

UDC 621.318:
621.822.9:
629.76/78:
629.7.054

航空宇宙技術研究所報告

TECHNICAL REPORT OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

TR-644

誘導用浮動振子磁力支持型加速度計の研究

滝沢 実 ・ 大月 正男 ・ 鈴木 孝雄

1980年12月

航空宇宙技術研究所
NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

目 次

1. 緒 言	2
2. 主な記号	2
3. 浮動振子磁力支持型加速度計 (MSA)	4
3.1 MSA系の構成とMSAの構造	4
3.2 MSA系の動作原理	5
4. MSAの設計目標と設計における問題点	6
4.1 設計目標	6
4.2 設計における問題点	6
5. MSAの主要構成要素の設計	8
5.1 自己制御型磁気軸受の設計	8
5.2 可動コイル型回転角検出器の設計	12
5.3 可動コイル・永久磁石型回転力発生器の設計	14
5.4 零位平衡サーボ系および自己制御型磁気軸受系のダンピング	17
6. 特性実験	20
6.1 実験装置	20
6.2 特性実験とその結果の考察	21
7. 結 言	34
参考文献	35
付 録	
付録A：SG検出コイルに生ずる誘起電圧の式の導出	37
付録B： C_R の式の導出	37
付録C： M_G の式の導出	39
付録D：零位平衡サーボ系の伝達関数の導出	39
付録E：三次元磁気支持力の式の導出	40
付録F：MSAと従来の浮動振子型加速度計の構造図	42
付録G：加速度計の直線性諸係数の式の導出	43
付録H：可動コイル型SGの入出力関係式の導出	43

誘導用浮動振子磁力支持型加速度計の研究*

滝 沢 実** 大 月 正 男** 鈴 木 孝 雄**

Study of a Floated Pendulum Accelerometer with Passive Magnetic Suspension

By

Minoru TAKIZAWA, Masao OTSUKI and Takao SUZUKI

Abstract

In the last few years, in order to develop more precise inertial sensors, such as floated gyros and floated accelerometers used in the inertial navigation system, a passive magnetic suspension with an eight-pole stator, that can be applied to support the output axes of the sensors, has been theoretically and experimentally studied at NAL (National Aerospace Laboratory). In our previous reports,^{7)~10)29)} a theoretical analysis and an experimental study of the magnetic suspension were described.

In this study, an application of the magnetic suspension to a floated pendulum accelerometer is used in order to develop a more precise accelerometer. This report describes the principle of the magnetically suspended accelerometer (MSA); the design of the three-axis magnetic suspension, the torque generator and the signal generator; and the design of the damping, the analog torque rebalance loop and the magnetic suspension. Furthermore this report describes the experiments on the performances and characteristics of the new accelerometer.

The main results obtained from this study are as follows:

- (1) The performances of the new accelerometer (MSA-1) are measuring range ± 15 G (G: gravity), threshold 3.3×10^{-7} G, non-linearity coefficient 3.4×10^{-5} G/G², and short term bias stability $\pm 5.6 \times 10^{-6}$ G. These performances are compared with those of a former floated pendulum accelerometer^{4)~6)} with high precision pivot-jewel bearings, which had been developed at NAL. In this comparison, with respect in particular to the threshold and the short term bias stability, each value of the above mentioned accelerometer is less than one hundredth compared to that of the former accelerometer.
- (2) The transfer function of the MSA is expressed by second order systems and the measured cut-off frequency of the MSA-1 is about 40 Hz when the accelerometer is adjusted to nearly optimal conditions. This measured value is in close accordance with theoretical value (41 Hz).
- (3) The magnetic suspension system can act normally at high levels of constant acceleration (± 15 G). The suitable material of the magnetic suspension rotor core is ferrite, which has such properties as high permeability, high saturation of magnetic flux density and minimum eddy current loss.
- (4) The magnetic suspension was successfully applied to a floated pendulum accelerometer. It is considered that the magnetic suspension will also be effectively applied to a floated gyroscope.

* 昭和55年9月26日 受付

** 計測部

1. 緒 言

人工衛星打上げ用ロケット等の宇宙飛行体の航法・誘導系に用いられる慣性センサ(ジャイロ, 加速度計)は極めて高精度の性能が要求される^{1), 2)} 航空宇宙技術研究所においては, これまでに誘導用浮動型慣性センサの高精度化の研究として, 浮動式1自由度広角度積分ジャイロ³⁾ および浮動振子型加速度計^{4)~6)}の試作研究を行ってきた。これらの慣性センサは高性能を得るためにジンバル* をその平均密度に等しい油中で浮動させて出力軸軸受に加わる負荷を軽減し, かつ出力軸軸受に高精度の宝石・尖軸受を用いて出力軸まわりの有害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と微小ながらも接触摩擦を有し, これらはセンサの高精度化を妨げる要因の一つと考えられる。そこで, これまでにこれらの慣性センサの出力軸を磁力で非接触に支持し得る自己制御型(交流共振型)八極磁気軸受方式^{19)~26)}の理論的, 実験的研究を行ない, その設計に必要な資料を得た。^{7)~10), 29)}

本研究は上記の研究成果に基づいて, 自己制御型磁気軸受方式を浮動型慣性センサに適用することをめざし, まず浮動振子型加速度計へ応用し, その高精度化を図るとともに, 本磁気軸受方式を浮動型慣性センサの出力軸軸受に適用するために必要なその設計技術の確立を目的とした*。本報告では, 浮動振子磁力支持型加速度計の構成, 動作原理, 設計目標, 設計における問題点および自己制御型磁気軸受等の主構成要素の設計, ならびに低加速度領域($\pm 1G$)および高加速度領域($\pm 15G$)における特性実験とその結果, さらに本磁気軸受が本加速度計の精度に及ぼす影響等について報告する^{11), 12), 28), 29)}

2. 主な記号

A	: ジンバルの外周面積	$[m^2]$
A_{SF}	: 加速度計感度	$[A/G]$
a_i	: 入力加速度(入力軸 IA 方向加速度成分)	$[m/s^2]$
a_c	: 基準ペンデュラス軸 RPA 方向加速度成分	$[m/s^2]$
a_{OA}	: 出力軸 OA 方向加速度成分	$[m/s^2]$
a_{RD}	: 出力軸の半径方向加速度成分	$[m/s^2]$
B_g	: 回転力発生器 TG の磁気回路空隙部の磁束密度	$[Wb/m^2]$
B_d	: TG の永久磁石動作点の磁束密度	$[Wb/m^2]$
B_c	: TG の温度補償用整磁鋼の磁束密度	$[Wb/m^2]$
C_{nm}	: 自己制御型磁気軸受励磁回路の共振容量	$[F]$
C_2	: 回転角検出器 SG の検出コイル側の線間容量	$[F]$
C_L	: ジンバルの出力軸まわりの粘性抵抗係数	$[N \cdot m \cdot sec]$
C_R	: ジンバルの半径方向変位に対する粘性抵抗係数	$[N \cdot m^{-1} \cdot sec]$
C_S	: C_R の接線成分	
C_o	: C_R のオリフィス成分	
C_P	: C_R の圧力差成分	
D	: ジンバルの出力軸方向長さの $1/2$	$[m]$
dI	: TG 空隙磁路内の i_{tg} の作用長 L_{tg} の単位ベクトル	
E	: 磁気軸受の励磁電圧	$[V_{rms}]$
e_0	: 加速度計の出力電圧	$[V]$
e_{sg}	: SG の出力電圧	$[V]$
F_{AX}	: 磁気支持力の出力軸方向成分	$[N]$
F_{RD}	: 磁気支持力の出力軸半径方向成分	$[N]$
F_{nm}	: 磁気軸受間隙面に垂直に作用する磁気吸引力	$[N]$
F_X, F_Y	: F_{nm} の X, Y 軸成分(直交座標 X, Y, Z はそれぞれ, IA, RPA, OA に対応する。)	$[N]$
F	: A の接線方向に作用する力	$[N]$
G	: ジンバル外周面とケース内周面との間の距離	$[m]$
$G_{d(s)}$: 零位平衡サーボ増幅器の出力感度	
g_k	: 磁気軸受ステータポール先端面とロータ面との間の距離($k=1, 2, \dots, 8$)	$[m]$
g_{nm}	: 一組(2極当り)の g_k の $1/2$ ($nm=18, 23, 45, 67$)	$[m]$
g_0	: 出力軸が磁気軸受ステータ中心位置, すなわち変位零の位置における g_k の値	$[m]$
H_m	: TG 永久磁石の動作点における磁界の強さ	$[A \cdot \text{回}/m]$
h	: 磁気軸受ステータポール先端鉄心露出部長さ	$[m]$
IA	: 入力軸	
i_{tg}	: リバランス用 TG へのフィードバック電流	$[A]$

* ケース内の浮動油によって浮動され, 出力軸軸受で支持される密閉した円筒状物体で, ジャイロの場合にはその内部にジャイロ・ロータが, 加速度計の場合にはその内部に不平衡質量が取付けられる。

** 昭和47年度航空宇宙技術研究所特別研究

i_1 : SGの励磁電流	(A)	S_{tR} : 半径方向の磁気軸受スチフネス	(N/m)
J : ジンバルのOAまわりの慣性モーメント	(kg·m ²)	S_m : TG磁気回路の永久磁石部断面積	(m ²)
J_{IA} : ジンバルのIAまわりの慣性モーメント	(kg·m ²)	\mathcal{L} : 一对の磁気軸受間距離	(m)
K_{tg} : リバランス用TGの出力感度	(N·m/A)	S : 磁気軸受ステータポール断面積	(m ²)
$K(s), K$: 零位平衡サーボ系の電磁的バネ定数	(N·m/rad)	T_c : クロス・カップリング・トルク	(N·m)
K_{sg} : SGの出力感度	(V/rad)	T_f : 宝石・尖軸受の接触摩擦(拘束)トルク	(N·m)
L_{nm} : 一組の磁気軸受励磁コイルの自己インダクタンス	(H)	T_G : 回転力発生器	
L_1 : SG励磁コイルの自己インダクタンス	(H)	T_{OA} : OAまわりのトルク	(N·m)
L_2 : SG検出コイルの自己インダクタンス	(H)	T_{OAO} : $a_c = 0$ のときの T_{OA}	(N·m)
L_{tg} : TG空隙磁路内の i_{tg} の有効作用長	(m)	T_{tg} : TGによって発生されるジンバル回転トルク	(N·m)
l_G : ジンバルのOA方向長さ	(m)	U : ジンバルの容積	(m ³)
l_g : TG空隙磁路の長さ	(m)	V : 浮動油の流速	(m/sec)
l_m : TG磁気回路の永久磁石部長さ	(m)	V_{in} : SG励磁電圧	(V _{rms})
l_p : ペンデュラスティ(等価振子)の腕相当長さ	(m)	V_2 : SG検出コイルに生ずる誘起電圧	(V)
M : ジンバル質量	(kg)	V_{out} : SGの出力電圧	(V)
M_G : 浮動油効果によるジンバルの等価質量	(kg)	x, y : 軸受間隙面に垂直に立てた二次元座標系	
m : 磁気軸受ステータポール外接円の半径	(m)	α : アルミニウムの線膨張係数	
m_p : ペンデュラスティの等価質量	(kg)	β : TG磁気回路の起磁力損失係数	
m_{s1}, m_{s2} : 磁気軸受1および2		γ : TG磁気回路の磁束漏洩係数	
N : 一組の磁気軸受励磁コイルの巻数	(回)	δ : 出力軸半径方向の非接触拘束許容変位量	(m)
N_1 : SG励磁コイルの巻数	(回)	δ_c : クロス・カップリング誤差	
N_2 : SG検出コイルの1 rad.当りの巻数	(回/rad)	ϵ : 加速度計出力の非直線性誤差	(G)
OA : 出力軸		η : 浮動油の粘性係数	
PA : ペンデュラス軸		θ : ジンバルのOAまわりの回転角	(rad)
P : ペンデュラスティ	(kg·m)	λ : 出力軸方向の非接触拘束許容変位量	(m)
P : SG励磁回路のパーミアンス		μ : 磁気軸受間隙部の透磁率	(H/m)
P_m : TG磁気回路のパーミアンス係数		ν : 浮動油の動粘性係数	
R : ジンバルの出力軸半径方向変位量	(m)	ρ : 浮動油の密度	(kg/m ³)
R_1 : SG励磁コイルの直流抵抗	(Ω)	τ : ジンバル外周面の浮動油による単位面積当りに働く剪断力	(N/m ²)
R_2 : SG検出コイルの直流抵抗	(Ω)	ϕ : SG励磁コイルによって発生する磁束	(Wb)
R_G : ジンバルの外周半径	(m)	φ : 零位平衡時のジンバル回転角	(rad)
R_{out} : SG出力電圧の読取抵抗	(Ω)	Φ_g : TG磁気回路の空隙部に収束する磁束	(Wb)
R_r : i_{tg} の読取抵抗	(Ω)	Φ_t : TG永久磁石により発生する全磁束	(Wb)
r_0 : ジンバル回転中心からTG永久磁石先端面までの距離	(m)	Ψ : 磁気軸受ロータおよびステータ穴のテーパ角	(rad)
r_i : TG外側磁束回帰路の内周半径	(m)	ω : 角周波数	(rad/sec)
τ_{nm} : 一組の磁気軸受励磁コイルの直流抵抗	(Ω)	$\dot{\Omega}_{IA}$: 入力軸まわりに作用する角加速度	(rad/sec ²)
τ_{tg} : TG可動コイルボビンの回転半径	(m)	ΔT : 最適作動温度からの温度変動量	(°C)
S_c : TG温度補償用整磁鋼の断面積	(m ²)	ζ : 零位平衡サーボ系の制動係数	
SG : ジンバル回転角検出器		ξ : ジンバルの入力軸まわりの回転角	(rad)
S_g : TG磁気回路の空隙部断面積	(m ²)	σ : 磁気軸受系の制動係数	
S_{tA} : 出力軸方向の磁気軸受スチフネス	(N/m)		

3. 浮動振子磁力支持型 加速度計 (MSA)

3.1 MSA系の構成とMSAの構造

浮動振子磁力支持型加速度計 (A Magnetically Suspended Accelerometer: MSA)系の構成および動作原理図を図1に示す。同図に示すように、MSA系は加速度検出部:MSA, それを駆動する零位平衡サーボ増幅器および出力表示装置から成る。本報告では主にMSAについて述べ、その他の電気回路装置についての詳細⁵⁾は省略し、MSA系の動作性について述べる。

図2はMSAの構造概略図*であり、図3はその外観写真である。図2において、フロート・ジンバル (以下単にジンバルと言う)は中空円筒状物体で、その中に不平衡質量があり、出力軸OAまわりに振子の作用をなす。ジンバルとケースの間にはジンバルを浮動させるための高粘性、高密度油が充填してある。その浮動油はその密度がジンバルの平均密度 (ジンバル質量/ジンバル容積) に等しくなるように温度制御され、ジンバルに作用する重力と浮力を平衡させて、出力軸軸受に加わる負荷を軽減する。さらに、ジンバルは自己制御型磁気軸受により

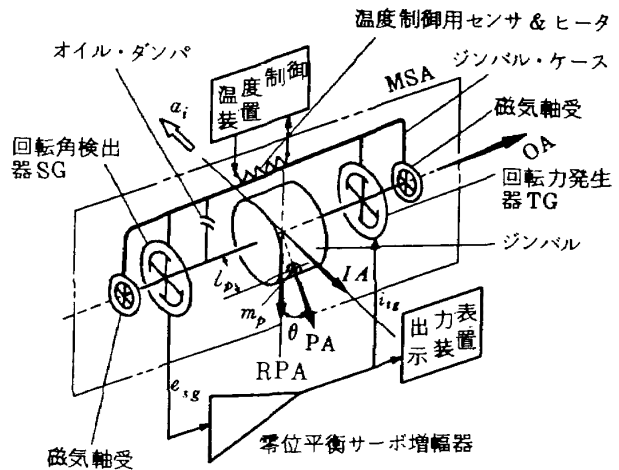


図1 浮動振子磁力支持型加速度計系の構成・原理図

磁力で定位置に拘束、支持され、出力軸まわりの回転がより円滑となる。ジンバルの一方の側にはジンバルの出力軸まわりの回転角を検出する回転角検出器 SG とジンバルに回転を与えることができる回転力発生器 (以下コマンド用 TG という) がとりつけられ、他方の側には入力加速度の作用によるジンバルの回転を押える回転力をジンバルに与える零位平衡用回転力発生器 (リバランス

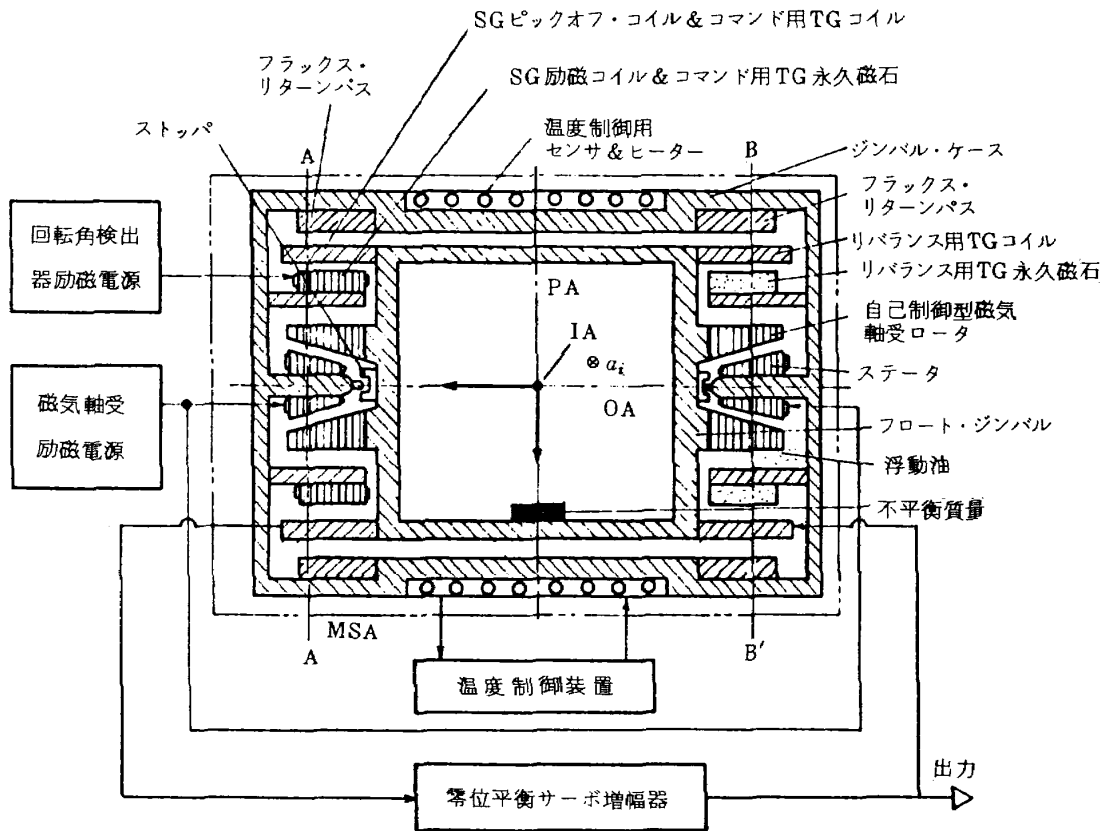


図2 浮動振子磁力支持型加速度計の構造概略図

* 付録 F を参照。

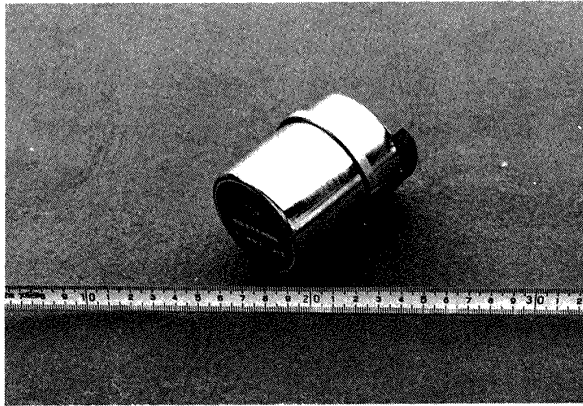


図3 浮動振子磁力支持型加速度計の外観写真

用TG)がとりつけられている。なおコマンド用TGはリバランス用TGと直列に結合することにより、リバランス用TGの一部として機能させることができ、リバランス用TG全体としての能力を高めるために使用できる。

3.2 MSA系の動作原理

MSA系は図1に示したように、出力軸軸受に自己制御型磁気軸受を使用した零位法に基づく1自由度のトルク平衡方式加速度計系である。トルク平衡方式には大別してアナログ・トルク平衡方式^{5),6)}とパルス・トルク平衡方式^{6),27)}があるが、ここでは前者によるMSA系の動作原理について述べる。

図1において、いま入力加速度 a_i が入力軸IA方向に作用すると、高密度・高粘性油中に浮動されたジンバルは出力軸OAまわりに回転(回転角 θ)する。このとき、ジンバルの回転は自己制御型磁気軸受によって出力軸が無接触で支持されるため極めて円滑となる。SGは θ に比例

した電圧 e_{sg} を発生させる。零位平衡サーボ増幅器は e_{sg} を検波、増幅し、 θ を零にする回転力を発生させるために出力電流 i_{tg} をリバランス用TG(出力感度: K_{tg})にフィードバックする。それゆえ、入力加速度とペンデュラスティP*の積: $a_i \cdot P$ とリバランス用TGによってOAまわりに発生するトルク: $K_{tg} \cdot i_{tg}$ との定常状態における平衡関係から、 $a_i \cdot P = K_{tg} \cdot i_{tg}$ が成立し、 i_{tg} の測定により a_i を知ることができる。図4は零位平衡サーボ系のダイナミック・ブロック線図を示す。同図から、入出力系の伝達関数は次式で与えられる。^{13)**}

$$\frac{i_{tg}(s)}{a_i(s)} = \frac{\frac{P}{K_{tg}}}{\left\{1 + \frac{C_L}{K(s)}s + \frac{J}{K(s)}s^2\right\}} \quad (1)$$

ここに、 $K(s) = K_{sg} \cdot G_a(s) \cdot K_{tg}$: 零位平衡系の電磁的バネ定数、 $K_{sg} = SG$ の出力感度、 $G_a(s)$: 零位平衡サーボ増幅器の出力感度、 C_L =浮動油によるジンバルのOAまわりの粘性抵抗係数、 J =ジンバルのOAまわりの慣性モーメント

式(1)は定常状態において次式で表わせる。

$$a_i \cdot P = K_{tg} \cdot i_{tg} \quad (2)$$

一方、式(1)において、 $K(s)$ が一定であるとすれば、本系は二次の振動系と考えられ、本系の固有角振動数 ω_n および制動係数 ζ は次式で与えられる。

$$\omega_n = \sqrt{\frac{K(s)}{J}} \quad (3)$$

$$\zeta = \frac{C_L}{2\sqrt{K(s) \cdot J}} \quad (4)$$

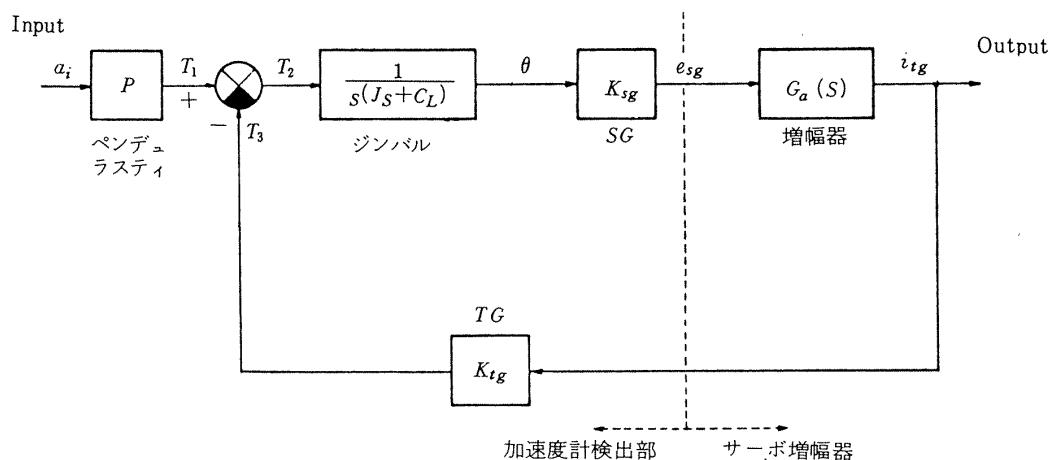


図4 零位平衡サーボ系のダイナミック・ブロック線図

* 等価振子の質量 m_p と腕相当長 l_p の積に等しい。

** 付録Dを参照。

4. MSA の設計目標と設計における問題点

4.1 設計目標

本加速度計は人工衛星打上げ用ロケット等の誘導用加速度計として必要な性能、すなわち、測定範囲 $\pm 15G^*$ (G :重力加速度)、分解能 $1 \times 10^{-5}G$ 以上、非直線性誤差係数 $5 \times 10^{-4}G/G^2$ 以下、安定性(短期) $\pm 5 \times 10^{-4}G$ 以内(表1参照)を得ることを目標とした。MSAの形状寸度および回転力発生器の感度やペンデュラスティ等の機能要素の設計諸元は、MSAの性能を従来の浮動振子型加速度計**の性能と比較評価するために、従来の加速度計のものと同程度とした(表1参照)。さらに、自己制御型磁気軸受を浮動振子型加速度計に適用する上で、磁気軸受ロータの鉄心材料の相異が、加速度計の性能にどのような影響を与えるかを実験的に評価するために、鉄心材料としてはフェライト系材とスーパーマロイ積層材を用いて、両者を比較検討することとした。

4.2 設計における問題点

高精度の浮動振子磁力支持型加速度計を得るためにはその設計において次に示すいくつかの問題点を考慮する

表1 MSA設計目標

	項目	数値・単位
性能	測定範囲	$\pm 15G$ ($\pm 25G^*$)
	分解能	$1 \times 10^{-5}G$ 以上
	非直線性誤差係数	$5 \times 10^{-4}G/G^2$ 以下
機能	ペンデュラスティ	$1 \pm 0.2 g \cdot cm$
	粘性抵抗係数	$9000 \text{ dyn} \cdot \text{cm}/s$
	ジンバル慣性能率**	$60 g \cdot \text{cm}^2$
	振子自由度	$\pm 2 \text{ deg}$
	作動温度	$80 \pm 0.1^\circ C$
	SG感度; K_{sg}	$10 \text{ V}/\text{rad}$ 以上
	TG感度; K_{tg}	
その他	リバランス用	$150 \text{ dyn} \cdot \text{cm}/\text{mA}$ 以上
	コマンド用	$100 \text{ dyn} \cdot \text{cm}/\text{mA}$ 以上
その他	外寸(最大)	$60 \phi \times 65 \text{ mm}$ 程度
	重量	480 g 重以下
* 要求精度は $\pm 15G$ の範囲とする。()内の数値はコマンド用TGをリバランス用TGに直列に接続したときの測定範囲。		
** 出力軸まわりの慣性能率。		

必要がある。

(1) MSA系の系統誤差の検討

この誤差は式(2)の関数因子に対する温度変化等による誤差の伝播を考慮する必要がある。加速度の測定は前記のようにリバランス用TGへのフィードバック電流 i_{tg} の測定によって行われる。そこで式(2)を i_{tg} について整理すれば、

$$i_{tg} = \frac{P}{K_{tg}} \cdot a_i \quad (5)$$

式(5)より、 di_{tg}/i_{tg} は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \frac{di_{tg}}{i_{tg}} &= \frac{dP}{P} - \frac{dK_{tg}}{K_{tg}} + \frac{da_i}{a_i} \\ &= \frac{dl_P}{l_P} - \frac{dK_{tg}}{K_{tg}} + \frac{da_i}{a_i} \end{aligned} \quad (6)$$

ただし、

$$\frac{dP}{P} = \frac{dm_P}{m_P} + \frac{dl_P}{l_P} = \frac{dl_P}{l_P}, \quad \left(\frac{dm_P}{m_P} = 0 \right)$$

一方、 i_{tg} の測定はリバランス用TGコイルに直列に接続した読取り抵抗 R_r の端子電圧 e_0 の測定によって行なわれる。したがって、 i_{tg} に関して次式が成り立つ。

$$i_{tg} = \frac{e_0}{R_r} \quad (7)$$

式(7)より、 di_{tg}/i_{tg} は次式となる。

$$\frac{di_{tg}}{i_{tg}} = \frac{de_0}{e_0} - \frac{dR_r}{R_r} \quad (8)$$

それゆえ、式(6)、(8)より、 de_0/e_0 は次式で与えられる。

$$\frac{de_0}{e_0} = \frac{dl_P}{l_P} - \frac{dK_{tg}}{K_{tg}} + \frac{da_i}{a_i} + \frac{dR_r}{R_r} \quad (9)$$

