁気支持力の直線性が成立つ領域。

図3における x 軸方向の磁気支持力 F_x^* は次式で与えられる。

$$F_x = \{ \|F_{18}\| - \|F_{45}\| \} \cos \frac{\pi}{8} + \left[\frac{\|F_{23}\|}{g_o - y \sin \frac{3\pi}{8}} + \frac{\|F_{67}\|}{g_o + y \sin \frac{3\pi}{8}} \right] x \cos^2 \left(\frac{3\pi}{8} \right) \quad (4-1)$$

ここに、

F_{18}, \dots, F_{67} : 図3において、極1と極8, …, 極6と極7に関する軸受間隙面に作用する磁気吸引力。

y : y 方向の軸変位量。

(4-1)式は、磁気吸引力 $F_{18} \sim F_{67}$ の持つ負の符号を考慮すれば、次式で表わせる。

$$F_x = - \{ F_{18} - F_{45} \} \cos \frac{\pi}{8} - \left[\frac{F_{23}}{g_o - y \sin \frac{3\pi}{8}} + \frac{F_{67}}{g_o + y \sin \frac{3\pi}{8}} \right] x \cos^2 \left(\frac{3\pi}{8} \right) \quad (4-2)$$

ただし、 $F_{18}, F_{23}, F_{45}, F_{67} < 0$

そこで、 F_x の x に関する一次微係数を求めると次式となる**。

$$\begin{aligned} \frac{\partial F_x}{\partial x} = & - \left\{ \frac{\mu N^2}{2\pi^2} E \right\}^2 \cdot \left[\left\{ \frac{32}{3} \pi + \frac{16(S - \pi m^2)}{(g_{45} + h)^2} - \frac{S\pi^2}{g_{45}^2} \right\}^2 \right. \\ & \cdot \frac{\omega(\omega L_{45} - \frac{1}{\omega C})}{\left\{ \tau^2 + (\omega L_{45} - \frac{1}{\omega C})^2 \right\}^2} + \left\{ \frac{32}{3} \pi + \frac{16(S - \pi m^2)}{(g_{18} + h)^2} \right. \\ & \left. \left. - \frac{S\pi^2}{g_{18}^2} \right\}^2 \cdot \frac{\omega(\omega L_{18} - \frac{1}{\omega C})}{\left\{ \tau^2 + (\omega L_{18} - \frac{1}{\omega C})^2 \right\}^2} \right] \cdot \cos^2 \left(\frac{\pi}{8} \right) \\ & - \left\{ \frac{F_{23}}{g_o - y \sin \frac{3\pi}{8}} + \frac{F_{67}}{g_o + y \sin \frac{3\pi}{8}} \right\} \cos^2 \left(\frac{3\pi}{8} \right) \end{aligned} \quad (4-3)$$

(4-3)式より、零位置 ($x=0, y=0$) における $\partial F_x / \partial x$ は次式で与えられる。

$$\left. \frac{\partial F_x}{\partial x} \right|_{\substack{x=0 \\ y=0}} = - \frac{\mu N^2 E^2}{4\pi^2 \tau^2} \left\{ \frac{32}{3} \pi + \frac{16(S - \pi m^2)}{(g_o + h)^2} \right\}$$

$$\begin{aligned} & - \frac{S\pi^2}{g_o^2} \cdot \left[\frac{\mu N^2}{2\pi^2} \left\{ \frac{32}{3} \pi + \frac{16(S - \pi m^2)}{(g_o + h)^2} - \frac{S\pi^2}{g_o^2} \right\} \right. \\ & \left. \cdot \frac{\omega}{\tau} \cos^2 \left(\frac{\pi}{8} \right) + \frac{1}{g_o} \cos^2 \left(\frac{3\pi}{8} \right) \right] \end{aligned} \quad (4-4)$$

したがって、 F_x の一次近似式は、 y 方向の軸変位を零とすると、(4-4)式より次式で与えられる。

$$\begin{aligned} F_x = & - \frac{\mu N^2 E^2}{4\pi^2 \tau^2} \left\{ \frac{32}{3} \pi + \frac{16(S - \pi m^2)}{(g_o + h)^2} - \frac{S\pi^2}{g_o^2} \right\} \cdot \\ & \left[\frac{\mu N^2}{2\pi^2} \left\{ \frac{32}{3} \pi + \frac{16(S - \pi m^2)}{(g_o + h)^2} - \frac{S\pi^2}{g_o^2} \right\} \right. \\ & \left. \cdot \frac{\omega}{\tau} \cos^2 \left(\frac{\pi}{8} \right) + \frac{1}{g_o} \cos^2 \left(\frac{3\pi}{8} \right) \right] \cdot x \end{aligned} \quad (4-5)$$

(4-5)式から明らかなように、 F_x は

$$F_x = F_x(N, E, \tau, S, m, g_o, h, \omega, x), \quad (4-6)$$

であることが判かる。

ただし、 $\pi \cdot \mu = \text{constant}$

$$S = ab$$

$$m = \frac{1}{2} \sqrt{a^2 + b^2}$$

(4-7)

ここに、

C : 励磁コイルに直列に挿入した共振容量。

E : 励磁電圧。

f : 励磁周波数。

g_{18}, g_{45} : 軸受間隙 1.8 および 4.5 の間隙距離。

h : 磁極鉄心露出部の長さ。

a : 磁極断面の一辺の長さ。

b : 磁極断面の一辺の長さ。

S : 磁極断面積。

m : 磁極断面外接円の半径。

L_{18}, L_{45} : 極 1.8 および 極 4.5 に巻かれた励磁コイルの自己インダクタンス。

N : 励磁コイルの巻数。

τ : 励磁コイルの直流抵抗。

μ : 磁気回路間隙部の透磁率。

ω : 角周波数 ($2\pi f$)

