

UDC 531.38
681.08
629.7.062.2

航空宇宙技術研究所報告

TECHNICAL REPORT OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

TR-188

浮動型 1 自由度積分ジャイロの不等弾性誤差

大月正男・新宮博公・田畑浄治

鈴木孝雄・円居繁治

1970 年 1 月

航空宇宙技術研究所

NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

既 刊 報 告

- TR-166 DPF バルブを用いたジンバルエンジン駆動
用油圧制御系の基礎的解析
Fundamental Analyses of Gimbal-Engine
Positioning Hydraulic Control System
Made Use of DPF Servovalve 1968年11月 畑山茂樹, 興石 肇
- TR-167 アブレーションによるよどみ点空力加熱の減
少の測定
Measurements of Heat Transfer Reduction
by Ablation at Stagnation Region 1968年11月 野村茂昭
- TR-168 角度測定・ドップラ周波数測定併用のトラッ
キング方式の計算処理に関する研究
On the Orbit Determination Procedures for
the Doppler Frequency Measurement with
Angular Measurement Tracking System 1968年11月 鳥海良三, 松本一夫
樋口一雄, 戸川隼人
木村武雄
- TR-169 VTOL 機操縦研究設備
Design and Construcion of VTOL Flight
Simulator System 1968年12月 樋口一雄, 百名盛之
三好範子, 岡部正典
山本六郎, 川原弘靖
- TR-170 STOL 機の縦の自動安定制御方式に関する
研究 (I) 姿勢制御方式の解析
System Studies on Automatic Longitudinal
Stabilization Control Systems for STOL
Aircraft
Part 1 Automatic Attitude Control
Systems 1968年12月 堀川勇壮, 森 幹彦
- TR-171T Simple Flow Characteristics Across a Strong
Shock Wave Feb. 1969 Kenneth K. Yoshikawa
- TR-172 高速における円錐体および三角翼, 動安定微
係数の測定
Measurement of Dynamic Stability Deriva-
tives of Cones and Delta-Wings at High
Speed 1969年2月 柳沢三憲
- TR-173T Coupling Effect of Radiative Heat on Con-
vective Heat Transfer Feb. 1969 Kenneth K. Yoshikawa
- TR-174 Navier-Stokes 方程式に対する差分法
Difference Method for Navier-Stokes
Equation 1969年4月 三好 甫
- TR-175 低レイノルズ数における NACA 0012 翼型
の失速特性について
—失速フラッタの研究(II)—
Stalling Characteristics of the NACA 0012
Aerofoil Section at Low Reynolds Num-
bers 1969年6月 中村泰治, 磯貝 敏二
江尻 宏
- TR-176 軸流回転機の翼の振動について
(I) 固有振動数, 振動形および振動応力
分布
On the Vibration of Axial-flow Turbo-
machine Blades
(I) Natural Frequency, Mode and Vib-
ratory Stress Distribution 1969年7月 宮地敏雄, 星谷昌二
祖父江 靖, 網干三郎
岩部柱相, 武田克己
- TR-177 固体ロケットモータの推力大きさ制御の研究
—特性と小型モータによる実験—
Thrust Magnitude Control of Solid Rocket
Motors
—Characteristic Analysis and Small
Motor Tests 1969年7月 五代富文, 湯沢克宜
伊藤克弥, 西村久男
- TR-178 測度最大の可制御領域を与える二次形式評価
関数の最適重みマトリクスに対する必要条
件
Necessary Conditions for the Optimal
Weighting Matrices of Quadratic Perform-
ance Index to Maximize the Measure of
the Controllable Set 1969年7月 川幡長勝

浮動型1自由度積分ジャイロの不等弾性誤差*

大月正男**・新宮博公**・田畑浄治***

鈴木孝雄**・円居繁治**

Analysis of the Anisoelastic Errors of a Floated Single Degree of Freedom Integrating Gyro

By Masao OTSUKI, Hirokimi SHINGU, Jyoji TABATA, Takao SUZUKI
and Shigeharu ENKYO

A floated single-degree-of-freedom integrating gyro is used to sense angular rates of vehicle motion, but senses the errors called "drift rates" by applying the acceleration whose direction is perpendicular to its output axis. The drift rate, which is proportional to the square of acceleration magnitude, is caused by a difference in compliance of the gimbal between the input axis and the output axis, and is called "anisoelastic error".

In this paper, the anisoelastic error was analyzed theoretically and experimentally through derivation of the theoretical formula, tumbling test, vibration experiment and simulation. When vibrational accelerations were applied to the gyro, the anisoelastic error grew remarkably over a certain frequency range because of a difference in natural resonant frequency depending on the anisoelasticity, and was the same as that caused by steady acceleration at the frequency without the influence of natural resonance. The experimental results of the anisoelastic error were closely proportional to the square of acceleration magnitude and their frequency characteristics showed a tendency similar to the simulations.

1. まえがき

浮動型1自由度積分ジャイロに加速度が作用するとジンバルは、微小ながら弾性変形を生じ、その重心が浮心から変位するため、ドリフトレートとよばれる誤差を生じる。すなわち、フロートの中心質量に加速度が加わると変位するが、剛性に方向性があるため変位が作用加速度と直角方向の成分を持ち、そのためにトルクを生ずる。このトルクのうち、出力軸まわりの成分がジャイロにドリフト誤差を起こさせ、そのドリフトレートは入力軸とスピン軸方向の各コンプライアンスの差と作用加速度の二乗との積に比例する。この誤差は不等弾性誤差とよばれるものである。

従来この種の誤差を取り扱う場合、理論的にも実験的にも定常加速度の影響がおもに考慮されてきた^{1)~}

⁴⁾。しかし飛しょう体に搭載したジャイロは必ず振動加速度を受けるので^{5),6)}、振動加速度に起因するドリフトレートの実態を理論的かつ実験的に究明することは、高精度ジャイロの開発上必要である。この点に関する検討は国内ではこれまでなされた例がない。

ここではまず理論的な解析としてジンバルの単純弾性モデルを設定し、これに定常加速度と振動加速度がそれぞれ異なった方向に同時に作用する場合について、定常加速度のみによる項と振動加速度のみによる項の和として表わされるドリフトレートの理論式を導いた。次に実験的な解析としては、定常加速度についてはタンプリングテスト、振動加速度については振動実験からそれぞれのドリフトレートを得た。

以上の理論的、実験的な検討の結果からジンバルの不等弾性に起因して加速度の大きさ、方向、周波数によりドリフトレートが変化することを明らかにするとともに不等弾性効果による誤差の性質を明確にすることができたので以下報告する。

* 昭和44年9月29日受付

** 計測部

*** 元計測部、現在宇宙開発事業団

2. 記号

- C : フロートとケース間のダンピング係数
 c_{x2}, c_{z2} : ジンバルの弾性変形における x_2, z_2 方向のダンピング係数
 f : 振動加速度の振動周波数 (Hz)
 f_{x2}, f_{z2} : x_2, z_2 方向のジンバルの固有共振周波数
 F_{x1}, F_{z1}
 F_{x2}, F_{z2} : フロートの重心に作用する x_1, z_1, x_2, z_2 方向の力
 g : 重力加速度 (980 cm/sec²)
 G : フロートの重心
 H : ロータのスピンの軸まわりの角運動量 (9.931×10⁴ gr·cm²/sec²)
 J : フロートの出力軸まわりの慣性モーメント
 K : ジャイロのトルク発生器のスプリング係数
 M : フロートの質量 (75.9 gr)
 O : 座標原点 (フロートの浮心)
 $0-x_a y_a z_a$: ケース固定座標系
 $0-x_1 y_1 z_1$: ジンバル固定座標系
 $0x_1, 0y_1, 0z_1$: 入力軸, 出力軸, スピン軸
 $0x_2, 0z_2$: コンプライアンスの軸
 T_{Dy1} : フロートに作用する出力軸まわりの外乱トルク
 x_{1G}, y_{1G}, z_{1G}
 x_{2G}, y_{2G}, z_{2G} : 加速度が作用しない状態での重心変位の $x_1, y_1, z_1, x_2, y_2, z_2$ 方向の成分
 α_0, α : 定常, 振動加速度の大きさ
 β : $0x_2, 0z_2$ 方向の $0x_1, 0z_1$ 方向からのずれ角
 γ : 出力角
 δ_{x1}, δ_{z1}
 δ_{x2}, δ_{z2} : 加速度によるフロートの重心変位の x_1, z_1, x_2, z_2 方向の成分
 θ_0, θ : z_a 軸を基準にした定常, 振動加速度の方向
 κ_{x1}, κ_{z1}
 κ_{x2}, κ_{z2} : x_1, z_1, x_2, z_2 方向のコンプライアンス
 $\lambda_{x2}, \lambda_{z2}$: $\lambda_{x2}=c_{x2}/M$ $\lambda_{z2}=c_{z2}/M$
 φ : 振動加速度の位相
 $\varphi_{x2}, \varphi_{z2}$: 重心 G に働く力と重心変位の位相差
 ϕ : 実験地における地球緯度 (35°43')
 ω_{IA} : ジャイロの入力レート
 ω_C : 加速度不感ドリフトレート