したがって、 de_0/e_0 の要求精度を得るためには式(9)の右辺の各項の精度をそれぞれ de_0/e_0 と同等の精度で与える必要がある。

ここに、

$$\frac{de_0}{e_0} : \text{加速度計出力の精度(相対誤差)}。$$

$$\frac{dl_P}{l_P} : \text{ペンデュラスティの腕相当長の変化率。}$$

$$\frac{dK_{tg}}{K_{tg}} : \text{リバランス用TGの出力感度変化率。}$$

$$\frac{dR_r}{R_r} : i_{tg} \text{読取抵抗の変化率。}$$

$$\frac{da_i}{a_i} : \text{加速度計設定位置による入力誤差。}$$

* 3.1で述べたように、コマンド用TGをリバランス用TGの一部として用いると、測定範囲は $\pm 25G$ に拡張できる。

** 当所で研究試作した浮動振子型加速度計(JGG-116)で、その出力軸軸受は宝石・尖軸受である。

上記の $d l_P / l_P$, $d K_{tg} / K_{tg}$, $d R_r / R_r$ はいずれも温度に依存するものと考えられる。 $d l_P / l_P$, $d K_{tg} / K_{tg}$ についてはジンバル材料に適切な線膨張係数をもつ材料を選定すると同時に、作動温度の制御精度を適正に設定する必要がある。また $d R_r / R_r$ は抵抗温度係数が要求精度を満足するような抵抗を R_r として選定する必要がある。

(2) クロス・カップリング誤差の検討

この誤差は図5-1に示すように基準ペンデュラス軸 RPA 方向に加速度成分が存在する場合、零位平衡トルクを弱めるかまたは強める向きにクロス・カップリング・トルクが作用するために生ずる振子型固有の誤差である。同図から、出力軸まわりに生ずるトルク T_{OA} は次式で表わせる。

$$T_{OA} = P \cdot a_i \cos \theta - P \cdot a_c \sin \theta \quad (10)$$

ここに、 T_{OA} = 出力軸まわりに生ずるトルク、 θ = 零位平衡時のジンバル回転角、 a_c = 基準ペンデュラス軸方向の加速度成分、 a_i = 入力加速度

ここで、 $\theta \ll 1$ とすれば、式(10)は次式となる。

$$T_{OA} \approx P \cdot a_i - P \cdot a_c \cdot \theta = T_i - T_c = T_i \left(1 - \frac{T_c}{T_i}\right) \quad (11a)$$

ただし、 T_i 及び T_c はそれぞれ

$$T_i = P \cdot a_i \quad (11b)$$

$$T_c = P \cdot a_c \cdot \theta \quad (11c)$$

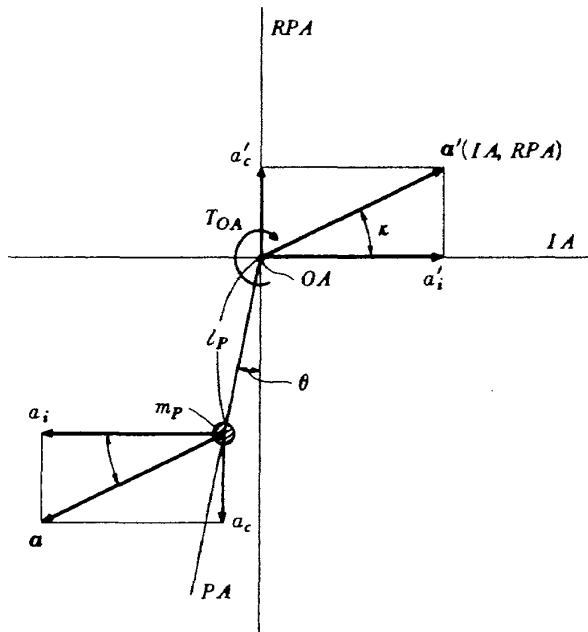


図5-1 クロス・カップリング誤差解析モデル

で表わせる a_i による OA まわりのトルク及び a_c によるクロス・カップリング・トルクである。

T_i に対する T_c の比、 T_c / T_i はクロス・カップリング誤差 δ_c とおけるので、 δ_c は次式で与えられる。

$$\delta_c = \frac{T_c}{T_i} = \frac{a_c}{a_i} \cdot \theta \quad (12)$$

一方、図4から OA まわりのジンバルのケース固定座標に対する運動方程式は次式で表わせる。

$$J \ddot{\theta} + C_L \dot{\theta} + K(s) \theta = T_{OA} \quad (13)$$

式(13)より、定常状態において次式が成り立つ。

$$K(s) \cdot \theta = T_{OA} \quad (14)$$

式(11)、(14)より、 θ は次式で与えられる。

$$\theta = \frac{P \cdot a_i}{P \cdot a_c + K(s)} \quad (15)$$

式(15)を式(12)に代入すれば、 δ_c は次式となる。

$$\delta_c = \frac{P \cdot a_c}{P \cdot a_c + K(s)} \approx \frac{P \cdot a_c}{K(s)} \quad (16)$$

ただし、 $P \cdot a_c \ll K(s)^*$

したがって、 δ_c を極く微小とするためには $K(s)$ を十分に高くとる必要がある。そのためには零位平衡サーボ増幅器の出力感度を十分に高くとれるようにするとともに、微小な θ を検出し得る高分解能SGを採用する必要がある。

(3) 出力軸軸受に関する誤差の検討

従来の浮動振子型加速度計^{4)~6)}の出力軸軸受には高精度の寶石・尖軸受が用いられている。この種の軸受は前記したように高精度とはいえ固有のガタ(約2~4 μm)を有し、かつ宝石と尖軸との接触摩擦により、出力軸まわりに有害な拘束力を生じせしめる。この拘束トルクの大きさ T_f は図5-2に示すように次式で表わせる。

$$T_f = \left(\frac{P \cdot a_{OA}}{\omega} \right) \cdot \mu_{JP} \cdot r_{JP} \quad (17)$$

ここに、 a_{OA} = 出力軸 OA 方向の加速度成分、 ω = 対の出力軸軸受の中心間距離、 μ_{JP} = 宝石・尖軸受の摩擦係数、 r_{JP} = 尖軸の半径

式(17)に従来の浮動振子型加速度計の諸元： $P = 1.04$ ($\text{gr} \cdot \text{cm}$)、 $a_{OA} = 15$ (G)、 $\mu_{JP} = 0.003$ 、 $r_{JP} = 0.025$ (cm)、 $\omega = 2.2$ cm を代入すれば、 T_f は次のような値となる。

$$T_f = \frac{1.04 \text{ gr} \cdot \text{cm} \times 15 \times 980 \frac{\text{cm}}{\text{s}^2} \times 0.003 \times 0.025 \text{ cm}}{2.2 \text{ cm}} = 1.147 \text{ (dyn} \cdot \text{cm)} \quad (18)$$

* $K(s)$ は後述の図38に示すように、約 2×10^6 ($\text{dyn} \cdot \text{cm} / \text{rad}$) となる。一方、 $P \cdot a_c$ は、 $P = 1$ ($\text{gr} \cdot \text{cm}$)、 $a_c = 15$ (G) とすれば、 $P \cdot a_c \approx 1.5 \times 10^4$ ($\text{dyn} \cdot \text{cm}$) となる。したがって、 $P \cdot a_c / K(s) = 7.5 \times 10^{-3}$ となり、この仮定が成立するものと考えられる。

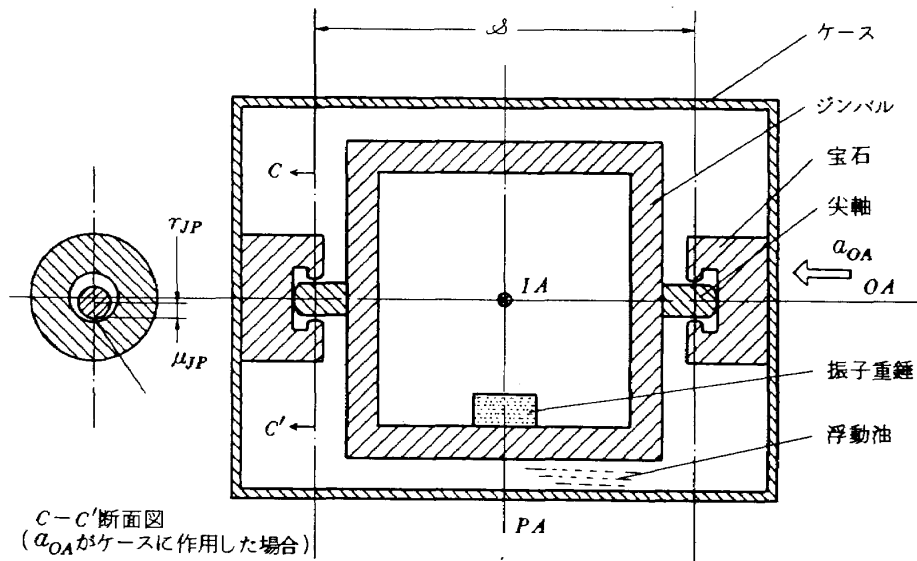


図5-2 宝石・尖軸受の出力軸まわりに生ずる拘束力

この値は加速度計の出力に換算すると、 $T_f/P=1.13 \times 10^{-3} \text{ G}$ となり、誘導用加速度計に必要な分解能 ($1 \times 10^{-5} \text{ G}$ 程度) に比較すると約2桁大きな値であり、加速度計の精度に支障を与えるものと思われる。さらに、軸受の不可避的なガタはジンバルの位置がその範囲内で変動することを許すもので、このようなジンバルの動揺はSGやTGの磁気回路の非対称化、ジンバルとケースとの間に取付けられる給電線の非対称化等の原因となり、加速度計の精度に悪影響を与えるものと思われる。したがって、これらの問題を解決する一方法としては、軸の定位置拘束性を高め、かつ、軸を無接触で支持し得る磁気軸受等の無接触型軸受を採用することが考えられる。

以上に述べた事柄を考慮して、以下にMSAの主要構成要素の設計について述べる。

5. MSAの主要構成要素の設計

5.1 自己制御型磁気軸受の設計

(1) 構成と動作原理

本磁気軸受は4.2(3)に記したような無接触型の出力軸軸受として設計されるもので、図2に示したようにテーパを付けた一对の自己制御型八極磁気軸受の組合せによって構成される。図6はこれの等価回路図である。同図に示すように、磁気軸受は励磁回路の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すきまが大きくなると軸を吸引するためにその側に取付けた励磁コイルに流れる電流を増加させて磁気吸引力を増大させ、他

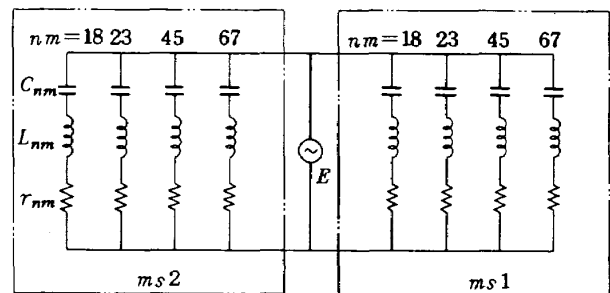


図6 自己制御型磁気軸受励磁回路の等価回路

方軸受すきまが小さくなる側の励磁コイルに流れる電流を減少させてその側の磁気吸引力を減小させ、その結果それらの磁気吸引力の差から磁気支持力を得るものである。^{7),8)} それゆえ、本磁気軸受は高密度油で浮動されたジンバルの三軸方向の変位を磁力で拘束し、ジンバルの出力軸まわりの回転をより円滑にすることができる。

(2) 必要な磁気軸受剛性(スチフネス)の算定

MSAが外系より加速度、角加速度等の外乱を受けると、ジンバルは相対的に併進あるいは回転運動を起こす。磁気軸受はこのような運動を抑制し、ジンバルを非接触拘束許容変位内^{*}に拘束するために必要なスチフネスを備えなければならない。図7はスチフネスの算定式を導出するための解析モデル図である。同図から、出力軸の半径方向に必要なスチフネス S_{iR} は次式で表わせる¹¹⁾

$$S_{iR} = \frac{P \cdot a_{OA}}{\delta \cdot \delta} + \frac{\partial \rho}{\partial T} \cdot U \cdot \Delta T \cdot \frac{a_{RD}}{\delta}$$

* ジンバルの併進変位に伴う給電線の変形あるいはSGやTGの磁気回路の非対称化等を考慮すると1~5 μm程度と考えられる。

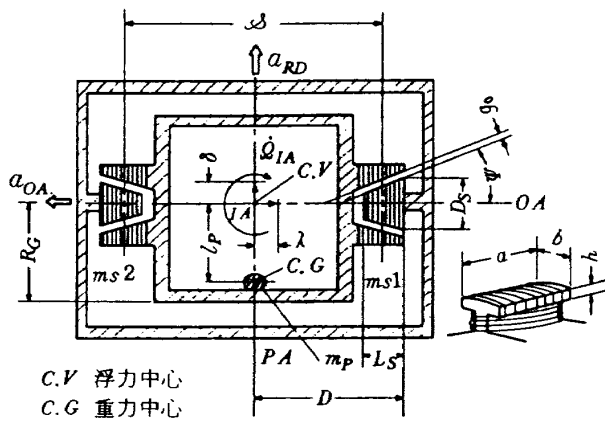


図7 磁気軸受剛性(スチフネス)の解析モデル

$$+ \frac{\dot{Q}_{IA} \cdot M}{\omega \cdot \delta} \left(\frac{R_G^2}{2} + \frac{D^2}{3} \right) \quad (19)$$

ここに、 ω = 対の磁気軸受間距離、 δ = 出力軸の半径方向の非接触拘束許容変位量、 M = ジンバル質量、 U = ジンバル容積、 R_G = ジンバル外周半径、 D = ジンバルの OA 方向長さの $1/2$ 、 a_{RD} = 出力軸半径方向の加速度成分、 $\partial\rho/\partial T$ = 作動温度付近における浮動油密度 ρ の温度係数、 \dot{Q}_{IA} = 入力軸まわりに作用する角加速度、 ΔT = 浮力と重力が平衡する最適作動温度からの温度変動量

式(19)において、右辺の第1項は出力軸方向の加速度成分 a_{OA} によってジンバルに作用する入力軸まわりのトルクに対応するスチフネス成分、第2項は ΔT によってジンバルに作用する重力と浮力の不平衡に対応するスチフネス成分、第3項は \dot{Q}_{IA} によってジンバルに作用するトルクに対応するスチフネス成分を表わす。

一方、出力軸方向に必要なスチフネス S_{tA} は次式で与えられる¹¹⁾

$$S_{tA} = \frac{\partial\rho}{\partial T} \cdot U \cdot \Delta T \cdot \frac{a_{OA}}{\lambda} \quad (20)$$

ここに、 λ = 出力軸方向の非接触拘束許容変位量

次に表2に示す磁気軸受の形状寸法および諸数値を式(19)、(20)に代入すれば、必要な S_{tR} および S_{tA} は以下に示す値となる。

$$\left. \begin{aligned} S_{tR} &= 0.762 \quad (\text{gW}/\mu\text{m}) \\ S_{tA} &= 0.0098 \quad (\text{gW}/\mu\text{m}) \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

(3) 磁気軸受回路諸定数の算定

前節で求めた S_{tR} 、 S_{tA} の値を得るための磁気軸受回路諸定数(励磁コイルの巻数、その直流抵抗、励磁周波数、励磁電圧等の諸定数)を算定するためにはこれまでにて得た二次元に関する磁気支持力の式⁸⁾を三次元に拡張する必要がある。図8は三次元磁気支持力の式を導出するための解析モデルであり、図9は自己制御型八極磁気軸受の構成図である。これらの図から、出力軸の半径方向の磁気支持力の大きさ F_{RD} およびその軸方向の磁気支持力 F_{AX} はそれぞれ次式で表わせる¹¹⁾

$$F_{RD} = \left\{ F_{X(m_{s1})}^2 + F_{Y(m_{s1})}^2 \right\}^{\frac{1}{2}} + \left\{ F_{X(m_{s2})}^2 + F_{Y(m_{s2})}^2 \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (22)$$

$$F_{AX} = \left\{ \sum_{i=18}^{nm} F_i(m_{s2}) - \sum_{i=18}^{nm} F_i(m_{s1}) \right\} \sin\psi \quad (23)$$

ここに、 F_{nm} = 磁気軸受ステータポール面とロータ面との間に垂直に作用する磁気吸引力、 X, Y, Z = ケース固定直交座標系で、それぞれ IA, RPA, OA に対応する、

表2 自己制御型磁気軸受の設計条件

記号	数値・単位	記号	数値・単位
ω	4.0 cm	a_{OA}, a_{RD}	± 15 G
h	0.1 cm	\dot{Q}_{IA}	0.1 rad/S ²
a	0.8 cm	U	22.5 cm ³
b	0.5 cm	M	42.6 g
f_0	100 μm	ρ	1.890 g/cm ³
δ	5 μm	$\partial\rho/\partial T(80^\circ\text{C})$	0.00136 g/cm ³ /°C
λ	5 μm	ΔT	$\pm 0.1^\circ\text{C}$
D_S	16.8 \pm 0.003 mm ϕ	R_G	1.9 cm
L_S	7.5 mm	D	1.97 cm
ψ	10 deg		

* gW = gramme 重

** 本磁気軸受の磁気支持力はジンバルの三軸方向変位および2軸(IA, RPA)まわりの回転を拘束するように作用するため、ケース固定座標 X, Y, Z に支配される。

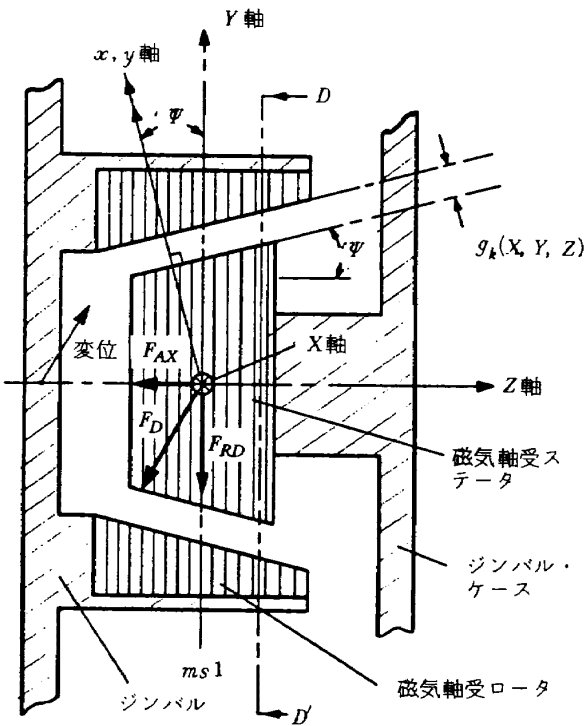


図 8 三次元磁気支持力解析モデル

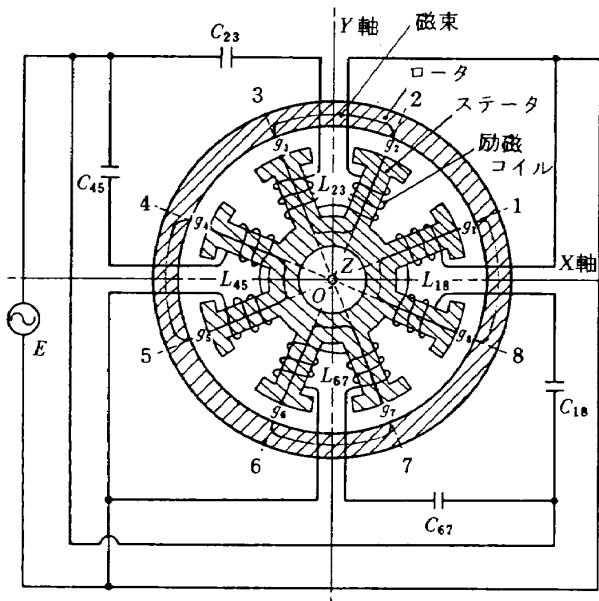


図 9 自己制御型八極磁気軸受の構成図
(図 8 の D-D' 断面)

$F_X, F_Y = F_{nm}$ の X, Y 軸成分, $ms1, ms2 =$ 図 7 に示す磁気軸受 1 および 2, $\psi =$ 磁気軸受ステータ穴およびロータ外周に付けられたテーパ角, $nm =$ 図 9 に示す各磁極対 18, 23, 45, 67

式 (22), (23) に含まれる $F_{X(ms1)}, F_{Y(ms1)}$ はそれぞれ次式で与えられる*

$$F_{X(ms1)} = \left\{ F_{18(ms1)} - F_{45(ms1)} \right\} \cos \psi \cdot \cos \left(\frac{\pi}{8} \right) - \left\{ \frac{F_{23(ms1)}}{g_0 + Y \cos \psi \sin \left(\frac{3\pi}{8} \right) - Z \sin \psi} + \frac{F_{67(ms1)}}{g_0 - Y \cos \psi \sin \left(\frac{3\pi}{8} \right) - Z \sin \psi} \right\} \cdot X \cos^2 \psi \cdot \cos^2 \left(\frac{3\pi}{8} \right) \quad (24)$$

$$F_{Y(ms1)} = \left\{ F_{23(ms1)} - F_{67(ms1)} \right\} \cos \psi \cdot \cos \left(\frac{\pi}{8} \right) - \left\{ \frac{F_{18(ms1)}}{g_0 + X \cos \psi \sin \left(\frac{3\pi}{8} \right) - Z \sin \psi} + \frac{F_{45(ms1)}}{g_0 - X \cos \psi \sin \left(\frac{3\pi}{8} \right) - Z \sin \psi} \right\} \cdot Y \cos^2 \psi \cdot \cos^2 \left(\frac{3\pi}{8} \right) \quad (25)$$

$ms2$ に関する $F_{X(ms2)}, F_{Y(ms2)}$ についても式 (24), (25) と同様与えられる。ただし, その場合 Z の符号は負となる。

ここで, 式 (24), (25) に含まれる各項は次式で与えられる。

$$F_{nm} = \frac{\mu N^2}{4\pi^2} \left[\frac{E}{r_{nm}(ms1) + j \left\{ \omega L_{nm}(ms1) - \frac{1}{\omega C_{nm}(ms1)} \right\}} \right]^2 \cdot \left[\frac{32\pi}{3} + \frac{16(S - \pi m^2)}{\{g_{nm}(ms1) + h\}^2} - \frac{S\pi^2}{g_{nm}(ms1)^2} \right] \quad (26)$$

$$g_{nm}(ms1) = \frac{1}{2} \{ g_n(ms1) + g_m(ms1) \} \quad (27)**$$

$$L_{nm}(ms1) = \frac{\mu N^2}{2\pi^2} \left[\frac{32\pi}{3} \{ g_{nm}(ms1) + h \} + \frac{16(\pi m^2 - S)}{\{ g_{nm}(ms1) + h \}} + \frac{S\pi^2}{g_{nm}(ms1)} + 8\pi^2 m \right] \quad (28)$$

$$C_{nm}(ms1) = \frac{1}{\omega \{ \omega L_0 - r_{nm}(ms1) \}} \quad (29)$$

ただし,

$$\left. \begin{aligned} \omega L_0 - r_{nm}(ms1) &> 0 \\ L_0 &= |L_{nm}|_{X, Y, Z=0} \end{aligned} \right\} \quad (30)$$

ここに, $g_{nm} =$ 一組 (2 磁極当り) の磁気軸受間隙距離の $\frac{1}{2}$, $g_0 =$ 零位置における磁気軸受間隙距離 (設定軸受間隙距離), $\mu =$ 磁気軸受間隙部の透磁率, $N =$ 一組の励磁コイルの巻数, $r_{nm} =$ 一組の励磁コイルの直流抵抗, $E =$ 励磁電圧, $S =$ ステータ磁極断面積, $m =$ 磁極断面

* 付録 E を参照。

** g_n, g_m は, 例えば $g_{nm} = g_{18}$ のとき g_1, g_8 にそれぞれ対応する。

表3 各種励磁コイルに関する磁気軸受静特性の計算結果

励磁コイルの線径 (mmφ)	励磁コイルの巻数 (回)	励磁コイル直流抵抗 (Ω)	半径方向スティフネス (gw/μm)	X_{res} (μm)	L_0 (mH)	I_0 (mA)	C (μF)	消費電力 (W)
0.07	700	190	0.438	20	149.9	7.4	0.0869	0.119
	900	240	0.624	15	247.8	5.9	0.0507	0.094
0.08	600	120	0.952	16	110.1	11.8	0.1157	0.189
	800	140	1.842	12	195.8	10.1	0.0623	0.162
0.09	400	65	1.108	18	48.9	21.3	0.2680	0.348
	500	59*	2.1	13	71.4	24	0.1729	0.384
	600	95	1.970	13	110.1	14.9	0.1127	0.238

X_{res} : 共振位置, I_0 : 零位置で1コイルに流れる励磁電流, L_0 : 零位置の1コイルの自己インダクタンス, C : 共振容量

*: 励磁電流読取抵抗10Ωを含む

(注) ジンバルの変位はX軸方向のみとし, Y, Z軸変位は0とした。

外接円の半径, h = 磁極先端鉄心露出部長さ, C_{nm} = 共振容量, L_{nm} = 一組の励磁コイルの自己インダクタンス, ω = 磁気軸受励磁電源の角周波数, $L_0 = X, Y, Z = 0$ における L_{nm}

式(26)~(30)は m_s2 に関しても同様に表わせる。ただし, m_s1 および m_s2 に関するそれぞれの磁気軸受間隙距離 $g_{k(m_s1)}$, $g_{k(m_s2)}$ は次式で与えられる。

$$g_{k(m_s1)} \approx g_0 + X \cos \Psi \cos \left\{ \frac{\pi}{8} (2k-1) \right\} + Y \cos \Psi \sin \left\{ \frac{\pi}{8} (2k-1) \right\} - Z \sin \Psi \quad (31)$$

$$g_{k(m_s2)} \approx g_0 + X \cos \Psi \cos \left\{ \frac{\pi}{8} (2k-1) \right\} + Y \cos \Psi \sin \left\{ \frac{\pi}{8} (2k-1) \right\} + Z \sin \Psi \quad (32)$$

そこで, 式(21)で示した S_{tR} , S_{tA} の値を満足させるために必要な磁気軸受回路諸定数を設定するために, 表2に示した諸数値を式(22), (23)に代入し, 各種励磁コイルに関する磁気軸受諸特性を算出した。その結果は表3に示される。同表から, 励磁コイルの定数としては, 式(21)の S_{tR} , S_{tA} の値を満足すること, コイルから発生する熱が浮動油に有害な対流を起させないように消費電力が比較的少ないこと, 本磁気軸受の製造, 組立の容易性を考慮して磁気支持力が最大になるまでの軸変位量 (X_{res}) が比較的広くとれること等を考慮して, 線径0.09mmφ, 巻数500回とした。

(4) 磁気軸受鉄心材料の選定

ステータおよびロータの鉄心材料は, 高初透磁率, 高

実効飽和磁束密度の特性を有し, かつうず電流損失やヒステリシス損失等の交流損失が極く微少の特性を有することが望ましい^{9),10)}。3.1で述べた問題点を考慮して, ロータ鉄心材料には高初透磁率, 高実効飽和磁束密度の特性を有するスーパーマロイ積層材とそれらの特性に加えて交流損失が極く微少と思われるフェライト材の2種類を使用した。MSA-1はロータにフェライト材を, MSA-2はスーパーマロイ積層材を用いている。一方, ステータ鉄心材料はその形状が複雑なためにフェライト材を用いると加工が困難なため, スーパーマロイ積層材とした。

(5) ストップ位置の算定と試作磁気軸受の諸元

出力軸の半径方向および軸方向の変位にともなってロータとステータが磁気吸着する領域, すなわち非磁気支持力領域^{8),10)}が存在するため, 磁気軸受の安定な起動を保障するためには磁気支持力領域内に機械的なストップを設置し, 非作動時においても出力軸をその領域内に留める必要がある。

そこで, 表2に示した諸数値およびさきに設定した励磁コイルに関する定数 ($N=500$, $r_{nm}=59\Omega$) を式(22)~(32)に代入し, F_{RD} および F_{AX} を計算し, それらの磁気支持領域を求めた。その結果, F_{RD} については $X=Y=\pm 44\mu\text{m}$ が磁気支持領域であることがわかった。ただし, X軸方向の磁気支持力を求めるとき, $Y=0$, $Z=0$, 同様にY軸方向のを求めるとき, $X=0$, $Z=0$ として計算した。一方, F_{AX} については $Z=\pm 95\mu\text{m}$ が磁気支持力領域であることがわかった。ただし, $X=Y=10\mu\text{m}$ として計算した。これらの結果から, 出力軸の半径方向のストップ間隙距離は $\pm 30\mu\text{m}$, 軸方向のストップ間隙距離