ゆえに、 F_x の平均二乗誤差 ϵ_{F_x} は誤差の伝播法則より次式で与えられる。

* 付録 1. 参照。

** 付録 3. 参照。

$$\begin{aligned} \varepsilon_{F_x} = & \pm \left\{ \left(\frac{\partial F_x}{\partial N} \cdot \varepsilon_N \right)^2 + \left(\frac{\partial F_x}{\partial E} \cdot \varepsilon_E \right)^2 + \left(\frac{\partial F_x}{\partial \tau} \cdot \varepsilon_\tau \right)^2 \right. \\ & + \left(\frac{\partial F_x}{\partial S} \cdot \varepsilon_s \right)^2 + \left(\frac{\partial F_x}{\partial m} \cdot \varepsilon_m \right)^2 + \left(\frac{\partial F_x}{\partial g_0} \cdot \varepsilon_{g_0} \right)^2 \\ & \left. + \left(\frac{\partial F_x}{\partial h} \cdot \varepsilon_h \right)^2 + \left(\frac{\partial F_x}{\partial \omega} \cdot \varepsilon_\omega \right)^2 + \left(\frac{\partial F_x}{\partial x} \cdot \varepsilon_x \right)^2 \right\}^{\frac{1}{2}} \end{aligned} \quad (4-8)$$

ここに、 $\varepsilon_N, \varepsilon_E, \varepsilon_\tau, \varepsilon_s, \varepsilon_m, \varepsilon_{g_0}, \varepsilon_h, \varepsilon_\omega, \varepsilon_x$ はそれぞれ $N, E, \tau, S, m, g_0, h, \omega, x$ の誤差である。

ただし、 $\varepsilon_s, \varepsilon_m$ は(4-7)式より、また ε_ω は次式となる。

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon_s &= \pm \left\{ \left(\frac{\partial S}{\partial a} \cdot \varepsilon_a \right)^2 + \left(\frac{\partial S}{\partial b} \cdot \varepsilon_b \right)^2 \right\}^{\frac{1}{2}} \\ \varepsilon_m &= \pm \left\{ \left(\frac{\partial m}{\partial a} \cdot \varepsilon_a \right)^2 + \left(\frac{\partial m}{\partial b} \cdot \varepsilon_b \right)^2 \right\}^{\frac{1}{2}} \\ \varepsilon_\omega &= 2\pi \cdot \varepsilon_f \quad (\text{ただし, } \varepsilon_f: f \text{ の誤差}) \end{aligned} \right\} \quad (4-9)$$

(4-8)式の各項に関する一次微係数はそれぞれ次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial F_x}{\partial N} = & - \frac{\mu E^2 x N}{2\pi^2 \tau^2} \cdot K_1 \cdot \left[K_2 + \frac{\mu N^2}{2\pi^2} \cdot K_1 \right. \\ & \left. \cdot \frac{\omega}{\tau} \cos^2\left(\frac{\pi}{8}\right) \right] \end{aligned} \quad (4-10)$$

ただし、

$$K_1 = \frac{32}{3} \pi + \frac{16(S - \pi m^2)}{(g_0 + h)^2} - \frac{S\pi^2}{g_0^2} \quad (4-11)$$

$$K_2 = \frac{\mu N^2}{2\pi^2} \cdot K_1 \cdot \frac{\omega}{\tau} \cos^2\left(\frac{\pi}{8}\right) + \frac{1}{g_0} \cos^2\left(\frac{3\pi}{8}\right) \quad (4-12)$$

$$\frac{\partial F_x}{\partial E} = - \frac{\mu N^2 x E}{2\pi^2 \tau^2} \cdot K_1 \cdot K_2 \quad (4-13)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial F_x}{\partial \tau} = & \frac{\mu N^2 E^2 x}{4\pi^2 \tau^3} \cdot K_1 \cdot \left[2 \cdot K_2 + \frac{\mu N^2}{2\pi^2} \right. \\ & \left. \cdot K_1 \cdot \frac{\omega}{\tau} \cos^2\left(\frac{\pi}{8}\right) \right] \end{aligned} \quad (4-14)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial F_x}{\partial S} = & - \frac{\mu N^2 E^2 x}{4\pi^2 \tau^2} \left\{ \frac{16}{(g_0 + h)^2} - \frac{\pi^2}{g_0^2} \right\} \\ & \cdot \left[K_2 + \frac{\mu N^2}{2\pi^2} \cdot K_1 \cdot \frac{\omega}{\tau} \cos^2\left(\frac{\pi}{8}\right) \right] \end{aligned} \quad (4-15)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial F_x}{\partial m} = & \frac{\mu N^2 E^2 x}{\pi^2 \tau^2} \cdot \frac{8\pi m}{(g_0 + h)^2} \cdot \left[K_2 + \frac{\mu N^2}{2\pi^2} \cdot K_1 \right. \\ & \left. \cdot \frac{\omega}{\tau} \cos^2\left(\frac{\pi}{8}\right) \right] \end{aligned} \quad (4-16)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial F_x}{\partial g_0} = & - \frac{\mu N^2 E^2 x}{4\pi^2 \tau^2} \left[\left\{ - \frac{32(S - \pi m^2)}{(g_0 + h)^3} + \frac{2S\pi^2}{g_0^3} \right\} \right. \\ & \cdot K_2 + K_1 \cdot \frac{\mu N^2}{2\pi^2} \left\{ - \frac{32(S - \pi m^2)}{(g_0 + h)^3} + \frac{2S\pi^2}{g_0^3} \right\} \\ & \left. \cdot \frac{\omega}{\tau} \cos^2\left(\frac{\pi}{8}\right) - \frac{K_1}{g_0^2} \cos^2\left(\frac{3\pi}{8}\right) \right] \end{aligned} \quad (4-17)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial F_x}{\partial h} = & \frac{\mu N^2 E^2 x}{\pi^2 \tau^2} \cdot \frac{8(S - \pi m^2)}{(g_0 + h)^3} \cdot \left[K_2 + \frac{\mu N^2}{2\pi^2} \cdot K_1 \right. \\ & \left. \cdot \frac{\omega}{\tau} \cos^2\left(\frac{\pi}{8}\right) \right] \end{aligned} \quad (4-18)$$

