$$p^2 = \frac{q_1^2 + q_2^2}{2} \left[1 \pm \sqrt{1 - \left\{ \frac{2q_1 q_2 \sin(\gamma_1 + \gamma_2)}{q_1^2 + q_2^2} \right\}^2} \right] \dots\dots\dots (6)$$

ここで

$$q_1^2 = \frac{k_1}{I/l^2}, \quad q_2^2 = \frac{k_2}{I/l^2} \dots\dots\dots (7)$$

本実験において $q_1 = q_2$ の状態すなわち $\gamma_1 = \gamma_2 = 20$ 度の状態における (6) 式の計算結果は $p = 2\pi \times 553$

rad/s および $2\pi \times 202$ rad/s をうる。553 c/s の振動は x 方向であり 202 c/s の振動は y 方向の振動である。

文 献

- (1) 田村・谷口, 機械学会論文集, 26-161 (昭35-1), 19.
- (2) 田村・谷口, 機械学会論文集, 26-167 (昭35-7), 877.
- (3) 田村・谷口, 機械学会論文集, 26-170 (昭35-10), 1428.
- (4) 田村・谷口, 機械学会論文集, 27-179 (昭36-7), 1146.
- (5) E. Meldau, *Werkstatt u. Betrieb*, 84-7 (1951), 308.
- (6) H. Perret, *VDI-Forsch.-h.*, 434 (1952), 17.

533. 665. 013:531. 383

2 自由 度 ジャ イ ロ の ド リ フ ト*

三 浦 宏 文**

The Drift of Two Degree of Freedom Gyro

by Hirofumi MIURA

Two-degree of freedom gyro is used as the position gyro of the high-speed air craft. The author measured the drift of air-driven two degree of freedom gyro to which the forced vibration about the vertical axis was given. He pointed out the following four items as the causes of the drift.

(1) The effect of air to drive the rotor; When the angle between the axes of outer gimbal and of rotor is not rectangular, the air generates the torque about the axis of inner gimbal.

(2) The effect of forced vibration; Forced vibration is given to the gyro through the bearings, having the characteristic of negative frictional resistance.

(3) Unbalance of mechanism; It is obvious that this causes the drift.

(4) The friction of rotor bearings;

He compared the results of experiments with the theory, taking into account the causes mentioned above, and obtained the good agreement.

1. 緒 言

方向指示, 姿勢検出などの基準として用いられるジャイロが, 設定した指示方向から外乱などによって偏差を生じることがある。これを一般にドリフトとよぶ。本実験では, ロケット, 人工衛星などの高速飛しょう体において, ポジションジャイロとして用いられる 2 自由度ジャイロのドリフトをしらべた。

第 1 図のような 2 自由度ジャイロに強制変位を与えると, 理想的には φ (水平面内角変位) が 0 に保たれるべきであるが, 現実にはいろいろの望ましくないトルクによって, 種々の経過をとりつつ φ がいずれかの方向へ発散してゆく。これが 2 自由度ジャイロのドリフトである。

さまざまな条件の下にドリフトが時間とともに

にどのように変化してゆくかを測定し, 測定結果を説明するために次の要因を導入した。

第 1 図 実験装置および記号

* 昭和 36 年 10 月 6 日 第 39 期東京秋期講演大会において講演, 原稿受付 昭和 36 年 11 月 29 日。

** 准員, 東京大学大学院 (東京都文京区本富士町 1)。

- (1) 外乱波形の影響 (軸受 bcd の摩擦)
- (2) ロータ駆動用空気の影響
- (3) ロータ軸受の摩擦の影響
- (4) ロータのつりあいの影響

2. 実験装置および記号の説明

第1図は実験装置を示す。以下装置の説明を行なう。

- (1) Gを角速度 ω で定速回転させることにより、振動台Dに垂直軸I-IIまわりの振動を与える。
- (2) この振動は軸受を通して(摩擦により)、ジャイロに伝えられる。
- (3) 文字bは軸受を示し、b_{AB}はA(ロータ)とB(内わく)の間に介在する軸受、すなわちロータ軸受を示す。b_{BC}, b_{CD}についても同様である。b_{AB}は玉軸受, b_{BC}, b_{CD}はすべり軸受である。
- (4) Eは、振動台Dの腕D'に沿って移動することができ、D'の任意の位置に固定することによって与える振動の振幅を変えることができる。
- (5) ロータAには第2図に示したような羽根が刻まれている。これは駆動用の羽根である。駆動用空気は振動台DのH部から供給され、軸受bcdを通して、

