

2 インチフロッピーディスク装置の安定性ならびに
ディスク・スタビライザーの最適設計に関する研究*

徐 玉章^{*1}, 江 鐘偉^{*2}, 長南征二^{*3}

2 インチフロッピーディスク装置の安定性ならびに ディスク・スタビライザーの最適設計に関する研究*

徐 玉章^{*1}, 江 鐘偉^{*2}, 長南征二^{*3}

Stability Analysis of a 2" Floppy Disk Drive System and the Optimum Design of the Disk Stabilizer

Yuh-jung SHYU, Zhong-wei JIANG and Seiji CHONAN

This paper presents a study on the stability of the 2" floppy disk drive. A design method of the disk stabilizer that makes the rotating disk stable is presented. The stabilizer and the read/write head are both modeled by translational springs with high stiffness. The air-film stiffness within the disk cover is determined from the flow rate of the air inside the cover, based on the Navier-Stokes equations. The solution is obtained by applying the Galerkin method to the governing equations, with the use of the multimodal expansion approximation. Numerical results show that the rotating 2" floppy disk is unstable at 3600 rpm without the stabilizer. It is also shown that the stability of rotating disk is strongly dependent on the shape of the stabilizer attached to the disk surface. A stabilizer that contacts the disk at four points is developed and shown to be quite effective in stabilizing the 2" disk rotating at 3600 rpm.

Key Words: Dynamics of Machinery, Vibration of Rotating Body, Fluid Mechanics, Floppy Disk, Stabilizer, Optimum Design

1. 緒 言

フロッピーディスク装置はランダムアクセス可能なコンピュータの外部記憶装置としてその利用が急速に拡大しており、今後はさらに画像処理機器の記録、再生の媒体としても活用されつつある。現在広く使用されているフロッピーディスク装置は主に5インチと3インチ型であるが、これらのディスク装置では、ディスクの最大回転速度が360 rpm程度と低い領域で使用されている。一方、フロッピーディスク装置を画像処理機器、例えばビデオカメラなどの記録再生媒体として使用する場合は、テレビの走査線の掃引速度に合わせるためにディスクの回転速度は3600 rpmに上げる方が都合が良い。この要求を満たすべく最近、2インチフロッピーディスク装置の開発が盛んに行われている。それらの装置では主に二種類のディスクとヘッドの接触方式が採用されている。ひとつは、磁気ヘッドをディスク下方から押しつけさらにスタビライザーを上から押え

つける方式であり、他はヘッド単体を下方から押し込む方式である。しかしながら、これらの接触方式を採用した場合、ディスクとヘッドとの設定条件によっては高速回転するディスクに不安定振動を生じさせ、ディスクに対するデータ記録再生の信頼性を低下させ、さらにはディスクの傷つきの原因をもたらす。したがって、高速・高信頼性・小形のディスク装置を開発するためには、高速回転するディスクの振動特性ならびに安定性に対しヘッドの設定条件がいかに影響するかを明らかにすることは必要不可欠である。

回転ディスク・ヘッド連成系に関する研究はこれまでいくつかなされている。Iwan-Stahl^[1]は静止ディスクと回転ばね質量系よりなる連成系の振動を単一モード法と多重モード法を用いて解析し、各法で得られたディスクの応答を比較検討した。さらにIwan-Moeller^[2]は静止ばね質量系を付加された回転ディスクの安定性を理論解析した。また小野と前野^[3]は3.5インチフレキシブルディスクに点接触型のヘッドを押し込んだときに生ずるディスクの動的変形特性を解析した。またHuttonら^[4]は静止横荷重を受ける回転ディスクに弾性ガイドを当て、ディスクの安定性に及ぼすガイドの位置と数の