$$\frac{\partial F_x}{\partial \omega} = - \frac{\mu^2 N^4 E^2 x}{8\pi^4 \tau^3} \cdot K_1^2 \cdot \cos^2\left(\frac{\pi}{8}\right) \quad (4-19)$$

$$\frac{\partial F_x}{\partial x} = - \frac{\mu N^2 E^2}{4\pi^2 \tau^2} \cdot K_1 \cdot K_2 \quad (4-20)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial S}{\partial a} &= b \\ \frac{\partial S}{\partial b} &= a \end{aligned} \right\} \quad (4-21)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial m}{\partial a} &= \frac{a}{\sqrt{a^2 + b^2}} \\ \frac{\partial m}{\partial b} &= \frac{b}{\sqrt{a^2 + b^2}} \end{aligned} \right\} \quad (4-22)$$

(2) ε_{F_x} の数値計算

以上の式(4-8)~式(4-22)を用いて、 ε_{F_x} を求める。

本実験の一例より、 F_x の関数因子およびそれらの誤差を次のように定義する(図8参照)。

$$\begin{aligned} \text{関数因子: } N &= 1600 & (\text{回}) \\ g_0 &= 300 \times 10^{-6} & (\text{m}) \\ f &= 400 & (\text{Hz}) \\ \tau &= 74.2 & (\Omega) \\ E &= 5.0 & (\text{Vrms}) \\ a &= 8.0 \times 10^{-3} & (\text{m}) \\ b &= 6.0 \times 10^{-3} & (\text{m}) \\ h &= 1.0 \times 10^{-3} & (\text{m}) \\ x &= (0.0 \sim 20) \times 10^{-6} & (\text{m}) \end{aligned}$$

定数： $\mu = 4\pi \times 10^{-7}$ (H/m)
 $\pi = 3.1416$

関数因子の誤差：

- $\epsilon_N = \pm 0.0$ (回)
- $\epsilon_{g_0} = \pm 3.9 \times 10^{-6}$ (m)
- $\epsilon_f = \pm 0.4$ (Hz)
- $\epsilon_r = \pm 0.37$ (Ω)
- $\epsilon_E = \pm 0.5 \times 10^{-3}$ (V)
- $\epsilon_h = \pm 0.5 \times 10^{-3}$ (m)
- $\epsilon_a = \pm 0.3 \times 10^{-3}$ (m)
- $\epsilon_b = \pm 0.5 \times 10^{-3}$ (m)
- $\epsilon_x = \pm 0.01 \times x$ (m)

これらの誤差は実験用磁気軸受モデルの工作精度および実験に用いた測定機器、電気部品の精度である。

表4は上記の関数因子、その誤差および定数の各数値を用いて計算した軸変位 x に対する $F_x \cdot \epsilon_{F_x}$, (ϵ_{F_x} / F_x) $\times 100$ の結果である。同表から明らかなように、 ϵ_{F_x} の F_x に対する相対誤差は $\pm 17.7\%$ 以内であることが判かる。

4.3 測定精度

以上のことから、磁気支持力の実験値はその測定平均値の確率誤差が $\pm 1\%$ 以下という精密度の高い結果を得た。一方、測定系の系統誤差は F_x の平均二乗誤差 ϵ_{F_x} で評価すれば、軸の微小変位内で、 F_x の一次近似解析値の $\pm 17.7\%$ 以内である。

5. 結 言

(1) 誘導用浮動型慣性センサの出力軸受として応用し

得る大きさで、かつ必要な磁気軸受剛性が得られるように試作した本実験用軸受モデルは約 $10 \text{ grw}/\mu\text{m}$ ($g_0 = 200 \mu\text{m}$ に関して) の磁気軸受剛性が得られ、出力軸受として必要な磁気軸受剛性の大きさを満足した。また、本軸受モデルは軸の変位方向にかかわらず正常に作動することが確認された。

(2) 本軸受方式の設計上重要な問題となる磁気支持力の非復元力領域の実験値は解析で求めたその領域より小さいことが判明した。したがって、解析で求めた磁気支持力の復元力領域内の適当な位置に機械的なストッパを備えれば非励磁状態においても油で浮動された軸を磁気支持力の復元力領域内に留めることができる。また本軸受方式の動作領域を零位置から磁気支持力が最大となるまでの軸変位領域とし、かつ必要な磁気軸受剛性を与え、さらに適当な粘性係数を有する制動油で軸を浮動すれば、安定した磁気軸受が得られる。

(3) 本軸受方式に関する筆者らの理論式は従来の Frazier らの理論式より、軸の微小変位内において、磁気支持力の物理現象を良く表現し得ることが明らかとなった。しかし、磁気支持力の大きさが最大を越える軸変位領域における磁気支持力の式の近似性および交流励磁によって鉄心内部に生ずる鉄損の高周波領域における省略等については今後改良すべき問題点である。

(4) 本実験の要となる軸の微小変位と磁気支持力の測定は、 $\pm 1\%$ / F.S の非接触型変位計および 0.3% / 400 grw の力検出器を用いて直接測定を行ない、測定平均値の確率誤差が $\pm 1\%$ 以下という良好な結果を得た。また測定系の系統誤差は磁気支持力の一次近似式に關す

表4 F_x の一次近似値とその平均二乗誤差 ϵ_{F_x} (図8参照)