第2図 ロータおよび駆動用羽根のようす

第3図 駆動用空気の供給路

圧縮空気が羽根に与える衝撃力によりロータを駆動する。

- (6) 駆動用空気の経路は、第3図に示す。
- (7) Mは鏡であり、これによって、 φ の変化を光学的に拡大して、印画紙の上に記録する。

使用する記号を次に定めておく。

- ω : Gの回転角速度 rad s^{-1}
 φ : 外わくCのI-II軸まわりの回転角 rad
 ζ : ロータAの軸の水平からの回転角 rad
 ζ_0 : 最初に設定した ζ の値
 ψ : 振動台Dの回転角 rad
 H : ロータAの角運動量 kg cm s
 I_A : 外わくCのI-IIまわりの慣性モーメント kg cm s^2
 I_B : 内わくBのIII-IV, またはV-VIまわりの慣性モーメント kg cm s^2
 I_C : ロータAのV-VIまわりの慣性モーメント kg cm s^2
 $I_{B'}$: 内わくBのI-IIまわりの慣性モーメント (Bが水平の場合) kg cm s^2
 $I_{C'}$: ロータAのIII-IVまわりの慣性モーメント kg cm s^2
 θ : ロータの回転角 rad

3. 強制角変位 ψ

第4図のように、各箇所の記号を定める。Gの回転によるDの強制角変位 ψ は(1)式で与えられる。 ρ , $\kappa \ll 1$ であるので、三次以上の微小項は省略してある。

$$\psi = \rho \sin \omega t + \left(\frac{\rho^2}{2a} \right) \sin^2 \omega t - \left(\frac{2\rho\kappa}{a} \right) \sin^2 \left(\frac{\omega t}{2} \right) \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$\rho = \frac{r}{R}, \quad \kappa = \frac{k}{R}, \quad a = \frac{l}{R}$$

ψ には ω の整数倍の角速度をもつ波が含まれているので、振動台は正弦波から少しひずんだ波形の角変

第4図 外乱発生機構

位が与えられることとなる。実際の場合の外乱は、必ずしも調和変動に近いものとはいえないが、本実験では (1) 式の ϕ をもって外乱の代表とした。

4. 運動方程式

一般座標として、 φ, ζ, θ を取り、ラグランジュの方程式に代入して、次の運動方程式を得る。

$$(I_B + I_C')\ddot{\zeta} + \frac{1}{2}\dot{\varphi}^2 \sin 2\zeta (I_B' + I_C' - I_B - I_C) - I_C\dot{\theta}\dot{\varphi} \cos \zeta = M \quad (2)$$

$$(I_A + I_B' \cos^2 \zeta + I_B \sin^2 \zeta + I_C' \cos^2 \zeta) \ddot{\varphi} + (I_C \dot{\varphi} \sin \zeta + I_C \dot{\theta}) \sin \zeta + \dot{\varphi} \dot{\zeta} \sin 2\zeta (I_B - I_B' - I_C') + I_C \dot{\varphi} \dot{\zeta} \cos \zeta = N \quad (3)$$

$$I_C(\ddot{\theta} + \dot{\varphi} \sin \zeta + \dot{\varphi} \dot{\zeta} \cos \zeta) = L \quad (4)$$

M, N, L はそれぞれ I-II, III-IV, V-VI まわりに働くトルクである。

$\phi \ll 1, \zeta \ll 1$ とし、二次以上の微小項を省略する。

(4) 式を (3) 式に代入し、上の方程式を書き代えたと次の二つの方程式を得る。

$$I_1 \ddot{\zeta} - H \dot{\varphi} \cos \zeta = M \quad (2)'$$

$$I_2 \ddot{\varphi} + H \dot{\zeta} \cos \zeta = N - L \sin \zeta \quad (3)'$$

ここで $I_1 = I_B + I_C', I_2 = I_A + I_B' \cos^2 \zeta + I_B \sin^2 \zeta + I_C' \cos^2 \zeta, H = I_C \dot{\varphi}$