ω_D : 加速度によるドリフトレートの総和で

$$\omega_D = \omega_M + \omega_{a0} + \omega_a$$

ω_M : 不釣り合いドリフトレート

ω_{a0}, ω_a : 定常, 振動加速度による不等弾性ドリフトレート

3. 理論的解析

3.1 理論式の誘導

図1はジャイロの出力軸に直角な断面を示すが、ジャイロに定常加速度 α_0 が作用するとフロートの中心質量 M に力 $M\alpha_0$ (α_0 に平行かつ逆向き) が働き、この力と x_1, z_1 軸に沿ったコンプライアンス κ_{x1}, κ_{z1} によって重心が浮心から変位し、 y_1 軸まわりにトルク T_{Dy1} が発生するということが従来おもに考えられてきた。 $|\gamma| \ll 1$ を考慮すれば、 x_1, z_1 方向の力の成分 F_{x1}, F_{z1} と変位の成分 δ_{x1}, δ_{z1} は

$$F_{x1} = -M\alpha_0 \sin(\theta_0 - \gamma) \approx -M\alpha_0 \sin \theta_0 \quad (1)$$

$$F_{z1} = -M\alpha_0 \cos(\theta_0 - \gamma) \approx -M\alpha_0 \cos \theta_0 \quad (2)$$

$$\delta_{x1} = \kappa_{x1} F_{x1} \quad (3)$$

$$\delta_{z1} = \kappa_{z1} F_{z1} \quad (4)$$

発生するトルク T_{Dy1} は

$$T_{Dy1} = \delta_{z1} F_{x1} - \delta_{x1} F_{z1} \quad (5)$$

(1)~(5) より

$$T_{Dy1} = \frac{1}{2} M^2 \alpha_0^2 (\kappa_{z1} - \kappa_{x1}) \sin 2\theta_0 \quad (6)$$

このトルクに比例してドリフトレートを生ずるが、もし $\kappa_{x1} = \kappa_{z1}$ ならば、 $T_{Dy1} = 0$ となってドリフトレ

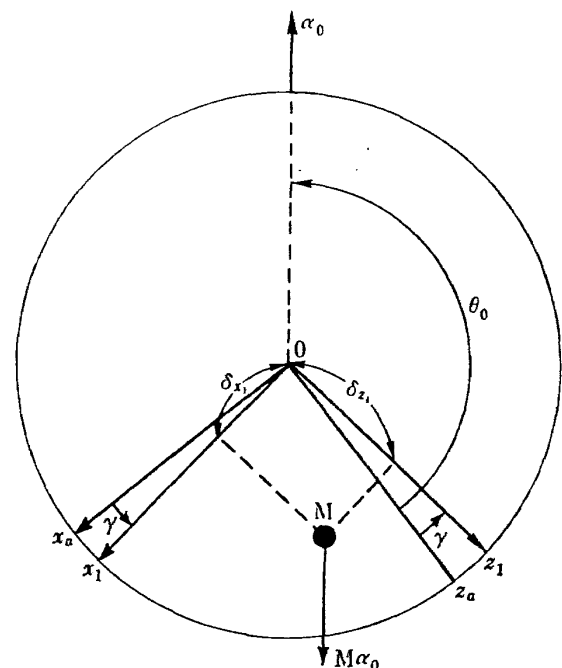


図1 ジンバル断面図

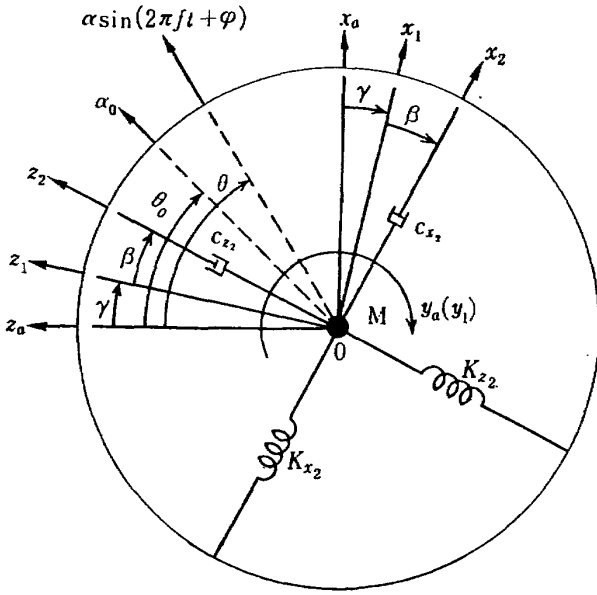


図2 ジンバルの弾性モデル図

トは生じない。すなわち、このドリフトレートは κ_{x2} と κ_{x1} との差によって生じるため不等弾性誤差とよばれる。

しかし、飛しょう体に搭載されたジャイロは定常加速度のみでなく、振動加速度も作用するので、両加速度の影響を同時に考慮する必要がある。ジンバルのコンプライアンスの軸は必ずしも幾何学的な x_1, z_1 軸と一致しているとはいえないし、またジンバル材料のヒステリシスとジンバルの変形によるダンピングも存在する。これらのことを考えて図2のような弾性モデルを設定する。

y_1 軸方向の重心の変位はドリフトレートには関係しないので、加速度、コンプライアンス、ダンピング係数は y_1 軸に直角な x_1z_1 平面のみで考えればよい。 $\kappa_{x2}, \kappa_{z2}, c_{x2}, c_{z2}$ は厳密には変位によって変化するが、ここではその変化の小さいときを取り扱うので、それらの係数は一定とみなす。定常、振動加速度はそれぞれジャイロに同時に作用しているものとする。これらの加速度によってフロートの重心には変位を生じさせる力が働く。そのときの力の位相は加えた加速度の位相と異なる。定常加速度に関しては 180° の違いとなり、振動加速度に関しては $180^\circ - \varphi$ だけの位相おくれがあるとする。ジンバルの弾性変形によってフロートの重心が変位することは、図2に示された弾性モデルに従ってバネとダッシュポットでつるされたフロートの中心質量 M が変位することと等価である。力の方向は加速度の方向に沿っているが、コンプライアンスの差のために M の変位方向はこれと一般に異なる。 x_2, z_2 方向の M の変位は、それらの方向に分けた加

速度の大きさに比例しているが、その比例定数は $\kappa_{x2} = \kappa_{z2}, c_{x2} = c_{z2}$ のときに等しくなり、そのときの M の変位方向は力の方向と一致する。 M の変位方向と力の方向が異なると、変位と力のベクトル積に等しいトルクが y_1 まわりに生じる。したがって x_2, z_2 方向の M の変位ベクトル和と力のベクトル和との積がそのトルクに相当する。フロートは y_1 軸まわりに自由度を有するのでトルクに応じて角変位し、ドリフトレートの原因となる。

M の変位方向と力の方向とが同じならば、 M の変位と力のベクトル積は零になり、トルクは生じないのでドリフトレートは零である。

図2を参照して、 M には定常および振動加速度の向きにそれぞれ $-M\alpha_0, -M\alpha \sin 2\pi ft$ なる力が作用する。 $|\gamma| \ll 1$ なることを考慮して、それらの力を x_2, z_2 方向の成分に分けると

$$F_{x2} = -M\{\alpha_0 \sin(\theta_0 - \beta) + \alpha \sin 2\pi ft \cdot \sin(\theta - \beta)\} \quad (7)$$

$$F_{z2} = -M\{\alpha_0 \cos(\theta_0 - \beta) + \alpha \sin 2\pi ft \cdot \cos(\theta - \beta)\} \quad (8)$$

x_2, z_2 方向につき運動方程式をたてると

$$M\ddot{\delta}_{x2} + c_{x2}\dot{\delta}_{x2} + \delta_{x2}/\kappa_{x2} = F_{x2} \quad (9)$$

$$M\ddot{\delta}_{z2} + c_{z2}\dot{\delta}_{z2} + \delta_{z2}/\kappa_{z2} = F_{z2} \quad (10)$$