軸変位 $x(\mu\text{m})$	磁気支持力 F_x (grw)	平均二乗誤差 ϵ_{F_x} (grw)	$\frac{\epsilon_{F_x}}{F_x} \times 100$ (%)	備 考
0	0.0	0.0	0.0	$N = 1600$ 回
2	- 10.69	± 1.89	± 17.7	$g_0 = 300$ μm
4	- 21.39	± 3.79	± 17.7	$f = 400$ Hz
6	- 32.08	± 5.68	± 17.7	$E = 5.0$ V _{rms}
8	- 42.77	± 7.58	± 17.7	$r = 74.2$ Ω
10	- 53.47	± 9.47	± 17.7	
12	- 64.16	± 11.36	± 17.7	
14	- 74.85	± 13.26	± 17.7	
16	- 85.55	± 15.15	± 17.7	
18	- 96.24	± 17.05	± 17.7	
20	-106.9	± 18.94	± 17.7	

る平均二乗誤差として評価すると、 $\pm 17.7\%$ 以内であった。

(5) 本研究において得た磁気支持力の一次近似式：

(4-5)式およびその定係数：(4-4)式はそれぞれ零位置近傍における磁気支持力および磁気軸受剛性を容易に計算し得る有用な式である。

(6) これまでの研究において、本軸受方式の設計に関して必要な基礎的資料を確立した。今後は本軸受方式を浮動型慣性センサに応用し、その高精度化の研究を進めつつもりである。

謝 辞

最後に、本研究を遂行するにあたって、軸受静特性実験装置の製作に関し多大な御尽力をいただいた東精エンジニアリング・サービス(株)の中村誠作、吉田勝の各氏に、また実験用磁気軸受モデルの製作に関して御協力をいただいた日本航空電子工業(株)慣性部の堀内禧次、中神浩一の各氏に、さらにフェライト系ロータの製作に関して御協力をいただいた東京電気化工業(株)マグネット事業部の森本正雄氏に深謝の意を表するとともに、当所計測部長樋口一雄氏に有益なる助言をいただいたことをここに付記する。

参 考 文 献

- 1) 熊沢俊治；航法用ジャイロについて，電子通信学会宇宙・航行エレクトロニクス研究会資料，SANE 73-6 (1973/6)
- 2) 田畑浄治，大月正男，鈴木孝雄，秋田千秋，堀内禧次，小島雅夫；浮動式1自由度広角度積分ジャイロの研究，第12回宇宙科学技術講演会前刷(1969/1)，PP. 122-

- 3) 大月正男，鈴木孝雄，円居繁治；アナログ・トルク平衡方式による浮動振子型加速度計の研究，航技研報告TR-230，1971年1月
- 4) 鈴木孝雄，大月正男，円居繁治；トルク平衡方式による浮動振子型加速度計の研究，精密機械，40巻7号(1974/7)PP. 583-
- 5) Sidney Lees; Air Space and Instruments, McGraw-Hill Book Company, Inc., (1963) pp. 312-350.
- 6) 滝沢実，大月正男，鈴木孝雄；誘導用浮動型慣性センサに用いる自己制御型八極磁気軸受方式の理論解析，航技研報告 TR-338，1973年9月
- 7) M.S. Sapuppo and P.J. Pijoan; A Small Low Angular Momentum Inertial Gyroscope, M.I.T. Draper Laboratory, AIAA Paper No. 70-1011, (1970).
- 8) J.E. Miller; Space Navigation Guidance and Control, Technivision Limited Maidenhead, August 1966, pp. 218-219.
- 9) 滝沢実，大月正男，鈴木孝雄；自己制御型八極磁気軸受方式の理論解析，精密機械，40巻7号(1974/7)PP. 557-
- 10) 大月正男，新宮博公，鈴木孝雄；ストラップダウン方式の慣性機器誤差によって生ずる飛しょう径路誤差の一考察，航技研資料TM-225，1972年5月

付 録

付録 1. 自己制御型八極磁気軸受方式の理論

(1) 筆者らの解析による磁気支持力の式

自己制御型八極磁気軸受方式の構成・原理図を図 1-1 に、その等価回路を図 1-2 に示す。解析条件として各磁束回路は相互に独立とし、鉄心内部の磁気抵抗や交流励磁時におけるヒステリシス損、うず電流損等を見視し、軸受間隙部における磁束の漏洩効果を考慮すれば、図 1-1 における x 軸方向の磁気支持力 F_x は次式で与えられる¹⁾

$$F_x = \{ \|F_{18}\| - \|F_{45}\| \} \cos \frac{\pi}{8} + \left[\frac{\|F_{23}\|}{g_o - y \sin \frac{3\pi}{8}} + \frac{\|F_{67}\|}{g_o + y \sin \frac{3\pi}{8}} \right] x \cos^2 \left(\frac{3\pi}{8} \right) \quad (1-1)$$

ただし、「 $\|\dots\|$ 」は軸受間隙面に作用する磁気吸引力の位相項および吸引力としてもつ負の符号を見視した絶対値を示す。また、 F_x は復元力であるため、零位置において軸が x の正(負)の向きに変位した場合には $F_x < 0$ ($F_x > 0$) を満足しなければならない。

ここに、(1-1)式の関係式は次式で与えられる。

$$F_{nm} = \frac{1}{2} (I_{nm})^2 \frac{\partial L_{nm}}{\partial g_{nm}} \quad (1-2)$$

$$L_{nm} = \frac{\mu N^2}{2\pi^2} \left\{ \frac{32}{3} \pi (g_{nm} + h) + \frac{16(\pi m^2 - S)}{(g_{nm} + h)} + \frac{S\pi^2}{g_{nm}} + 8\pi^2 m \right\} \quad (1-3)$$

$$\frac{\partial L_{nm}}{\partial g_{nm}} = \frac{\mu N^2}{2\pi^2} \left\{ -\frac{32}{3} \pi + \frac{16(S - \pi m^2)}{(g_{nm} + h)^2} - \frac{S\pi^2}{g_{nm}^2} \right\} \quad (1-4)$$