また ζ の変化が小さいとき、 $\zeta = \zeta_0 + \zeta'$ ($\zeta' \ll 1$) とおくと、

$$I_2 = I_A + I_B' \cos^2 \zeta_0 + I_B \sin^2 \zeta_0 + I_C' \cos^2 \zeta_0 - 2\zeta' (I_C' + I_B' - I_B) \sin \zeta_0 \cos \zeta_0 \quad (5)$$

(5), (3)' 式を考えると、微小項の二次以上を省略するから、 I_2 は (5) 式の右辺前 4 項を用いる。

M については次の三つを考える。

(1) bnc に働く摩擦力によるトルク この軸受はすべり軸受である。いかなる特性をもつか定かではないが常とう手段として粘性減衰とする。

$$M_1 = -g \dot{\zeta} \quad (6)$$

第 5 図 駆動用空気がロータに与えるトルク

(2) 駆動用空気によるトルク 第 5 図に示すように、駆動用の空気がロータに刻まれている羽根の両側のみぞにぶつかる時に衝撃力を与えることとなる。この力によるトルクを M_2 とする。空気吹出し口から距離が大きくなるに従って、空気がロータに与える衝撃力は小さくなると考えられる。この影響を $\phi(y)$ とすると、 $M_2 \propto \phi(y) x \sin \zeta$

$$\propto \phi(y) \frac{1}{\tan \zeta} \sin \zeta$$

$$\phi(y) \propto \frac{1}{y} \text{ とすると, } M_2 \propto \sin 2\zeta$$

$$\therefore M_2 = h \sin 2\zeta \quad (7)$$

(3) ロータのつりあいトルク ロータ A が III-IV まわりに関してつりあいが存在する場合に発生するトルクを M_3 とする。 ζ を増すような方向へ働くものを正とすると、傾きが ζ のときのトルクは次のようになる。

$$M_3 = K \cos \zeta \quad (8)$$

N については次のもの考える。

(1) 強制変位によるトルク 系への外乱は、振動台 D の変位が軸受 bcd を通して与えられる。したがって bcd の摩擦力特性が重要になってくる。 φ を増加させる方向のトルクを正として、系に与えられるトルクを N_1 とする。

L については次のもの考えた。

(1) ロータ軸受に働く摩擦力によるトルク (4) 式の L は b_{AB} の摩擦力である。 θ を増大させる方向を正にとる。摩擦力によるトルクを L_1 とすると、(3) 式の右辺において、

$$-L \sin \zeta = L_1 \sin \zeta \quad (9)$$

5. ドリフトの分類および考察

ドリフトは種々の経過をとりながら生じてゆくが、その時間軸に対しての曲線を描くと、第 6 図のようになる。これらを次のように分ける。

(1) 直線状に発散してゆくもの (①の曲線)。

第 6 図 ドリフトの四例

(φ は発散項の他に角速度 ω の振動などを含んでいるが、この図ではそれらを除いてある)

(2) 最初は負のほうへ行き、時間がたつに従って正の方向へ発散してゆくもの(②の曲線)。

(3) 指数関数的に発散してゆくもの(③の曲線)

(4) 負の方向へ発散してゆくもの(④の曲線)

以上四つの特徴のあるものを第6図に描いたわけであるが、これらについて、理論的考察を行ない、実験的に理論を裏付ける。

5.1 強制角変位の影響 4で述べたトルクの中で、 L_1 (ロータ軸受の摩擦)、 M_2 (駆動用空気) が φ に与える影響は $\zeta=0$ とすれば小さくなく考えられる。 $\zeta=0$ (初期の設定値 $\zeta_0=0$ とする) として、 R , ω を変化させてドリフトを測定した。結果を図示すると、第7図のようになった。

このドリフトはもちろん、軸受bcdの摩擦によるものである。摩擦特性をしらべるために、振動台Dを一定速度で回転させて、ドリフトをしらべた。

このときのドリフトの理論値は次式で得られる。

運動方程式を立て、 φ についての発散項のみをとると、

$$\varphi_D = \frac{N_1 g}{H^2} t \quad (t: \text{時間}) \quad \dots\dots\dots (10)$$