* 平成2年12月11日 第40回応用力学連合講演会において講演、平成2年3月26日。

^{*1} 雲林工業専科学校(中国台湾省雲林県虎尾鎮)。

^{*2} 准員、東北大学工学部(〒980 仙台市青葉区荒巻字青葉)。

^{*3} 正員、東北大学工学部。

影響を調べている。さらに Chonan^[6]は回転ディスクの危険速度につき解析を行い、その算定式を示している。さらに Lehmann-Hutton^[6]は、回転ディスクに付けられているガイドとディスク初期たわみの干渉問題を実験と理論で解析した。また江と長南^[7]はR/Wヘッドを有するディスクの自由振動特性およびその安定性について調べ、ディスクカバー内の空気膜がディスクの安定性に大きな影響を与えていることを明かにしている。また江と長南^[8]は回転磁気ディスク・ヘッド連成系につき、ディスクを安定化するためのヘッドの最適パラメータを求めている。河野^[9]はフレキシブルディスク装置における不安定振動の発生原因を実験により説明し、さらに不安定振動発生時における磁気ヘッドとディスクの振動モードを測定した。フロッピーディスクと磁気ヘッドの干渉に関するこれらの研究では、すべてディスクの回転速度が危険回転速度より小さい場合について解析がなされている。これに対して現在の2インチフロッピーディスクに対する要求回転速度は3600 rpmであり、これはすでにディスクの危険回転速度を大きく越えている。このような場合、ヘッドおよびスタビライザーの設定条件により、ディスクの振動特性ならびに安定性がいかに影響されるかは未だ説明されていない。

この点に鑑み、本研究は3600 rpmで高速回転する2インチフロッピーディスク装置を取り上げ、スタビライザーの各種形状に対する回転フロッピーディスクの自由振動特性ならびに安定性を解析し、ディスク装置を安定化するスタビライザーの最適な形状を求めるものである。

2. 記号

- a : ディスクの外半径 m
- b : ディスクの内半径 m
- d : ディスクカバー内の軸方向すきま m
- D : $Eh^3/12(1-\nu^2)$ ディスクの曲げこわさ $N \cdot m$
- E : ディスクのヤング率 N/m^2
- h : ディスクの厚さ m
- p : ディスクカバー内の空気圧力 N/m^2
- Q : ディスクカバー内の空気流量 m^3/s
- (r_i, θ_i) : ディスク上のスタビライザーの接触位置
- $(c, e, l_1, l_2, l_3, \phi)$: スタビライザーの形状パラメータ
- (r_0, θ_0) : ディスク上のヘッドの取付位置
- t : 時間 s
- (u, r, η) : 空間に固定された変位ならびに座標系
- (w, r, θ) : ディスクに固定された変位ならびに座標系
- α : $\sigma + i\beta$ ディスク・スタビライザー連成系の固有値
- κ : ディスクカバー内の空気膜の等価弾性係数 N/m^3
- κ_L : ヘッドの等価ばね定数 N/m

- κ_s : スタビライザーの等価ばね定数 N/m
- ρ : ディスクの質量密度 kg/m^3
- ρ_a : 空気の質量密度 kg/m^3
- μ : 空気の粘性係数 $kg \cdot s/m^2$
- σ_r, σ_θ : 回転により生じるディスク内の半径方向および周方向面内応力 N/m^2
- ν : ディスクのポアソン比
- ω : ディスクの回転速度 rad/s
- Ω : ディスクの回転速度 rpm

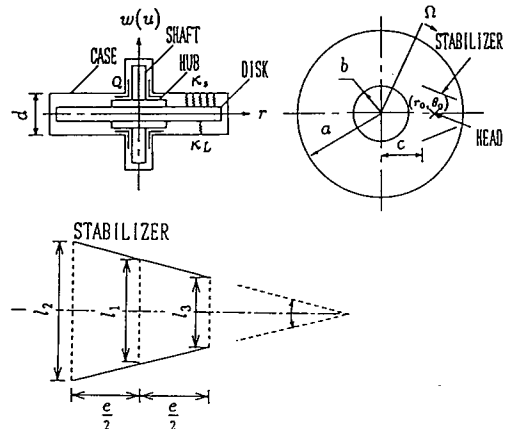


図1 回転ディスク・スタビライザー連成系の座標系

3. 理論解析

図1は一定の角速度 Ω で時計回りに回転しているフロッピーディスクを示したものである。ディスクは外径(= $2a$)で自由、内径(= $2b$)で固定され、かつ上側からスタビライザー、下側からヘッドを当てられている。磁気ヘッドとスタビライザーはディスク面と常に接触し、かつそれらの位置は静止座標から見て固定されている。解析ではヘッドおよびスタビライザーを剛き無限大の連続ばねで近似し、さらにディスクカバー内で空気膜により支持されたディスクを、弾性係数 κ の一様なばね床で支持されたディスクにモデル化する。解析では、空間内の静止点からディスクの応答を観察するため以下二つの座標系を導入する。すなわち、ディスクに固定され回転している座標系を (w, r, θ) 、空間に固定された静止座標系を (u, r, η) とする。ここに半径 r は両者に共通である。また w と u は軸方向座標であり、同時にそれらはその座標に関する変位をも表すこととする。