$$I_{nm} = \frac{E}{\tau_{nm} + j(\omega L_{nm} - \frac{1}{\omega C_{nm}})} \quad (1-5)$$

$$C_{nm} = \frac{1}{\omega(\omega L_o - \tau_{nm})}, \quad (\text{ただし}, \omega L_o > \tau_{nm}) \quad (1-6)$$

$$g_{nm} = \frac{1}{2} (g_n + g_m)$$

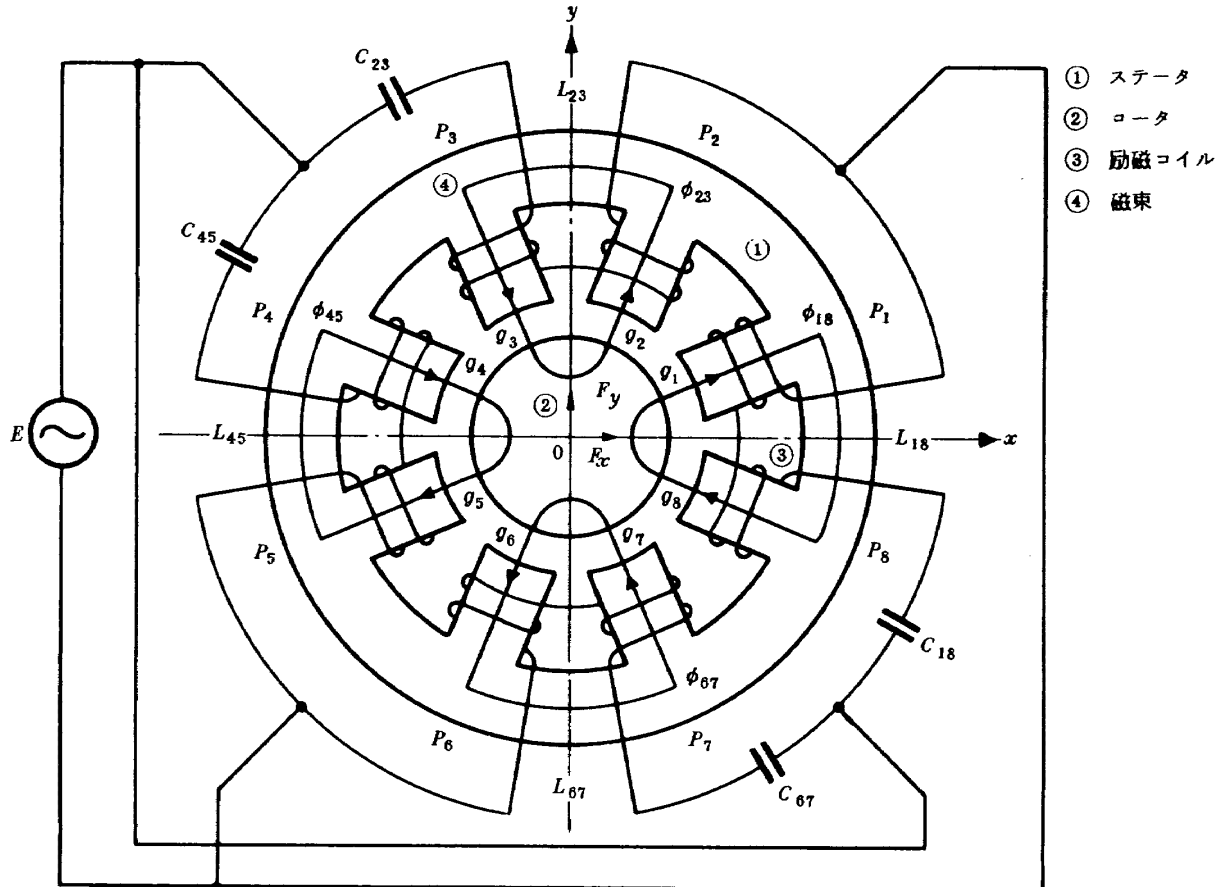


図 1-1 自己制御型八極磁気軸受方式の構成・原理図

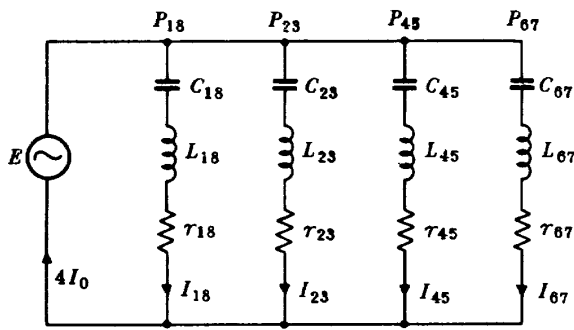


図1-2 等価回路

$$g_k = g_0 - x \cos \left\{ \frac{\pi}{8} (2k-1) \right\} - y \sin \left\{ \frac{\pi}{8} (2k-1) \right\} \quad (1-7)$$

ただし、添字 nm は 18, 23, 45, 67 であり、 k は 1, 2, ..., 8 であり、0 は零位置に関するものである。

ここに、 F : 磁気吸引力、 I : 励磁電流であり、他の記号は本文で用いたものと同じである。

y 軸方向に関する磁気支持力 F_y は F_x の場合と同様に与えられる。

(2) R. H. Frazier らの解析による磁気支持力の式

図1-1において、Frazier らが導いた x 軸方向の磁気支持力 F_x は次式で与えられる。²⁾

$$F_x = -2 \left(\frac{N^* I_0}{g_0} \right)^2 P_0 \cos^2 \left(\frac{\pi}{8} \right) \cdot (Q_0 - 2) x \quad (2-1)$$

ただし、解析条件としては、各磁束回路は相互に独立とし、鉄心内部の磁気抵抗および交流励磁時の鉄損を無視し、軸受間隙部における漏洩磁束効果を省略している。また、(2-1)式は軸の微小変位内で極 2, 3, 6, 7 に關して作用する磁気吸引力 F_2, F_3, F_6, F_7 の x 軸方向成分 (図1-1参照) を省略している。