ゆえに一定時間後のドリフトは軸受部の摩擦によるトルク N_1 に比例している。測定結果は第8図のようになった。明らかに、軸受部の摩擦力は振動台の角速

第7図 ドリフトと強制角変位の関係 (すべて100サイクル後のドリフトを示す)

Ω : 振動台の回転角速度

第8図 負性抵抗特性

度、すなわち軸受部の速度が大になるに従って小さくなる。これは負性抵抗と呼ばれる特性であり、 N_1 を次のように定める。

$$N_1 = \pm E_0 - f\dot{\phi} \quad (\dot{\phi} \geq 0) \quad \dots\dots\dots (11)$$

ψ は(1)式に示されている。(11)式のような摩擦特性がある場合、振動台Dに振動を与えた際にジャイロに加えられるトルクがいかなる形のものであるかを図示したのが、第9図である。

(1)式より $\dot{\phi}$ を求めて、(12)式を得る。

$$\dot{\phi} = \rho\omega \cos \omega t + \left(\frac{\rho^2 \omega}{a} \right) \sin 2\omega t - \left(\frac{2\rho\kappa\omega}{a} \right) \sin \omega t \quad \dots\dots\dots (12)$$

したがって、第9図のようなトルクが与えられるときのドリフトを調べればよいことになる。

1周期の間に $\dot{\phi}$ が+である時間 $\dot{\phi}_{+t}$ と、 $\dot{\phi}$ が-である時間 $\dot{\phi}_{-t}$ の差を近似的に求めると、

$$\omega(\dot{\phi}_{+t} - \dot{\phi}_{-t}) = 2\{\pi - \omega(t_2 - t_1)\} \doteq Lk \quad \dots\dots (13)$$

$$L_0 = 8r/l^4 - 4r^2$$

k , r , l は第4図で定めた記号である。

運動方程式は

$$\left. \begin{aligned} H\ddot{\phi} &= g\zeta + I_1 \ddot{\zeta} \\ \pm E_0 - f\dot{\phi} &= I_2 \ddot{\phi} + H\dot{\zeta} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (14)$$

N_1 をフーリエ展開して

$$N_1 = -\frac{L_0}{2\pi} k + \sum \frac{4}{n\pi} \sin n\omega t_0 \cos n\omega(t-t_0) - f\dot{\phi} \quad \dots\dots\dots (15)$$

$$t_0 = \frac{1}{\omega} \left(\pi - \frac{t_1 + t_2}{2} \right)$$

(14), (15) 式より

$$I_1 I_2 \ddot{\phi} + g I_2 \dot{\phi} + H^2 \phi = g N_1 + I_1 \dot{N}_1 \equiv G(t) \quad \dots\dots (16)$$

$$\therefore \phi = e^{-\epsilon t} (A \cos qt + \beta \sin qt) + \frac{1}{mq} \int_0^t G(\tau) e^{-\epsilon(t-\tau)} \sin q(t-\tau) d\tau \quad \dots\dots (17)$$

第9図 外乱トルク N_1 の概念図

$$2c = g/I, \quad q^2 = H^2/I_1 I_2, \quad m = I_1 I_2$$

(17) 式において, 振動, 減衰の項を除いたものを φ_D とすると,

$$\varphi_D = \left(\frac{I_1 E_0 g L_0}{2\pi H (I_2 g^2 + I_1 H^2)} \right) kt \quad \dots\dots\dots (18)$$

(18) 式を見れば明らかなように, N_1 のみによる影響は直線的なドリフトを生じることである。

また k によって, こう配が異なり, しかもこう配は k に比例する。測定結果を第 10 図に示す。

5.2 その他の要因 5.2.1 ドリフトの理論式

前節の検討により, $k=0$ とすれば, N_1 の影響が除かれることがわかった。以後 $k=0$ という条件の下でドリフトを考察してゆく。

φ, ζ は微小変化とし, 前述のように $\zeta = \zeta_0 + \zeta'$ と書けば, ζ' は微小項となる。

運動方程式 (2)', (3)' を線形化すると,

$$H\dot{\varphi} \cos \zeta_0 - (h \sin 2\zeta_0 - K \cos \zeta_0) \\ = I_1 \ddot{\zeta}' + \zeta' (2h \cos 2\zeta_0 + K \sin \zeta_0) \quad \dots\dots\dots (19)$$

$$L_1 \sin \zeta_0 - I_2 \ddot{\varphi} = H \zeta' \cos \zeta_0 - \zeta' L_1 \cos \zeta_0 \quad \dots\dots\dots (20)$$