(7)~(10) より δ_{x2}, δ_{z2} を求めると、それぞれ過渡解と定常解が存在するが、ここでは定常状態での変位だけを考慮すればよいから過渡解は無視する。

$$\delta_{x2} = -\{M\kappa_{x2}\alpha_0 \sin(\theta_0 - \beta) + A_{x2}(f)\alpha \sin(2\pi ft + \varphi_{x2})\sin(\theta - \beta)\} \quad (11)$$

$$\delta_{z2} = -\{M\kappa_{z2}\alpha_0 \cos(\theta_0 - \beta) + A_{z2}(f)\alpha \sin(2\pi ft + \varphi_{z2})\cos(\theta - \beta)\} \quad (12)$$

$$A_{x2}(f) = \{4\pi^2(f^2 - f_{x2}^2)^2 + \lambda_{x2}^2 f^2\}^{-1/2} / 2\pi$$

$$A_{z2}(f) = \{4\pi^2(f^2 - f_{z2}^2)^2 + \lambda_{z2}^2 f^2\}^{-1/2} / 2\pi$$

$$f_{x2} = 1/2\pi\sqrt{M\kappa_{x2}}, \quad f_{z2} = 1/2\pi\sqrt{M\kappa_{z2}}$$

$$\lambda_{x2} = c_{x2}/M, \quad \lambda_{z2} = c_{z2}/M$$

$$\tan \varphi_{x2} = \lambda_{x2} f / 2\pi(f^2 - f_{x2}^2)$$

$$\tan \varphi_{z2} = \lambda_{z2} f / 2\pi(f^2 - f_{z2}^2)$$

x_{1G}, y_{1G}, z_{1G} と x_{2G}, y_{2G}, z_{2G} との関係は

$$x_{2G} = x_{1G} \cos \beta - z_{1G} \sin \beta \quad (13)$$

$$y_{2G} = y_{1G} \quad (14)$$

$$z_{2G} = x_{1G} \sin \beta + z_{1G} \cos \beta \quad (15)$$

定常、振動両加速度によって生じる y_1 軸まわりのトルク T_{Dy1} を (7)~(15) より求めると

$$T_{Dy1} = F_{x2}(\delta_{z2} + z_{2G}) - F_{z2}(\delta_{x2} + x_{2G}) = M\alpha_0(x_{1G} \cos \theta_0 - z_{1G} \sin \theta_0)$$

$$\begin{aligned}
& + M\alpha(x_{1G} \cos \theta - z_{1G} \sin \theta) \sin 2\pi f t \\
& + M^2 \alpha_0^2 (\kappa_{z2} - \kappa_{x2}) \sin 2(\theta_0 - \beta) / 2 \\
& + M^2 \alpha \alpha_0 \{ \kappa_{z2} \sin(\theta - \beta) \cos(\theta_0 - \beta) \\
& - \kappa_{x2} \cos(\theta - \beta) \sin(\theta_0 - \beta) \} \sin 2\pi f t \\
& + M\alpha A_{z2}(f) \cos(\theta - \beta) [\alpha_0 \sin(2\pi f t \\
& + \varphi_{z2}) \sin(\theta_0 - \beta) - \alpha \{ \cos(4\pi f t + \varphi_{z2}) \\
& - \cos \varphi_{z2} \} \sin(\theta - \beta) / 2] - M\alpha A_{x2}(f) \sin(\theta \\
& - \beta) [\alpha_0 \sin(2\pi f t + \varphi_{x2}) \cos(\theta_0 - \beta) \\
& - \alpha \{ \cos(4\pi f t + \varphi_{x2}) - \cos \varphi_{x2} \} \cos(\theta - \beta) / 2] \quad (16)
\end{aligned}$$

一方ジャイロの運動方程式は近似的に

$$J\ddot{\gamma} + C\dot{\gamma} + K\gamma = \omega_{IA}H + T_{Dy1} \quad (17)$$

と表わせる*。

外乱トルク T_{Dy1} が発生すると、入力レート ω_{IA} が零でも出力角 γ の定常値は零にならず、出力軸まわりにトルク $K\gamma$ が加えられ、出力信号がドリフトレート ω_D として検出される。 ω_D はトルク $K\gamma$ を角運動量 H で除した値になるので、(16) 式と (17) 式より $\omega_{IA}=0$ とおいて定常解 γ_s を求めれば

$$\begin{aligned}
\omega_D &= H^{-1}K\gamma_s \\
&= H^{-1}M\alpha_0(x_{1G} \cos \theta_0 - z_{1G} \sin \theta_0) \{ \alpha_0 + Kq_1(f) \\
&\quad \times \alpha \sin(2\pi f t + \varphi_{r1}) \} + H^{-1}MA_{x2}(f) [K\alpha q_3(f) \\
&\quad \times \sin(2\pi f t + \varphi_{x2} + \varphi_{r1}) \sin(\theta - \beta) + 0.25 \alpha^2 \\
&\quad \times \{ \cos \varphi_{x2} - Kq_2(f) \cos(4\pi f t + \varphi_{x2} + \varphi_{r2}) \\
&\quad \times \sin 2(\theta - \beta) \}] - H^{-1}MA_{z2}(f) [K\alpha q_4(f) \\
&\quad \times \sin(2\pi f t + \varphi_{z2} + \varphi_{r1}) \cos(\theta - \beta) + 0.25 \alpha^2 \\
&\quad \times \{ \cos \varphi_{z2} - Kq_2(f) \cos(4\pi f t + \varphi_{z2} + \varphi_{r2}) \\
&\quad \times \sin 2(\theta - \beta) \}] - 0.5 M^2 \alpha_0 (\kappa_{x2} - \kappa_{z2}) [\alpha_0 \\
&\quad + Kq_1(f) \alpha \sin(2\pi f t + \varphi_{r1}) \sin 2(\theta - \beta)] \quad (18)
\end{aligned}$$

ここで

$$H^{-1} = 1/H$$

$$\begin{aligned}
q_1(f) &= \{ (K - 4\pi^2 f^2 J)^2 + 4\pi^2 f^2 C^2 \}^{-1/2} \\
q_2(f) &= \{ (K - 16\pi^2 f^2 J)^2 + 16\pi^2 f^2 C^2 \}^{-1/2} \\
q_3(f) &= 4\pi^2 f^2 z_{2G} \{ (K - 4\pi^2 f^2 J)^2 + 4\pi^2 f^2 C^2 \}^{-1/2} \\
q_4(f) &= 4\pi^2 f^2 x_{2G} \{ (K - 4\pi^2 f^2 J)^2 + 4\pi^2 f^2 C^2 \}^{-1/2} \\
\tan \varphi_{r1} &= -\frac{2\pi f C}{K - 4\pi^2 f^2 J} \\
\tan \varphi_{r2} &= \frac{K - 16\pi^2 f^2 J}{4\pi f C}
\end{aligned}$$

このように ω_D は振動項を含み、時間とともに変わる。しかし、この ω_D はジャイロが理論通りに (17) 式に従って作動するときの解であり、 ω_D は必ずしも T_{Dy1} の振動項に応じて変化し、検出されるとはいえないので、実際の場に即した ω_D を求める必要がある。使用状態で加えられる振動加速度の周波数 f は

数百ヘルツ以上であるので、本研究でのジャイロ装置では、そのように変化するトルクに対して応答は不可能になる。また信号検出における搬送波周波数が 400 Hz であるので、それ以上の f では振幅変調自体が不可能になる。したがって ω_D は T_{Dy1} の平均値 \overline{T}_{Dy1} に応じて検出されることになり、実際の装置でもそのような形で検出される。ゆえに(16), (17) 式を次のようにおいてドリフトレートの理論式を求める。

$$\begin{aligned}
\overline{T}_{Dy1} &= M\alpha_0(x_{1G} \cos \theta_0 - z_{1G} \sin \theta_0) \\
&\quad + M^2 \alpha_0^2 (\kappa_{z2} - \kappa_{x2}) \sin 2(\theta_0 - \beta) / 2 \\
&\quad + M\alpha^2 \{ A_{z2}(f) \cos \varphi_{z2} - A_{x2}(f) \cos \varphi_{x2} \} \\
&\quad \times \sin 2(\theta - \beta) / 4 \\
&= M\alpha_0(x_{1G} \cos \theta_0 - z_{1G} \sin \theta_0) \\
&\quad + M^2 \alpha_0^2 (\kappa_{z2} - \kappa_{x2}) \sin 2(\theta_0 - \beta) / 2 \\
&\quad + \frac{M\alpha^2}{4} \left\{ \frac{f^2 - f_{z2}^2}{4\pi^2 (f^2 - f_{z2}^2)^2 + \lambda_{z2}^2 f^2} \right. \\
&\quad \left. - \frac{f^2 - f_{x2}^2}{4\pi^2 (f^2 - f_{x2}^2)^2 + \lambda_{x2}^2 f^2} \right\} \sin 2(\theta - \beta) \quad (18)
\end{aligned}$$

$$J\ddot{\gamma} + C\dot{\gamma} + K\gamma = \overline{T}_{Dy1} \quad (19)$$

(18), (19) より定常解 γ_0 を求めると

$$\omega_D = K\gamma_0 / H = T_{Dy1} / H = \omega_M + \omega_{a0} + \omega_a \quad (20)$$

ただし

$$\omega_M = M\alpha_0(x_{1G} \cos \theta_0 - z_{1G} \sin \theta_0) / H \quad (21)$$

$$\omega_{a0} = M^2 \alpha_0^2 (\kappa_{z2} - \kappa_{x2}) \sin 2(\theta_0 - \beta) / 2 H \quad (22)$$

$$\begin{aligned}
\omega_a &= \frac{M\alpha^2}{4H} \left\{ \frac{f^2 - f_{z2}^2}{4\pi^2 (f^2 - f_{z2}^2)^2 + \lambda_{z2}^2 f^2} \right. \\
&\quad \left. - \frac{f^2 - f_{x2}^2}{4\pi^2 (f^2 - f_{x2}^2)^2 + \lambda_{x2}^2 f^2} \right\} \sin 2(\theta - \beta) \quad (23)
\end{aligned}$$