表4 自己制御型磁気軸受の諸元

項目	諸元
励磁周波数	1 500 Hz
励磁電圧	2 V _{rms}
軸受間隙距離	100 μm
磁極断面積	8×5 mm ²
磁極先端露出部長さ	1 mm
単体形状寸法	約 18φ×8 mm
半径方向スティフネス	1.46*(0.68) gW/μm
軸方向スティフネス	0.24*(0.12) gW/μm
半径方向ストップ	30 (片側) μm
軸方向ストップ	90 (片側) μm
テーパ角	5 deg
励磁コイル巻数	500 回
励磁コイル抵抗	59** (80°C) Ω

* フェライト・ロータの場合の値、カッコ内はスーパーマロイ・ロータの場合の値
 ** 励磁電流読取抵抗 10 Ω を含む

離は±90 μmとした。

以上の設計のもとに試作した本磁気軸受の諸元を表4に示す。

5.2 可動コイル型回転角検出器の設計

(1) 構造の概要

従来の回転角検出器はマイクロシン型⁵⁾のため、出力軸受に自己制御型磁気軸受を使用する場合、その動作原理および構造的問題から本磁気軸受と同一面上*に配置(小型化のために必要な配置)することが困難である。またこの型のSGは可動鉄片(ロータ)とSGステータおよび空隙で構成される磁気回路の空隙部のパーミアンスがジンバルの回転角に比例して変化し、その変化量を電圧変化量として検出するため、鉄片に用いられる磁性材料のヒステリシス特性がSG分解能の向上を妨げるという問題がある。

上記の問題を解決するために、ここでは図2に示したような構造を実現し、かつヒステリシス特性を無視し得る回転角検出器として可動コイル型SGを採用した。このSGには後述の可動コイル・永久磁石型回転力発生器との構造的対称性が図られた。図10はこれと磁気軸受およびコマンド用TGを同一面上に配置したときの構造断面概略図である。

(2) 動作原理

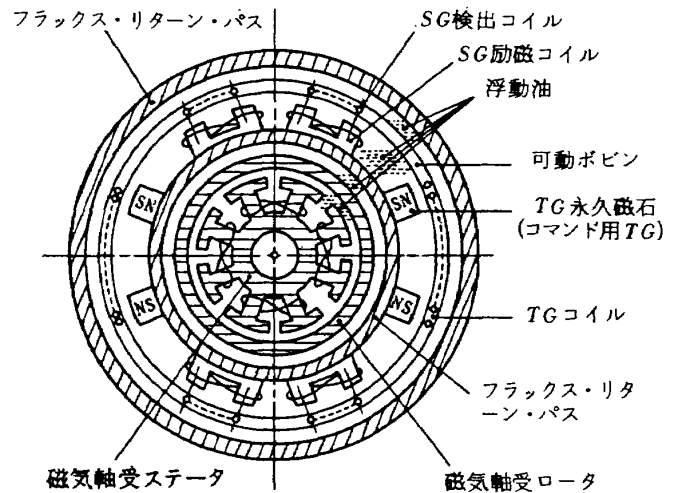


図10 SG, コマンド用TG, 磁気軸受の同一面上配置図 (図2のA-A断面)

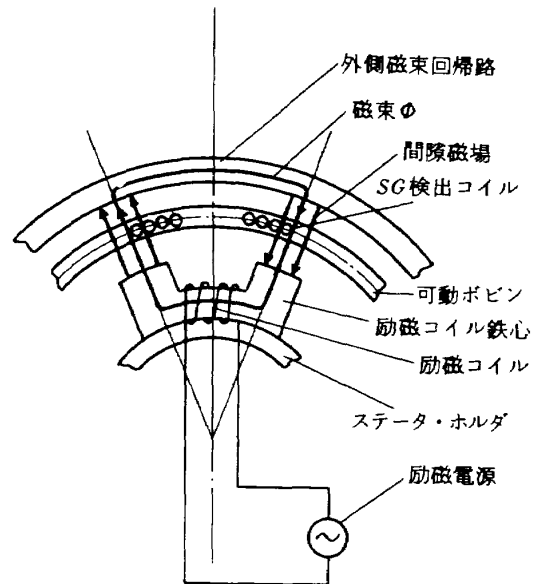


図11 可動コイル型回転角検出器の動作原理図

図11は可動コイル型SGの動作原理図である。同図に示されるように、励磁コイルは定電圧交流電源に接続され、励磁コイルの鉄心と磁束回路(磁性材料で作られている)との間の空隙に交番磁場を励起する。回転角検出コイルは磁気回路の左右の空隙部内に磁束を鎖交するように配置される。ジンバル回転零位置**では検出コイルに誘起される電圧は相殺されて零になる。検出コイルがジンバルの回転に対応して左右どちらかに変位した場合、検出コイルにはその変位量に比例した不平衡誘起電圧が

* 出力軸を共通の中心軸とし、その軸を垂直によぎる面上に同軸的にそれぞれが配置される形式(図10参照)。

** 図11において、左右の空隙磁場(各磁束密度の大きさは等しく、向きが反対)をよぎる検出コイルの巻線数がそれぞれ等しく、検出コイルに誘起される差動電圧が零となる位置(付録Aを参照)。

生じる。回転角の極性はこの信号の位相を検波することにより知ることができる。

(3) SG出力感度 K_{sg} の設計

出力感度の設計に必要なSG系の伝達関数および入出力関係式は次のように求めることができる。図12は図11に示した一組のSG系の作動等価回路図である。同図から、励磁コイル系と検出コイル系に関して次式が成り立つ。

$$V_{in} = R_1 i_1 + L_1 \frac{di_1}{dt} \quad (33)$$

$$V_2 = -N_2 \frac{d\phi}{dt} = -N_1 N_2 P \frac{di_1}{dt} \quad (34)^*$$

式(33), (34)から, $V_{in(s)}/V_2(s)$ は次式で与えられる。

$$\frac{V_{in(s)}}{V_2(s)} = -N_1 N_2 P \left\{ \frac{S}{1 + \frac{L_1}{R_1} S} \right\} \frac{1}{R_1} \quad (35)$$

ただし, $di_1/dt = s i_1(s)$ である。

次に, $V_{out(s)}/V_2(s)$ は図12から次式で表わせる。

$$\frac{V_{out(s)}}{V_2(s)} = \frac{\frac{R_{out}}{1 + R_{out} \cdot C_{sg} S}}{R_2 + L_2 S + \frac{R_{out}}{1 + R_{out} C_{sg} S}} \quad (36)$$

したがって, 一組のSG系の伝達関数 $V_{out(s)}/V_{in(s)}$ は式(35), (36)から次式で与えられる。

$$\frac{V_{out(s)}}{V_{in(s)}} = \frac{R_{out}}{R_{out} L_2 C_{sg} S^2 + (L_2 + R_2 R_{out} C_{sg}) S + (R_{out} + R_2)} \cdot N_1 N_2 P \frac{S}{R_1 \left(1 + \frac{L_1}{R_1} S \right)} \quad (37)$$

ここに, V_{in} =SG励磁電圧, L_1 =励磁コイルの自己インダクタンス, L_2 =検出コイルの自己インダクタンス, R_2 =検出コイルの直流抵抗, R_1 =励磁コイルの直流抵抗, i_1 =励磁電流, V_2 =検出コイル端子電圧, V_{out} =SG出力電圧, C_{sg} =検出コイルの線間容量, ϕ =励磁コイルに流

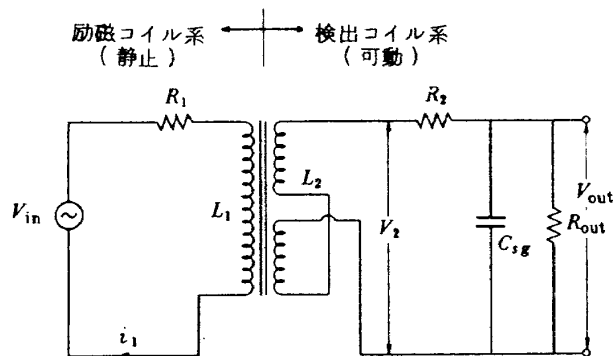


図12 一組のSG系の作動等価回路

れる電流によって発生する磁束, P =磁気回路のパーミアンス, N_1 =励磁コイルの巻数, N_2 =検出コイルの1ラジアン当りの巻数, R_{out} =SG出力電圧読取抵抗

SGは周波数特性のフラットの部分で作動するものとすれば, 式(37)は次式のように簡略化できる。

$$\frac{V_{out(s)}}{V_{in(s)}} \approx -N_1 N_2 P \frac{S}{R_1 \left(1 + \frac{L_1}{R_1} S \right)} \quad (38)$$

ただし, $R_{out} \gg R_2$ とした。

式(38)から, 本SG系の入出力関係式は次式で与えられる。

$$|V_{out(j\omega)}| = \frac{\omega \sqrt{\left(\frac{L_1}{R_1} \omega \right)^2 + 1}}{\left(\frac{L_1}{R_1} \omega \right)^2 - 1} \cdot \frac{N_1 N_2 P}{R_1} \cdot |V_{in(j\omega)}| \quad (38a)^{**}$$

そこで, 表2に示したSGの出力感度 K_{sg} (10V/rad)を満足させることを目標に, SG系の回路諸定数を設定した。それらは表5に示される。表5の諸数値を式(38a)に代入すれば, 一組のSG系の出力は次式で求められる。

$$|V_{out}| = \frac{2 \times 3.14 \times 12000 \sqrt{\left(\frac{1.6 \times 10^{-3}}{30} \times 2 \times 3.14 \times 12000 \right)^2 + 1}}{\left(\frac{1.6 \times 10^{-3}}{30} \times 2 \times 3.14 \times 12000 \right)^2 - 1} \cdot \frac{300 \times 1260 \times 0.55 \times 10^{-8}}{30} \cdot 5$$

$$= 7.14 \text{ (V/rad)} \quad (39)$$

式(39)から, K_{sg} の設計目標は2組のSG系を直列に設置すれば達成できるが, 安全性を考慮して4組のSG系を直列に設置することとした。それゆえ, K_{sg} は次式で与

表5 SG系の回路諸定数

記号	数値・単位
N_1	300 (回)
N_2	1260 (回/rad)
P	0.55×10^{-8} [mH · s ² /回 ²]
L_1	1.6 (mH)
R_1	30 (Ω)
f	12000 (Hz)
V_{in}	5 (V _{rms})

* 付録Aを参照。

** 付録Hを参照。

えられる。

$$K_{sg} = 4 \cdot |V_{out}| = 4 \times 7.14 = 28.56 \text{ (V/rad)} \quad (40)$$

試作した SG の出力感度 K_{sg} の実測値は 19 (V/rad.) であった。

5.3 可動コイル・永久磁石型回転力発生器の設計

(1) 構造の概要

従来の可動コイル・永久磁石型回転力発生器の構造⁵⁾は磁気回路の改良によって本磁気軸受と同一面上に配置することが可能である。またこの型の回転力発生器 TG は浮動振子型加速度計用 TG としての性能を有しているので、本研究においてもこの型の TG を採用することとした。図 13 はリバランス用 TG と自己制御型磁気軸受を同一面上に配置した構造概略断面図である。

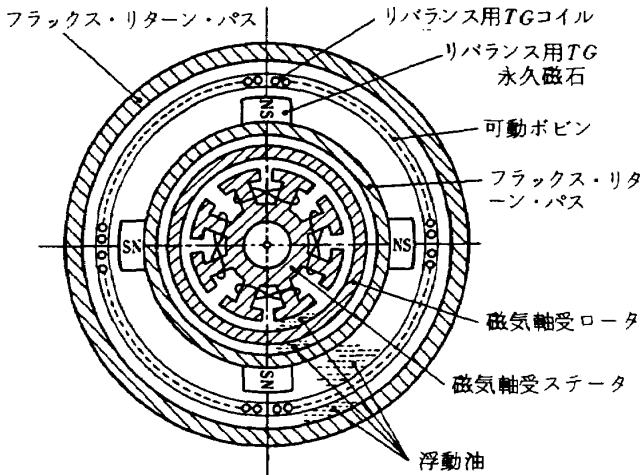


図 13 リバランス用 TG と磁気軸受の同一面上配置図 (図 2 の B-B' 断面)

(2) 動作原理

図 14 にこの TG の動作原理図を示す。2 つの永久磁石は外側磁束回帰路、内側磁束回帰路および左右の空隙から成る磁気回路の空隙部に定常磁場 (磁束密度 B_g) を発生させる。空隙磁場におかれた回転力発生コイル (可動コイル) は電流 i_{tg} を供給されることにより、可動コイルが取り付けられているジンバルに出力軸まわりの回転力 T_{tg} を与える。この T_{tg} は次式で表わせる。

$$T_{tg} = r_{tg} \cdot F = r_{tg} \cdot (i_{tg} \cdot L_{tg} \cdot dl \times B_g) \quad (41)$$

ここに、 r_{tg} = 可動コイルの回転半径、 F = 空隙磁場内の i_{tg} に作用する可動コイルの接線方向の力、 $dl = i_{tg}$ の空隙磁場内の作用長 L_{tg} の単位ベクトル

式 (41) から、 T_{tg} の大きさ T_{tg} は、 $dl \perp B_g$ の条件のもとで、次式で示すことができる。

$$T_{tg} = r_{tg} \cdot i_{tg} \cdot L_{tg} \cdot B_g \cdot 10^{-4} \quad (42)$$

ただし、単位は c. g. s 系である。

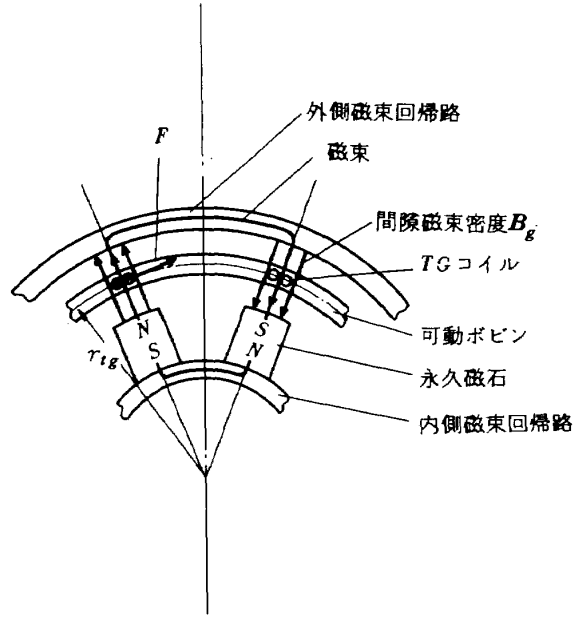


図 14 可動コイル・永久磁石型回転力発生器の動作原理図

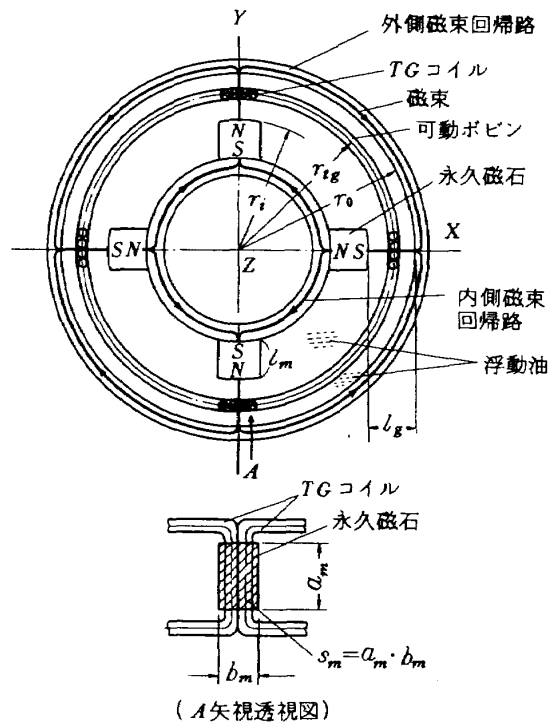


図 15 リバランス用 TG の構造概略図

したがって、TG の出力感度 K_{tg} は式 (42) から次式で与えられる。

$$K_{tg} = \frac{T_{tg}}{i_{tg}} = r_{tg} \cdot L_{tg} \cdot B_g \cdot 10^{-4} \quad (43)$$

(3) TG 出力感度 K_{tg} の設計

(i) リバランス用 TG の K_{tg} の設計

リバランス用 TG の構造概略図を図 15 に、その設計条

表6 可動コイル・永久磁石型TGの設計条件

項目	記号	数値・単位
可動コイルボビンの半径	r_{tg}	1.7 cm
永久磁石先端外周半径	r_0	1.68 cm
外側磁束回帰路内半径	r_i	1.82 cm
間隙距離	l_g	0.14 cm
間隙磁路を横ぎるTG可動コイルの一巻線当りの有効長	l_{tg}	1.6 cm
リバランス用TG可動コイル巻数	N_r	55 回
コマンド用TG可動コイル巻数	N_c	50 回
リバランス用TG可動コイル数		4 個
コマンド用TG可動コイル数		4 個
永久磁石断面積	S_m	0.4 cm ²
永久磁石磁路長(1個)	l_m	0.35 cm
磁束漏洩係数	γ	1.5
起磁力損失係数	β	1.3
間隙磁路有効断面積	S_g	0.54 cm ²

件を表6に示す。同表の諸数値を用いて、表1に示したリバランス用TGの出力感度の設計目標：150 dyn·cm/mAを達成するためには、式(43)からわかるように、回転力発生コイルの回転半径、 i_{tg} が空隙磁場 B_g をよぎる長さおよび B_g の大きさの与え方によって決まる。いま、 r_{tg} 、 L_{tg} を表6に示したように設定すれば、 K_{tg} の設計目標の達成は必要な B_g を発生し得る永久磁石材料の選定に帰着する。それゆえ、 B_g は式(43)より次のように求められる。

$$B_g = \frac{K_{tg}}{r_{tg} \cdot L_{tg}} \cdot 10^4 = \frac{150 \times 10^4}{1.7 \times 352} = 2507 \text{ (gauss)}, \quad (44)$$

ただし、

$$L_{tg} = 1.6 \times 55 \times 4 = 352 \text{ (cm)}$$

永久磁石を適切に作動させるためには減磁曲線上のどの点で動作させるかを算定することが必要である。この動作点を表わす数値としては磁気回路のパーミアンス係数* P_m があり、次式で与えられる。³⁰⁾

$$P_m = \frac{\gamma S_g l_m}{\beta S_m l_g} \quad (45)$$

式(45)に表6で示した諸数値を代入すれば、 P_m は次の値となる。

$$P_m = 3.9 \quad (45a)$$

ここに、 γ = 磁気回路の漏洩係数、 β = 起磁力損失係数、 S_g = 空隙磁路の断面積、 S_m = 永久磁石磁路の断面積、

l_g = 空隙磁路の長さ、 l_m = 永久磁石磁路の長さ

一方、永久磁石動作点において必要な磁束密度 B_d は、磁気回路の漏洩係数の式³⁰⁾：

$$\gamma = \frac{\Phi_t}{\Phi_g} = \frac{S_m B_d}{B_g S_g} \quad (46)$$

から、次式で与えられる。

$$B_d = \frac{\gamma \cdot B_g \cdot S_g}{S_m} \approx \gamma \cdot B_g \quad (47)$$

ただし、 $S_g \approx S_m$ とした。

そこで、 $\gamma = 1.5$ 、 $B_g = 2507$ (gauss)を式(47)に代入すれば B_d は次の値となる。

$$B_d = 1.5 \times 2507 = 3761 \text{ (gauss)} \quad (47a)$$

ここに、 Φ_t = 永久磁石によって発生する全磁束、 Φ_g = 空隙部に収束された磁束

それゆえ、 K_{tg} の設計目標を達成するためには、パーミアンス係数 P_m が3.9で、減磁曲線の H_d に対して B_d があまり変化しない領域で動作でき、かつ、必要な磁束密度 $B_d = 3761$ (gauss)を満足する永久磁石の選定が必要である。ここでは上記の条件をはほぼ満足するものとして、NKS12A ($B_d = 3500$ gauss)**を使用した。したがって、リバランス用TGの出力感度 K_{tg} の設計値は、式(43)に所定の数値($r_{tg} = 1.7$ cm、 $L_{tg} = 352$ cm、 $B_g = 3500$ gauss)を代入すれば、次の値となる。

$$K_{tg} = 1.7 \times 352 \times 3500 \times 10^{-4} = 209 \text{ (dyn·cm/mA)} \quad (48)$$

試作したリバランス用TGの K_{tg} の実測値は、MSA-1および2につき、それぞれ118、110 (dyn·cm/mA)であった。

(ロ) コマンド用TGの K_{tg} の設計

コマンド用TGの構造概略は図15に示したものと同様であり、その設計諸元は表6に示してある。永久磁石材料をリバランス用TGに使用したのと同じものを使用するとすれば、コマンド用TGの出力感度 K_{tg} は式(43)から次式で求められる。

$$K_{tg} = 1.7 \times 320 \times 3500 \times 10^{-4} = 190 \text{ (dyn·cm/mA)} \quad (49)$$

ただし、 $r_{tg} = 1.7$ cm、 $L_{tg} = 1.6 \times 50 \times 4 = 320$ cm、 $B_g = 3500$ gaussとした。

試作したコマンド用TGの出力感度の実測値はMSA-1および2につき、それぞれ92、98 (dyn·cm/mA)であった。

以上のように、リバランス用TGおよびコマンド用TG

* 永久磁石動作点の磁束密度 B_d と減磁界の強さ H_d の比。

** 住友特殊金属株式会社製のアルニコ4。

の出力感度 K_{tg} の実測値はそれぞれの設計値に比べ約 50% の値となった。この原因は磁気回路の漏洩係数 r と起磁力損失係数 β の与え方に問題があったことによるものと思われる。

(4) K_{tg} の温度補償

4.2(1)で述べたように、 K_{tg} の変動は主に温度変化に依存するものと考えられる。ここでは K_{tg} の関係因子： r_{tg} 、 L_{tg} 、 B_g が温度変化にどのように依存するかを検討し、安定な K_{tg} を得るために必要な温度補償について述べる。

K_{tg} の相対誤差 dK_{tg}/K_{tg} は式(43)から次式で表わされる。

$$\frac{dK_{tg}}{K_{tg}} = \frac{dr_{tg}}{r_{tg}} + \frac{dL_{tg}}{L_{tg}} + \frac{dB_g}{B_g} \quad (50)$$

dK_{tg}/K_{tg} の設計目標は、4.1に記した $d\epsilon_0/\epsilon_0$ が $\pm 5 \times 10^{-4}$ であるから、式(50)の右辺の各項の精度はほぼこの値以下であることが要求される。

ここに、

$\frac{dr_{tg}}{r_{tg}}$ = ジンバルの熱膨張あるいは熱収縮による可動コイルの回転半径 r_{tg} の温度係数 dr_{tg}/dT による誤差

$\frac{dB_g}{B_g}$ = 磁気回路の熱膨張あるいは熱収縮による空隙磁束密度 B_g の温度係数 dB_g/dT および永久磁石の磁束密度 B_m の温度係数 dB_m/dT による誤差

$\frac{dL_{tg}}{L_{tg}}$ = 永久磁石の線膨張係数に依存する誤差

(1) dr_{tg}/r_{tg} の検討

温度変化によるジンバルの熱膨張はペンデュラスティの等価的な腕の長さ l_p に変化を与え、同時に可動コイルの回転半径 r_{tg} にも変化を与える。加速度計の感度を A_{SF} とすれば、式(2)から、次式を得る。

$$A_{SF} = \frac{i_{tg}}{a_i} = \frac{P}{K_{tg}} \quad (51)$$

一方、ペンデュラスティの等価的な不平衡質量と可動コイルボbinはアルミニウム Al で作られたジンバルに結合されているので、可動コイルボbinの線膨張係数 α が Al のと同程度とすれば、 A_{SF} の温度係数 dA_{SF}/dT は式(51)から次式で与えられる。

$$\frac{dA_{SF}}{dT} = \frac{1}{K_{tg}} \cdot \frac{dP}{dT} - \frac{P}{K_{tg}^2} \cdot \frac{dK_{tg}}{dT} \quad (52)$$

dK_{tg}/dT は式(43)より次式で与えられる。

$$\frac{dK_{tg}}{dT} = B_g \cdot L_{tg} \cdot 10^{-4} \cdot \frac{dr_{tg}}{dT} \quad (53)$$

ただし、ここでは B_g 、 $L_{tg} \approx f(T)$ とする。

式(52)を式(51)で除せば、

$$\frac{1}{A_{SF}} \cdot \frac{dA_{SF}}{dT} = \frac{1}{P} \cdot \frac{dP}{dT} - \frac{1}{K_{tg}} \cdot \frac{dK_{tg}}{dT} \quad (54)$$

$\alpha = \frac{1}{l_p} \cdot \frac{dl_p}{dT}$ とするとき、

$$\frac{1}{P} \cdot \frac{dP}{dT} = \frac{1}{l_p} \cdot \frac{dl_p}{dT} = \alpha \quad (m_p \approx f(T)) \quad (55)$$

また、式(53)から

$$\frac{1}{K_{tg}} \cdot \frac{dK_{tg}}{dT} = \frac{1}{r_{tg}} \cdot \frac{dr_{tg}}{dT} \quad (56)$$

それゆえ、可動コイルボbinとジンバルの線膨張係数を同一にすることにより、

$$\frac{1}{K_{tg}} \cdot \frac{dK_{tg}}{dT} = \frac{1}{r_{tg}} \cdot \frac{dr_{tg}}{dT} = \frac{1}{l_p} \cdot \frac{dl_p}{dT} = \frac{1}{P} \cdot \frac{dP}{dT} = \alpha \quad (57)$$

とすることができる。したがって、 dA_{SF}/dT は、式(57)を式(54)に代入することにより、

$$\frac{dA_{SF}}{dT} = 0 \quad (58)$$

とすることができる。

(2) dB_g/dT による誤差の検討

図15に示すように、ジンバル回転中心から永久磁石先端までの距離 r_0 の単位温度当りの変化量 dr_0/dT は表6に示す数値 $r_0 = 16.8 \text{ mm}$ から、次式で与えられる。

$$\frac{dr_0}{dT} = 16.8 \times 11.7 \times 10^{-6} \approx 1.96 \times 10^{-4} \quad (\text{mm}/^\circ\text{C}) \quad (59)$$

ただし、磁気回路の鉄心材料の線膨張係数は鉄のと同程度 ($\alpha = 11.7 \times 10^{-6} \text{ deg}^{-1}$) とみなした。

同様に、外側磁束回路の内側半径 r_i の dr_i/dT は次式で与えられる。ただし、 $r_i = 18.2 \text{ mm}$

$$\frac{dr_i}{dT} = 18.2 \times 11.7 \times 10^{-6} \approx 2.13 \times 10^{-4} \quad (\text{mm}/^\circ\text{C}) \quad (60)$$

したがって、空隙磁路の長さ l_g の単位温度当りの変化量 dl_g/dT は次式で表わせる。

$$\frac{dl_g}{dT} = \frac{dr_i}{dT} - \frac{dr_0}{dT} \quad (61)$$

式(59)、(60)を式(61)に代入すれば、 dl_g/dT は次の値となる。

$$\frac{dl_g}{dT} = 0.17 \times 10^{-4} \quad (\text{mm}/^\circ\text{C}) \quad (61a)$$

* TG可動コイルが取り付けられている円筒状物体で、ジンバルに取り付けられている。

一方、磁気回路の起磁力と発生磁束の関係から次式が得られる。

$$H_m \cdot l_m = \beta \cdot B_g \cdot l_g \quad (62)$$

ここに、 H_m : 永久磁石の動作点における磁界の強さ。式(62)から、

$$l_g = \frac{H_m \cdot l_m}{\beta \cdot B_g} \quad (63)$$

ここで、 H_m は一定とし、式(63)を温度 T で微分すれば次式を得る。

$$\frac{d l_g}{d T} = -\frac{H_m}{\beta} \left\{ \frac{1}{B_g} \cdot \frac{d l_m}{d T} + \frac{l_m}{B_g^2} \cdot \frac{d B_g}{d T} \right\} \quad (64)$$

式(64)を式(63)で除せば、 $(1/l_g) \cdot d l_g / d T$ は次式となる。

$$\frac{1}{l_g} \cdot \frac{d l_g}{d T} = -\frac{1}{l_m} \cdot \frac{d l_m}{d T} + \frac{1}{B_g} \cdot \frac{d B_g}{d T} \quad (65)$$

それゆえ、式(65)から、 $(1/B_g) \cdot d B_g / d T$ は次式で与えられる。

$$\frac{1}{B_g} \cdot \frac{d B_g}{d T} = \frac{1}{l_g} \cdot \frac{d l_g}{d T} + \frac{1}{l_m} \cdot \frac{d l_m}{d T} \quad (66)$$