ζ' に関する項を消去して, 次式を得る。

$$I_1 I_2 \ddot{\varphi} + [H^2 \cos^2 \zeta_0 + I_2 (2h \cos 2\zeta_0 + K \sin \zeta_0)] \ddot{\varphi} \\ - (H L_1 \cos^2 \zeta_0) \dot{\varphi} + L_1 (2h \sin^2 \zeta_0 - K) = 0 \quad \dots\dots\dots (21)$$

(21) 式の定数項を除いたものの特性方程式の根について考えれば, 正または 0 の実根が必ず存在し, 他の 2 根は, 実数部が負である虚根である。

ゆえに φ の発散項のみを与えると,

$$\varphi_D = \frac{(2h \sin^2 \zeta_0 - K)}{H \cos^2 \zeta_0} t + A(e^{s_1 t} - 1) \quad \dots\dots\dots (22)$$

s_1 は (21) の特性方程式の実根である。また A については,

(A の分子)

$$= \frac{H \cos \zeta_0}{I_1 I_2} (h \sin 2\zeta_0 - K \cos \zeta_0) + \frac{L_1}{I_2} \sin \zeta_0 \cdot s_1 \\ + \frac{(2h \sin^2 \zeta_0 - K)}{H \cos^2 \zeta_0} \left\{ s_1^2 \right. \\ \left. + \frac{H^2 \cos^2 \zeta_0 + 2h I_2 \cos \zeta_0 + K \sin \zeta_0}{I_1 I_2} \right\} \quad \dots\dots\dots (23)$$

第 10 図 外乱波形によるドリフト

(A の分母)

$$= s_1 \left\{ 3s_1^2 + \frac{1}{I_1 I_2} (H^2 \cos^2 \zeta_0 + 2h I_2 \cos \zeta_0 \right. \\ \left. + K \sin \zeta_0) \right\} \quad \dots\dots\dots (24)$$

(23), (24) 式は非常に複雑な形をしているが, 実験とは次のような対応が見られた。

(21) の特性方程式を

$$as^3 + bs - c = 0$$

と表わす。

$$a = I_1 I_2, \quad b = H^2 \cos^2 \zeta_0 + I_2 (2h \cos 2\zeta_0 + K \sin \zeta_0)$$

$$c = H L_1 \cos^2 \zeta_0$$

実根は第 11 図のようにして求められる。

h の値を変えて, ドリフトを測定した結果を第 12 図に示す。

(h を変えるということは, 駆動用空気の空気圧を変えるということである。このときの回転数の変化は 5% 以内であった)

この結果を理論式 (22) と比較して, 次のことが確かめられた。

(1) h が大になると b が大となり, 第 11 図の直線のこう配が大となり, s_1 の値は小さくなる。したがって (22) 式においては, 指数関数の部分の特徴, すなわち, グラフのへこみ具合は小さくなる。

第 12 図において, ① のほうが ②, ③ より直線に近いことがこれと対応している。

第 11 図 特性方程式の実根

第 12 図 駆動用空気の影響

(2) (22) 式の直線部分のほう, すなわち第1項のこう配は, h の増大とともに大きくなる.

したがって $t=0$ の付近においては, こう配はだいたい h に比例する.

(3) A の分母, 分子について考えると, H の値が他のものに対して十分大きい ($\dot{\theta} \doteq 500 \text{ rad/s}$) ことを考察すれば, h の増大による分母の増加より, 分子の増加のほうが増分率大きい.

これも h が大なるもののほうがドリフトが直線状に近いこととよく一致している.

(22) 式ではあまりにも複雑過ぎて, おおのこの要因の影響がわからないので, 今度は L_1 , M_2 , M_3 について, 単独にこれらが作用した場合の影響を考察し, 次に, これらの二つが同時に作用した場合のドリフトを考え, この結果から三つが同時に作用した場合のドリフトのようすを推定して, 測定結果と比較する.