ここに、(2-1)式の関係式は次式で与えられる。

$$I_0 = \frac{I \text{ res}}{1+j(Q_0-Q_c)} = \frac{I \text{ res}}{\sqrt{2}} = \frac{\sqrt{2}}{2} \cdot \frac{E}{r} \quad (2-2)$$

$$Q_0 - Q_c = 1, \quad (\text{ただし, } Q_0 = \omega L_0 / r, \quad Q_c = 1 / r \omega C) \quad (2-3)$$

$$P_0 = \frac{\mu S}{g_0} \quad (2-4)$$

$$N^* = \frac{N}{2} \quad (2-5)$$

ここに、 N^* : 一極あたりの励磁コイル巻数、 P : 一極に関する軸受間隙部のパーミアンス、 Q : 励磁コイルの共振尖鋭度、 Q_c : 容量の共振尖鋭度であり、添字 res : 共振位置に関するものである。他の記号および添字は前記と同じものである。

y 軸方向の磁気支持力 F_y についても F_x の場合と同様に与えられる。

一方、筆者らが Frazier らの解析方法に従って、非直線性成分を含めて求めた x 軸方向の磁気支持力 F_x は次式で与えられる。¹⁾

$$F_x = \frac{2(N^* I_0)^2}{g_0} P_0 \left\{ \frac{1}{\left(1 - \frac{x}{g_0} \cos \frac{\pi}{8}\right)^2 + \left(1 + \frac{x}{g_0} Q_c \cos \frac{\pi}{8}\right)^2} - \frac{1}{\left(1 + \frac{x}{g_0} \cos \frac{\pi}{8}\right)^2 + \left(1 - \frac{x}{g_0} Q_c \cos \frac{\pi}{8}\right)^2} \right\} \quad (2-6)$$

ただし、 F_x は復元力であるために次の条件を満足しなければならない。

$$F_{x+} < 0, \quad F_{x-} > 0 \quad (2-7)$$

ここに、 $+$, $-$ の符号は零位置における軸変位の向きを示す。

y 軸方向の磁気支持力 F_y についても (2-6) 式と同様に与えられる。

参考文献

- 1) 滝沢実, 大月正男, 鈴木孝雄; 誘導用浮動型慣性センサに用いる自己制御型八極磁気軸受方式の理論解析, 航技研報告 TR-338, 1973年9月
- 2) S. Lees; Air Space and Instruments, McGraw-Hill Book Company, Inc., (1963), pp. 312-350.

付録2. 交流定電圧源に関する検討

図2-1に示す自己制御型八極磁気軸受方式の励磁回路は図2-2に示すような等価回路として表わせる。

いま軸が零位置より変位したとき、磁気軸受回路の端子間電圧 E の変動率 ΔE は次式で評価できる。

$$\Delta E = \frac{E - E_0}{E_0} \quad (3-1)$$

(3-1)式は次のように導出できる。

$$E = E_s - I \cdot Z_s \quad (3-2)$$

$$I = \frac{E}{Z} \quad (3-3)$$

(3-2), (3-3) 式より E を消去すれば、

$$I = \frac{E_s}{Z + Z_s} \quad (3-4)$$

ここに、 E_s ：交流電源起電力、 I ：総励磁電流、 Z_s ：交流電源の内部インピーダンス、 Z ：磁気軸受回路のインピーダンスであり、添字0：零位置に関するものである。

いま軸が零位置にあるとき、 $I = I_0$ 、 $Z = Z_0$ 、 $E = E_0$ とすれば、それらは次式で与えられる。

$$I_0 = \frac{E_s}{Z_0 + Z_s} \quad (3-5)$$

$$E_0 = E_s - I_0 \cdot Z_s \quad (3-6)$$

$$Z_0 = \frac{\sqrt{2}}{4} \cdot r \quad (3-7)$$

ただし、 $r = \omega L_0 - 1/\omega C$

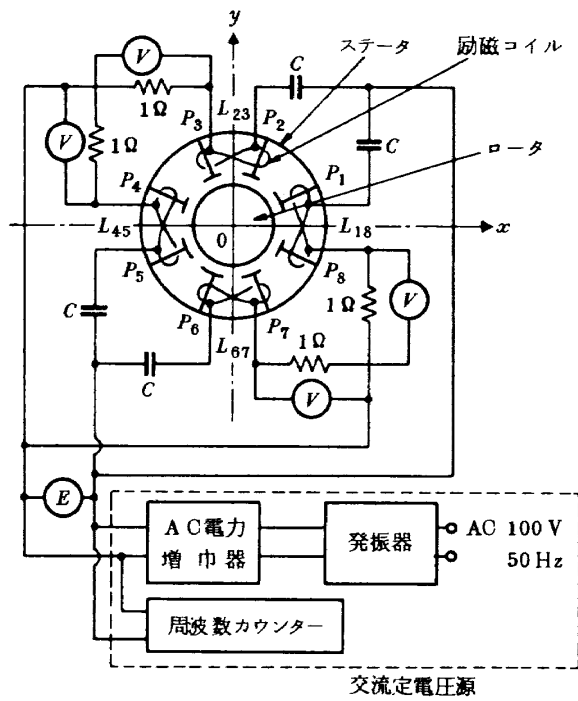


図 2-1 自己制御型八極磁気軸受方式の励磁回路

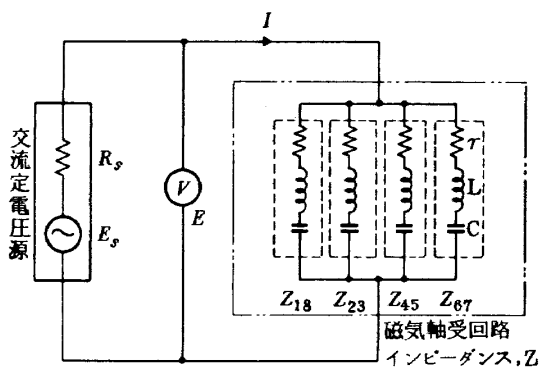


図 2-2 磁気軸受等価回路

また、 Z は次式で与えられる。

$$Z = \frac{Z_{18}Z_{23}Z_{45}Z_{67}}{Z_{23}Z_{45}Z_{67} + Z_{18}Z_{45}Z_{67} + Z_{18}Z_{23}Z_{67} + Z_{18}Z_{23}Z_{45}} \quad (3-8)$$