ここに ω_M は定常状態での重心の変位によるものであり、 Mx_{1G} , Mz_{1G} がそれぞれ入力軸、スピン軸に沿ったマスアンバランスであるので、 ω_M は不釣り合いドリフトレートとよばれる。 ω_{a0} , ω_a はそれぞれ定常、振動加速度から導かれるドリフトレートであって、たがいに独立で、かつ $\kappa_{x2} = \kappa_{z2}$, $c_{x2} = c_{z2}$ ならば $f_{x2} = f_{z2}$, $\lambda_{x2} = \lambda_{z2}$ となり、 ω_{a0} と ω_a はともに零となることが式から明らかである。 ω_{a0} , ω_a はともに加速度の大きさの二乗に比例し、 θ_0, θ に関しては 180° を 1 周期としている。さらに ω_a は f によって変わり、ジンプルの固有共振周波数 f_{x2} , f_{z2} の近傍で周波数に対する著しい特性変化を示すことが予測できる。

3.2 理論式の考察

振動加速度の作用によるドリフトレート ω_a の式 (23) に適当な係数値を代入して、 ω_a の f による変化 (周波数特性) を考察する。

* 付録参照

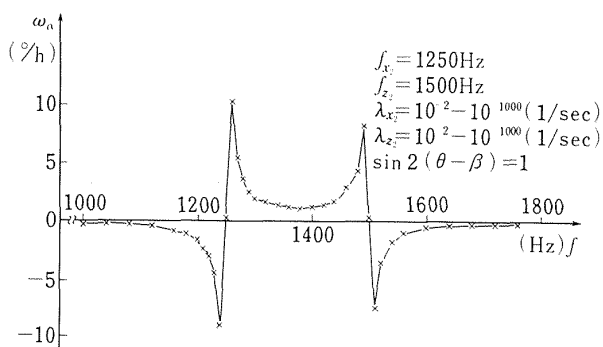


図3 ω_α の周波数特性 (理論計算値)

$M=75.9 \text{ gr}$, $H=9.931 \times 10^4 \text{ gr} \cdot \text{cm}^2/\text{sec}$ は使用ジャイロからきまっている。また $\alpha=0.5 \text{ g}$, $f_{x2}=1250 \text{ Hz}$, $f_{z2}=1500 \text{ Hz}$, $\sin 2(\theta-\beta)=1$ を代入して, λ_{x2} と λ_{z2} については $10^{-2} \sim 10^{1000}$ における値を入れて ω_α の周波数特性を計算した。計算結果を図3に示す。この場合特に上記範囲における $\lambda_{x2}, \lambda_{z2}$ による ω_α の変化はみられなかった。 $\lambda_{x2}, \lambda_{z2}$ をこれより大きくすると ω_α の値が小さくなり, また f_{x2}, f_{z2} 付近の f における ω_α の値も小さくなる。 $\sin 2(\theta-\beta)$ を負にすれば ω_α の正負は逆になる。 ω_α は α の二乗に比例して大きくなる。 ω_α の値は f_{x2}, f_{z2} 付近の f をもつ振動加速度が作用すると大きくなるのが明らかである。 f_{x2}, f_{z2} を解析的に決めることは困難であるが実験から得られた ω_α の周波数特性より推定するので, パラメータ $f_{x2}, f_{z2}, \lambda_{x2}, \lambda_{z2}$ の値に対してディジコンによるシミュレーションを行なった結果, 実験結果と同様の理論結果を得ることができた。これについ

ては考察に述べる。

4. 実験的解析

理論的解析において, ドリフトレートの傾向を予測できたが, さらにジャイロに加速度を作用させたときの値を実測する必要がある。定常, 振動両加速度をそれぞれ別別にジャイロに作用させ, ドリフトレートを測定し, その測定値を理論的解析と比較検討してみることにする。

4.1 測定方法

ジャイロに定常加速度が作用したときのドリフトレートをタンブリングテストによって, また振動加速度のみによるドリフトレートを振動実験によってそれぞれ求めた。

タンブリングテストはジャイロの出力軸を地球の自転軸に平行にし, ジャイロを出力軸まわりに $200 \sim$

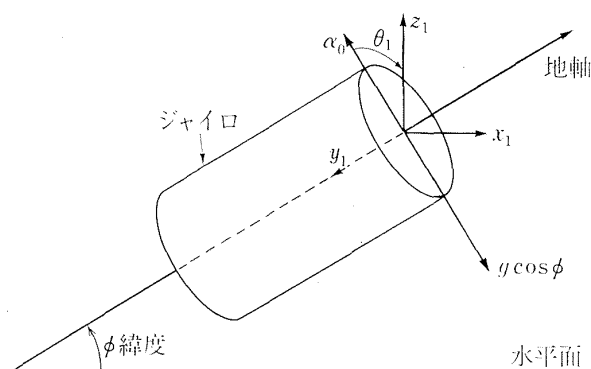


図4 ジャイロ出力軸と地球自転軸との平行設定図

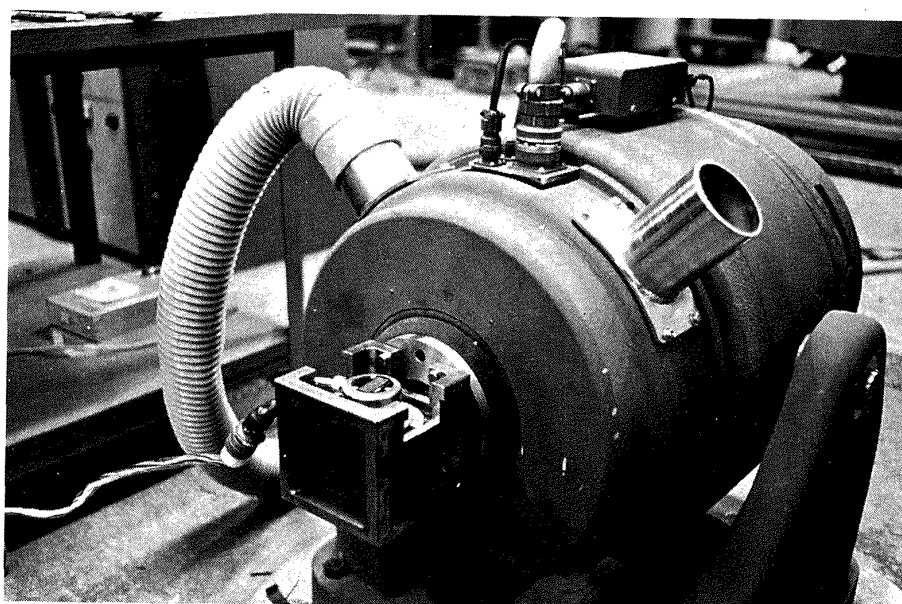


写真 振動実験装置

300°/h の角速度で回しながら行なう。この場合ジャイロは地球自転を感じないので入力レートは零である。図4に示すように出力軸に直角に作用する重力加速度の成分は $g \cos \phi$ であり、これが定常加速度としてフロートの重心に作用している。

振動実験では、出力軸を垂直にしてジャイロを水平振動させる。これによって出力軸に直角方向の重力加速度成分は零となり、(20) 式の ω_D において $\alpha_0=0$ とおいたドリフトレートが測定できる。この際ジャイロを振動させないとき ($\alpha=0$) の出力を零基準に設定することにより、地球自転の成分 (入力レート) および加速度に無関係なドリフトレートを除去した形で実験を行なうので、 ω_a のみを測定することになる。 ω_a は α, θ, f の関数となるから、これらの変数をいろいろ変えて実験を行なう。前頁に示す写真は本研究で用いた振動実験装置の加振部の外観である。

4.2 タンプリングテスト

フロートの重心に $g \cos \phi$ が作用することは、ジャイロケースに逆向きに $g \cos \phi$ を加えることと同じであるから、図5のように θ_0 をとれば理論式においては $\alpha_0 = g \cos \phi$ とおける。

ジャイロを出力軸まわりに右回りに回しながらテストを行ない、装置の都合上 θ_0 の代りに $\theta_1 (=360^\circ - \theta_0)$ をチェックし、 θ_1 を 0 から 360° まで変えて 5 deg ごとにドリフトレートを測定した。

$\alpha_0 = g \cos \phi$, $\theta_0 = 360^\circ - \theta_1$, $\alpha = 0$ を (20)~(23) 式に代入し、加速度不感ドリフトレート ω_c を付け加え