5.2.2 L_1 のみが作用する場合 (ロータ軸受の摩擦によるトルク) 運動方程式 (19), (20) において, 他の影響を0とすればよい. φ についての解のうち, 発散項を φ_d とすると,

$$\varphi_d = \frac{I_1 L_1 \sin \zeta_0}{3 I_1 I_2 s_1^2 + H^2 \cos^2 \zeta_0} (e^{s_1 t} - 1) \dots\dots\dots (25)$$

s_1 は (21) 式において, $K=h=0$ として, 特性方程式より求めた実根 ($s_1 > 0$).

L_1 の影響は, $\zeta_0 > 0$ ならば, ドリフトを増大させる方向に働き, ドリフトは指数関数的に増加する.

5.2.3 M_2 のみが作用する場合 (駆動用空気)

$$\varphi_d = \frac{H h \sin 2\zeta_0 \cos \zeta_0}{I_1 I_2 a^2} (t - \sin at) \dots\dots\dots (26)$$

$$a = \sqrt{\frac{2 I_2 h \cos 2\zeta_0 + H^2 \cos^2 \zeta_0}{I_1 I_2}}$$

L_1 の場合と同様に φ を増加させる方向へ働くが,

直線の増加である.

5.2.4 M_3 のみが作用する場合 (不つりあいトルク)

$$\varphi_d = -\frac{H K \cos^2 \zeta_0}{I_1 I_2 b^2} (t - \sin bt) \dots\dots\dots (27)$$

$$b = \sqrt{\frac{H^2 \cos^2 \zeta_0 + I_2 K \sin \zeta_0}{I_1 I_2}}$$

ゆえに不つりあいトルク M_3 は, φ を減少させる方向に作用する. ドリフトの変化は直線的である.

5.2.5 L_1 と M_3 が作用する場合

$$\varphi_d = -\frac{K}{H \cos^2 \zeta_0} t + A' [e^{(L_1/H)t} - 1] \dots\dots\dots (28)$$

(21) の特性方程式において ($I_1 I_2 / H^2$) は $(1/\dot{\theta})^2$ の微小量である.

s_1 の第1近似として, $s_1 \doteq L_1 / H$ とし, $I_1 h$, $I_1 K$ など H^2 に比して小さいとすると, 次の近似式が成り立つ.

$$A' \doteq I_1 L_1 \sin \zeta_0 - \frac{K H^2}{L_1} (\cos \zeta_0 + 1) \dots\dots\dots (29)$$

$A' = 0$ を満足するものを $\zeta_0 = \zeta_1$ とすれば,

$\zeta_0 < \zeta_1$ のときドリフトは負の方向へ向かう.

$\zeta_0 > \zeta_1$ のときドリフトは, 十分時間がたてば正となる.

(29) 式を微分すると,

$$\dot{\varphi}_d = \frac{L_1}{H} A' e^{(L_1/H)t} - \frac{K}{H \cos^2 \zeta_0}$$

t が小さいとき $\dot{\varphi}_d < 0$ となるには,

$$\frac{L_1}{H} A' < \frac{K}{H \cos^2 \zeta_0}$$

とならねばならない.

$$\therefore K - L_1 \cos^2 \zeta_0 \left\{ I_1 L_1 \sin \zeta_0 - \frac{K H^2}{L_1} (\cos \zeta_0 + 1) \right\} > 0 \dots\dots\dots (30)$$

第 13 図 ドリフトの原因とドリフトのようす

(30) 式を満足する ζ_0 を $\zeta_0 < \zeta_2$ とすれば, $\zeta_1 < \zeta_0 < \zeta_2$ の範囲では, まさに第 6 図②の曲線のようなドリフトを生ずることとなる.

5.2.6 M_2 と M_3 が作用する場合

$$\varphi_d = \frac{H \cos \zeta_0 (h \sin 2\zeta_0 - K \cos \zeta_0)}{I_1 I_2 c^2} (t + \sin ct) \quad \dots\dots\dots (31)$$

ゆえに $\zeta_0 > \sin^{-1} \frac{K}{2h} (= \zeta_3)$ のときドリフトは正

$\zeta_0 < \sin^{-1} \frac{K}{2h} (= \zeta_3)$ のときドリフトは負

第 6 図④の曲線はこのようすを示しているものと考えられる.