ただし、 $Z_{18} \sim Z_{67}$ はRLC直列共振回路の各インピーダンスであり、次式で与えられる。

$$Z_{nm} = r + j \left(\omega L_{nm} - \frac{1}{\omega C} \right) \quad (3-9)$$

ここに、添字 nm は18、23、45、67である。また、 L_{nm} は一对の極1.8～極6.7に関する励磁コイルの自己インダクタンスであり、本報付録1の(1-3)式で与えられる。

したがって、 ΔE は(3-2)～(3-9)式を(3-1)式

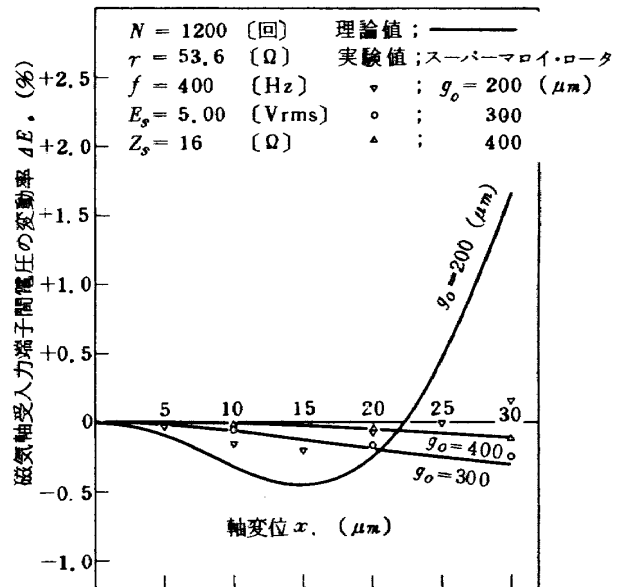


図 2-3 軸の小変位と ΔE の関係

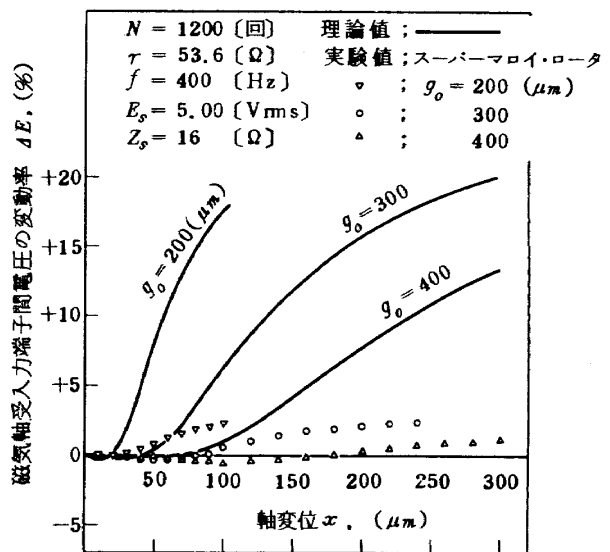


図 2-4 軸の大変位と ΔE の関係

に代入して求めれば次式となる。

$$\Delta E = \frac{\frac{Z}{Z+Z_s} - \frac{\sqrt{2}r}{\sqrt{2}r+4Z_s}}{\frac{\sqrt{2}r}{\sqrt{2}r+4Z_s}}$$

$$\therefore \Delta E = \left(\frac{Z}{Z+Z_s} \cdot \frac{\sqrt{2}r+4Z_s}{\sqrt{2}r} \right) - 1 \quad (3-10)$$

そこで、(3-10)式に実験数値の一例を代入し、 ΔE を計算した。その結果を図2-3、図2-4に示す。図2-3は軸の小変位と ΔE の関係を、図2-4は軸の大変位と ΔE の関係を示す。図2-3に示されるように、 ΔE は軸の小変位内において無視し得るほど小さいことが判かる。一方、図2-4における ΔE の実験値は全軸変位領域で±2.5%以内に留まっていることが認められるが、軸の大変位領域で理論値とかなりの差異が生じている。これは軸受回路のインピーダンス Z の近似すなわち軸受間隙部の磁束の漏洩を含む磁気抵抗の近似が軸変位が大きくなるにしたがって悪くなるためと思われる。

付録3. F_x の一次微係数 $\partial F_x/\partial x$ の式の導出

x 軸方向の磁気支持力 F_x は本文の4.2.(1)の(4-2)式より次式で与えられる。

$$F_x = - \left\{ F_{18} - F_{45} \right\} \cos \frac{\pi}{8} - \left[\frac{F_{23}}{g_o - y \sin \frac{3\pi}{8}} + \frac{F_{67}}{g_o + y \sin \frac{3\pi}{8}} \right] x \cos^2 \left(\frac{3\pi}{8} \right) \quad (4-1)$$

ただし、 $F_{18}, F_{23}, F_{45}, F_{67} < 0$ である。

F_x の x に関する一次微係数は次のように求められる。

$$\frac{\partial F_x}{\partial x} = \frac{\partial F_{x1}}{\partial x} + \frac{\partial F_{x2}}{\partial x} + \frac{\partial F_{x3}}{\partial x} + \frac{\partial F_{x4}}{\partial x} \quad (4-2)$$