そこで、式(66)に $l_g = 1.4 \text{ mm}$ 、 $(1/l_g) \cdot d l_g / d T = 0.17 \times 10^{-4} \text{ mm}/^\circ\text{C}$ 、 $(1/l_m) \cdot d l_m / d T = \alpha = 11.7 \times 10^{-6} \text{ 1}/^\circ\text{C}$ を代入すれば、 $(1/B_g) \cdot d B_g / d T$ は次の値となる。

$$\frac{1}{B_g} \cdot \frac{d B_g}{d T} = 2.83 \times 10^{-5} \quad (1/^\circ\text{C}) \quad (66a)$$

本加速度計の温度制御精度 δT は $\pm 0.1 \text{ }^\circ\text{C}$ で与えられるので、 $d B_g / B_g$ は式(66a)から次式で与えられる。

$$\frac{d B_g}{B_g} = \frac{1}{B_g} \cdot \frac{d B_g}{d T} \cdot \delta T = 2.83 \times 10^{-5} \times 0.1 = 2.83 \times 10^{-6} \quad (1/^\circ\text{C}) \quad (67)$$

したがって、 $d B_g / d T$ による $d B_g / B_g$ への影響は無視できるものと考えられる。

(イ) $d B_m / d T$ による誤差の検討と K_{I_g} の温度補償

前記(イ)、(ロ)で記した温度変化による K_{I_g} の誤差は本加速度計の安定性の設計目標： $\pm 5 \times 10^{-4}$ に対して無視できることが明らかとなった。ここでは、永久磁石の磁束密度 B_m の温度係数 $d B_m / d T$ による誤差を検討し、同時に温度変化に対して安定な K_{I_g} を得るために必要な温度補償について述べる。

磁気回路における磁束の式は近似的に次式で表わせる。

$$B_m \cdot S_m = B_g \cdot S_g + B_c \cdot S_c \quad (68)$$

ここに、 B_c 、 S_c =温度補償用整磁鋼の磁束密度と断面積
式(68)を温度 T で微分すれば次式が得られる。

$$S_m \cdot \frac{d B_m}{d T} = S_g \cdot \frac{d B_g}{d T} + S_c \cdot \frac{d B_c}{d T} \quad (69)$$

ただし、 S_m 、 S_g 、 S_c の温度による変化は無視し得るものとした。

式(69)から、 $d B_g / d T \approx 0$ とすれば(式(66a)参照)、

$$S_m \cdot \frac{d B_m}{d T} \approx S_c \cdot \frac{d B_c}{d T} \quad (70)$$

したがって、式(70)から次式を得る。

$$S_c = \frac{S_m \cdot \frac{d B_m}{d T}}{\frac{d B_c}{d T}} \quad (71)$$

ここで、 S_m 、 $d B_m / d T$ 、 $d B_c / d T$ は使用する永久磁石と整磁鋼の形状および物理特性として次のように与えられる。

$$S_m = 0.4 \quad (\text{cm}^2)$$

$$\frac{d B_m}{d T} = 1.35 \quad (\text{gauss}/^\circ\text{C})^* \quad (72)$$

$$\frac{d B_c}{d T} = 50 \quad (\text{gauss}/^\circ\text{C})^{**}$$

そこで、これらの諸数値を式(71)に代入すれば、 $d B_m / d T$ による K_{I_g} の温度補償に必要な整磁鋼の断面積 S_c は次式で与えられる。

$$S_c = \frac{0.4 \times 1.35}{50} = 0.11 \quad (\text{cm}^2) \quad (73)$$

5.4 零位平衡サーボ系および自己制御型磁気軸受系のダンピング

加速度計の零位平衡サーボ系および自己制御型磁気軸受系のダンピング(制動項)は浮動油に関する粘性抵抗に依存する。したがって、これらの系に最適なダンピングを与えるためには、浮動油の粘性係数、零位平衡サーボ系の電磁的バネ定数、磁気軸受スチフネス、ジンバルとケースとの間の形状、ジンバルの出力軸まわりの慣性モーメントおよびジンバル質量等を考慮して適正な粘性抵抗係数を設定しなければならない。零位平衡サーボ系に対する粘性抵抗係数はジンバルの出力軸まわりの回転運動に関する粘性抵抗 C_L であり、自己制御型磁気軸受系に対してはジンバルの併進運動(主として出力軸の半径方向への併進運動)に関する粘性抵抗係数 C_R である。以下に、 C_L および C_R の算定とそれぞれの系のダンピングについて述べる。

(1) C_L の算定と零位平衡サーボ系のダンピング

(イ) C_L の算定

* 住友特殊金属(株)製 NKS12A

** 住友特殊金属(株)製 整磁鋼

ジンバルとケースとの空間はほぼ円筒状とみなせるので、 C_L はジンバルの外周面の接線成分についてのみ考慮すればよいと考えられる。したがって、ジンバル外周面の単位面積当りに働く剪断力 τ は浮動油(粘性油)の速度勾配 $\partial V/\partial y$ と粘性係数 η の積で表わせる(図16参照)。

$$\tau = \frac{\partial V}{\partial y} \cdot \eta \quad (74)$$

式(74)より、ジンバル外周面 A の接線方向に作用する粘性抵抗力 F は、 $\partial V/\partial y$ を近似的に $-V/G$ とおけば、次式で与えられる。

$$F = -\eta \cdot \frac{V}{G} \cdot A \quad (75)$$

一方、浮動油によってジンバルの出力軸まわりに作用する制動トルク T は C_L と $\dot{\theta}$ の積として次式で表わせる。

$$T = -C_L \cdot \dot{\theta} \quad (76)$$

ここに、 V =浮動油のジンバル外周面上の流速、 G =ジンバルとケースとの間隙距離、 $\dot{\theta}$ =ジンバルの出力軸まわりの角速度

式(76)から、 C_L について次式を得る。

$$C_L = -\frac{T}{\dot{\theta}} = -\frac{R_G \cdot T}{V} = -\frac{R_G^2 \cdot F}{V} \quad (77)$$

ただし、 $\dot{\theta} = V/R_G$

式(75)を式(77)に代入すれば、 C_L は次式で与えられる。

$$C_L = \frac{2\pi R_G^3 l_G \bar{\rho} \nu}{G} \quad (78)$$

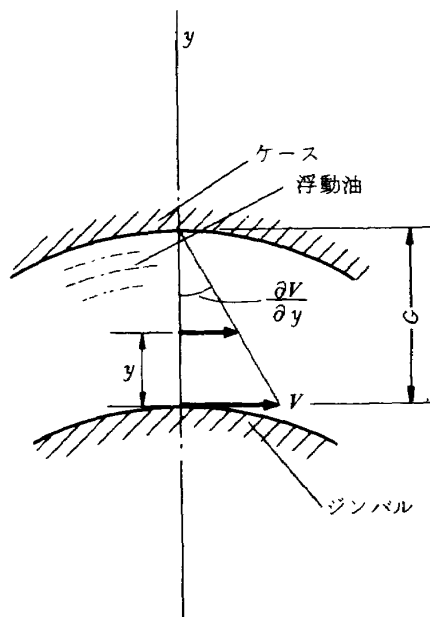


図16 C_L 解析モデル

ただし、 $\eta = \bar{\rho} \nu$ 、 $A = 2\pi R_G \cdot l_G$

ここに、 $\bar{\rho}$ =浮動油の比重、 ν =浮動油の動粘性係数

本研究で用いた浮動油*の物理定数は、作動温度 80°C において、 $\bar{\rho} = 1.890$ 、 $\nu = 30.7 \times 10^{-2}$ (ストークス)であり、これらの数値とジンバルとケースに関する形状数値を式(78)に代入すると、 C_L は次の値となる。

$$C_L = 1.02 \times 10^4 \quad (\text{dyn} \cdot \text{cm} \cdot \text{sec}) \quad (79)$$

(ロ) 零位平衡サーボ系のダンピング

零位平衡サーボ系は式(1)で与えられるように、 $K(s)$ が一定の領域で、二次の振動系と考えられる。式(4)から、

C_L は次式で与えられる。

$$C_L = 2\zeta (K \cdot J)^{\frac{1}{2}} \quad (80)$$

$$K = \frac{1}{J} \left\{ \frac{C_L}{2\zeta} \right\}^2 \quad (81)$$

そこで、このサーボ系の最適応答を得るための K の値を求めるために、 $\zeta = 0.7$ とし、 $C_L = 1.02 \times 10^4$ (dyn·cm·sec)、 $J = 71.3$ (gr·cm²)の諸数値を式(81)に代入すれば、 K は次の値となる。

$$K = 7.3 \times 10^5 \quad (\text{dyn} \cdot \text{cm} / \text{rad}) \quad (82)$$

それゆえ、このサーボ系の最適応答は式(82)を満足するように式(81)の各パラメータを調整することにより得られる。

(2) C_R の算定と自己制御型磁気軸受系のダンピング

(イ) C_R の算定

ジンバルのラジアル方向変位にともなう生ずる粘性抵抗 C_R はジンバル外周面の接線方向に作用する接線成分 C_S だけでなく、浮動油がジンバルとケースの間に密閉して充填されているため、油の流量による粘性抵抗成分 C_O と油の移動にともなう圧力差による粘性抵抗成分 C_P を考慮することが必要である。したがって、 C_R はこれらの総和として次式で与えられる** (図17参照)。

$$C_R = C_O + C_P + C_S \\ = \frac{4\eta R_G l_G \pi}{G} \left\{ \frac{3}{G^2} R_G^2 + \frac{3}{G} R_G + 1 \right\} \quad (83)$$

ただし、 C_O 、 C_P 、 C_S は次のように与えられる。

$$C_O = \frac{6\eta R_G l_G \pi}{G^2} \left(R_G + \frac{G}{2} \right) \quad (84)$$

$$C_P = \frac{12\eta R_G^2 l_G \pi}{G^3} \left(R_G + \frac{G}{2} \right) \quad (85)$$

$$C_S = \frac{\eta R_G l_G \pi}{G} \quad (86)$$

そこで、 C_R は式(83)に作動温度 80°C における浮動油の

* 大金工業(株)製 ダイフロイル#20

** 付録Bを参照。

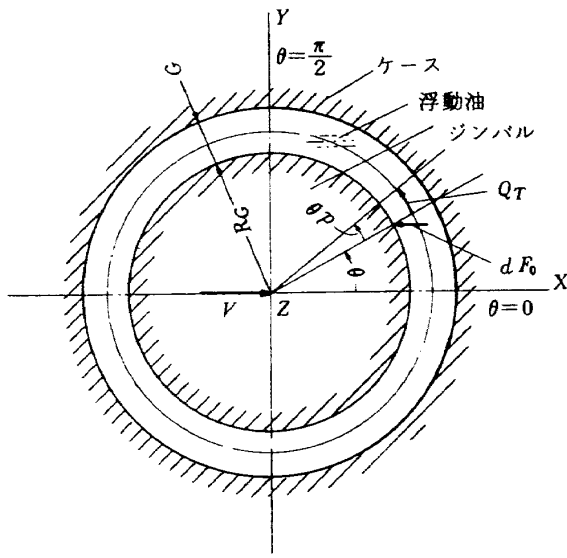


図17 CR解析モデル

粘性係数 $\eta = 0.58$ ($\text{dyn}\cdot\text{sec}\cdot\text{cm}^{-2}$) およびジンバルとケースに関する形状数値を代入すれば、次の値となる。

$$C_R = 9.17 \times 10^7 \quad (\text{dyn}\cdot\text{cm}^{-1}\cdot\text{sec}) \quad (87)$$

(ロ) 自己制御型磁気軸受系のダンピング

磁気軸受系のダンピングを評価するための解析モデルを図18に示す。同図から入力軸 IA まわりのジンバルの運動方程式は次式で表わせる。

$$J_{IA} \ddot{\xi} + C_R \dot{\xi} + S_{iR} \xi = T_{IA} \quad (88)$$

ここに、 J_{IA} = ジンバルの IA まわりの浮動油中の慣性モーメント、 ξ = 出力軸方向加速度 a_{OA} および IA まわりの角加速度成分 $\dot{\Omega}_{IA}$ によるジンバルの IA まわりの回転角、 $T_{IA} = a_{OA}$ および $\dot{\Omega}_{IA}$ によって IA まわりに生ずる回転力

そこで、 $\xi \ll 1$ の場合、式(88)が近似的に次式：

$$M_R \ddot{R} + C_R \dot{R} + S_{iR} R = F_{RD} \quad (89)$$

で表わされるとし、 S_{iR} がジンバルの出力軸半径方向変位 R の微小範囲内で一定とすれば、この運動方程式は二次の振動系と考えられるので、制動係数 σ は次式で与えられる。

$$\sigma = \frac{C_R}{2\sqrt{M_G \cdot S_{iR}}} \quad (90)$$

ここに、 M_G = 浮動油に依存するジンバルの等価質量*、 $F_{RD} = a_{OA}$ および $\dot{\Omega}_{IA}$ によりジンバルに作用する出力軸半径方向の力

したがって、この系の適切な応答条件は過制動条件として次式で与えられる。

$$C_R \geq 2\sigma\sqrt{M_G \cdot S_{iR}} \quad (91)$$

上記の過制動応答に必要な C_R は、 $\sigma = 1.0$ 、 $M_G = 5594$ gr、 $S_{iR} = 0.76 \times 10^4$ (gr W/cm) を式(91)に代入すれば、次の値となる。

$$C_R \geq 4.1 \times 10^5 \quad (\text{dyn}\cdot\text{cm}^{-1}\cdot\text{sec}) \quad (92)$$

ただし、 M_G は浮動油の物理定数およびジンバルとケースの形状諸数値より求めた値を与えている。

5.4 (2)(イ) で求めた C_R : 式(87) は 9.17×10^7 ($\text{dyn}\cdot\text{cm}^{-1}\cdot\text{sec}$) であり、式(92)の値より大きく、式(91)の条件を満足する。

浮動振子磁力支持型加速度計 (MSA) は以上の設計のもとに2個製作された。MSA-1 および2の自己制御型磁気軸受のロータ材にはそれぞれフェライト材とスーパーマローイ積層材が使用された。以下に本加速度計の基本性能および磁気軸受が加速度計の性能に及ぼす影響等を評価するための特性実験について述べる。

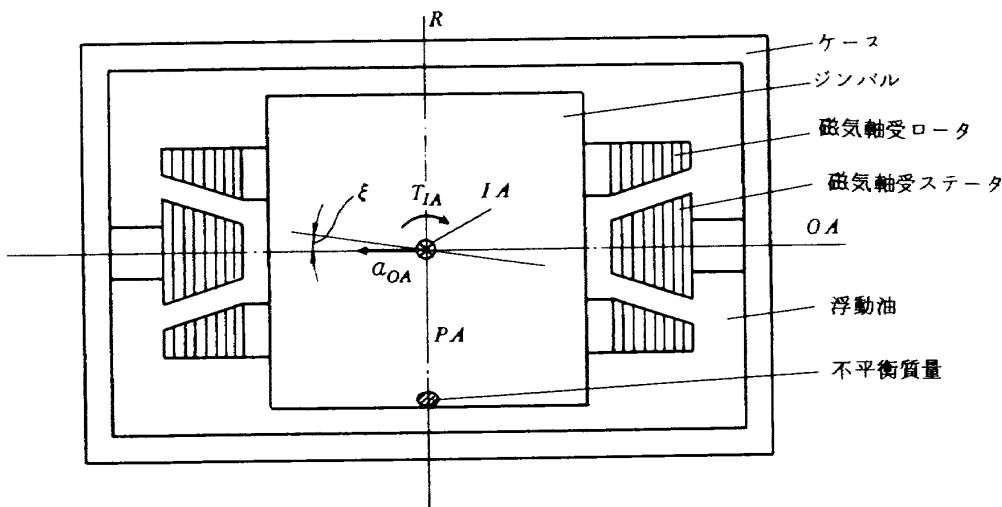


図18 磁気軸受系のダンピング解析モデル

* 付録Cを参照。

6. 特性実験

6.1 実験装置

(1) 低加速度 ($\pm 1G$) 領域の実験装置

図19は本加速度計の低加速度領域における静特性実験装置の概略図である。実験に用いた精密傾斜台は*、重力加速度の鉛直からの正弦成分を利用して $\pm 1G$ 領域の基準入力加速度を加速度計に与える装置であり、その精度は0.2秒 ($1.26 \times 10^{-6} G$ 相当) である。出力表示装置には7桁の数字を表示し得る高精度デジタル・ボルト・メータ** (精度: $100 mV \sim 10V$ レンジで $\pm 0.0055\%$) が使用された。

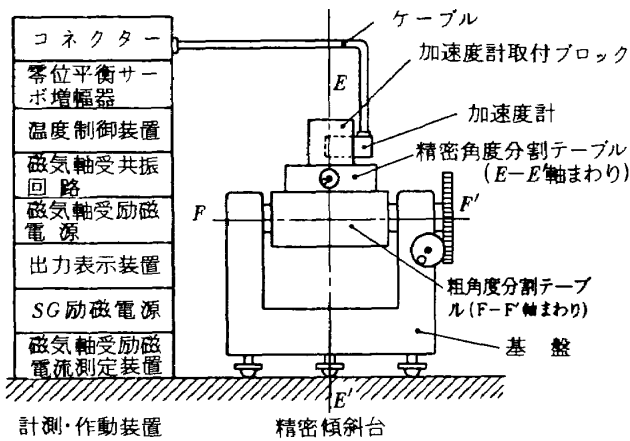


図19 低加速度領域実験装置 ($\pm 1G$ 領域)

(2) 高加速度 ($\pm 15G$) 領域の実験装置

(イ) 遠心式加速度試験機と計測回路系

高加速度領域における精密な性能実験には高精度遠心式加速度試験機が用いられた。その試験機の総合精度は $\pm 12.5G$ の領域で設定加速度の 10^{-5} である。一方、直線的高加速度環境下における本磁気軸受の機能を評価するための直線性実験には環境試験用遠心式加速度試験機が用いられた。この試験機の精度は $\pm 15G$ の領域で設定加速度の0.15%である。図20は遠心式加速度試験機の原理図と計測回路系を示す。加速度計出力表示装置には6.1(1)で記した高精度デジタル・ボルト・メータが使用された。オシロスコープは加速度計の出力波形を、交流電圧計は磁気軸受の励磁電流をそれぞれ観測するために用いられた。

(ロ) 試験機搭載型加速度計作動装置 (パッケージ)

遠心加速度試験機を使用する場合、回転系と静止系との間の必要な電力や信号の授受はスリップリングを通して行なわれる。それゆえ高精度の性能実験を行なう場合にはスリップリング部で生ずると考えられる電気的雑音を極力除去することが必要である。この問題を解決するために、加速度計を作動させるために必要な電気回路系の多くの部分 (信号系を含む) を小型、軽量化したパッケージが試作された。本パッケージは図20に示されるように供試加速度計と共に加速度試験機の回転アーム上に搭載し得るものである。その構成は、図21に示されるよ

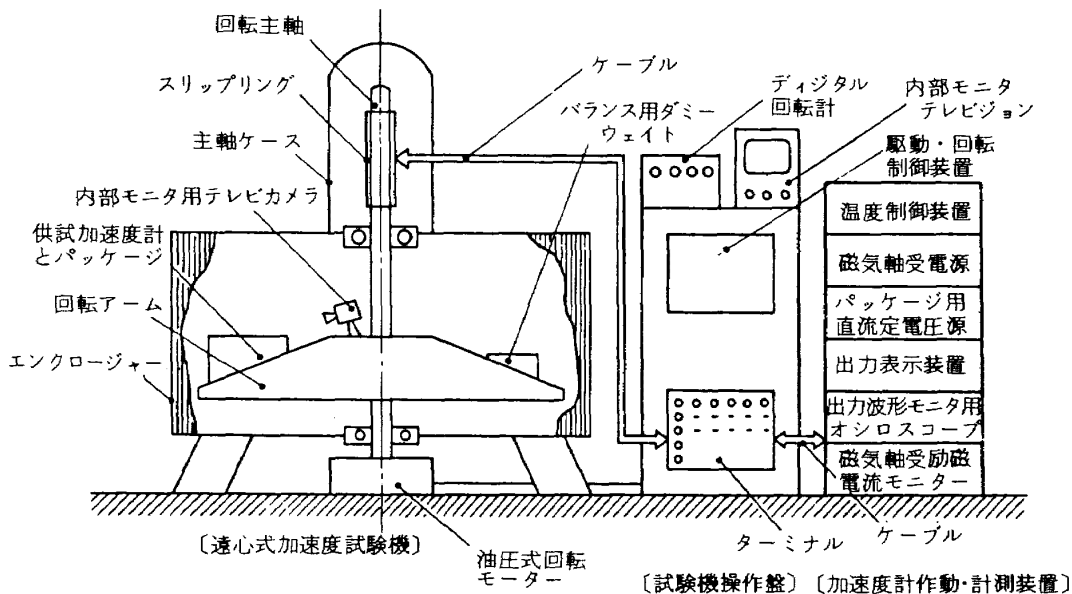


図20 高加速度領域実験装置 ($\pm 15G$ 領域)

* AA. GAUGE DIV. U.S. INSTRUMENTS INC., ウルトラデックス。

** 武田理研製, TR-6567 積分型デジタル電圧計。

うに、磁気軸受共振回路、零位平衡サーボ増幅器、回転角検出器励磁電源、直流定電圧電源、加速度計取付ブロックから成る。表7は本パッケージの性能諸元を示す。

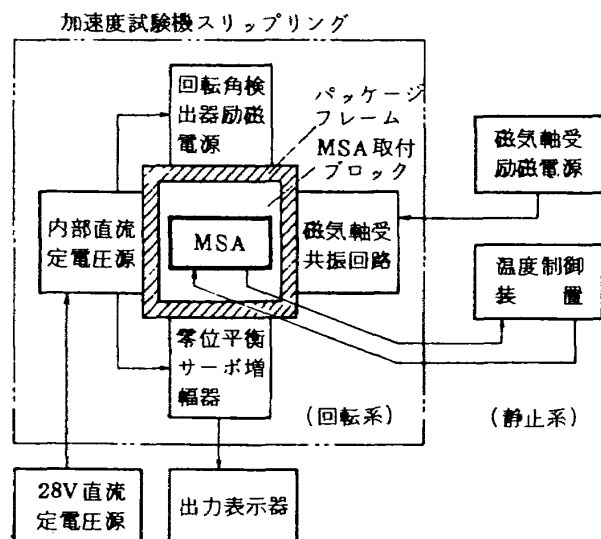


図21 試験機搭載型加速度計作動装置の構成ブロック図

表7 パッケージの性能、諸元

構成要素	性能、諸元
内部直流定電圧源	<ul style="list-style-type: none"> 定電圧源；$\pm 35V$、$\pm 15V$、$+5V$ 外部供給電圧（28V, D.C）$\pm 3V$の変動に対して安定度$\pm 0.1\%$以下
回転角検出器励磁電源	<ul style="list-style-type: none"> 励磁電圧；$5V_{rms} \pm 1\%$以下 励磁周波数；$12.8\text{ kHz} \pm 0.02\%$以下 正弦波歪率；$\pm 1\%$以下 電力；1.5 Watt
零位平衡サーボ増幅器	<ul style="list-style-type: none"> 最大出力；130 mA/15G（1.2Watt以上）
磁気軸受共振回路	<ul style="list-style-type: none"> 共振容量及び励磁電流読取抵抗は全て固定
パッケージ形状寸度、重量等	<ul style="list-style-type: none"> 形状寸度；$222\phi \times 212$ (mm) 重量；約1 kg フレーム及びブロック材料；硬質アルミニウム

6.2 特性実験とその結果の考察

(1) 分解能

加速度計の分解能（最小検出感度）を評価するためには一般に精密傾斜台が用いられるが、測定分解能は使用する精密傾斜台の分解能に支配される。したがって、図19に示される精密傾斜台をMSAの分解能実験に用いる場合には $1.26 \times 10^{-6}G$ 程度の検出感度を評価することが期待できる。しかし、MSAはさらに高分解能を有することが予想されるので、ここではMSA内部に設置したコマンド用TGを利用して、実際の微小な入力加速度がジンバルに回転力を与える状態を模擬するために、それに相等する電流を同TGに与え、高分解能試験を行なった。ただし、コマンド用TGの感度は分解能試験におけるジンバルの微小な回転領域においても不変であると仮定した*。

本方法で測定した結果の一例が図22に示される。同図から、MSA-1の分解能は約 $3.3 \times 10^{-7}G$ であることが認められる。一方、MSA-2の分解能は約 $1 \times 10^{-5}G$ であった。MSA-1の分解能がMSA-2に比較して非常に高いのは、自己制御型磁気軸受のロータにフェライト材が用いられているため、交流励磁によってロータ表面に誘起されると考えられるうず電流が極く微小となり、それによる磁氣的、熱的外乱効果**が低減され、出力雑音が極く微小となったためと考えられる。MSA-2についてはロータにスーパーマロイ積層材が用いられているため、上記のうず電流効果が多少現われ、出力に対する雑音の比が大きくなり、分解能に対して有害な影響が現われたためと考えられる。従来の浮動振子型加速度計⁵⁾の分解能は約 $2 \times 10^{-5}G$ であったが、これと比較するとMSA-1の分解能は約1/100となり、ほぼ2桁の性能向上となっている。この結果は出力軸軸受に無接触型の磁気軸受（フェライト・ロータ）を採用したこととともに、回転角検出器としてヒステリシス特性の良い高分解能の可動コイル型SGを用いたことによるものと考えられる。

* コマンド用TGのスケールファクターは、後述の6.2(2)(ロ)に記述されているように、高い安定性を有しているものと考えられる。

** 磁気軸受ロータの表面にうず電流が発生すると、①エネルギー損失による磁気軸受剛性が低下する、②反送磁場が発生し、周囲に磁氣的な外乱を与える、③ロータ内部にジュール熱が発生し、附近の浮動油の熱的平衡を乱して有害な対流を引き起す等の外乱の原因になると考えられる。

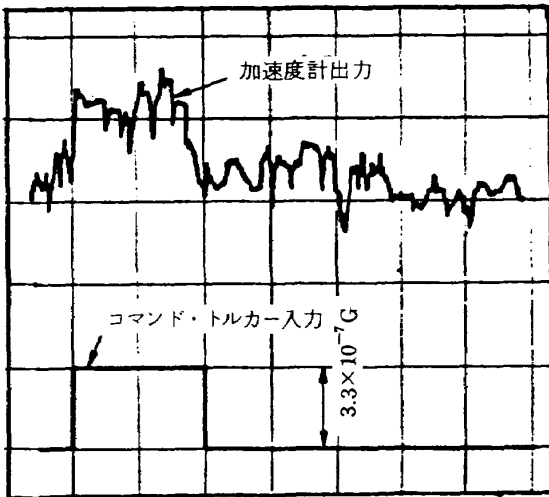


図22 分解能 (MSA-1)

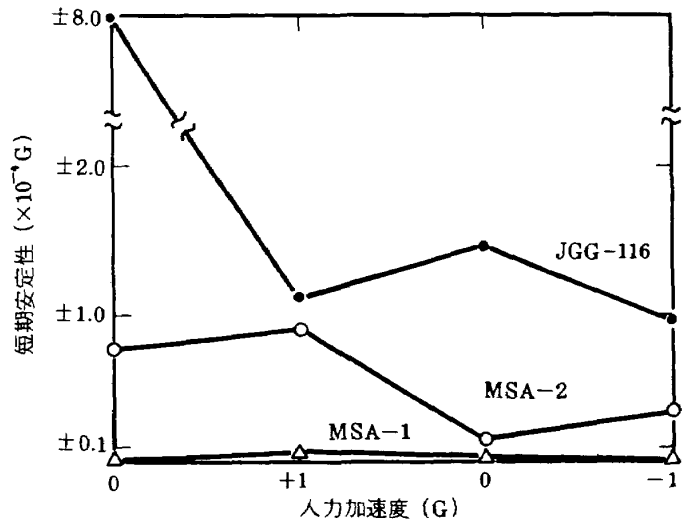


図23 低加速度領域における安定性

(2) 安定性

加速度計の安定性(再現性)評価試験には、約1時間以内で終了する短期安定性試験と試験期間が1時間を越え、1日あるいは1ヶ月にわたる長期安定性試験がある。ここでは短期安定性試験を低加速度領域および高加速度領域について行なったので、それらについて以下に述べる。

(1) 低加速度領域における安定性

精密傾斜台に取付けた加速度計の入力軸を鉛直面内で出力軸まわりに回転させ、重力加速度の入力軸方向成分を基準入力加速度とし、約20分間に0G(0), +1G($\pi/2$), 0G(π), -1G($3\pi/2$)を1周期として6回与え、各入力加速度に対して測定した加速度計出力の平均値を求め、さらにその確率誤差を求めた。上記のカッコ内の数値は精密傾斜台の設定角である。本実験では従来の浮動振子型加速度計(JGG-116)の安定性についても同様に測定し、MSAの性能と比較した。測定結果は図23に示される。