以上をまとめると, 第 13 図を得る. 第 1 行はおのおの単独に作用する場合のドリフトを示し, 第 2, 3 行は縦と横のドリフトが同時に作用した場合のドリフトを示す.

6. ま と め

(1) 駆動用空気によるドリフト 現在多く用いられている電気駆動方式では, ロータへの電流導入のための接触部の摩擦が, ドリフトを生ずる一つの原因となっている. これを除くために, 駆動方式として空気駆動などが用いられているが, 本論文でも確かめられたように, この駆動方式でも, 駆動用空気がドリフトの原因となっている. しかし, これによるドリフトは, 軸が互に直角に保たれていれば (正常な位置はそうになっているのが普通である) 微少になる. したがって, 外乱が与えられても, 早くこれを正常な位置にもどすように ($\zeta_0 = 0$ とするように) 外部伝達ループのゲインを大きくしてやらねばならぬ.

また, 空気駆動方式には反動式と衝動式がある. 本論文における実験では衝動式を用いたが, 反動式にすれば, ここで示したような原因はなくなると思う.

最近, 空気軸受が使用され始めて, ますます駆動方式が空気によるものとなっているが, それによるドリフトを検討する必要があるようである.

(2) ロータ軸受の摩擦によるドリフト これはわかりやすくいえば, ロータは外から与えられる空気によって駆動されるわけであるが, このときロータ軸受の摩擦により, ロータが, 内部ジンバル (内わく), 外部ジンバル (外わく) を自分の回転方向へひきずろうとするために発生するドリフトである. これも, ζ_0 をなるべく 0 に保つようにして除く方法しか存在しないと思う.

(3) 外乱波形によるドリフト (17) 式を見てもわかるように, 軸受の摩擦特性がこの原因によるドリフトを定める. 軸受の摩擦を小さくすること以外にこの原因をなくすることはできないが, 特別な形の外乱 (たとえば, 本実験装置が発生するような外乱, すなわち, 外乱角速度の積分が 0 に保たれるようなもの) に対しては, 粘性減衰の特性をもたせるとドリフトを除くことができる.

(4) 装置のつりあいによるドリフト これは製作上の問題として, 不可避のものと思われる. 本実験では, つりあいを生ぜしめる加速度が重力加速度のみであるが, 実際の運行においては, 異なった方向の加速度が同時に作用することとなり, もっと複雑なドリフトの原因となり得ると考えられる.

しかし, 逆にいえば, 本論文で用いたような実験方法により, 静止摩擦の範囲内では検出し得ないつりあいを, 動的摩擦の範囲内の精度で検出できるのではないかと考える.

(5) 本論文が目的とした「実験結果を種々の原因の導入によって説明する」ということは, いちおうなし得たと思うが, すべての要因を同時に考慮することは (22) 式で理論的に導いたにとどまった. この理論値に対する確証は第 12 図によってごく一部を行なった. 第 13 図をみるとわかるように, おのおのの原因が単独に作用する場合ははっきりとあきらかに, それら相互の関連は明らかになると思う.

(6) 内部ジンバルの傾き ζ_0 を最初に与えて, ドリフトを調べたわけであるが, 実際には, この ζ_0 を 0 にするべくフィードバックが働くものである. この外部伝達ループ (機体の特性などを含む) を含んだ装置を作成することがはなはだ困難であったので, 上述のような装置でまずドリフトの特性を研究したものである. 今後このことを続けて研究してゆきたいと思っている.

最後に, 本研究において, 終始御指導, 御激励下さった東京大学 渡辺 茂教授に深じんの謝意を表します.

参 考 文 献

- (1) C.L. McClure, *The Theory of Inertial Guidance*, (1958), McGraw-Hill.
- (2) H.S. Seifert, *Space Technology*.
- (3) 磯部・ほか, サーボおよび自動操縦操作(昭36), 197, 共立出版.
- (4) M. Selvin, *Contr. Engng.*, 7-4 (1960-4), 138.
- (5) B. Kovit, *Design Digest*, (1960-6), 131.
- (6) W.E. Giberson, *An Aircraft and Missiles*, (1961-1), 28.
- (7) E.M. Fischel, *Contr. Engng.*, 8-2 (1961-2), 92.
- (8) H. Crabtree, *Spinning Tops and Gyroscopic Motion*, (1914), Longmans Co.