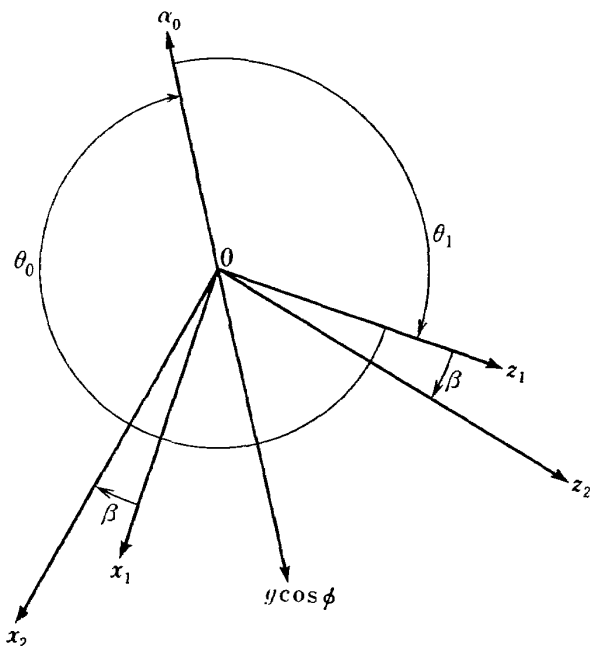


図5 北極星から見たジャイロ平面図

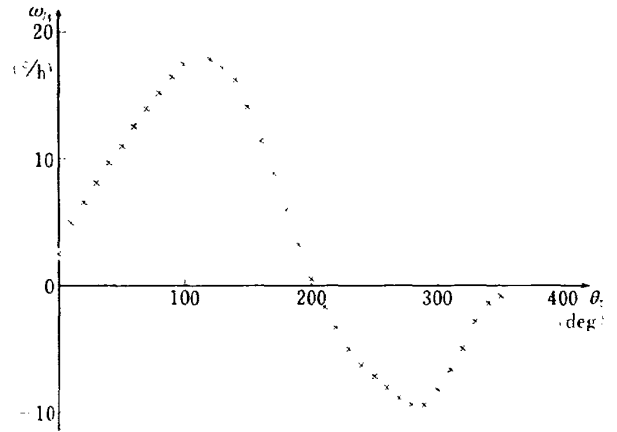


図6 タンプリングテストの結果

た定常加速度作用時における全ドリフトレート ω_{D0} は

$$\begin{aligned} \omega_{D0} &= \omega_c + \omega_M + \omega_{a0} \\ &= \omega_c + M g \cos \phi (x_{1G} \cos \theta_1 + z_{1G} \sin \theta_1) / H \\ &\quad + \{M^2 g^2 \cos^2 \phi (\kappa_{x2} - \kappa_{z2}) \sin 2\beta\} \cos 2\theta_1 / 2H \\ &\quad + \{M^2 g^2 \cos^2 \phi (\kappa_{x2} - \kappa_{z2}) \cos 2\beta\} \sin 2\theta_1 / 2H \end{aligned} \tag{24}$$

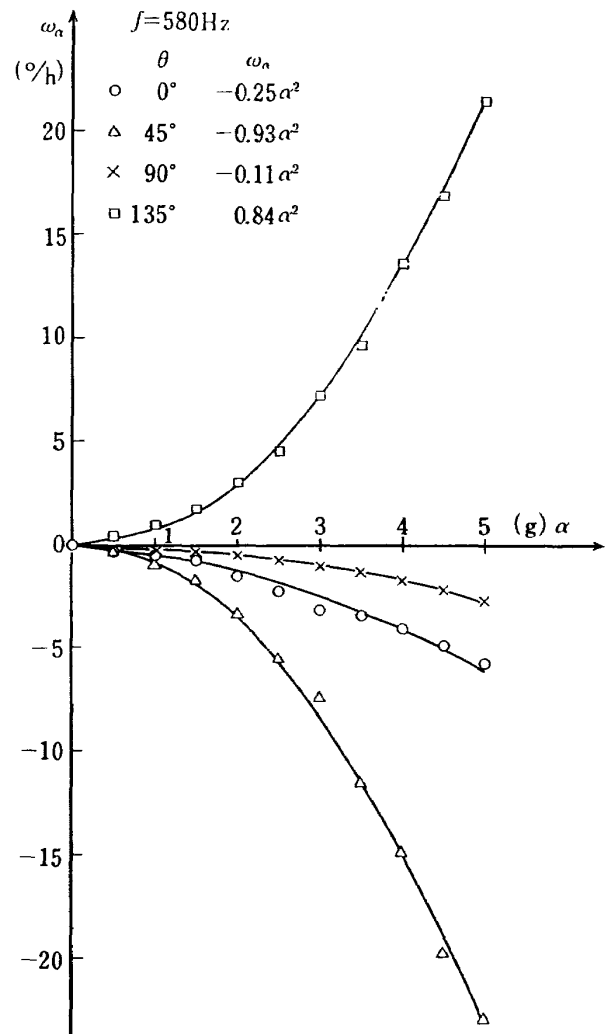


図7 ω_a と α の関係

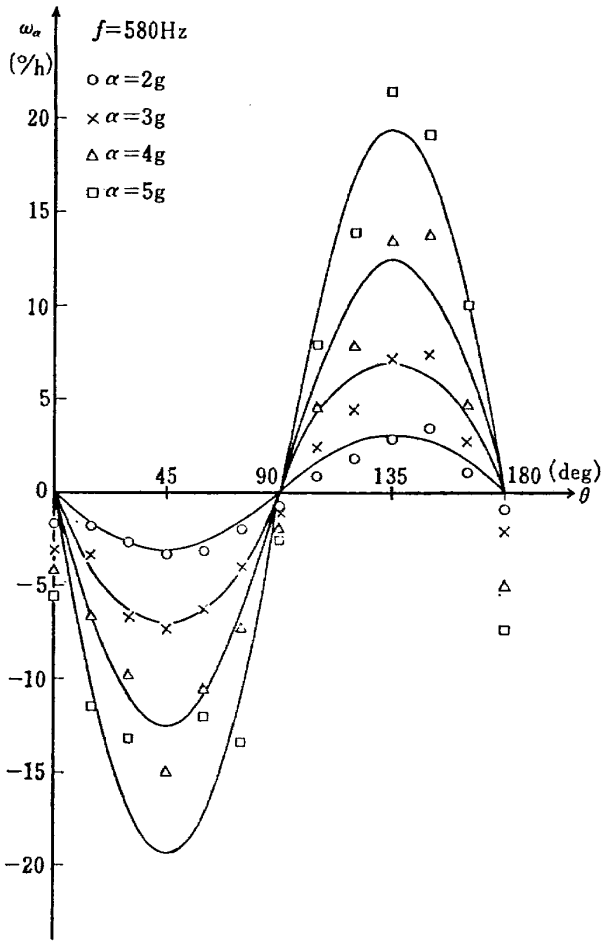


図8 ω_α と θ の関係

タンプリングテストの結果は図6に示され、これをフーリエ解析すると

$$\omega_{D0} = 4.14 - 2.18 \cos \theta_1 + 12.94 \sin \theta_1 + 0.31 \cos 2\theta_1 - 1.06 \sin 2\theta_1 \quad (25)$$

M, g, ϕ, H の値*を(24)式に代入し、(24),(25)式より $\omega_c, x_{1G}, z_{1G}, \beta$ を求めると

$$\begin{aligned} \omega_c &= 4.14^\circ/\text{h} \\ x_{1G} &= -0.174 \times 10^{-4} \text{ cm}, \quad z_{1G} = 0.116 \times 10^{-3} \text{ cm} \\ \beta &= -8 \text{ deg} \text{ となる。} \end{aligned}$$

定常加速度による不等弾性誤差は(25)式の第2高調波の係数 ($=\sqrt{0.31^2+1.06^2}$) を $\cos^2 \phi$ で除して、1gの大きさの加速度が作用したときの値で表わすのが通常であり、 $1.7^\circ\text{h}/\text{g}^2$ となる。

4.3 振動実験

振動実験1

α, θ の変化に応じた ω_α を測定するには、 f を適当な値に設定しておく必要がある。実験では、振動試験機において振動波形の良好な $f=580 \text{ Hz}$ を選んだ。この f において、 θ を0から180°まで15degずつ変え、各 θ で α を0から5gまで変化させ、0.5

* 記号参照

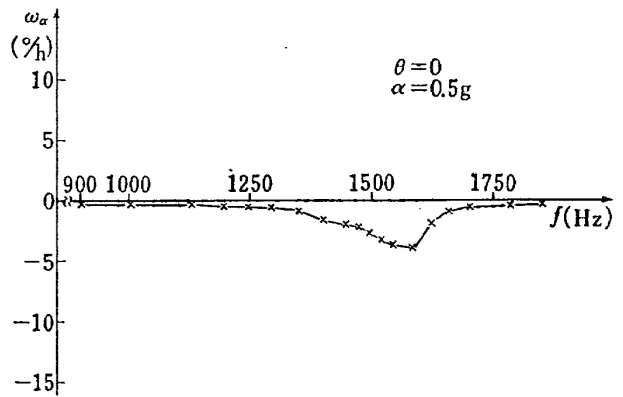


図9 ω_α の周波数特性 (実験結果)

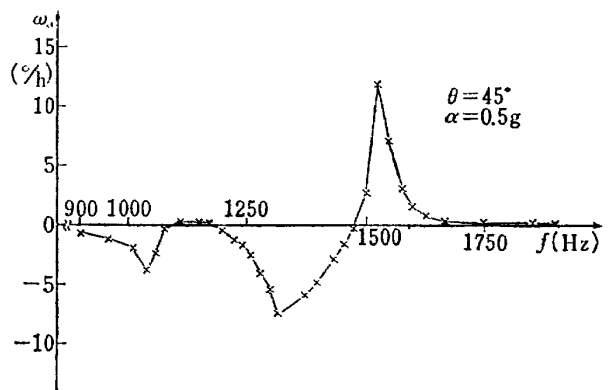


図10 ω_α の周波数特性 (実験結果)