ただし、 $\partial F_{x1}/\partial x, \partial F_{x2}/\partial x, \partial F_{x3}/\partial x, \partial F_{x4}/\partial x$ は次式となる。

$$\frac{\partial F_{x1}}{\partial x} = - \frac{\partial}{\partial x} \left\{ F_{18} \cos \frac{\pi}{8} \right\}$$

$$= - \frac{\partial F_{18}}{\partial L_{18}} \cdot \frac{\partial L_{18}}{\partial g_{18}} \cdot \frac{\partial g_{18}}{\partial x} \cos \frac{\pi}{8}$$

$$= - \left\{ \frac{\mu N^2}{2\pi^2} \right\}^2 E^2 \left\{ \frac{32}{3} \pi + \frac{16(S-\pi m^2)}{(g_{18}+h)^2} - \frac{S\pi^2}{g_{18}^2} \right\}^2$$

$$\cdot \frac{(\omega L_{18} - \frac{1}{\omega C}) \omega}{\left\{ r^2 + (\omega L_{18} - \frac{1}{\omega C})^2 \right\}^2} \cdot \cos^2 \left(\frac{\pi}{8} \right) \quad (4-3)$$

ここに、

$$\frac{\partial F_{18}}{\partial L_{18}} = - \frac{\mu N^2}{2\pi^2} E^2 \left\{ \frac{32}{3} \pi + \frac{16(S-\pi m^2)}{(g_{18}+h)^2} - \frac{S\pi^2}{g_{18}^2} \right\}$$

$$\cdot \frac{(\omega L_{18} - \frac{1}{\omega C}) \omega}{\left\{ r^2 + (\omega L_{18} - \frac{1}{\omega C})^2 \right\}^2} \quad (4-4)$$

$$\frac{\partial L_{18}}{\partial g_{18}} = \frac{\mu N^2}{2\pi^2} \left\{ \frac{32}{3} \pi + \frac{16(S-\pi m^2)}{(g_{18}+h)^2} - \frac{S\pi^2}{g_{18}^2} \right\} \quad (4-5)$$

$$\frac{\partial g_{18}}{\partial x} = - \cos \frac{\pi}{8} \quad (4-6)$$

$$\frac{\partial F_{x2}}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left\{ F_{45} \cos \frac{\pi}{8} \right\}$$

$$= \frac{\partial F_{45}}{\partial L_{45}} \cdot \frac{\partial L_{45}}{\partial g_{45}} \cdot \frac{\partial g_{45}}{\partial x} \cos \frac{\pi}{8}$$

$$= - \left\{ \frac{\mu N^2}{2\pi^2} \right\}^2 E^2 \left\{ \frac{32}{3} \pi + \frac{16(S-\pi m^2)}{(g_{45}+h)^2} - \frac{S\pi^2}{g_{45}^2} \right\}^2$$

$$\cdot \frac{(\omega L_{45} - \frac{1}{\omega C}) \omega}{\left\{ r^2 + (\omega L_{45} - \frac{1}{\omega C})^2 \right\}^2} \cdot \cos^2 \left(\frac{\pi}{8} \right) \quad (4-7)$$

ここに、 $\partial F_{45}/\partial L_{45}, \partial L_{45}/\partial g_{45}$ は(4-4)、(4-5)式と同様に与えられる。また $\partial g_{45}/\partial x$ は次式となる。

$$\frac{\partial g_{45}}{\partial x} = \cos \frac{\pi}{8} \quad (4-8)$$

$$\frac{\partial F_{x3}}{\partial x} = - \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \frac{F_{23} x \cos^2 \left(\frac{3\pi}{8} \right)}{g_o - y \sin \frac{3\pi}{8}} \right\}$$

$$= - \frac{F_{23}}{g_o - y \sin \frac{3\pi}{8}} \cos^2 \left(\frac{3\pi}{8} \right) \quad (4-9)$$

$$\frac{\partial F_{x4}}{\partial x} = - \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \frac{F_{67} x \cos^2 \left(\frac{3\pi}{8} \right)}{g_o + y \sin \frac{3\pi}{8}} \right\}$$

$$= - \frac{F_{67}}{g_o + y \sin \frac{3\pi}{8}} \cdot \cos^2 \left(\frac{3\pi}{8} \right) \quad (4-10)$$

ゆえに、(4-3)、(4-7)、(4-9)、(4-10)式を(4-2)式に代入すれば、 $\partial F_x/\partial x$ は次式で与えられる。

$$\begin{aligned}
\therefore \frac{\partial F_x}{\partial x} = & \left\{ \frac{\mu N^2}{2\pi^2} E \right\}^2 \cdot \left[\left\{ \frac{32}{3} \pi + \frac{16(S - \pi m^2)}{(g_{45} + h)^2} - \frac{S\pi^2}{g_{45}^2} \right\} \right. \\
& \cdot \frac{\omega(\omega L_{45} - \frac{1}{\omega C})}{\left\{ \tau^2 + (\omega L_{45} - \frac{1}{\omega C})^2 \right\}^2} + \left\{ \frac{32}{3} \pi + \frac{16(S - \pi m^2)}{(g_{18} + h)^2} \right. \\
& \left. \left. - \frac{S\pi^2}{g_{18}^2} \right\}^2 \cdot \frac{\omega(\omega L_{18} - \frac{1}{\omega C})}{\left\{ \tau^2 + (\omega L_{18} - \frac{1}{\omega C})^2 \right\}^2} \right] \cdot \cos^2 \left(\frac{\pi}{8} \right) \\
& - \left\{ \frac{F_{23}}{g_o - y \sin \frac{3\pi}{8}} + \frac{F_{67}}{g_o + y \sin \frac{3\pi}{8}} \right\} \cos^2 \left(\frac{3\pi}{8} \right)
\end{aligned}$$

(4-11)

航空宇宙技術研究所報告 393号

昭和49年11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 共 進
東京都杉並区久我山4-1-7(羽田ビル)