図23から、JGG-116、MSA-2、MSA-1の安定性は確率誤差の最大値で評価すると、それぞれ $\pm 8 \times 10^{-4}$ G, $\pm 8 \times 10^{-5}$ G, $\pm 5.6 \times 10^{-6}$ Gであることが認められる。これらの結果、MSA-1の安定性は従来の宝石・尖軸受を出力軸軸受に用いた浮動振子型加速度計の安定性より2桁の精度向上が、またMSA-2の安定性より1桁良い精度であることが明らかとなった。この理由としては上記6.2(1)で述べた事柄と同様のことが考えられる。

(a) コマンド用TGをリバランス用TGとして使用した場合の安定性

本実験はコマンド用TGの安定性を評価するために行なったものである。実験はMSA-1についてコマンド用TG

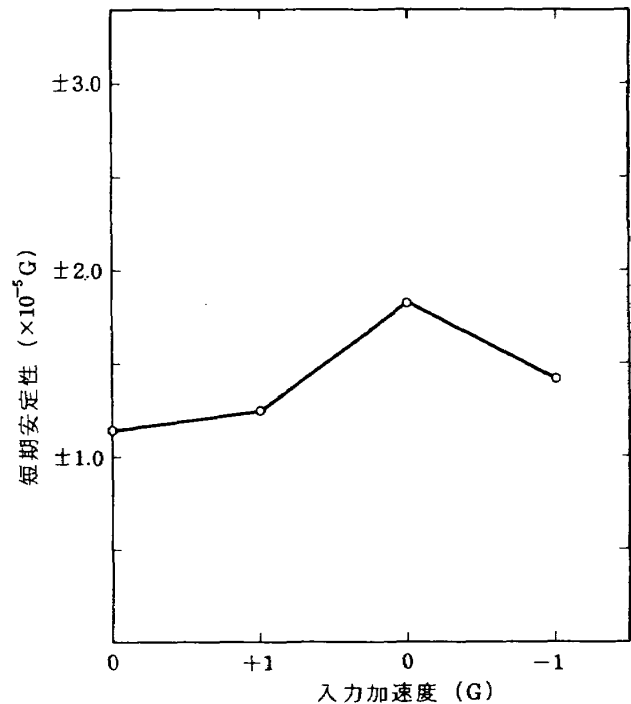


図24 コマンド用TGをリバランス用TGとして用いたときの安定性 (MSA-1)

を用いてリバランス用TGとして零位平衡サーボ系を構成し、上記(a)と同様の方法で低加速度領域における短期安定性試験が行なわれた。その結果は図24に示される。

図24から、MSA-1は、コマンド用TGをリバランス用TGとして使用した場合でも、その安定性を最大確率誤差で評価すると、 $\pm 1.8 \times 10^{-5}$ G程度であることが認められる。この結果から、コマンド用TG系が高い安定性を有していることがうかがえる。したがって、本加速度計を正常に作動させた状態で、コマンド用TGに高精度基準電流を与えれば、入力加速度を高精度で模擬できるものと

表8 MSA-2の出力感度の短期安定性

測定数	入力	出力感度 B_n (V/G)	δ_n^2
$n=1$	OG \rightarrow -12G	0.872041	21.41×10^{-8}
2	\leftarrow	0.872588	0.71×10^{-8}
3	\rightarrow	0.872486	0.03×10^{-8}
4	\leftarrow	0.872543	0.15×10^{-8}
5	\rightarrow	0.872599	0.91×10^{-8}
6	\leftarrow	0.872602	0.97×10^{-8}

$$\bar{B} = \frac{B_n^*}{n} = 0.872503$$

$$\delta_n^2 = 24.18 \times 10^{-8} \quad \delta_n = B_n - \bar{B}$$

$$B = \bar{B} + E$$

$$E = \pm 0.728 \sqrt{\frac{\delta_n^2}{n(n-1)}} = \pm 6.5 \times 10^{-5}$$

$$\therefore B = 0.872503 \pm 6.5 \times 10^{-5} \text{ (V/G)}$$

ここに、 B ：出力感度、 E ：確率誤差
(注) 出力読取抵抗 $R_r = 100 \Omega$

* 式(93)に従って最小二乗法により各係数を求めた。

考えられる。このような機能を有するMSAはロケット等の宇宙飛行体の誘導、制御系を地上において研究するためのシミュレーション実験用加速度計としても使用し得るものと考えられる。

(2) 高加速度領域における安定性

高加速度領域における本加速度計の安定性試験では、図20に示された高精度遠心式加速度試験機が用いられた。実験では同試験機の所定の位置に取付けられたMSAの入力軸方向に、基準入力加速度(アームの回転による遠心加速度)が0G \rightarrow -12G \rightarrow 0Gを1周期として3回繰返して与えられ、各入力加速度に対応する加速度計出力が測定された。その結果から、各入力加速度に対応する加速度計出力の平均値とその確率誤差が求められた。実験結果の一例が図25に示される。表8は本実験結果から求めたMSA-2の出力感度の安定性を示す。

図25から、MSA-2の高加速度領域の安定性は測定平均値の確率誤差の最大値で評価すると、 $\pm 5 \times 10^{-4}$ G以内であり、良好な安定性が認められる。また表8から、MSA-2の出力感度*の安定性は $\pm 6.5 \times 10^{-5}$ (V/G)以内にあることがわかる。

(3) 直線性

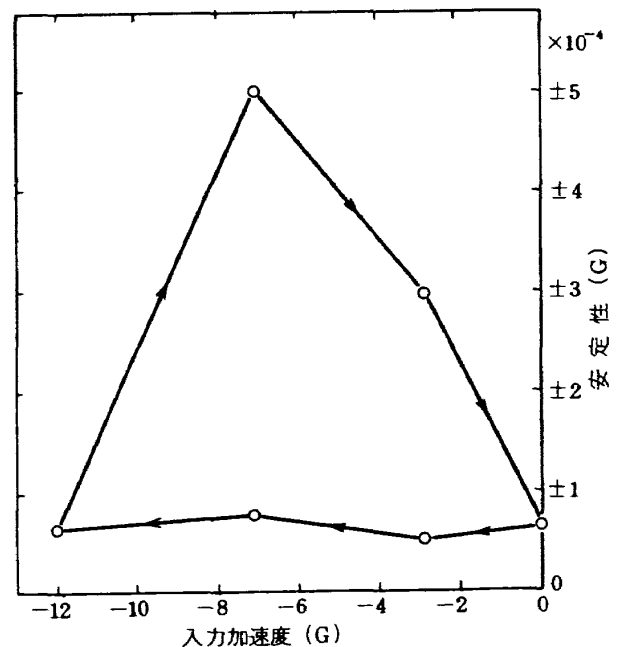


図25 高加速度領域の安定性 (MSA-2)

* 後述の式(97)によって求められる。

一般に加速度計の出力 $f(x)$ は入力加速度 x に対して次式に示すような x の多項式近似で与えられる¹⁵⁾

$$f(x) = A + Bx + Cx^2 + Dx^3 + \dots$$

$$\frac{f(x)}{B} = \frac{A}{B} + x + \frac{C}{B}x^2 + \frac{D}{B}x^3 \dots \quad (93)$$

式(93)の各係数 A, B, C, D は基準入力加速度値とそれに対応して測定された加速度計出力値を用いて、最小二乗法によって求められる。ここに、 B = 加速度計感度 (単位: Volt/G), A/B = バイアス出力 (G), C/B = 二次の非直線性誤差係数 (G/G^2), D/B = 三次の非直線性誤差係数 (G/G^3)

(i) 低加速度領域における直線性

精密傾斜台を用いて $\pm 1G$ 以内の直線性試験を行なう場合には、式(93)は精密傾斜台の設定角 ϕ の関数として次式で与えられる。

$$f(\phi) = A + B \sin(\phi + \phi_n) + C \sin^2(\phi + \phi_n) \quad (94)^*$$

ただし、三次項以降の項は各係数が十分に小さいものとして省略した。ここに、 ϕ_n = 鉛直方向と入力軸がなす初期設定角、 $f(\phi)$ = 加速度計出力電圧

それゆえ、加速度計の非直線性誤差 $\varepsilon(x)$ は次式で求められる。

$$\varepsilon(x) = \frac{f(\phi)}{B} - \frac{A}{B} - x \quad (95)$$

ただし、式(95)の A, B, C, ϕ_n は次式で与えられる**

$$A = \frac{1}{4} \left\{ f(0) + f(\pi) + f\left(\frac{\pi}{2}\right) + f\left(-\frac{3\pi}{2}\right) \right\} - \frac{C}{2} \quad (96)$$

$$B = \frac{1}{2} \left[\left\{ f(0) - f(\pi) \right\}^2 + \left\{ f\left(\frac{\pi}{2}\right) - f\left(-\frac{3\pi}{2}\right) \right\}^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (97)$$

$$C = \frac{1}{2} \left\{ f\left(\frac{\pi}{2}\right) + f\left(-\frac{3\pi}{2}\right) - f(0) - f(\pi) \right\} \quad (98)$$

$$\phi_n = \sin^{-1} \left[\frac{1}{2B} \left\{ f(0) - f(\pi) \right\} \right] \quad (99)$$

式(98)を B で除せば、非直線性誤差係数: C/B が求められる。

以上の方法で測定した実験結果を図26に、またこれらの実験結果から最小二乗法で求めたMSA-1および2の感度 B と非直線性誤差係数 C/B をそれぞれ表9に示す。

図26および表9から、MSA-1, 2の非直線性誤差係数はそれぞれ $3.4 \times 10^{-5} (G/G^2)$, $3.3 \times 10^{-4} (G/G^2)$ 程度であり、前者の性能が後者のそれより約1桁良いことが認められる。この原因としては、前記6.2(i)で述べた

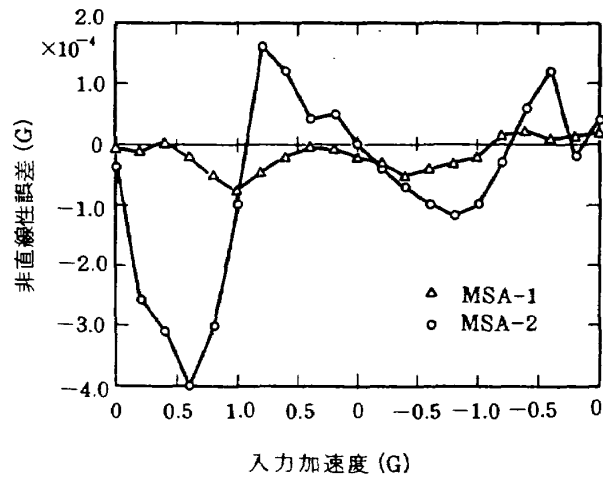


図26 低加速度領域における直線性

表9 低加速度領域における出力感度と非直線性誤差係数

加速度計 係 数	MSA-1	MSA-2
出力感度 B (mA/G)	8.105729	9.10005
非直線性誤差 係数 $C/B(G/G^2)$	-3.39×10^{-5}	3.29×10^{-4}

事柄とともに、表4に示したようにMSA-1の磁気軸受のスティフネスがMSA-2のそれより約2倍強く(交流損失が少ないためと考えられる)、MSA-1の出力軸の定位置拘束性がMSA-2より良いためと考えられる。

(ii) 高加速度領域における直線性

図27, 28は高精度速心式加速度試験機を使用して測定したMSA-1および2の非直線性誤差を示す。各図の実線曲線は最小二乗法で求めた非直線性誤差 $\varepsilon(x) = (C/B) \cdot x^2$ で与えられる実験曲線である。また実験値は、 $\varepsilon(x) = \{f(x)/B\} - A/B - x$ によって求めたものである。表10は最小二乗法で求めたMSA-1, 2の B および C/B の値を示す。

図27, 28および表10から、高加速度領域におけるMSA-1の非直線性誤差係数はMSA-2のそれより約1桁小さく、良好な直線性を示している。この理由としては上記(i)で述べた事柄と同様であると考えられる。

以上のように、本加速度計の主要な性能実験結果から、自己制御型磁気軸受のロータにフェライト材を用いたMSA-1は分解能、安定性、直線性に関して非常に良好

* 式(93)に、 $x = G_e \sin(\phi + \phi_n) = \sin(\phi + \phi_n)$ を代入すれば、式(94)が得られる。ただし、 $G_e = 1 (G)$ とした。

** 付録Gを参照。

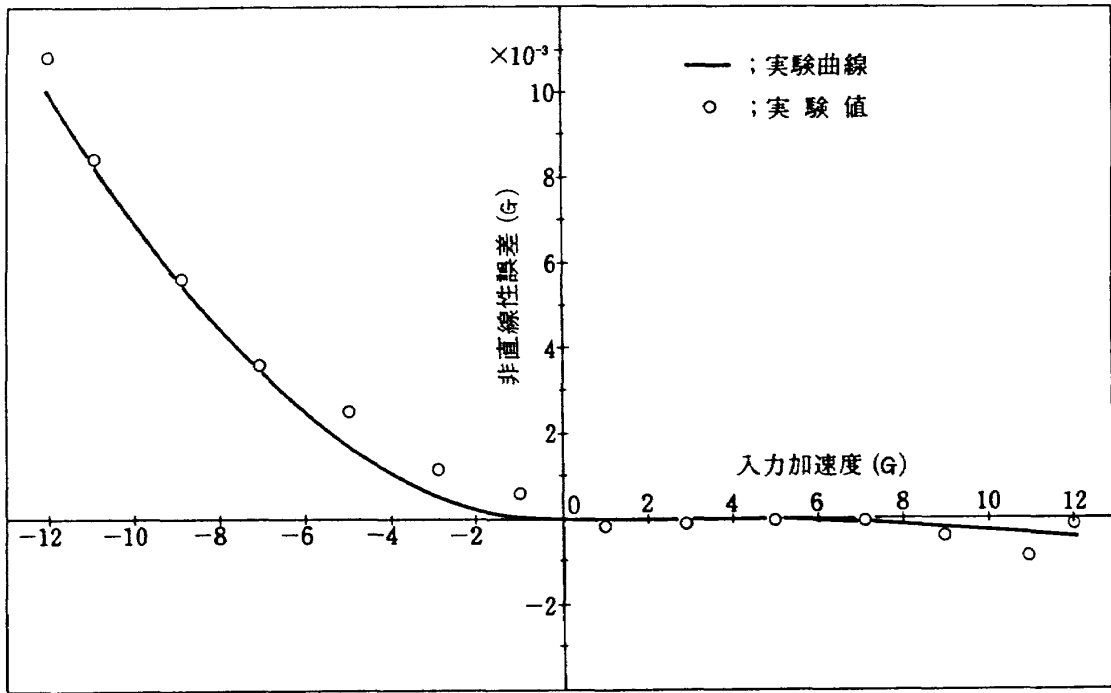


図27 高加速度領域における直線性 (MSA-1)

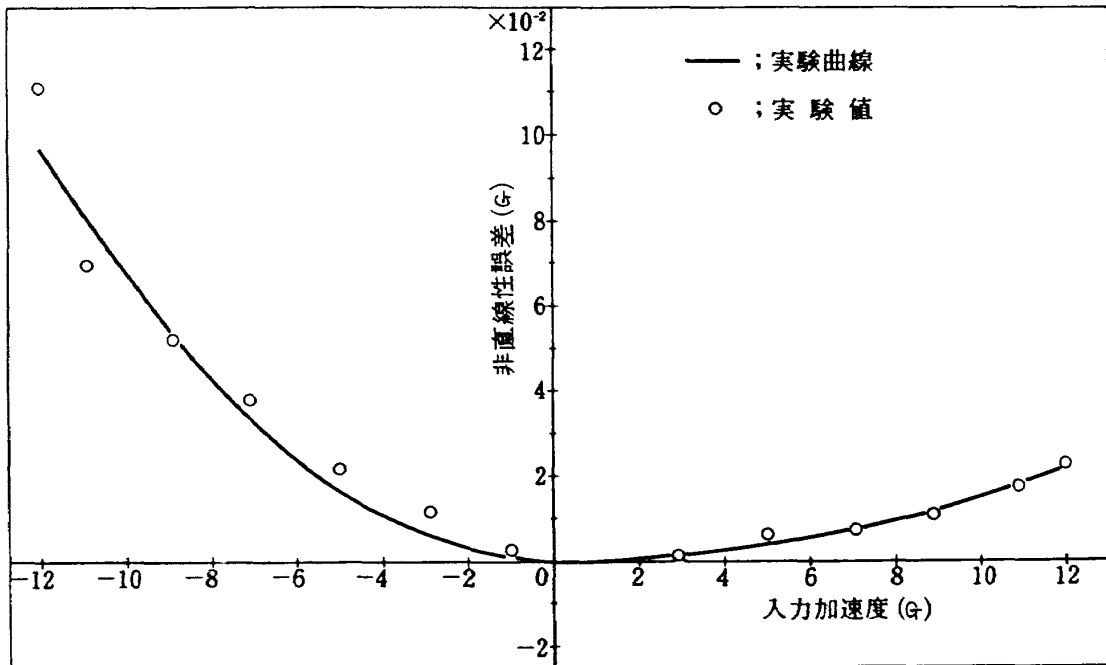


図28 高加速度領域における直線性 (MSA-2)

表10 高加速度領域における出力感度と非直線性誤差係数

加速度計 a_{IA} の向き 係数	MSA-1		MSA-2	
	-方向	+方向	-方向	+方向
出力感度 B (mA/G)	8.11387	8.10961	8.76182	8.71369
非直線性誤差係数 C/B (G/G ²)	6.96×10^{-5}	-2.64×10^{-6}	6.69×10^{-4}	1.51×10^{-4}
備考	<ul style="list-style-type: none"> • 振子軸 (PA) : 水平線と並行 (出力軸は垂直方向) . • 出力軸方向加速度 (外乱) : -1G 			

な性能を有していることが明らかとなった。それゆえ、磁気軸受の鉄心材料には高初透磁率、高実効飽和磁束密度の特性を有し、かつ、交流損失が極く微少なフェライト材が適しているものと考えられる。

(4) 磁気軸受励磁電圧の変動が加速度計の精度に及ぼす影響

(i) 加速度計感度と磁気軸受励磁電圧の関係

本実験は自己制御型磁気軸受の励磁電圧の変動が加速度計の精度にどのような影響を与えるかを評価するために行なったものである。実験では、磁気軸受の励磁電圧を定格の $2V_{rms}$ にしたときの短期安定性試験 (低加速度領域) を行ない、加速度計の感度を測定した。次に励磁電圧をそれぞれ $1V_{rms}$ 、 $3V_{rms}$ としたときの加速度計感度を同様の方法で測定した。これらの測定結果から得られた励磁電圧をパラメータとした加速度計感度偏差の一例を図29に示す。

図29から、磁気軸受励磁電圧の単位電圧当りに対する

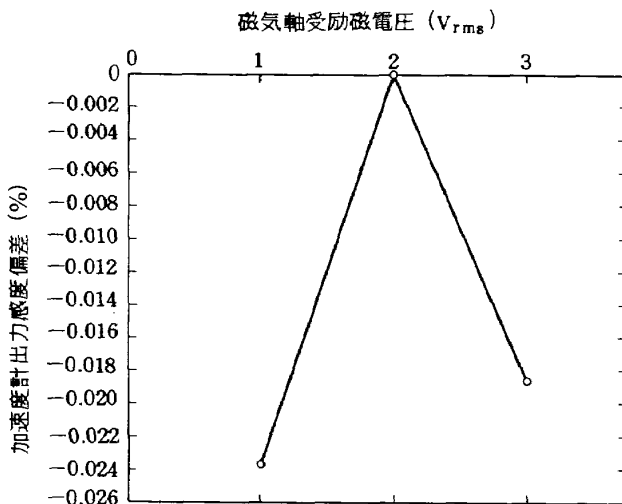


図29 異なる磁気軸受励磁電圧に対する加速度計感度偏差 (MSA-1)

MSA-1の感度係数は、 $2V_{rms}$ を基準励磁電圧として、 $\pm 1V_{rms}$ の励磁電圧変動範囲において、 $-0.0237\%/V_{rms}$ であることがわかる。したがって、加速度計感度の精度を 10^{-5} 程度とするためには励磁電圧を定格の $2V_{rms}$ に対して $\pm 0.1V_{rms}$ 以内にする必要がある。

(ii) 異なる励磁電圧における短期安定性

本実験は自己制御型磁気軸受の励磁電圧を基準値から異なる値に設定したとき、加速度計の安定性がどのように変化するかを評価するために行なったものである。実験では、MSA-1に対して上記(i)と同様の方法で、磁気軸受励磁電圧を1, 2, $3V_{rms}$ としたときの短期安定性が

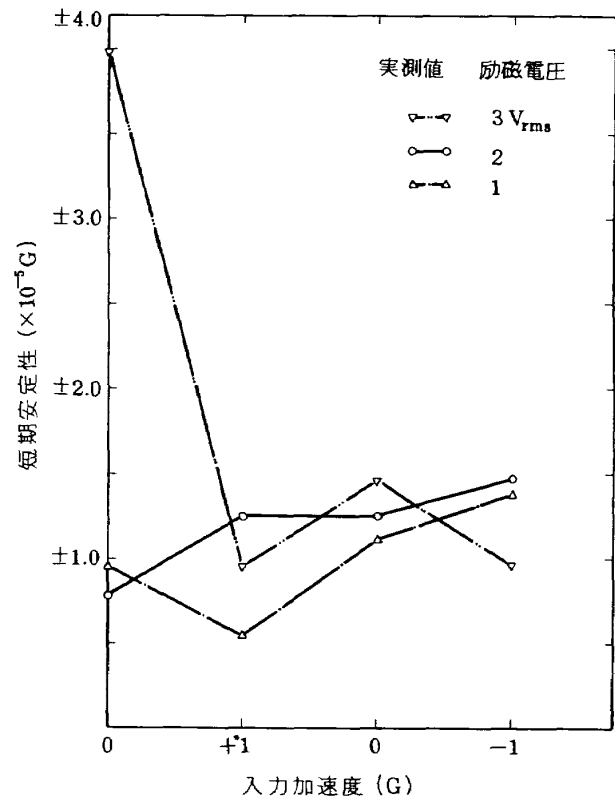


図30 異なる磁気軸受励磁電圧における安定性 (MSA-1)

測定された。その測定結果は図30に示される。

図30から、MSA-1は磁気軸受励磁電圧の設定値が異なる場合(ただし、 $1\sim 3V_{rms}$ の範囲内)においても $\pm 4.0 \times 10^{-5} G$ 程度の高い安定性を有することがわかる。

(5) 作動温度設定値が加速度計の精度に及ぼす影響

(イ) 作動温度と加速度計感度の関係

本加速度計は高精度の性能を得るためにジンバルに作用する重力と浮動油による浮力が平衡する温度、すなわち最適作動温度を $80^{\circ}C$ として精密に温度制御($\pm 0.1^{\circ}C$ 以内)される。しかしながら、作動温度設定値が最適値と異なる温度に設定されたとき、加速度計の精度がどのようになるかを評価することは重要な事柄と考えられる。そこで、その影響度を評価する一つの指標として、作動温度設定値をパラメータとした場合の加速度計感度を測定した。実験では作動温度を $77.9^{\circ}C$ に設定し、その時の加速度計感度を短期安定性試験*で測定し、次に作動温度をそれぞれ $76.9^{\circ}C$ 、 $78.9^{\circ}C$ としたときの感度を上記と同様に測定した。図31は作動温度 $77.9^{\circ}C$ を基準としたときの加速度計感度偏差の実測値を示す。

図31から、MSA-1の感度温度係数**は $0.015\%/^{\circ}C$ であることがわかる。それゆえ、作動温度変化によるMSA-1の感度の安定性は作動温度制御精度($\pm 0.1^{\circ}C$)以内では 1.5×10^{-5} 程度であると考えられる。

(ロ) 作動温度を $75^{\circ}C$ としたときの加速度計の安定性

MSA-1の作動温度を $75^{\circ}C$ に設定した場合、ジンバルの重さと浮動油による浮力との平衡関係は不平衡となり、それにもなう不平衡力が出力軸軸受としての自己制御型磁気軸受に負荷される。この不平衡力の大きさは、もし出力軸方向に加速度成分がなく、出力軸が水平状態にあるとすれば、約 $0.15gW$ ***となる。MSA-1の出力軸は、磁気軸受の半径方向スチフネスが $1.46gW/\mu m$ であるから、これによって $0.11\mu m$ 以内に非接触拘束されるものと考えられる。

本実験は上記のような状態におけるMSA-1の短期安定性を測定した。その測定結果は図32に示される。

図32から、作動温度を $75^{\circ}C \pm 0.1^{\circ}C$ とした場合のMSA-1の低加速度領域における短期安定性は $\pm 1.5 \times 10^{-5}G$ 程度であり、最適作動温度 $80^{\circ}C \pm 0.1^{\circ}C$ の場合と同程度の精度であることがわかる。この理由としては上記のような負荷が出力軸軸受に加わっても、磁気軸受により出

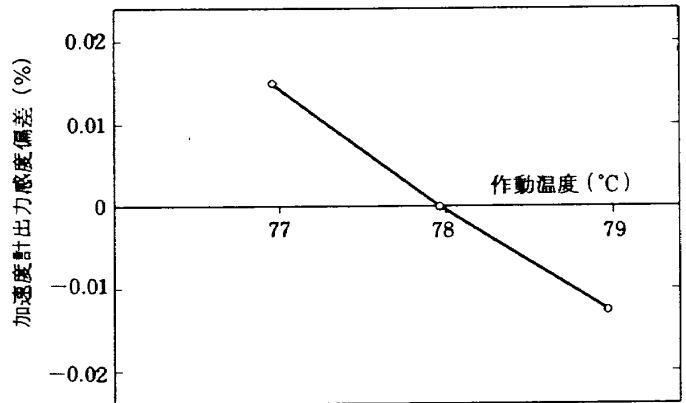


図31 異なる作動温度に対する加速度計 感度偏差

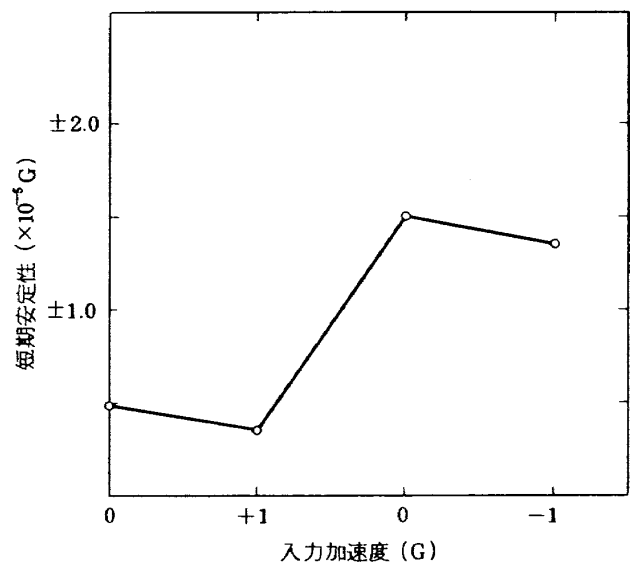


図32 作動温度 $75^{\circ}C$ のときの安定性 (MSA-1)

力軸を微小変位内で非接触拘束し、出力軸まわりに有害トルクを生じさせないためと思われる。なおこの場合のMSA-1の感度の相対偏差は作動温度を $80^{\circ}C$ としたときの感度に対して 0.27% 程度であった。

(6) 自己制御型磁気軸受の作動特性

(イ) 自己制御型磁気軸受単体の特性実験

本実験の目的は出力軸軸受として試作した自己制御型磁気軸受のスチフネスおよび磁気支持力特性を実測し、それらを設計値と比較検討すると同時に、それらの特性が実用に供し得ることを確認するためであった。実験では磁気軸受の単体(片側の磁気軸受部)に対して、励磁電圧を $2V_{rms}$ とし、励磁周波数をパラメータとして、 750 ,

* 前記6.2(2)(イ)を参照。

** 作動温度の単位温度当りの変動に対する加速度計感度の相対偏差。

*** 式(19)から、不平衡力 $f = (\partial \rho / \partial t) \cdot U \cdot \Delta T \cdot a_{RD}$ となり、 $\Delta T = 5^{\circ}C$ 、 $a_{RD} = 1G$ 、 $\partial \rho / \partial t = 0.00136 gr/cm^3/^{\circ}C$ 、 $U = 22.5 cm^3$ の数值をこれに代入すれば、 $f = 0.153gW$ (gramme重)となる。