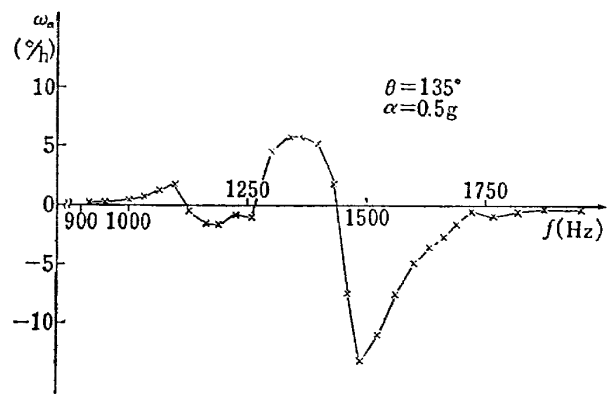


図11 ω_α の周波数特性 (実験結果)

gごとに ω_α を測った。

θ をパラメータとしたとき、 α の変化による ω_α の測定値の一例を図7に示す。(23)式から明らかなように、 ω_α は α^2 に比例するから最小自乗法により測定値から二次曲線を作り、図7にその曲線を示す。

同じ実験結果で α をパラメータとしたとき、 θ の変化による ω_α の測定値の一例を図8に示す。 ω_α は $\sin 2(\theta - \beta)$ に比例する。測定値のフーリエ解析により基本波 ($\sin 2(\theta - \beta)$ に比例する項) を求め、図8の実線で示す。

振動実験 2

α を一定 ($=0.5g$) にして, $\theta=0, 45^\circ, 135^\circ$ において f を 100Hz から 3000 Hz まで掃引しながら, ジャイロに振動加速度を作用させる。所所の f をチェックし, その点の ω_α を測定し, その結果を図 9~図 11 に示す。測定結果によれば, 900~1700Hz の周波数領域で周波数に対する特性の変化が著しく現れている。 $\theta=45^\circ$ の場合と $\theta=135^\circ$ の場合とを比較すると, 同一周波数に対する ω_α の値は正負が互いに逆になっているが, これは ω_α が θ に関して 180° を一周期としているためである。この実験で α を大きくするとジンバルの変形がそれだけ大きくなり, 破壊を起こすにいたるから α はあまり大きくできないが, このように $\alpha=0.5g$ の実験で周波数特性を顕著に求めることができた。

5. 考 察

理論式の各変数変化に応じてなされた振動実験の結果がどの程度理論式の傾向に類似しているかを検討する。

5.1 振動実験の考察

α^2 に比例する特性は図 7 に示されるように, 実験結果が α に関して十分二次特性を有しているので理論式に依拠しているといえる。 ω_α の値が θ に関して正負になるのは ω_α が $\sin 2(\theta-\beta)$ に比例して変わるからである。図 8 に示す ω_α の $\sin 2(\theta-\beta)$ に比例する特性

は理論に大体合致している。

5.2 振動実験 2 の考察

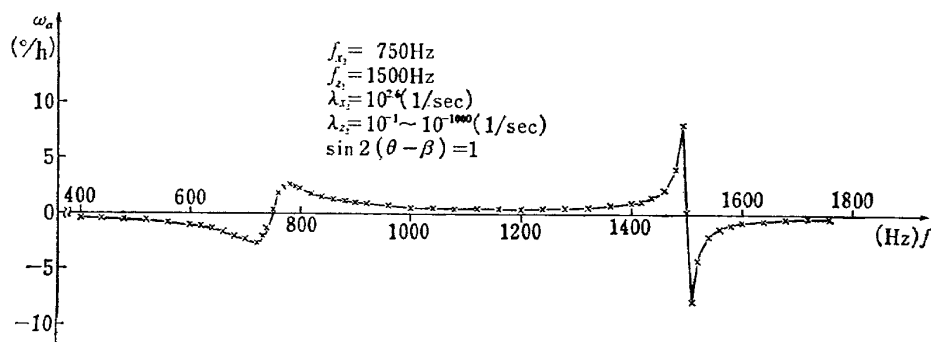
理論式の考察において, ω_α の値は f_{x2}, f_{z2} 付近の f で大きくなることを示したが, ここでは実験結果を考慮していろいろのパラメータ ($f_{x2}, f_{z2}, \lambda_{x2}, \lambda_{z2}$) の場合につき, 理論と実験とを比較・検討する。

表 1 に示す各パラメータを用いて, ω_α の周波数特性を計算し, その結果を図 12~15 に示す。 α, M, H は実験での使用値を代入した。 $\sin 2(\theta-\beta)$ の大きさや正負によって ω_α の値および正負は変わる。 ω_α の値は f_{x2}, f_{z2} 付近の f で大きくなり, $\lambda_{x2}, \lambda_{z2}$ の値によっても変わる。ここでは ω_α の実験値に近くなるように $\lambda_{x2}, \lambda_{z2}$ の値を選んだ。 λ_{z2} については $10^{-1} \sim 10^{-1000}$ までの種々の値を用いたが, ω_α の計算値に変化はなかった。 f_{x2}, λ_{x2} と f_{z2}, λ_{z2} はそれぞれ ω_α の式の中で分離された形で用いられているので, それらの値を入れ変えれば, ω_α の正負は入れ変わる。 f_{x2} と f_{z2} の値だけを入れ変えれば, f_{x2}, f_{z2} 付近の ω_α の値は互いに入れ変わった大きさを示すことになる。

理論式は各パラメータを一定とみなして誘導されているので, 理論計算値は実験結果に比して共振点付近での特性の変化が顕著である。しかし, それらは傾向において類似性が見られるので, 実験で得られた周波数特性は理論から予測されたごとくジンバルの固有共振を示すことは明らかである。

表 1 理論計算における各パラメータ値

	図 12	図 13	図 14	図 15	単 位
f_{x2}	750	1,000	1,250	1,750	Hz
f_{z2}	1,500	1,500	1,500	1,500	Hz
λ_{x2}	$10^{2.6}$	$10^{2.6}$	$10^{2.6}$	$10^{2.4}$	1/sec
λ_{z2}	$10^{-1} \sim 10^{-1000}$	$10^{-1} \sim 10^{-1000}$	$10^{-1} \sim 10^{-1000}$	$10^{-1} \sim 10^{-1000}$	1/sec
$\sin 2(\theta-\beta)$	1	1	1	1	1

図 12 ω_α の周波数特性 (理論計算値)

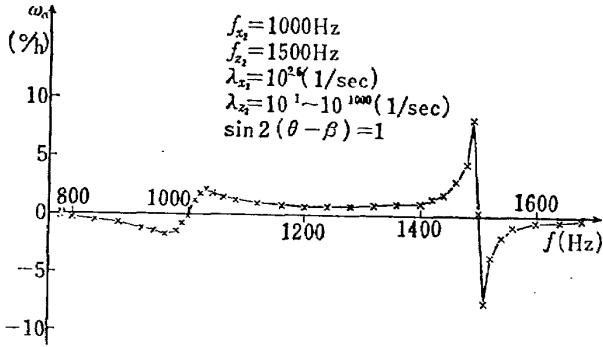


図 13 ω_α の周波数特性 (理論計算値)

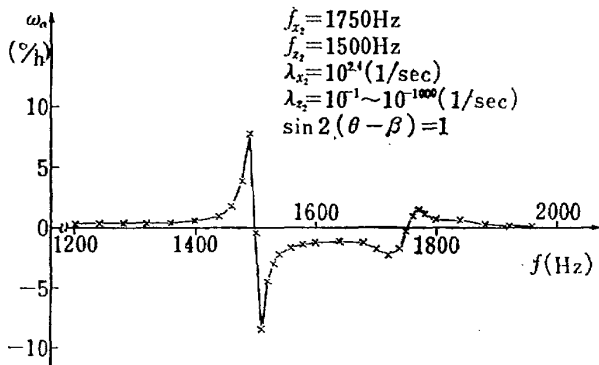


図 14 ω_α の周波数特性 (理論計算値)

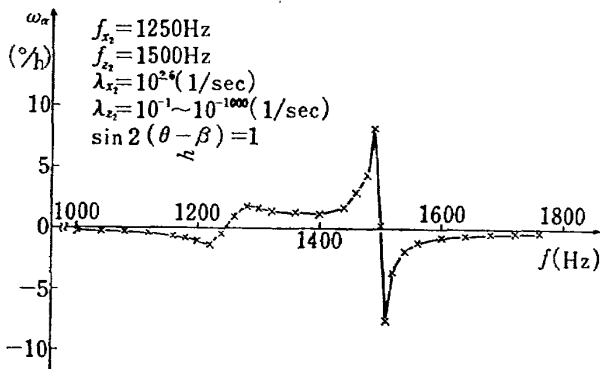


図 15 ω_α の周波数特性 (理論計算値)

5.3 ジャイロの評価

振動実験における不等弾性誤差は固有共振のない、1000 Hz 以下の、大きさ 1 gr.m.s の加速度が作用したときの値で表わしているが、ジンバルの固有共振周波数は 1000 Hz 以上になっているので、 $f=580$ Hz、 $\alpha=1.4$ g(1 gr.m.s) の振動実験における ω_α の絶対値の最大は $1.7^\circ/h/g^2$ rms を得た。この値はタンブリングテストの結果と一致するので、一般的な評価としてはタンブリングテストだけで十分であることが実験的

に明らかになった。

ここで用いたジャイロの不等弾性誤差は非常に大きく出たが、最近のジャイロについては $0.01^\circ/h/g^2$ が目標とされており、ほぼその値に近いものが得られている。

6. 結 論

理論式と実験結果とを比較すると、与えられた振動加速度の大きさならびに方向に関して十分類似した傾向を示しており、また振動周波数についても理論からの推定が実験上に現われていることが明らかである。

以上のことからジャイロに加速度が加わることによって図 2 の弾性モデルに示されるようにフロートの重心が変位運動し、それによって生ずるジャイロの誤差(ドリフトレート)についての理論的取扱いが妥当であることがわかったとともに、振動加速度に対する不等弾性誤差の性質を説明することができた。このことはジャイロの精度を向上させるにはジンバルの不等弾性の効果を低減させる必要のあることを示すものである。最後に本研究を進めるにあたり、計測部樋口一雄部長に適切なご指導をいただいたことを付記する。

文 献

- 1) G.R. Mocomber and M. Fernandez; Inertial Guidance Engineering, Prentice Hall Inc. (1962) (pp. 492-496)
- 2) C.S. Draper, W. Wrigley and J. Hovorka; Inertial Guidance, Pergamon Press Inc. (1960) (第 7 章)
- 3) G.A. Slomyanskiy; Determining Maximum Values of Gravitational Drift and Drift from Unequal Rigidity of Floating Integration Gyroscopes, Moscow Aviatsionnyy Tekhnologicheskiiy Institut Trudy, No. 59, 1964 (pp. 74-82)
- 4) G.E. Pitman; Inertial Guidance, Universty of California Engineering and Physical Sciences Extension series (1962) (pp. 79-84)
- 5) 森 大吉郎; 観測ロケットの機体の振動特性について, 航空学会誌第 7 巻 64 号
- 6) C.M. Harris & C.E. Crede; Shock and Vibration Handbook, vol 3, 47 (Shock and vibration aircraft and missiles)

付録 1 自由度ジャイロ

1. 記号

ロータ, ジンバル, 飛しょう体それぞれの運動を考慮して, 1自由度ジャイロの運動方程式を導く。ケースは飛しょう体に固定され, ロータとジンバルの重心は0において一致し, ロータはスピン軸まわりに回転対称とする。

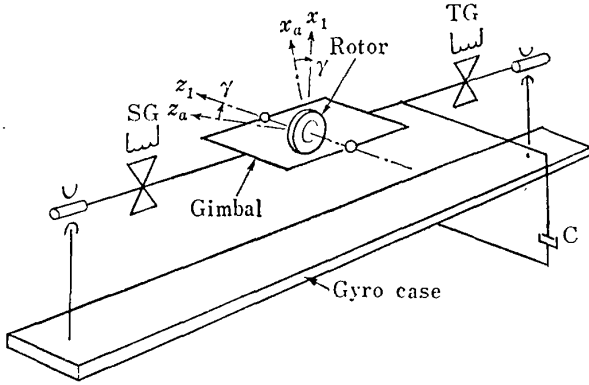


図 A 自由度ジャイロ

- H_0 ロータの角運動量ベクトル
- H_1 ジンバルの角運動量ベクトル
- H フロートの全角運動量ベクトルで
 $H = H_0 + H_1$
- $H_{0z_1} (= H)$ H_0 のスピン軸方向の成分で
 $H_{0z_1} = I_{0z_1} n$
- i_a, j_a, k_a x_a, y_a, z_a 方向の単位ベクトル
- i_1, j_1, k_1 x_1, y_1, z_1 方向の単位ベクトル
- $I_{0x_1}, I_{0y_1}, I_{0z_1}$ ロータの x_1, y_1, z_1 軸まわりの慣性モーメント
- $I_{1x_1}, I_{1y_1}, I_{1z_1}$ ジンバルの x_1, y_1, z_1 軸まわりの慣性モーメント
- $I_{x_1}, I_{y_1} (= J)$ フロートの x_1, y_1 軸まわりの慣性モーメント $I_{x_1} = I_{0x_1} + I_{1x_1}$
 $I_{y_1} = I_{0y_1} + I_{1y_1}$
- I_G 出力電流
- K ジャイロのトルク発生器のスプリング係数
- K_{SG} 信号発生器の感度
- K_A 増幅器の増幅率
- K_{TG} トルク発生器の感度
- n ロータのスピン速度で $n = \omega_{0z_1}$
- $0-x_a y_a z_a$ ケース固定(飛しょう体固定)座標系
- $0-x_1 y_1 z_1$ ジンバル固定座標系
- $0x_1, 0y_1, 0z_1$ 入力軸, 出力軸, スピン軸
- T_1 ロータがジンバルから受ける抗力によるトルク

- T_d ロータがジンバルから受ける回転駆動トルク
- T_f ロータ, ジンバル間の摩擦抵抗トルク
- T_a フロートが飛しょう体(ケース)から受けるトルク
- T_0 フロートに作用する外乱トルク
- T_{dz_1}, T_{fz_1} T_d, T_f の z_1 方向の成分
- $T_{ax_1}, T_{ay_1}, T_{az_1}$ T_a の x_1, y_1, z_1 方向の成分
- $T_{Dx_1}, T_{Dy_1}, T_{Dz_1}$ T_D の x_1, y_1, z_1 方向の成分
- T_c フロートとケース間のダンピングトルク (T_{ay_1} の要素)
- T_G トルク発生器がフロートに与えるトルク (T_{ay_1} の要素)
- γ ジャイロの出力角
- $\omega_0, \omega_1, \omega_a$ ロータ, ジンバル, 飛しょう体の空間に対する角速度ベクトル
- $\omega_{0x_1}, \omega_{0y_1}, \omega_{0z_1}$ ω_0 の x_1, y_1, z_1 方向の成分
- $\omega_{1x_1}, \omega_{1y_1}, \omega_{1z_1}$ ω_1 の x_1, y_1, z_1 方向の成分
- $\omega_{ax_1}, \omega_{ay_1}, \omega_{az_1}$ ω_a の x_1, y_1, z_1 方向の成分
- $\omega_{ax_a}, \omega_{ay_a}, \omega_{az_a}$ ω_a の x_a, y_a, z_a 方向の成分
- ω_{IA} ジャイロの入力レートで
 $\omega_{IA} = \omega_{ax_1} = \omega_{1x_1}$

2. 運動方程式

角速度を $\omega_0, \omega_1, \omega_a$ それぞれ成分に分けると

$$\omega_0 = \omega_{0x_1} i_1 + \omega_{0y_1} j_1 + \omega_{0z_1} k_1 \quad (1)$$

$$\omega_1 = \omega_{1x_1} i_1 + \omega_{1y_1} j_1 + \omega_{1z_1} k_1 \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \omega_a &= \omega_{ax_a} i_a + \omega_{ay_a} j_a + \omega_{az_a} k_a \\ &= \omega_{ax_1} i_1 + \omega_{ay_1} j_1 + \omega_{az_1} k_1 \end{aligned} \quad (3)$$

自由度の関係から

$$\omega_{0x_1} = \omega_{1x_1} = \omega_{ax_1}, \quad \omega_{0y_1} = \omega_{1y_1} \quad (4)$$

ω_{0z_1} はロータのスピン速度であるから

$$\omega_{0z_1} = n \quad (5)$$

$\omega_{1x_1}, \omega_{1y_1}, \omega_{1z_1}$ を ω_a の成分と γ で表わせば

$$\omega_{1x_1} = \omega_{ax_a} \cos \gamma - \omega_{az_a} \sin \gamma \quad (6)$$

$$\omega_{1y_1} = \omega_{ay_1} + \dot{\gamma} = \omega_{ay_a} + \dot{\gamma} \quad (7)$$

$$\omega_{1z_1} = \omega_{ax_a} \sin \gamma + \omega_{az_a} \cos \gamma \quad (8)$$

ロータ, ジンバルの角運動量 H_0, H_1 は

$$\begin{aligned} H_0 &= I_{0x_1} \omega_{0x_1} i_1 + I_{0y_1} \omega_{0y_1} j_1 + I_{0z_1} \omega_{0z_1} k_1 \\ &= I_{0x_1} \omega_{1x_1} i_1 + I_{0y_1} \omega_{1y_1} j_1 + I_{0z_1} n k_1 \end{aligned} \quad (9)$$

$$H_1 = I_{1x_1} \omega_{1x_1} i_1 + I_{1y_1} \omega_{1y_1} j_1 + I_{1z_1} \omega_{1z_1} k_1 \quad (10)$$

$$\begin{aligned} H &= H_0 + H_1 \\ &= I_{x_1} \omega_{1x_1} i_1 + I_{y_1} \omega_{1y_1} j_1 \\ &\quad + (H_{0z_1} + I_{1z_1} \omega_{1z_1}) k_1 \end{aligned} \quad (11)$$