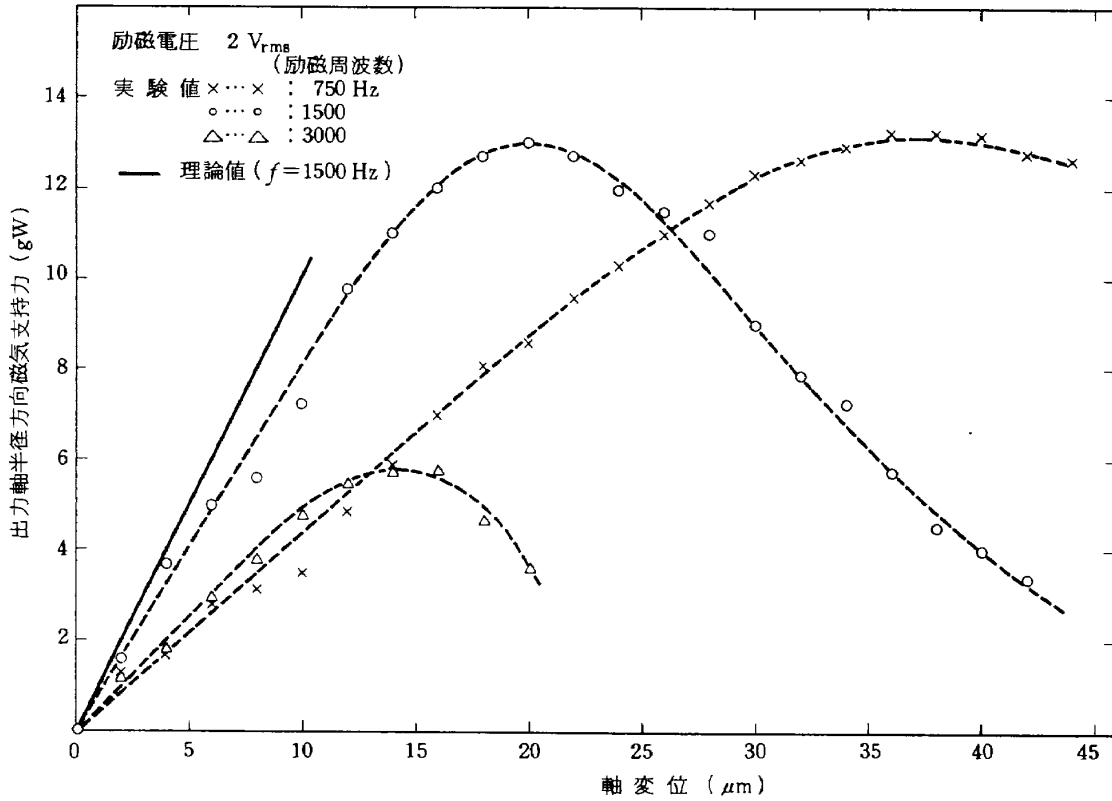


図33-1 フェライト・ロータ磁気軸受単体の磁気支持力特性

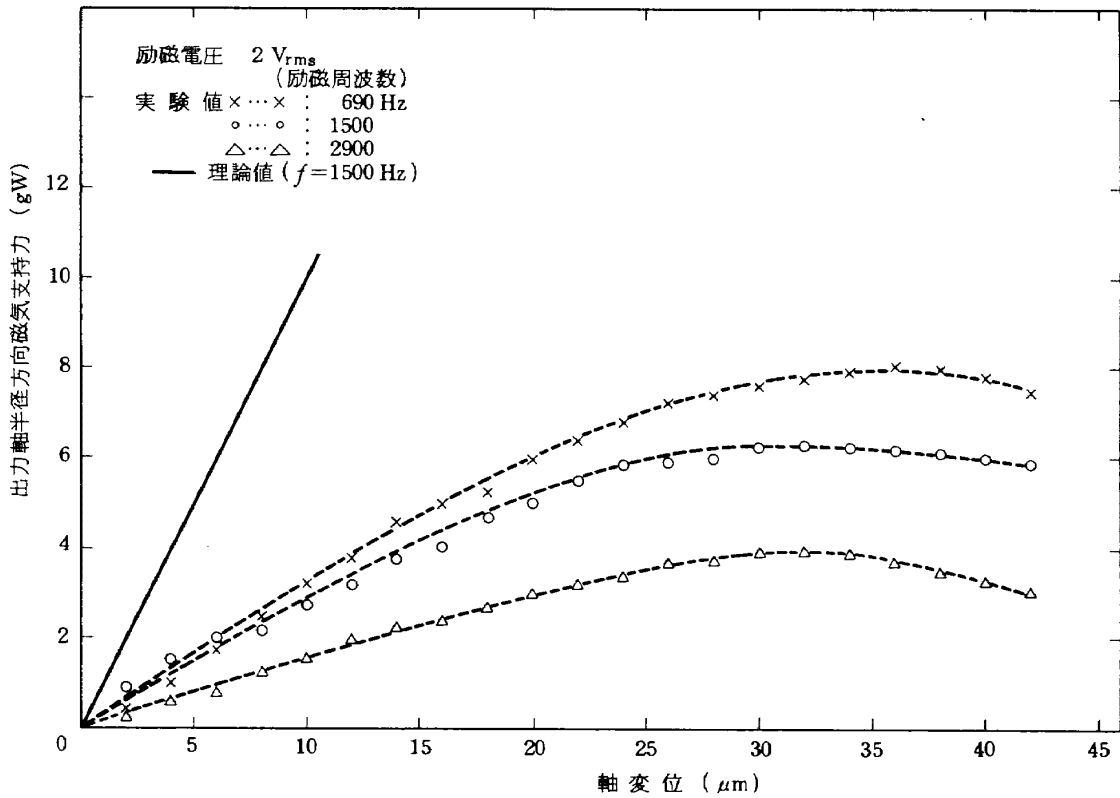


図33-2 スーパーマロイ・ロータ磁気軸受単体の磁気支持力特性

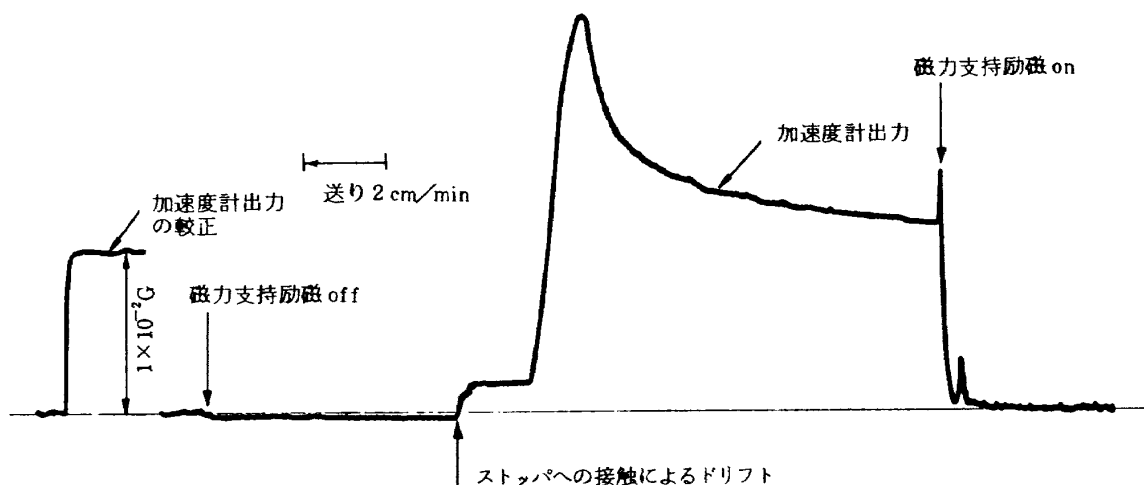


図33-3 自己制御型磁気軸受の作動特性 (MSA-1)

1500, 3000 Hz と変化させ、それぞれの場合について軸変位対磁気支持力の関係が測定された。

図33-1はフェライト・ロータを備えた磁気軸受単体の磁気支持力特性実験結果であり、図33-2はスーパー・マロイ・ロータを備えたものの磁気支持力特性実験結果である。図33-1, 2から、励磁周波数が1500 Hz のとき、他の励磁周波数の場合と比較して、両磁気軸受単体のスチフネスが強いことがわかる。このときのスチフネスの理論値は前記表3に示したように、磁気軸受単体で約 $1 \text{ gW}/\mu\text{m}$ であり、その実験値はフェライト・ロータの場合で $0.73 \text{ gW}/\mu\text{m}$ 、スーパーマロイ・ロータの場合で $0.21 \text{ gW}/\mu\text{m}$ であることが認められる。前者の実験値はほぼ理論値と対応することが確認できるが、後者の実験値は理論値よりかなり小さい。これはスーパーマロイ積層材で構成されている磁気軸受の磁気回路における交流損失が顕著に現われたためと考えられる。

励磁周波数を3000 Hz (フェライト・ロータの場合)、2900 Hz (スーパーマロイ・ロータの場合)としたとき、各磁気軸受単体のスチフネスは励磁周波数を1500 Hzとしたときより弱くなり、磁気支持力の最大値もかなり小さくなることが認められた。この原因は励磁周波数を高くすることによって各磁気回路に生ずる交流損失が顕著に増大したことによるものと考えられる。このような交流損失は筆者らが導出した磁気支持力の式(式(24)、(25))では考慮されていない。これまでの実験の経験によれば、上記の磁気支持力の式はフェライト・ロータの場合で励磁周波数1500 Hz程度まで妥当性を有するもの

と考えられる。

(ロ) 自己制御型磁気軸受の起動特性

本実験は試作した磁気軸受のストッパ位置の妥当性および起動特性を評価するために、MSA-1をほぼ入力加速度零の状態で作動**させ、磁気軸受の励磁電源をoff-onさせて、そのときの加速度計出力を測定した。その測定結果は図33-3に示される。

図33-3に示されるように、加速度計の出力は、磁気軸受が非作動状態になると、しだいに元の値からドリフトを始め、出力軸がストッパに接触したと思われる時点から急速にドリフト量が増大する傾向を示している。また図33-3は磁気軸受が再び起動されると、加速度計の出力が元の値にもどることを示している。このことは磁気軸受のストッパが設計どおり磁気支持力領域内(復元力領域内)に設置されていることと同時に、出力軸の定位置拘束力が良い再現性を有していることを実証していると考えられる。さらに磁気軸受の起動特性は図33-3に示されるように起動から定常状態になるまでに約1分を要することが判明した。この特性は誘導用加速度計の特性として特に問題ないものと思われる。

(リ) 直線的高加速度環境下の作動特性

本実験は許容直線の加速度環境(出力軸方向に作用する最大直線の加速度: $\pm 15 \text{ G}$)に対して、磁気軸受が出力軸軸受として正常に機能し得るかを検証するために行なったものである。本実験では環境試験用遠心式加速度試験機が用いられた。実験方法は、加速度計をその入力軸と出力軸が加速度試験機の回転アームの回転面(ほぼ

* 式(21)の S_{tR} の値をほぼ満足する。

** このとき、磁気軸受も作動状態にあり、入力軸は水平であり、かつ、基準ペンドュラス軸方向には1Gが負荷されている。

表11 直線的高加速度環境における直線性係数

加速度計 a_{IA} の向き 係数	MSA-1		MSA-2	
	-方向	+方向	-方向	+方向
出力感度 B (mA/G)	8.08205	8.11238	8.68505	8.62936
非直線性誤差係数 C/B (G/G ²)	-1.22×10^{-4}	-1.78×10^{-4}	10.23×10^{-4}	-5.54×10^{-4}
備考	<ul style="list-style-type: none"> 振子軸：沿直線と並行（出力軸は水平方向）。 出力軸方向加速度 a_{OA}（外乱）：約 0 ~ ±16G $a_{IA} \approx a_{OA}$ 			

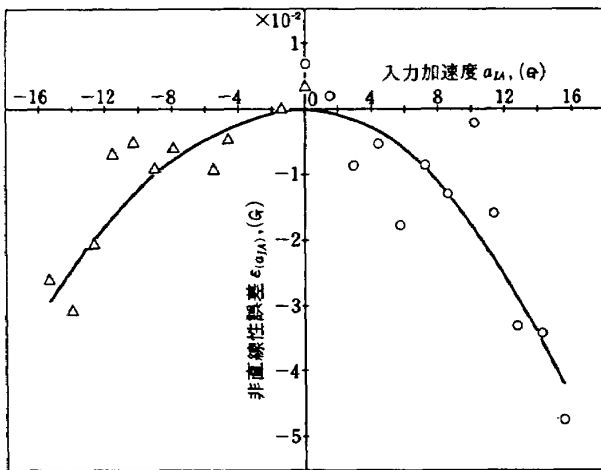


図34 直線的高加速度環境 ($a_{IA} \approx a_{OA}$)
下の直線性 (MSA-1)

水平面)内で回転アーム軸(遠心加速度的方向)とのなす角度をそれぞれ 45° となるように取付け, 入力加速度 a_{IA} と出力軸方向加速度(外乱) a_{OA} が同時に, ほぼ同じ大きさで印加される状態で, 本加速度計の直線性を測定した。図34, 35はそれぞれMSA-1および2の入力加速度に対する出力の非直線性誤差を示す。各図で描かれている実線は前記6.2.(3).(ロ)と同様に実測値を用いて最小二乗法で求めた実験曲線であり, 図中にプロットした実験値は最小二乗法で求めた A, B の各値を用いて, 非直線性誤差 $\epsilon(x) = f(x)/B - A/B - x$ より算出した。表11は実験結果から最小二乗法で求めた出力感度 B および非直線性誤差係数 C/B の各値を示す。

図34, 35および表11から, 入力加速度の大きさとほぼ等しい大きさの直線的加速度を出力軸方向に印加した場合でも, MSA-1, 2の直線性はそれぞれ実験精度(0.15%)と同程度であることがわかる。これは±15Gの直線的加速度環境に耐え得るように設計された磁気軸受がそ

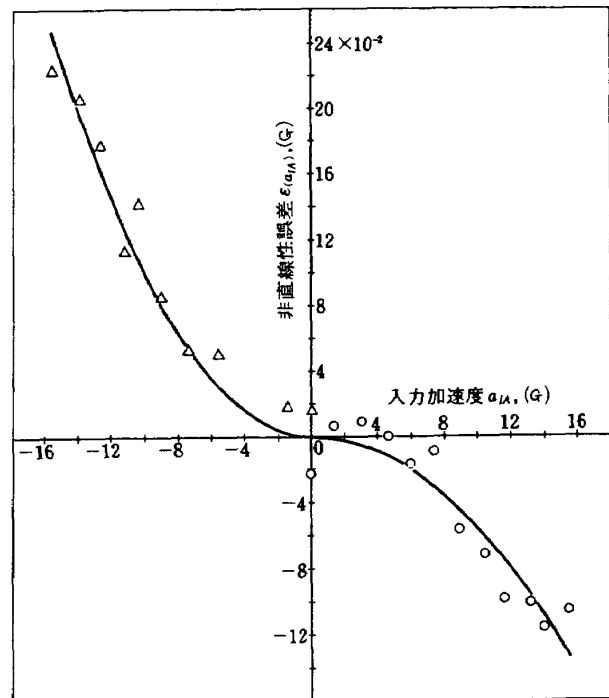


図35 直線的高加速度環境 ($a_{IA} \approx a_{OA}$)
下の直線性 (MSA-2)

の領域において正常に機能することが検証されたものと思われる。すなわち, ±15Gの直線的加速度環境下で磁気軸受が正常に機能しなくなった場合(例えば出力軸がストッパに当り, 出力軸軸受に接触摩擦が生じた場合)には上記のような良好な直線性が得られないと考えられるからである

(二) 磁気軸受励磁回路の共振容量, 励磁電流および消費電力

RLC直列共振特性を持つ磁気軸受の励磁回路において, 共振容量 C_{nm} は本磁気軸受の作動に関して重要な役割を果たす。図6で示したように, C_{nm} は8個の励磁コイルに直列に結線される。これらの C_{nm} の値はあらかじめ式(29)

表12 共振容量, 励磁電流, 消費電力

共振容量 C_{nm}			励磁電流 I_0		
理論値	0.1729 μF		理論値	24 mA	
実際値	MSA-1	MSA-2	実際値	MSA-1	MSA-2
C_1	0.219 μF	0.289 μF	I_{01}	18.9 mA	26.8 mA
C_2	0.183	0.283	I_{02}	19.8	22.8
C_3	0.263	0.294	I_{03}	21.8	25.7
C_4	0.220	0.291	I_{04}	24.9	25.1
C_5	0.186	0.291	I_{05}	20.5	22.3
C_6	0.157	0.301	I_{06}	19.3	25.4
C_7	0.195	0.299	I_{07}	—	—
C_8	0.198	0.297	I_{08}	—	—
消費電力 { 理論値 = 0.384 W 実測値による計算値 (励磁電圧 = 2 V _{rms}) { MSA-1 : 0.286 W MSA-2 : 0.339 W					

に所定の数値を代入すれば算出できるが, 実際の C_{nm} の値はストップによって機械的に制限される微小間隙内 (出力軸の半径方向の片側間隙 30 μm , 軸方向の片側間隙 90 μm 以内) に出力軸を磁力で支持するために多少調整される。すなわち, 上記のような併進変位の自由度が極めて小さい領域内に出力軸を磁力で支持するための微調整は C_{nm} の値を調整することによって行なうことができる。表12はMSA-1, 2に関する C_{nm} の値の理論値およびそれぞれの磁気軸励磁回路に実際に用いられた調整後の値を示す。また同表にはMSA-1および2の軸変位零のときの各RLC直列共振回路に流れる電流および消費電力の理論値と実測値が示してある。

表12から, MSA-1の C_{nm} の実際値はほぼ理論値と対応するが, MSA-2については C_{nm} の実際値は理論値より高めになっていることがわかる。 C_{nm} の各値の多少の違いは出力軸を磁力で支持するための調整によるものである。MSA-1および2の励磁電流の実測値はほぼ理論値に対応している。これらの実測値から求めたMSA-1および2の磁気軸受系の消費電力はそれぞれ0.286, 0.339 (watt)となり, 理論値0.384 (watt)にはほぼ対応することが検証された。

(7) クロス・カップリング誤差の評価

MSA-1を作動温度80°Cで, かつその零位平衡サーボ系のバネ定数 K を $K=2 \times 10^6 \text{ dyn}\cdot\text{cm}/\text{rad}$. として作動さ

せ, 基準ペンデュラス軸方向に最大直線的加速度環境 $a_c=11\text{G}^*$ が負荷されたとき, 最大クロス・カップリング誤差 $\delta_c \text{ max}$ は式(16a)より次式で求められる。ただし, $P=1.1 \text{ gr}\cdot\text{cm}$

$$\delta_c \text{ max} = \frac{P \cdot a_c}{K} = \frac{1.1 \times 11 \times 980}{2 \times 10^6} = 5.93 \times 10^{-3} = 0.59\% \quad (100)$$

この値は最大入力加速度 $a_{IA}=15\text{G}$ ($a_c=0$) のときのMSA-1の非直線性相対誤差0.105%**より多少大きい。クロス・カップリング誤差をさらに小さくするためには K を高める必要がある。この場合, その系に適したダンピングが与えられなければならない。ダンピングの調整は作動温度を適度に下げ, 浮動油の粘性係数を高めることにより行なうことができる。このような調整を行なっても, 6.2.(5).(㊦)で述べたように, 精度にはあまり影響しないものと思われる。

(8) 周波数応答特性

(i) 開回路系の周波数応答特性

零位平衡サーボ系の粘性抵抗係数 C_L を調べるために, その開回路系の周波数応答実験を行なった。図36は開回路系のダイナミック・ブロック線図である。同図から, この系の伝達関数 $G(s)$ は次式で表わせる。

$$G(s) = \frac{e_{sg}(s)}{i_{tg}(s)} = \frac{K_{tg} \cdot K_{sg}}{J s^2 + C_L s} \quad (101)$$

* 図5において, $a=15\text{G}$ が $\kappa=45^\circ$ で作用したとき, $a_c=|a| \cdot \cos 45^\circ \approx 11\text{G}$ となる(図5-1を参照)。

** MSA-1の最大非直線性相対誤差 = (非直線性誤差係数 $\times a_{IA}^2$) $\times 100 / a_{IA} = (7 \times 10^{-5} \times 15^2) \times 100 / 15 = 0.105\%$ となる。

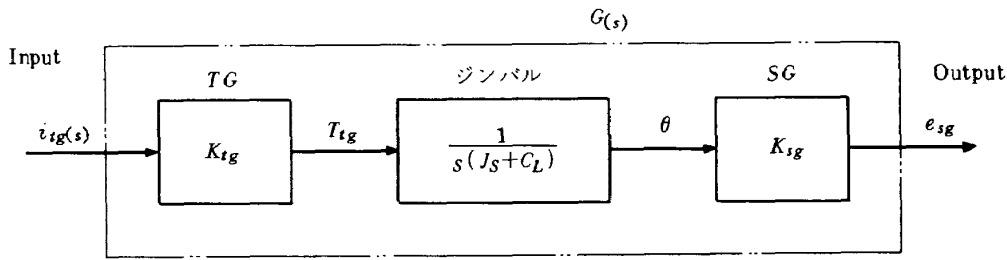


図36 零位平衡サーボ系（開回路系）のダイナミック・ブロック線図

式(101)に $s = j\omega$ を代入すれば、 $G(j\omega)$ は次式となる。

$$G(j\omega) = \frac{K_{tg} \cdot K_{sg}}{-J\omega^2 + j\omega C_L} \quad (102)$$

ここで、 ω が小さいとき、 $G(j\omega) \approx \frac{K_{tg} \cdot K_{sg}}{j\omega C_L}$ (103)

ω が大きいとき、 $G(j\omega) \approx \frac{K_{tg} \cdot K_{sg}}{-J\omega^2}$ (104)

式(103)、(104)から、 $G(j\omega)$ は ω が小さい領域で -6dB/oct で減衰し、 ω が大きくなると -12dB/oct で減衰することがわかる。したがって、これらの減衰曲線の折点、すなわち、粘性項=慣性項の条件；

$$\left| \frac{K_{tg} \cdot K_{sg}}{j\omega C_L} \right| = \left| \frac{K_{tg} \cdot K_{sg}}{-J\omega^2} \right| \quad (104a)$$

から、次式が得られる。

$$C_L = \omega J = 2\pi f \cdot J \quad (104b)$$

実験は、出力軸を水平にしてほぼ入力加速度零の状態
で本加速度計を作動させ、その内部に設置されたコマン
ド用TGに周波数が任意に変えられる正弦波電流を与えて、
入力電流の周波数に対応するジンバル回転角検出器SGの
出力電圧を測定した。図37はMSA-1および2の実験結
果を示す。同図の実線の折点の左側が -6dB/oct 直線、
右側が -12dB/oct 直線である。

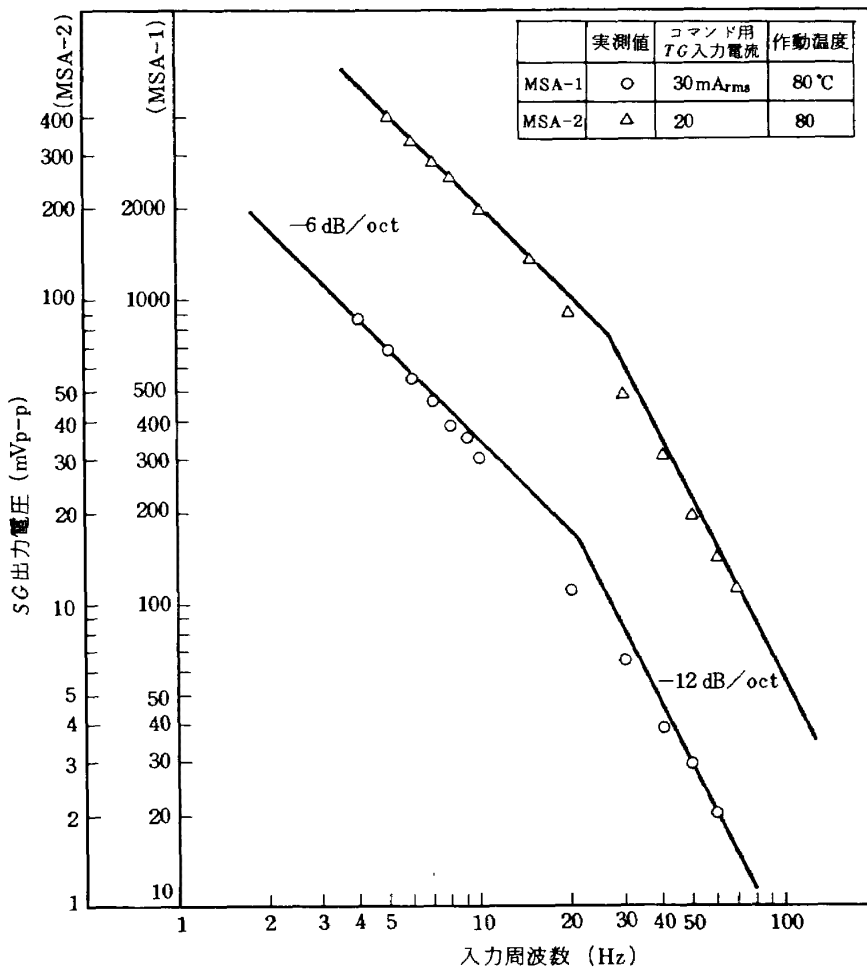


図37 零位平衡サーボ系（開回路系）の周波数応答特性

図37から、MSA-1および2の実験値はほぼ実線に対応することが認められる。これは開回路系の伝達関数が式(101)で記述されることが検証されたものと考えられる。また、MSA-1, 2に関する特性曲線の折点の周波数はそれぞれ約21, 27 Hzであることが認められる。したがって、これらの数値を式(104)に代入すれば、MSA-1および2の C_L の値はそれぞれ9408, 9500 $\text{dyn}\cdot\text{cm}\cdot\text{sec}$ となる。これらの数値は式(79)で求めた C_L の理論値($C_L=1.02 \times 10^4 \text{ dyn}\cdot\text{cm}\cdot\text{sec}$)とはほぼ対応している。

(c) 閉回路系の周波数応答特性

零位平衡サーボ系の閉回路系は $K(s)$ が一定の範囲で二次の振動系と考えられ、その伝達関数は式(1)より次式で与えられる。

$$\frac{e_o(s)}{a_i(s)} = \frac{P \cdot R_f}{K_t g} \cdot \frac{1}{\frac{J}{K} s^2 + \frac{C_L}{K} s + 1} \quad (105)$$

式(105)から、 $|e_o(j\omega)|$ は次式で表わせる。

$$|e_o(j\omega)| = \frac{P \cdot R_f}{K_t g} \cdot \frac{1}{\sqrt{\left(1 - \frac{J}{K} \omega^2\right)^2 + \left(\frac{C_L}{K}\right)^2}} \cdot |a_i(j\omega)| \quad (106)$$

一方、この系の遮断周波数 f_c は利得が零周波数にお

ける値より3dB減少する点の周波数として次式で与えられる。¹⁶⁾

$$f_c = f_n \cdot \sqrt{1 - 2\zeta^2 + \sqrt{2 - 4\zeta^2 + 4\zeta^4}} \quad (107)$$

ただし、 ζ は式(4)で与えられ、本系の固有周波数 f_n は

$$f_n = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{K}{J}} \quad (108)$$

で与えられる。

実験は上記(i)と同様の方法で行ない、コマント用TGへの入力電流の周波数に対応する加速度計出力を測定した。図38は実験結果の一例を示す。同図中の実線曲線は式(106)に同図に示した諸数値を代入して求めた理論曲線である。

図38から、MSA-1の零位平衡サーボ系閉回路系の周波数応答は、その実験値が理論値にはほぼ対応し、式(106)で記述されることがわかる。また、 $K=19.2 \times 10^5 \text{ dyn}\cdot\text{cm}/\text{rad}$ ($\zeta=0.4$, $f_n=29.9 \text{ Hz}$)において、本系の遮断周波数 f_c は約40 Hzであることが認められる。この値は式(107)に、図38で示した諸数値を代入して求めた理論値41 Hzと良い対応を示している。