ロータは回転体であるから

$$I_{0x_1} = I_{0y_1} \quad (12)$$

H_0, H_1 の時間的变化は

$$\dot{H}_0 = (\dot{H}_0)_1 + \omega_1 \times H_0 = T_1 + T_d + T_f \quad (13)$$

$$\dot{H}_1 = (\dot{H}_1)_1 + \omega_1 \times H_1 = -T_1 + T_a \quad (14)$$

ロータ、ジンバルは空気の流れや重心の変位等によるトルク（外乱トルク）を受ける。もちろん、重心が変位すれば運動方程式を導くさいの仮定は成り立たなくなるが、その変位は非常に小さく、角運動量やその変化に関しては考慮する必要がない。しかし、その場合のトルクは一般にかなり大きく、運動方程式に付加する必要がある。

n = 一定とすれば

$$\dot{n} = 0, T_d + T_f = (T_{dx1} + T_{fx1}) = 0 \quad (15)$$

(9)~(15) より運動方程式を各成分に分けて求め、 T_0 の成分を付加すると

$$I_{x1}\dot{\omega}_{1x1} + H_{0z1}\omega_{1y1} - (I_{y1} - I_{1z1})\omega_{1y1}\omega_{1z1} = T_{ax1} + T_{Dx1} \quad (16)$$

$$I_{y1}\dot{\omega}_{1y1} - H_{0z1}\omega_{1x1} + (I_{x1} - I_{1z1})\omega_{1x1}\omega_{1z1} = T_{ay1} + T_{Dy1} \quad (17)$$

$$I_{1z1}\dot{\omega}_{1z1} + (I_{1y1} - I_{1x1})\omega_{1x1}\omega_{1y1} = T_{az1} + T_{Dz1} \quad (18)$$

(6), (7), (8) を (16), (17), (18) に代入すれば

$$I_{x1}(\dot{\omega}_{axa} \cos \gamma - \dot{\omega}_{aza} \sin \gamma) + \{H_{0z1} - (I_{y1} - I_{1z1}) \times (\omega_{axa} \sin \gamma + \omega_{aza} \cos \gamma)\} \omega_{ay1} + \{H_{0z1} - (I_{1x1} + I_{1y1} - I_{1z1}) (\omega_{axa} \sin \gamma + \omega_{aza} \cos \gamma)\} \dot{\gamma} = T_{ax1} + T_{Dx1} \quad (19)$$

$$I_{y1}(\dot{\gamma} + \dot{\omega}_{ay1}) + \{-H_{0z1} + (I_{x1} - I_{1z1}) (\omega_{axa} \sin \gamma + \omega_{aza} \cos \gamma)\} (\omega_{axa} \cos \gamma - \omega_{aza} \sin \gamma) = T_{ay1} + T_{Dy1} \quad (20)$$

$$I_{1z1}(\dot{\omega}_{axa} \sin \gamma + \dot{\omega}_{aza} \cos \gamma) + (I_{1y1} - I_{1x1}) \times (\omega_{axa} \cos \gamma - \omega_{aza} \sin \gamma) \omega_{ay1} + (I_{1z1} + I_{1y1} - I_{1x1}) (\omega_{axa} \cos \gamma - \omega_{aza} \sin \gamma) \dot{\gamma} = T_{az1} + T_{Dz1} \quad (21)$$

3. ジャイロ装置

本研究に用いた 1 自由度ジャイロ（浮動型 1 自由度積分ジャイロ）に運動方程式を応用する。このジャイロは ω_{ax1} を入力レートとし、出力角 γ を測定して ω_{IA} を求めるように工夫されている。(19), (20), (21) 式のうち、ジャイロ装置に應用して ω_{ax1} を求めるのに重要な式は (20) 式である。実際の場合に即して次の仮定をおいて、(20) 式を近似する。

$\omega_{ay1} = \text{一定}$

$$H_{0z1} \gg (I_{x1} - I_{1z1}) (\omega_{axa} \sin \gamma + \omega_{aza} \cos \gamma) \quad (23)$$

(20), (22), (23) より

$$I_{y1}\dot{\gamma} - H_{0z1}(\omega_{axa} \cos \gamma - \omega_{aza} \sin \gamma) = T_{ay1} + T_{Dy1} \quad (24)$$

ジャイロにおいて、ジンバルとケース間のベアリング摩擦は一般に避けられないものである。この摩擦を小さくし、かつ出力の指示を安定にするために、ジンバルの中にロータを密閉して入れ、そのジンバルを高粘性オイルに浮かす方法が用いられている。この種のジャイロを浮動型 1 自由度積分ジャイロといい、このジンバル（ロータを含めて）をフロートとよんでいる。フロートは y_1 軸まわりに角速度 $\dot{\gamma}$ で回転し、オイルとの摩擦抵抗により y_1 軸まわりに $-\gamma$ に比例したトルク T_c を受ける。出力角 $\dot{\gamma}$ は S.G. (信号発生器) で電圧に変換され、その電圧は増幅器で増幅され、T.G (トルク発生器) に出力電流 I_G として与えられる。T.G は $-I_G$ に比例したトルク T_G を発生し、フロートに与える。S.G., 増幅器, T.G の特性が線形であれば、 T_G は $-\gamma$ に比例して与えられる。 T_c, T_G はフロートが飛ばす体から受けるトルク T_a の y_1 軸方向の成分 T_{ay1} となるから

$$T_{ay1} = T_c + T_G = -(C\dot{\gamma} + K\gamma) \quad (25)$$

$$K = K_{SG} K_A K_{TG} \quad (26)$$

(24), (25), (26) より

$$I_{y1}\dot{\gamma} + C\dot{\gamma} + K\gamma = H_{0z1}(\omega_{axa} \cos \gamma - \omega_{aza} \sin \gamma) + T_{Dy1} \quad (27)$$

(4), (6), (27) より

$$J\ddot{\gamma} + C\dot{\gamma} + K\gamma = H\omega_{ax1} + T_{Dy1} = \omega_{IA}H + T_{Dy1} \quad (28)$$

$\omega_{IA} = \omega_{ax1} = \omega_{axa} \cos \gamma - \omega_{aza} \sin \gamma$ であるが、実際の装置においては $|\gamma| \ll 1$ となる。本研究で用いたジャイロでは γ の自由度は $\pm 3 \text{ deg}$ であり、使用する段階で、 γ は最大 $\pm 0.1 \text{ deg}$ ぐらいまで使える。したがって $\sin \gamma = 0, \cos \gamma = 1$ としてさしつかえなく、 $\omega_{IA} = \omega_{1x1} = \omega_{ax1} = \omega_{axa}$ と近似できる。

ω_{IA} の測定機構をブロック図に示すと図 B のようになる。

$T_{Dy} = 0$ なら、定常的に $\omega_{IA} = K_{TG} \cdot I_G / H$ となり、 H と K_{TG} は既知だから I_G を知って ω_{IA} が知れる。 $T_{Dy1} \neq 0$ なら、 I_G を知っても入力レート ω_{IA} を知ることができず、誤差を含んだ入力レートを知ることになる。この誤差がドリフトレートとよばれるものである。

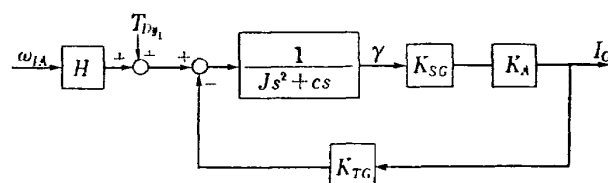


図 B 1 自由度ジャイロのブロック図

TR-179	テフロン [®] の非定常アブレーションの測定 Measurements of Transient Ablation of Teflon	1969年8月	野村茂昭
TR-180	鈴鹿山脈付近における乱気流の観測 Measurement and Analysis of Atmospheric Turbulence over the Suzuka	1969年8月	竹内和之, 小野幸一 山根皓三郎, 岡遠一 外崎得雄
TR-181	振動翼における表面非定常圧力の測定 —失速フラッタの研究(Ⅲ)— Unsteady Surface Pressure on an Oscillating Aerofoil at High Mean Angles of Attack with Special Reference to Stall Flutter	1969年8月	中村泰治, 磯貝紘二 江尻宏
TR-182	点束縛のある板の振動について On the Natural Vibration of Plates Restrained at Several Points	1969年9月	塙武敏, 多田保夫 泉日出夫, 越出慎一
TR-183	軸流圧縮機動翼取付部の強度についての実験的研究 —隙間のあるピン接合部— Experimental Investigation of Strength of Axial Flow Compressor Blade Root —Pin Joint Lug having Clearance between Pin and Pin Hole—	1969年9月	池田為治, 山岸崇
TR-184T	An Improved Method of Designing and Calculating the Minimal Wave Drag Configuration by Supersonic and Moment of Area Rules	Oct. 1969	Kenneth K. Yoshikawa
TR-185	FRP ロケットノーズコーンの赤外線輻射による加熱実験 Thermal Characteristics of FRP Rocket Nosecone	1969年11月	小川鑛一, 遠藤修司
TR-186	ロケット搭載用伝送線路型アンテナの解析 The Analysis on Transmissionline Rocket Antennas	1969年12月	田畑浄治, 桜井善雄 三浦雅男, 松崎良継 塚本憲男
TR-187	ホール効果を用いた地磁気式姿勢計の研究 A Magnetic Attitude Measuring Instrument Applying the Hall Effect	1969年12月	木村茂, 田畑浄治 松崎良継

航空宇宙技術研究所報告188号

昭和45年1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)44-9171(代表)☎182

印刷所 株式会社 東京プレス
東京都板橋区桜川2-27-12