(9) MSAと他の浮動振子型加速度計の比較

表13は本研究で試作したMSA-1の性能を他の浮動振子型加速度計の性能と比較するために、それらの性能諸元を示したものである。同表から、MSA-1の分解能、

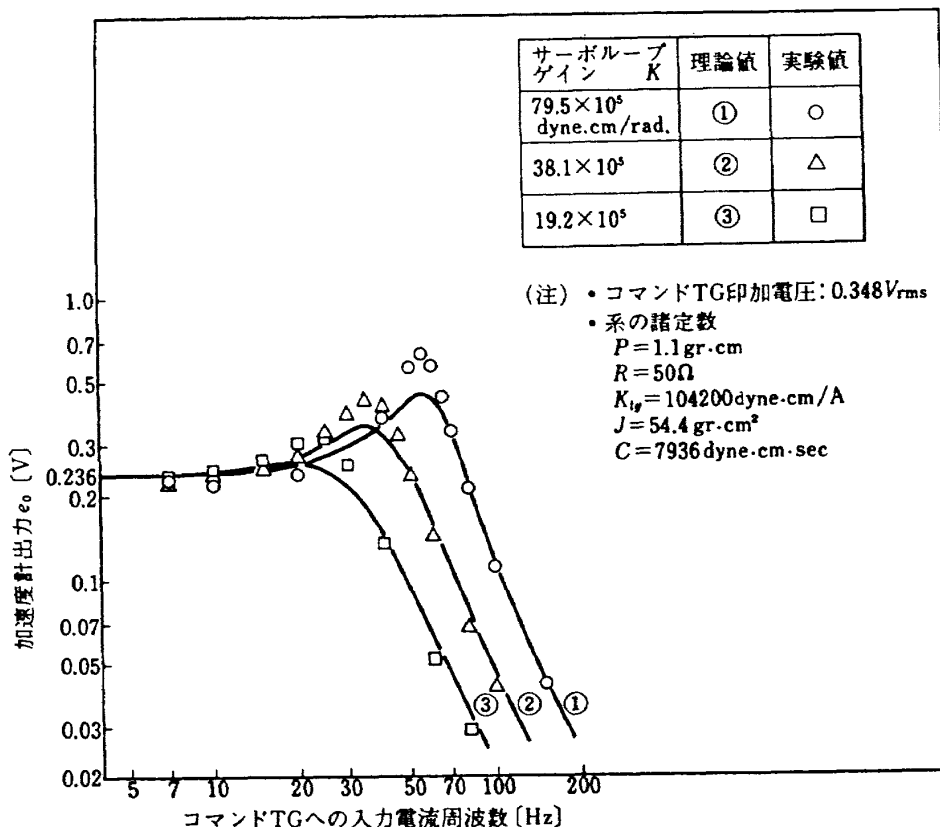


図38 零位平衡サーボ系(閉回路系)の周波数応答(MSA-1)

表13 MSAと他の誘導用加速度計の比較

項目	単位	SAGEM加速度計 (TYPE-10625)	MSA-1
性能			
測定範囲	G	± 20	± 15 (± 25)*
分解能	G	1×10^{-6}	3.3×10^{-7}
非直線性誤差係数	G/G ²	2.5×10^{-5}	3.4×10^{-5}
安定性	G	5×10^{-4}	5.6×10^{-6}
機能			
ペンデュラスティ	gr·cm		0.98
ジンバル慣性能率	gr·cm ²		71.3
SG励磁周波数	Hz	15000	12000
SG出力感度	V/rad		19
TG出力感度	dyn·cm/mA		118 (+92)*
加速度計出力感度	mA/G	5.00	8.105729
周波数応答	Hz	230	41
作動温度	°C	67 ± 0.5	80 ± 0.1
外寸	mm	28.8 × 25.4 × 51	56 φ × 80
重量	grw	107	425
備考			
出力軸受 型式		<ul style="list-style-type: none"> • A Frictionless Device. • 浮動振子型 • 搭載用 	<ul style="list-style-type: none"> • 自己制御型三軸磁気軸受 • 浮動振子型 • 試験研究用
* コマンド用TGをリバランス用TGに直列に結線すると、全リバランス用TG出力感度は 210 dyn·cm/mA となり、測定範囲は ± 25 G となる。			

直線性、安定性等の基本的性能についてはフランスの SAGEM 加速度計¹⁷⁾と同程度であることがわかる。また、本加速度計の基本的性能はアメリカのアポロ計画で使用された浮動振子磁力支持型加速度計 (MODEL:D)¹⁸⁾の基本的性能にほぼ対応している。

7. 結 言

本加速度計はロケット等の誘導用加速度計として必要な性能を得ることを目標に、その出力軸軸受に無接触型の自己制御型 (交流共振型) 磁気軸受を適用することを主要な設計目標として試作されたものであり、その製作にあたっては日本航空電子工業株式会社の協力を得た。

本研究で得た結論は以下の諸点に要約できる。

(1) 試作した浮動振子磁力支持型加速度計 (MSA-1) は分解能 3.3×10^{-7} G 程度、非直線性誤差係数 3.4×10^{-5} G/G² 程度、短期安定性 $\pm 5.6 \times 10^{-6}$ G 程度という高性能を得て、所期の目標を達成した。この性能は従来の浮動振子型加速度計 (出力軸軸受: 宝石・尖軸受) の性能と比較すると約 2 桁の性能向上となっている。またこの性

能は人工衛星打上げ用ロケットの誘導・航法に必要な加速度計の基本性能をほぼ満足するものである。

(2) 本加速度計 (MSA-1) の感度温度係数は 0.015 %/°C、感度磁気軸受励磁電圧係数は 0.0237 %/V_{rms}であった。また作動温度を最適作動温度 80°C から 75°C (温度制御精度: ± 0.1°C) に変えた場合でも、本加速度計の短期バイアス出力の安定性は $\pm 1.5 \times 10^{-5}$ G であることが確認された。さらに、± 15 G の直線的加速度環境においても良好な直線性を有することが確認され、自己制御型磁気軸受がそのような加速度環境においても正常に機能することが検証された。

(3) 自己制御型磁気軸受の単体特性実験によって実測されたフェライト・ロータを備えた磁気軸受の磁気軸受剛性 (スチフネス) はほぼ設計値と対応することが確認されたが、スーパー・マロイ積層ロータを備えた磁気軸受のスチフネスの実測値は設計値よりかなり低い値となった。これはスーパー・マロイ積層材で構成されている磁気回路において交流損失が顕著に現われたためである。本設計において使用した三次元磁気支持力の式は磁気軸

受の磁気回路における交流損失が考慮されていない問題を有している。

(4) 自己制御型磁気軸受の安定な起動は磁気軸受が非作動状態においても、出力軸が磁気支持力の作用軸変位領域内に保持されるように機械的なストッパを設置することにより達成できることが実証された。

(5) MSA-1 (磁気軸受にフェライト・ロータ使用) と MSA-2 (磁気軸受にスーパー・マロイ積層ロータ使用) の性能比較から、前者が後者より分解能、安定性、直線性等の性能に関し、非常に良いことが確認された。それゆえ、自己制御型磁気軸受の鉄心材料には高初透磁率、高実効飽和磁束密度の特性を有し、かつ、うず電流損失等の交流損失が微少な特性を有するフェライト材が適しているといえる。

(6) 回転角検出器の出力感度 $K_{s,g}$ の実測値はその設計値とほぼ対応することが確認された。一方、回転力発生器の出力感度 $K_{t,g}$ の実験値はその設計値に比較し、約 50% であったが、これは回転力発生器の磁気回路の磁束漏洩係数や起磁力損失係数の与え方に問題があったものと考えられ、今後解決する必要がある。

(7) 本加速度計の零位平衡サーボ系の閉回路系の伝達関数は二次の振動系として記述されることが明らかとなった。また閉回路系の周波数応答 (遮断周波数) は系の電磁的バネ定数 K を $19.2 \times 10^5 \text{ dyn} \cdot \text{cm} / \text{rad}$ ($\zeta = 0.4$, $f_n = 29.9 \text{ Hz}$) に設定したとき、約 40 Hz であることが確認された。この値はその理論値 41 Hz と良く対応している。

(8) 本研究により、自己制御型磁気軸受を浮動振子型加速度計の出力軸受に適用することが極めて有効であることが実証された。磁気軸受は浮動型加速度計への応用の他に種々の応用が考えられるが、一例として誘導用浮動型積分ジャイロ (特にストラップダウン方式慣性航法用積分ジャイロ)* の出力軸受に応用すればその高精度化が期待できよう。^{19)~21)}

(9) 加速度計の性能評価試験には、本研究で行なった試験の他に、長期安定性試験や温度、振動、衝撃加速度等の環境試験、動的精度評価試験等があるが、今後はこれらの試験を行ない、性能を総合的に評価する予定であ

る。

謝 辞

本加速度計および試験機搭載型加速度計作動装置の製作に当り、御尽力をいただいた鈴木裕氏 (元日本航空電子工業株式会社)、ならびに日本航空電子工業株式会社ジャイロ部 山田興、伊藤博仁、遠藤武、久英俊の各氏に深謝の意を表します。

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、SANE73-6 (1973-8)。
- 2) 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、航空宇宙技術研究所資料 TM-225, 1972年5月。
- 3) 大月正男、新宮博公、鈴木孝雄、円居繁治、田畑浄治：ストラップダウン方式用広角度積分ジャイロの研究、航空宇宙技術研究所報告 TR-349, 1975年11月。
- 4) 大月正男、鈴木孝雄、円居繁治：浮動振子型加速度計の試作、航空宇宙技術研究所資料 TM-147, 1968年9月。
- 5) 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、航空宇宙技術研究所 TR-230, 1971年1月。
- 6) 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), p.583 -。
- 7) 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 — 誘導用浮動型慣性センサに用いる磁気軸受方式の研究 (第1報)、精密機械、40巻7号 (1974-7), p.557 -。
- 8) 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、航空宇宙技術研究所報告 TR-338, 1973年9月。

* ストラップダウン方式慣性航法では、積分ジャイロおよび加速度計は宇宙飛行体の機体軸に直接固定される。したがって積分ジャイロの出力軸まわりに大きな角速度成分が作用すると、入力軸まわりにはその角速度と回転するジャイロ・ロータの角運動量の積に等しい有害トルクが生じる。このトルクは出力軸軸受が宝石・尖軸受の場合、宝石と尖軸との接触摩擦力を増大させ (出力軸ロック現象を生起させると考えられる)、ジャイロ出力誤差の増大の原因になる。出力軸軸受に無接触型の磁気軸受を用いれば、上記の問題は解決し、同時に出力軸の優れた定位置拘束が実現されるので、ジャイロの高精度化が期待できる。

- 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実験的研究 — 誘導用浮動型慣性センサに用いる磁気軸受方式の研究 (第2報), 精密機械, 41巻6号(1975-6), p.604-.
- 10) 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実験的研究, 航空宇宙技術研究所報告 TR-393, 1974年11月.
- 11) 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浮動振子型加速度計への応用 — 誘導用浮動型慣性センサに用いる磁気軸受方式の研究 (第3報), 精密機械, 43巻3号(1977-3), p.355-.
- 12) 滝沢 実, 鈴木孝雄, 大月正男: 誘導用浮動振子磁気支持型加速度計の諸特性 — 誘導用浮動型慣性センサに用いる磁気軸受方式の研究 (第4報), 精密機械, 43巻8号(1977-8), p.950-.
- 13) M. FERNANDEZ and G. R. MACOMBER: INERTIAL GUIDANCE ENGINEERING, Prentice-Hall, Inc., (1962), p.120-.
- 14) 大月正男, 鈴木孝雄, 田畑浄治, 円居繁治: 搭載機器用環境試験装置の特性, 航空宇宙技術研究所資料 TM-99, 1967年2月.
- 15) M. S. Sapuppo, P. J. Pijoan and J. H. Buchanan: Testing the Precision Accelerometer, AGARDograph, No.128, (Inertial Component Testing; Philosophy and Methods, p.283-), (1970).
- 16) 加藤一郎: 図解・自動制御の理論と実際, 電気書院, (1960), p.45-.
- 17) SAGEM: ACCELEROMETER SAGEM TYPE 10625 STANDARAD CHARACTERISTICS(1)
- 18) J. E. MILLER edit.: Space Navigation Guidance and Control, AGARDOGRAPH 105, p.204 (1966)
- 19) A. W. Lawrence et al.: The Design of an Advanced Strapdown Gyroscope, NASA CR-86341, 15 February (1970).
- 20) R. H. Frazier, P. J. Gillinson, Jr. and G. A. Oberbek: Magnetic and Electric Suspension, MIT Press, (1974)
- 21) P. I. Maleyev: NEW TYPES OF GYROSCOPES, FTD-HC-23-586-74, (1971), P. 40-.
- 22) J. E. Miller (Editor): Space Navigation Guidance and Control, AGARDOGRAPH 105, p.200- (1966).
- 23) Sidney Lees: Air Space and Instruments, Mc Graw-Hill Book Company, Inc., pp. 312-350, (1963).
- 24) P. J. Gillinson, W. G. Denhard, R. H. Frazier: A Magnetic Support for Floated Inertial Instruments, S. M. F. Fund Paper, FF-27, Institute of the Aeronautical Sciences, New York, (1960)
- 25) 萩原史朗: LCR共振回路を利用した磁気支持装置における漏れ磁束の影響, 電気学会論文誌 (昭50-10), pp.493-499.
- 26) 萩原史朗: LCR共振回路を利用した磁気支持装置の動特性解析, 電気学会論文誌 (昭49-9), pp.447-454.
- 27) 鈴木孝雄, 大月正男, 円居繁治: デジタル・トルク平衡方式による加速度計の研究, 航空宇宙技術研究所報告 TR-386, 1974年8月.
- 28) Minoru TAKIZAWA, Takao SUZUKI and Masao OTSUKI: Study on a Passive Magnetic Suspension using Magnetic Circuit Resonance for Floated Inertial Sensors, Proceedings of the Fourth International Workshop on Rare Earth - Cobalt Permanent Magnets and Their Applications, The Society of Non-Traditional Technology, Tokyo, Japan, pp.149-167, (May 1979).
- 29) 滝沢 実: 磁気軸受とその応用(II). — 自己制御型八極磁気軸受とその応用 —, 高精度 Vol.9, No.1 (昭和54年11月30日), pp.30-42.
- 30) 東京電気化学工業(株) マグネット事業部編: 1972 TDK MANUAL, pp.62-64.

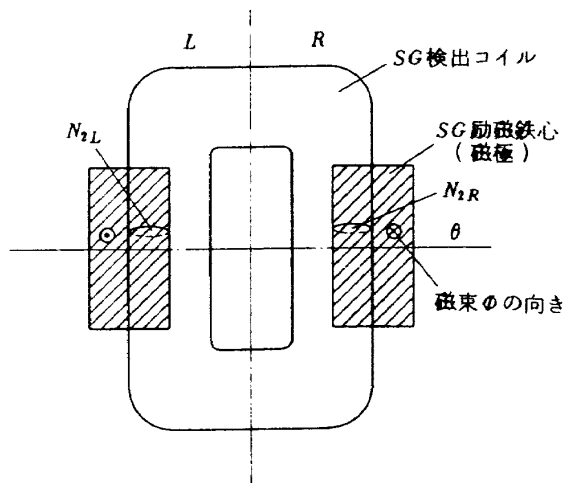
付 録

付録A SG検出コイルに生ずる誘起電圧の式の導出

図A-1(本文の図11を参照)は一組のSG系の検出コイルに生ずる誘起電圧の式を導出するための解析モデルを示す。励磁コイルによって発生する間隙磁路の磁束 Φ は次式で表わせる。

$$\begin{aligned}\Phi &= B_{sg} \cdot S_{sg} \\ &= \mu_0 H_{sg} \cdot S_{sg} \\ &= \frac{\mu_0 N_1 \cdot i_1}{2 g_{sg}} \cdot S_{sg}\end{aligned}\quad (\text{A-1})$$

ここに、 B_{sg} = 間隙磁路の磁束密度、 S_{sg} = 間隙磁路の断面積、 μ_0 = 間隙部の透磁率、 H_{sg} = 間隙磁路の磁界の強さ、 N_1 = 励磁コイルの巻数、 i_1 = 励磁コイルに流れる電流、 g_{sg} = 間隙磁路(片側)の長さ

図A-1 SG検出コイルの誘起電圧 e の導出モデル

一方、検出コイルに誘起される電圧 V_2 は電磁誘導の法則から次式で表わせる。

$$V_2 = -(N_{2L} - N_{2R}) \cdot \frac{d\Phi}{dt} \quad (\text{A-2})$$

ここに、 N_{2L} = 左側の間隙磁路の磁束を横ぎる検出コイルの巻数、 N_{2R} = 右側の間隙磁路の磁束を横ぎる検出コイルの巻数

ここで、 $(N_{2L} - N_{2R}) = N_2$ とし、 N_2 をジンバルの単位回転角(rad)当りの検出コイルの巻数とおけば、式(A-2)は次式で書ける。

$$V_2 = -N_2 \cdot \frac{d\Phi}{dt} \quad (\text{A-3})$$

式(A-1)を(A-3)に代入すれば、 V_2 は次式で与えられる。

$$V_2 = -N_2 \cdot \frac{d}{dt} \left\{ \frac{\mu_0 N_1 i_1}{2 g_{sg}} S_{sg} \right\}$$

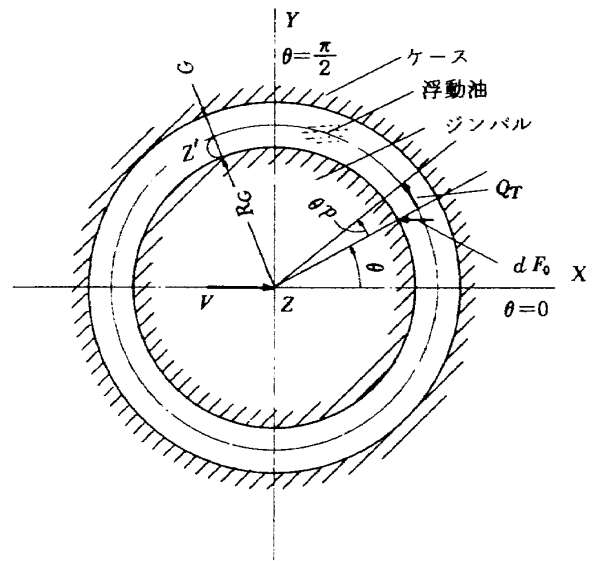
$$\begin{aligned}&= -N_1 \cdot N_2 \cdot \frac{\mu_0 S_{sg}}{2 g_{sg}} \cdot \frac{di_1}{dt} \\ &= -N_1 \cdot N_2 \cdot P \cdot \frac{di_1}{dt}\end{aligned}\quad (\text{A-4})$$

ただし、

$$P = \frac{\mu_0 S_{sg}}{2 g_{sg}} \quad (\text{A-5})$$

付録B C_R の式の導出

(1) オリフィス流量による粘性抵抗係数 C_0

図B-1 C_R の解析モデル

C_0 を求める解析モデルを図B-1に示す。ジンバルの x 方向の動きによる任意の角度 θ における油の総流量 Q_T は次式で表わせる。

$$\begin{aligned}Q_T &= \int_0^\theta R_G \cdot l_G \cdot V \cos \theta \cdot d\theta \\ &= -R_G \cdot l_G \cdot V \sin \theta\end{aligned}\quad (\text{B-1})$$

同様に接線成分による流量 Q_S は次式で表わせる。

$$Q_S = \frac{1}{2} G \cdot l_G \cdot V \sin \theta \quad (\text{B-2})$$

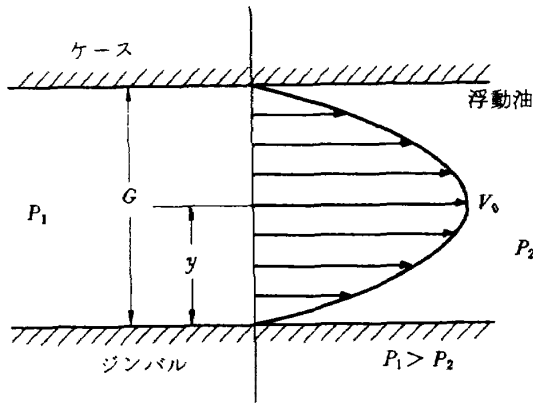
Q_T は Q_S とオリフィスによる流量 Q_0 の和と考えられるので、 Q_0 は次式で与えられる。

$$\begin{aligned}Q_0 &= Q_T - Q_S \\ &= -V \cdot l_G \sin \theta \cdot \left(R_G + \frac{G}{2} \right)\end{aligned}\quad (\text{B-3})$$

次にオリフィスによる流速 V_0 を求めると(図B-2参照)、

$$V_0 = \frac{1}{2\eta} \cdot \frac{dP}{dx} \cdot (y-G)y \quad (\text{B-4})$$

式(B-4)を図B-1のモデルにおきかえて書き換えると、



図B-2 オリフィスによる浮動油の流速 V_0 の導出モデル

$$V_0 = \frac{1}{2\eta R_G} \cdot \frac{dp}{d\theta} \cdot (Z_G - G) \cdot Z_G \quad (\text{B-5})$$

ここに、 Z_G はジンバル外周面から $R_G + G$ までの任意の位置の距離であり、 $0 \leq Z_G \leq G$ である。

V_0 によってジンバル外周面($Z_G = 0$)の x 方向に作用する微小力 dF_0 は次式で表わせる。

$$\begin{aligned} dF_0 &= -\eta \cdot S \cdot \left(\frac{dV_0}{dZ_G} \right)_{Z_G=0} \sin \theta \\ &= -\eta \cdot R_G \cdot \ell_G \, d\theta \cdot \left(\frac{dV_0}{dZ_G} \right)_{Z_G=0} \sin \theta \quad (\text{B-6}) \end{aligned}$$

ここで、 $(dV_0/dZ_G)_{Z_G=0}$ は式(B-5)より次式で与えられる。

$$\frac{dV_0}{dZ_G} = \frac{1}{2\eta R_G} \left(\frac{dp}{d\theta} \right) (2Z_G - G) \quad (\text{B-7})$$

$$\left(\frac{dV_0}{dZ_G} \right)_{Z_G=0} = -\frac{1}{2\eta R_G} \left(\frac{dp}{d\theta} \right) G \quad (\text{B-8})$$

式(B-8)を式(B-6)に代入すれば、 dF_0 は次式となる。

$$dF_0 = \frac{1}{2} \ell_G \cdot G \cdot \sin \theta \cdot \left(\frac{dp}{d\theta} \right) d\theta \quad (\text{B-9})$$

式(B-9)をジンバルの全周について積分すれば、 F_0 は次式で与えられる。

$$F_0 = \ell_G \cdot G \int_0^\pi \sin \theta \cdot \left(\frac{dp}{d\theta} \right) d\theta \quad (\text{B-10})$$

ここで、 $(dp/d\theta)$ を求めるために Q_0 を求める。

$$\begin{aligned} Q_0 &= \int_0^{G-4x \cos \theta} V_0 \cdot \ell_G \cdot dZ_G \\ &= \int_0^{G-4x \cos \theta} \frac{1}{2\eta R_G} \left(\frac{dp}{d\theta} \right) (Z_G - G) Z_G \cdot \ell_G \cdot dZ_G \\ &\approx -\frac{\ell_G \cdot G^3}{12\eta R_G} \cdot \frac{dp}{d\theta} \quad (\text{B-11}) \end{aligned}$$

ただし、 $4x \ll G$ とする。

ここに、 $4x$ = ジンバルの x 方向への微小変位量

したがって、 $(dp/d\theta)$ は式(B-11)より次式で与えられる。

$$\frac{dp}{d\theta} = -\frac{12 Q_0 \eta R_G}{\ell_G \cdot G^3} \quad (\text{B-12})$$

式(B-3)を式(B-12)に代入すれば、

$$\frac{dp}{d\theta} = \frac{12\eta R_G V}{G^3} \sin \theta \cdot \left(R_G + \frac{G}{2} \right) \quad (\text{B-13})$$

式(B-13)を式(B-10)に代入すれば、 F_0 は次式で表わせる。

$$F_0 = \frac{6\eta V R_G \ell_G \pi}{G^2} \cdot \left(R_G + \frac{G}{2} \right) \quad (\text{B-14})$$

一方、 F_0 は C_0 と V の積として次式で与えられる。

$$F_0 = C_0 \cdot V \quad (\text{B-15})$$

したがって、 C_0 は式(B-14)、(B-15)より次式で与えられる。

$$C_0 = \frac{6\eta R_G \ell_G \pi}{G^2} \left(R_G + \frac{G}{2} \right) \quad (\text{B-16})$$

(2) 圧力差による粘性抵抗係数 C_p

ジンバルの外周面上の任意の点 θ に作用する圧力 p は式(B-13)を θ で積分することにより次式で与えられる。

$$p = \frac{12\eta R_G V}{G^3} \left(R_G + \frac{G}{2} \right) \cos \theta \quad (\text{B-17})$$

この圧力 p によって、ジンバル外周面上の微小面積に作用する x 方向の力 dF_p は次式で表わせる。

$$dF_p = R_G \ell_G \, d\theta \, p \cdot \cos \theta \quad (\text{B-18})$$

したがって、 p によりジンバルの x 方向変位に対応する粘性抵抗力 F_p は式(B-17)、(B-18)より次式で与えられる。

$$\begin{aligned} F_p &= 2 \int_0^\pi dF_p \\ &= \frac{12\eta R_G^2 V \ell_G \pi}{G^3} \left(R_G + \frac{G}{2} \right) \quad (\text{B-19}) \end{aligned}$$

一方、 F_p は C_p と V の積として次式で与えられる。

$$F_p = C_p \cdot V \quad (\text{B-20})$$

ゆえに、 C_p は式(B-19)、(B-20)より次式で与えられる。

$$C_p = \frac{12\eta R_G^2 \ell_G \pi}{G^3} \left(R_G + \frac{G}{2} \right) \quad (\text{B-21})$$

(3) 接線成分による粘性抵抗係数 C_s

図B-1において、ジンバル外周面上の微小面積に作用する粘性抵抗力の接線成分 dF_s は次式で表わせる。

$$\begin{aligned} dF_s &= \eta \cdot S \left(\frac{dV_s}{dZ_G} \right) \sin \theta \\ &= -\eta R_G \cdot d\theta \cdot \ell_G \cdot \frac{V}{G} \sin^2 \theta \quad (\text{B-22}) \end{aligned}$$

ただし、 $V_s = -\frac{V}{G} Z_G \sin \theta$ }

$$\left. \frac{dV_S}{dZ_G} = -\frac{V}{G} \sin \theta \right\} \quad (\text{B-23})$$

したがって、ジンバルの x 方向変位に対応する粘性抵抗力の全接線成分 F_S は式(B-22)より次式で与えられる。

$$\begin{aligned} F_S &= -2\eta R_G \ell_G \frac{V}{G} \int_0^\pi \sin^2 \theta \cdot d\theta \\ &= \frac{\eta R_G \ell_G V \pi}{G} \end{aligned} \quad (\text{B-24})$$

一方、 F_S は C_S と V の積として次式で与えられる。

$$F_S = C_S \cdot V \quad (\text{B-25})$$

ゆえに、 C_S は式(B-24)、(B-25)より次式で表わせる。

$$C_S = \frac{\eta R_G \ell_G \pi}{G} \quad (\text{B-26})$$

(4) C_R の式

C_R は以上で求めた C_0 、 C_P 、 C_S の総和として次式で与えられる。

$$C_R = \frac{4\eta R_G \ell_G \pi}{G} \left\{ \frac{3}{G^2} R_G^2 + \frac{3}{G} R_G + 1 \right\} \quad (\text{B-27})$$

付録C M_G の式の導出

ジンバルとケースの間に密閉充填された浮動油はジンバルの動きによって流動する。この浮動油の運動エネルギー K_k は次式で表わせる。

$$K_k = \frac{1}{2} \int V_h^2 dm \quad (\text{C-1})$$

ここに、 V_h はジンバルの半径方向の動きに伴う浮動油の流速、 dm = 浮動油の微小質量

一方、ジンバルの等価質量を M_G とし、その動く速さを V とすれば、ジンバルの等価的運動エネルギー K_f は次式で与えられる。

$$K_f = \frac{1}{2} M_G V^2 \quad (\text{C-2})$$

式(C-1)、(C-2)において、浮動油の粘性による熱エネルギー損失を無視すれば、 $K_k = K_f$ とおけば、次式が成立つ。

$$M_G = \frac{\int V_h^2 dm}{V^2} \quad (\text{C-3})$$

ここで、 V_h は付録Bで記したオリフィスによる流速 V_0 と V の接線成分 V_S の和として次式で与えられる。

$$\begin{aligned} V_h &= V_0 + V_S \\ &= \frac{1}{2\eta R_G} \left(\frac{dp}{d\theta} \right) (Z_G - G) Z_G - \frac{V}{G} Z_G \sin \theta \end{aligned} \quad (\text{C-4})$$

したがって、

$$V_h^2 = \left\{ \frac{1}{2\eta R_G} \left(\frac{dp}{d\theta} \right) (Z_G - G) Z_G \right\}^2$$

$$- \frac{1}{\eta R_G} \left(\frac{dp}{d\theta} \right) (Z_G - G) Z_G \frac{V}{G} \sin \theta + \left(\frac{V}{G} Z_G \sin \theta \right)^2 \quad (\text{C-5})$$

また dm は次式で与えられる。

$$dm = \rho (R_G + Z_G) \ell_G \cdot dZ_G d\theta \quad (\text{C-6})$$

ここに、 V_0 、 V_S 、 η 、 p 、 θ 、 Z_G 、 G 、 R_G は付録Bで用いたものと同じである。

式(C-5)、(C-6)から、 $\int V_h^2 dm$ は次式となる。

$$\begin{aligned} \int V_h^2 dm &= 2 \int_0^\pi \int_0^G V_h^2 \rho (R_G + Z_G) \ell_G dZ_G d\theta \\ &= 2\rho \ell_G \int_0^\pi \int_0^G (R_G + Z_G) \left[\left\{ \frac{1}{2\eta R_G} \left(\frac{dp}{d\theta} \right) (Z_G - G) Z_G \right\}^2 \right. \\ &\quad \left. - \frac{1}{\eta R_G} \left(\frac{dp}{d\theta} \right) (Z_G - G) Z_G \frac{V}{G} \sin \theta \right. \\ &\quad \left. + \left(\frac{V}{G} Z_G \sin \theta \right)^2 \right] dZ_G d\theta \end{aligned} \quad (\text{C-7})$$

ここで、 $(dp/d\theta)$ は付録Bの式(B-13)より、

$$\frac{dp}{d\theta} = \frac{12\eta R_G V}{G^3} \sin \theta \cdot \left(R_G + \frac{G}{2} \right) \quad (\text{C-8})$$

したがって、式(C-8)を式(C-7)に代入すれば、 $\int V_h^2 dm$ は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \int V_h^2 dm &= 2\rho \ell_G \int_0^\pi \left[\frac{3}{5G} V^2 (2R_G^3 + 3GR_G^2 + \frac{3}{2} G^2 R_G \right. \\ &\quad \left. + \frac{G^3}{4}) + \frac{V^2}{10} (10R_G^2 + 11R_G G + 3G^2) \right. \\ &\quad \left. + V^2 G \left(-\frac{R_G}{3} + \frac{G}{4} \right) \right] \sin^2 \theta d\theta \\ &= 2\rho \ell_G V^2 \left\{ \frac{19}{10} R_G^2 + \frac{3}{5G} R_G^3 + \frac{707}{60} G R_G + \frac{5}{8} G^2 \right\} \end{aligned} \quad (\text{C-9})$$

ゆえに、式(C-9)を式(C-3)に代入すれば、 M_G は次式で与えられる。

$$M_G = 2\rho \ell_G \left\{ \frac{3}{5G} R_G^3 + \frac{19}{10} R_G^2 + \frac{707}{60} G R_G + \frac{5}{8} G^2 \right\} \quad (\text{C-10})$$

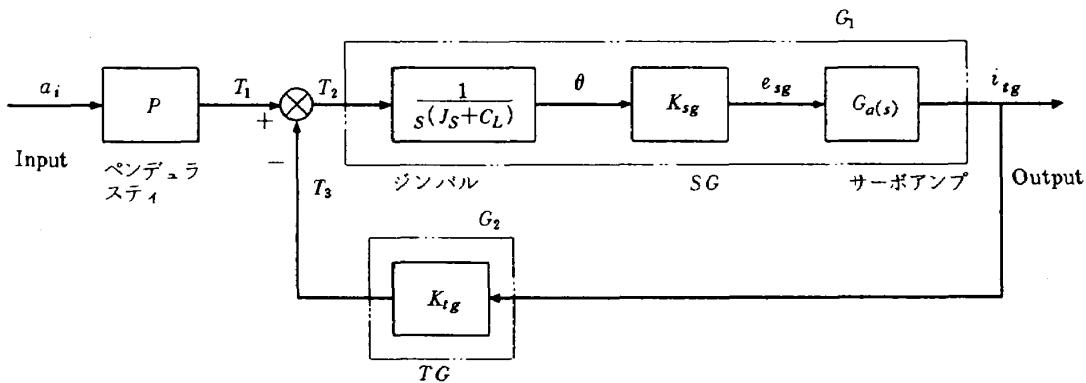
付録D 零位平衡サーボ系の伝達関数

本加速度計の零位平衡サーボ系は図D-1に示すような数学的ブロック図で表わすことができる。同図から、 G_1 、 G_2 は次式で与えられる。

$$G_1 = \frac{K_{sg} \cdot G_a(s)}{S(JS + C_L)} \quad (\text{D-1})$$

$$G_2 = K_{tg} \quad (\text{D-2})$$

本系の入出力伝達関数は次式で表わせる。



図D-1 零位平衡サーボ系のダイナミック・ブロック線図

$$\begin{aligned} \frac{i_{tg}(s)}{T_1} &= \frac{G_1}{1+G_1G_2} = \frac{\frac{K_{sg} \cdot G_a(s)}{S(Js+C_L)}}{1 + \frac{K_{sg} G_a(s) \cdot K_{tg}}{S(Js+C_L)}} \\ &= \frac{\frac{K(s)}{K_{tg}}}{JS^2 + C_L S + K(s)} \\ &= \frac{1}{\frac{J}{K(s)} S^2 + \frac{C_L}{K(s)} S + 1} \end{aligned} \quad (D-3)$$

ただし,

$$T_1 = P \cdot a i(s) \quad (D-4)$$

$$K(s) = K_{sg} \cdot G_a(s) \cdot K_{tg} \quad (D-5)$$

式(D-4)を式(D-3)に代入すれば,

$$i_{tg}(s) = \frac{P}{\frac{J}{K(s)} S^2 + \frac{C_L}{K(s)} S + 1} a i(s) \quad (D-6)$$

付録E 三次元磁気支持力の式の導出

図E-1に基づいて、 F_{RD} のX、Y軸成分 F_X 、 F_Y の式を導出する。同図のX、Y、ZはZ軸を出力軸と一致さ

せた直交座標系、 x 、 y は磁気軸受間隙面に直交する x 、 y 座標系とする。 $F_1 \sim F_8$ は軸受間隙面に垂直に作用する磁気吸引力である。

本文の図8における m_{s1} に関する $F_{X(m_{s1})}$ の各X、Y軸成分は次式で定義できる⁸⁾。ここでは添字(m_{s1})は以後省略する。

$$F_{1X} \approx F_{18X} \cdot \frac{g_8}{g_1 + g_8}$$

$$F_{2Y} \approx F_{23Y} \cdot \frac{g_3}{g_2 + g_3}$$

$$F_{3Y} \approx F_{23X} \cdot \frac{g_2}{g_2 + g_3}$$

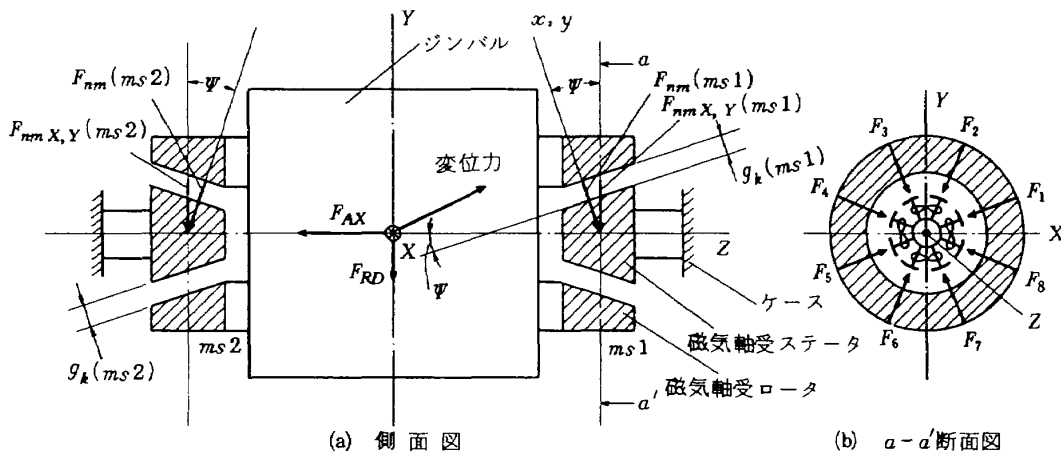
$$F_{4X} \approx F_{45X} \cdot \frac{g_5}{g_4 + g_5}$$

$$F_{5X} \approx F_{45X} \cdot \frac{g_4}{g_4 + g_5}$$

$$F_{6Y} \approx F_{67Y} \cdot \frac{g_7}{g_6 + g_7}$$

$$F_{7Y} \approx F_{67Y} \cdot \frac{g_6}{g_6 + g_7}$$

(E-1)



図E-1 三次元磁気支持力の式の導出モデル

$$F_{8X} \approx F_{18X} \cdot \frac{g_1}{g_1 + g_8}$$

ただし, $g_1 \sim g_8$ は ms_1 に関する各軸受間隙距離であり, 次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} g_1 &\approx g_0 + X \cos \Psi \cos \left(\frac{\pi}{8} \right) + Y \cos \Psi \sin \left(\frac{\pi}{8} \right) - Z \sin \Psi \\ g_2 &\approx g_0 + X \cos \Psi \cos \left(\frac{3\pi}{8} \right) + Y \cos \Psi \sin \left(\frac{\pi}{8} \right) - Z \sin \Psi \\ g_3 &\approx g_0 - X \cos \Psi \cos \left(\frac{3\pi}{8} \right) + Y \cos \Psi \sin \left(\frac{3\pi}{8} \right) - Z \sin \Psi \\ g_4 &\approx g_0 - X \cos \Psi \cos \left(\frac{\pi}{8} \right) + Y \cos \Psi \sin \left(\frac{\pi}{8} \right) - Z \sin \Psi \\ g_5 &\approx g_0 - X \cos \Psi \cos \left(\frac{\pi}{8} \right) - Y \cos \Psi \sin \left(\frac{\pi}{8} \right) - Z \sin \Psi \\ g_6 &\approx g_0 - X \cos \Psi \cos \left(\frac{3\pi}{8} \right) - Y \cos \Psi \sin \left(\frac{3\pi}{8} \right) - Z \sin \Psi \\ g_7 &\approx g_0 + X \cos \Psi \cos \left(\frac{3\pi}{8} \right) - Y \cos \Psi \sin \left(\frac{3\pi}{8} \right) - Z \sin \Psi \\ g_8 &\approx g_0 + X \cos \Psi \cos \left(\frac{\pi}{8} \right) - Y \cos \Psi \sin \left(\frac{\pi}{8} \right) - Z \sin \Psi \end{aligned} \right\} \quad (\text{E-2})$$

$F_{18X}, F_{2Y}, F_{3Y}, F_{4X}, F_{5X}, F_{6Y}, F_{7Y}, F_{8X}$ はいずれも磁気吸引力のため負の符号を有している。

F_X は式(E-1), (E-2)から次式で与えられる。

$$\begin{aligned} F_X &= -\|F_{18X}\| \cos \frac{\pi}{8} - \|F_{8X}\| \cos \left(\frac{\pi}{8} \right) - \|F_{2Y}\| \cos \left(\frac{3\pi}{8} \right) \\ &\quad - \|F_{7Y}\| \cos \frac{3\pi}{8} + \|F_{4X}\| \cos \left(\frac{\pi}{8} \right) + \|F_{5X}\| \cos \left(\frac{\pi}{8} \right) \\ &\quad + \|F_{3Y}\| \cos \left(\frac{3\pi}{8} \right) + \|F_{6Y}\| \cos \left(\frac{3\pi}{8} \right) \\ &= \left\{ -(\|F_{18X}\| + \|F_{8X}\|) + (\|F_{4X}\| + \|F_{5X}\|) \right\} \cos \left(\frac{\pi}{8} \right) \\ &\quad + \left\{ (\|F_{3Y}\| - \|F_{2Y}\|) + (\|F_{6Y}\| - \|F_{7Y}\|) \right\} \cos \left(\frac{3\pi}{8} \right) \\ &= \left\{ -\|F_{18X}\| + \|F_{45X}\| \right\} \cos \left(\frac{\pi}{8} \right) \\ &\quad + \left\{ (\|F_{3Y}\| - \|F_{2Y}\|) + (\|F_{6Y}\| - \|F_{7Y}\|) \right\} \cos \left(\frac{3\pi}{8} \right) \end{aligned} \quad (\text{E-3})$$

ただし, $\|\cdot\|$ の記号は絶対値を意味する。

ここで, 磁気吸引力の符号を考慮すると

$$\begin{aligned} \left\{ -\|F_{18X}\| + \|F_{45X}\| \right\} &= \left\{ F_{18X} - F_{45X} \right\} \\ &= \left\{ F_{18} - F_{45} \right\} \cos \Psi \end{aligned} \quad (\text{E-4})$$

$$\begin{aligned} (\|F_{3Y}\| - \|F_{2Y}\|) \\ &= (F_{2Y} - F_{3Y}) \end{aligned}$$

$$= F_{23Y} \cdot \left\{ \frac{-X \cos \Psi \cos \left(\frac{3\pi}{8} \right)}{g_0 + Y \cos \Psi \sin \left(\frac{3\pi}{8} \right) - Z \sin \Psi} \right\}$$

(E-5)

$$\begin{aligned} (\|F_{6Y}\| - \|F_{7Y}\|) \\ &= (F_{7Y} - F_{6Y}) \end{aligned}$$

$$= F_{67Y} \cdot \left\{ \frac{-X \cos \Psi \cos \left(\frac{3\pi}{8} \right)}{g_0 - Y \cos \Psi \sin \left(\frac{3\pi}{8} \right) - Z \sin \Psi} \right\}$$

(E-6)

したがって, 式(E-4), (E-5), (E-6)を式(E-3)に代入すれば, F_X は次式となる。

$$\begin{aligned} F_X &= \left\{ F_{18} - F_{45} \right\} \cos \Psi \cos \left(\frac{\pi}{8} \right) \\ &\quad - \left\{ \frac{F_{23}}{g_0 + Y \cos \Psi \sin \left(\frac{3\pi}{8} \right) - Z \sin \Psi} \right. \\ &\quad \left. + \frac{F_{67}}{g_0 - Y \cos \Psi \sin \left(\frac{3\pi}{8} \right) - Z \sin \Psi} \right\} \cdot X \cos^2 \Psi \cos^2 \left(\frac{3\pi}{8} \right) \end{aligned} \quad (\text{E-7})$$

ただし,

$$\left. \begin{aligned} F_{18X} &= F_{18} \cos \Psi \\ F_{45X} &= F_{45} \cos \Psi \\ F_{23Y} &= F_{23} \cos \Psi \\ F_{67Y} &= F_{67} \cos \Psi \end{aligned} \right\} \quad (\text{E-8})$$

F_Y についても, F_X の場合と同様に導出できる。また ms_2 に関する $F_X(ms_2)$, $F_Y(ms_2)$ についても ms_1 の場合と同様に導出できる。ただし, ms_2 の各軸受間隙距離 $g_k(ms_2)$ は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} g_k(ms_2) &= g_0 + X \cos \Psi \cos \left\{ \frac{\pi}{8} (2k-1) \right\} \\ &\quad + Y \cos \Psi \sin \left\{ \frac{\pi}{8} (2k-1) \right\} + Z \sin \Psi \end{aligned} \quad (\text{E-9})$$

したがって, F_{RD} は次式で与えられる。

$$F_{RD} = \left\{ F_X(ms_1)^2 + F_Y(ms_1)^2 \right\}^{\frac{1}{2}} + \left\{ F_X(ms_2)^2 + F_Y(ms_2)^2 \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (\text{E-10})$$

次に F_{AX} を図E-1に基づいて導出する。

F_{AX} は ms_1 , ms_2 に関する F_{nm} の Z 軸投影成分の総和として与えられる。したがって ms_1 に関する F_{AX} 成分は次式で表わせる。

$$\begin{aligned} F_{AX}(ms_1) &= (\|F_{18}(ms_1)\| + \|F_{23}(ms_1)\| + \|F_{45}(ms_1)\| + \|F_{67}(ms_1)\|) \\ &\quad \cdot \sin \Psi \\ &= \sum_{i=18}^{nm} \|F_i(ms_1)\| \sin \Psi \\ &= - \sum_{i=18}^{nm} F_i(ms_1) \sin \Psi \end{aligned} \quad (\text{E-11})$$

ms_2 に関する F_{AX} 成分は次式で表わせる。

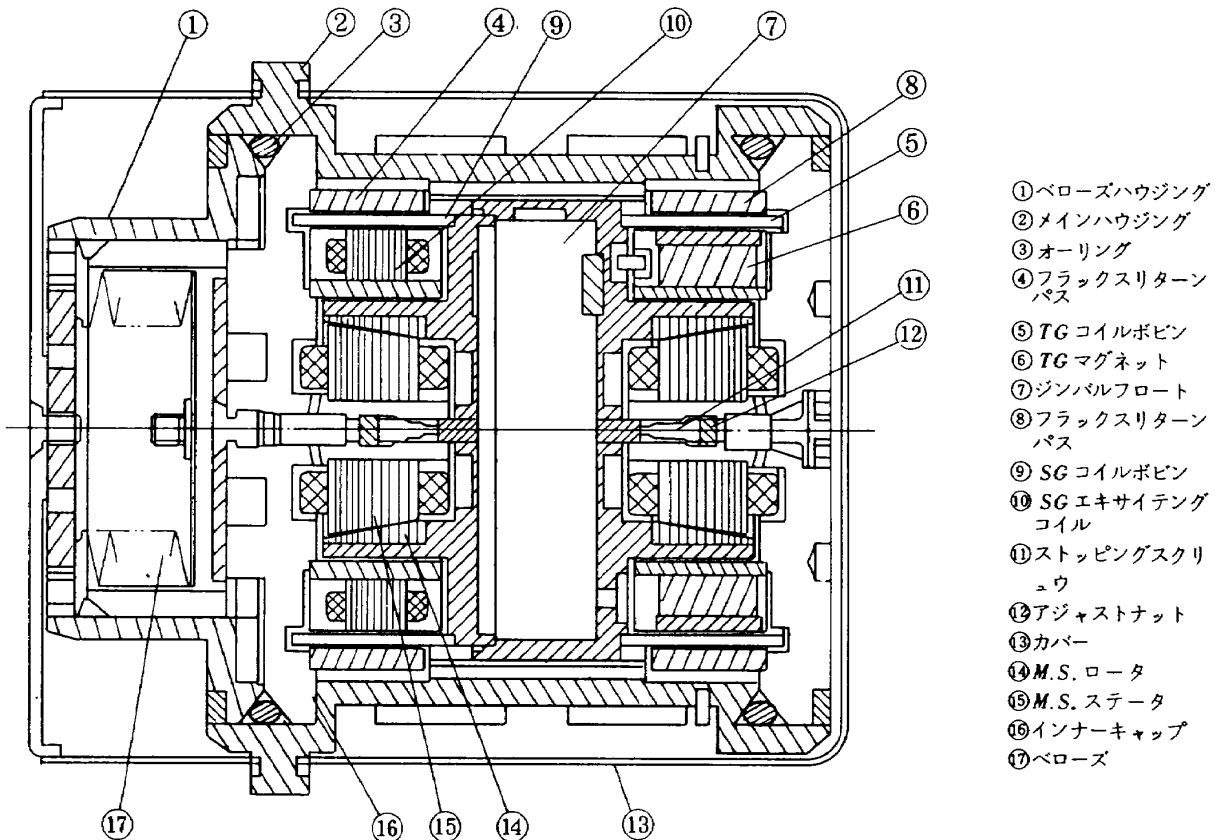
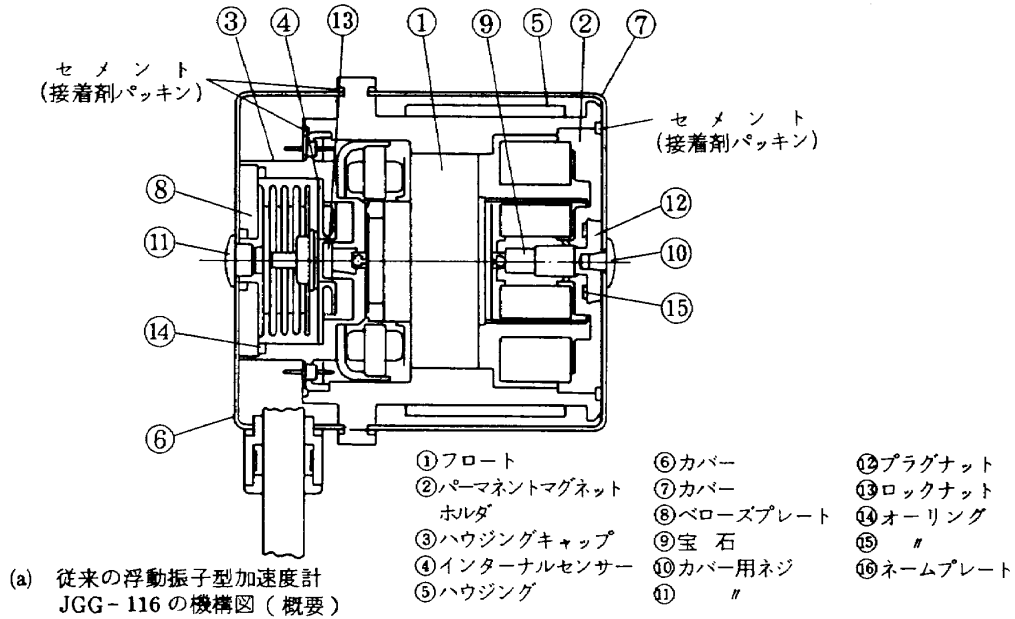
$$F_{AX}(ms_2) = -(\|F_{18}(ms_2)\| + \|F_{23}(ms_2)\| + \|F_{45}(ms_2)\| + \|F_{67}(ms_2)\|) \cdot \sin \Psi$$

$$\begin{aligned}
 &= - \sum_{i=18}^{nm} \|F_i(m_{s_2})\| \sin \Psi \\
 &= \sum_{i=18}^{nm} F_i(m_{s_2}) \sin \Psi \quad (E-12)
 \end{aligned}$$

$$F_{AX} = - \left\{ \sum_{i=18}^{nm} F_i(m_{s_1}) - \sum_{i=18}^{nm} F_i(m_{s_2}) \right\} \sin \Psi \quad (E-13)$$

ただし、 $F_i(m_{s_1})$, $F_i(m_{s_2})$ は磁気吸引力のため負の符号をしたがって、 F_{AX} は式(E-11), (E-12)より次式となる。有する。

付録F MSAと従来の浮動振子型加速度計の機構図



付録G 加速度計の直線性諸係数の式の導出

$$f(\phi) = A + B \sin(\phi + \phi_n) + C \sin^2(\phi + \phi_n) \quad (G-1)$$

式(G-1)より

$$A + C \sin^2 \phi_n = \frac{1}{2} \{f(0) + f(\pi)\} \quad (G-2)$$

$$B \sin \phi_n = \frac{1}{2} \{f(0) - f(\pi)\} \quad (G-3)$$

$$A + C \cos^2 \phi_n = \frac{1}{2} \{f(\frac{\pi}{2}) + f(\frac{3\pi}{2})\} \quad (G-4)$$

$$B \cos \phi_n = \frac{1}{2} \{f(\frac{\pi}{2}) - f(\frac{3\pi}{2})\} \quad (G-5)$$

式(G-2) - 式(G-4)より

$$C(\sin^2 \phi_n - \cos^2 \phi_n) = \frac{1}{2} \{f(0) + f(\pi) - f(\frac{\pi}{2}) - f(\frac{3\pi}{2})\}$$

$$C = \frac{1}{2(2 \sin^2 \phi_n - 1)} \{f(0) + f(\pi) - f(\frac{\pi}{2}) - f(\frac{3\pi}{2})\} \quad (G-6)$$

 $\phi_n \ll 1$ とすれば、式(G-6)は次式で表わせる。

$$C = \frac{1}{2} \{f(\frac{\pi}{2}) + f(\frac{3\pi}{2}) - f(0) - f(\pi)\} \quad (G-7)$$

式(G-2) + 式(G-4)より、

$$2A + C \{ \sin^2 \phi_n + \cos^2 \phi_n \} \\ = \frac{1}{2} \{f(0) + f(\pi) + f(\frac{\pi}{2}) + f(\frac{3\pi}{2})\}$$

したがって、 A は次式で与えられる。

$$A = \frac{1}{4} \{f(0) + f(\pi) + f(\frac{\pi}{2}) + f(\frac{3\pi}{2})\} - \frac{1}{2} C \quad (G-8)$$

式(G-3)、(G-5)より、

$$B^2 \{ \sin^2 \phi_n + \cos^2 \phi_n \} = \frac{1}{4} \{ \{f(0) - f(\pi)\}^2 + \{f(\frac{\pi}{2}) - f(\frac{3\pi}{2})\}^2 \}$$

したがって、 B は次式で与えられる。

$$B = \frac{1}{2} \left[\{f(0) - f(\pi)\}^2 + \{f(\frac{\pi}{2}) - f(\frac{3\pi}{2})\}^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (G-9)$$

式(G-3)より、

$$\sin \phi_n = \frac{1}{2B} \{f(0) - f(\pi)\}$$

したがって、 ϕ_n は次式で与えられる。

$$\phi_n = \sin^{-1} \left[\frac{1}{2B} \{f(0) - f(\pi)\} \right] \quad (G-10)$$

〔例題〕 MSA-1, 2に関する直線性諸係数 $A, B, C, C/B$ および ϕ_n を求める

表G-1はMSA-1, 2に関する短期安定性試験の実験結果である。出力値 \bar{I} は $\bar{f}(\phi)$ に相当するもので、入力 0, +1, 0, -1 G を独立に 6 回与えたときの各入力に対する出力の平均値を示す。

(i) MSA-1 の $A, B, C, C/B, \phi_n$ の計算

表G-1の実測値をさきに求めた式(G-7)~(G-10)に代入すれば、 $A, B, C, C/B, \phi_n$ は次のように求められる。

表G-1 低加速度領域における短期安定性試験結果

入力	出力	MSA-1 \bar{I} (mA)	MSA-2 \bar{I} (mA)
0 G	$f(0)$	-0.04745	-0.0166
+1	$f(\frac{\pi}{2})$	8.08315	9.1164
0	$f(\pi)$	0.00292	0.0434
-1	$f(\frac{3\pi}{2})$	-8.12823	-9.0836

れる。

$$C = \frac{1}{2} \{8.08315 - 8.12823 + 0.04745 - 0.00292\} \\ = -2.75 \times 10^{-4} \quad (\text{mA/G}^2) \quad (G-11)$$

$$A = \frac{1}{4} \{-0.04745 + 8.08315 + 0.00292 - 8.12823\}$$

$$+ \left(\frac{1}{2} \times 2.75 \times 10^{-4}\right)$$

$$= -2.2265 \times 10^{-2} \quad (\text{mA}) \quad (G-12)$$

$$B = \frac{1}{2} \left[\{(-0.04745 - 0.00292)\}^2 + \{(8.08315 + 8.12823)\}^2 \right]^{\frac{1}{2}}$$

$$= 8.105729 \quad (\text{mA/G}) \quad (G-13)$$

$$\frac{C}{B} = -3.39 \times 10^{-5} \quad (\text{G/G}^2) \quad (G-14)$$

$$\phi_n = \sin^{-1} \left[\frac{-0.04745 - 0.00292}{2 \times 8.105729} \right] \\ = -3.107 \times 10^{-3} \quad (\text{rad}) \quad (G-15)$$

(ii) MSA-2 の $A, B, C, C/B, \phi_n$ についても、上記と同様に求められる。計算結果は次のとおりである。

$$C = 3.0 \times 10^{-3} \quad (\text{mA/G}^2)$$

$$A = 1.34 \times 10^{-2} \quad (\text{mA})$$

$$B = 9.10005 \quad (\text{mA/G}) \quad (G-16)$$

$$\frac{C}{B} = 3.29 \times 10^{-4} \quad (\text{G/G}^2)$$

$$\phi_n = -1.15 \times 10^{-3} \quad (\text{rad})$$

付録H 可動コイル型 SG の入出力関係式の導出

本SG系の伝達関数は本文の式(38)として次式で与えられる。

$$\frac{V_{\text{out}(s)}}{V_{\text{in}(s)}} = -N_1 N_2 P \cdot \frac{S}{R_1 (1 + \frac{L_1}{R_1} S)} = G(s) \quad (H-1)$$

式(H-1)から、 $G(j\omega)$ は次式で与えられる。

$$G(j\omega) = -\frac{N_1 N_2 P}{R_1} \cdot \frac{j\omega}{1 + \frac{L_1}{R_1} j\omega} \\ = -\frac{N_1 N_2 P}{R_1} \left[\frac{-\frac{L_1}{R_1} \omega^2}{1 - (\frac{L_1}{R_1} \omega)^2} \right]$$

$$\left. + j \frac{\omega}{1 - \left(\frac{L_1}{R_1} \omega\right)^2} \right] \quad (\text{H-2})$$

式(H-2)から、 $|G(j\omega)|$ は次式で与えられる。

$$|G(j\omega)| = \frac{\omega \sqrt{\left(\frac{L_1}{R_1} \omega\right)^2 + 1}}{\left(\frac{L_1}{R_1} \omega\right)^2 - 1} \cdot \frac{N_1 N_2 \mathbf{P}}{R_1} \quad (\text{H-3})$$

ゆえに、 $|V_{\text{out}}(j\omega)|$ は式(H-3)より次式で与えられる。

$$|V_{\text{out}}(j\omega)| = \frac{\omega \sqrt{\left(\frac{L_1}{R_1} \omega\right)^2 + 1}}{\left(\frac{L_1}{R_1} \omega\right)^2 - 1} \cdot \frac{N_1 N_2 \mathbf{P}}{R_1} \cdot |V_{\text{in}}(j\omega)| \quad (\text{H-4})$$

航空宇宙技術研究所報告 644号

昭和55年12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5-6-17