さて、ディスクに固定された回転座標系 (w, r, θ) より見た場合、磁気ヘッドとスタビライザーを有する回

転ディスクの、横変位 w に対する運動方程式は次のように得られる。

$$D\nabla^4 w + \rho h \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} + \kappa w - h \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \sigma_r \frac{\partial w}{\partial r}) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sigma_\theta \frac{\partial w}{\partial \theta}) \right] + \kappa_L w \frac{\delta(\theta - \theta_0)}{r} \delta(r - r_0) + \kappa_s w f(r, \theta) = 0 \quad (1)$$

ここに

$$D = \frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)} \quad \nabla^4 = \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} \right)^2 \quad (2)$$

である。回転ディスクに接するカバー内の空気の流れは定常かつ軸対称とし、空気に非圧縮ニュートン流体を仮定すると、その圧力の半径方向こう配は以下の式で与えられる^[10]。

$$\frac{dp}{dr} = \frac{3}{10} \rho_a \omega^2 r - \frac{6\mu Q}{\pi r s^3} \quad \text{for } b < r < a \quad (3)$$

ここに s はディスク片面の空気膜の厚さを表す。 s は半径方向に一様と仮定し式(3)を半径上に関して積分し $p(a) = 0$ とおくと次式を得る。

$$p = \frac{3}{20} \rho_a \omega^2 (r^2 - a^2) - \frac{6\mu Q}{\pi s^3} \ln \frac{r}{a} \quad (4)$$

ディスク全体を軸方向に δs 微小変位させたとき、ディスク上下面のすきまの変化から生ずる圧力差 $2\delta p$ は δs と次の関係を有する。

$$2\delta p = -\kappa' \delta s \quad (5)$$

空気膜の弾性係数 κ' は式(4)を s に関して変分し

$$\kappa' = -\frac{2\delta p}{\delta s} = -\frac{36\mu Q}{\pi s^4} \ln \frac{r}{a} \quad (6)$$

のように求められる。ディスクが安定に回転している場合、ディスクは総体的にカバーの中央に位置していると考えられる。従って空気膜の厚さを $s = d/2$ とし、式(6)に $rd\theta dr$ をかけ、 r に関して b から a まで、 θ に関して 0 から 2π まで積分、さらに $\pi(a^2 - b^2)$ で割ると、空気膜の平均弾性係数が次のように求まる。

$$\kappa = \frac{576\mu Q}{\pi d^4} \left[\frac{b^2}{a^2 - b^2} \ln \frac{b}{a} + \frac{1}{2} \right] \quad (7)$$

上式より、ディスクカバー内の空気膜の平均弾性係数 κ は、流量 Q を変化させることによって調整できることが分かる。

式(1)における関数 $f(r, \theta)$ はスタビライザーとディスクの接触位置を表す関数である。数値計算を容易に

するため、スタビライザーをディスクと J 個の点で接触する集中ばねで近似する。この場合、その位置関数 $f(r, \theta)$ は次のように表される。

$$f(r, \theta) = \sum_{i=1}^J \frac{\delta(\theta - \theta_i)}{r} \delta(r - r_i) \quad (8)$$

さて、式(7)、式(8)を式(1)に代入すると次式を得る。

$$D\nabla^4 w + \rho h \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} + \kappa w - h \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \sigma_r \frac{\partial w}{\partial r}) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sigma_\theta \frac{\partial w}{\partial \theta}) \right] + \kappa_L w \frac{\delta(\theta - \theta_0)}{r} \delta(r - r_0) + \sum_{i=1}^J \kappa_s w \frac{\delta(\theta - \theta_i)}{r} \delta(r - r_i) = 0 \quad (9)$$

静止座標系からディスクの応答を観察するため、以下座標系を回転座標系より静止座標系に変換する。すなわち

$$w(r, \theta, t) = w(r, \eta + \Omega t, t) = u(r, \eta, t) \quad \sigma_r(r, \theta) = \sigma_r(r, \eta), \quad \sigma_\theta(r, \theta) = \sigma_\eta(r, \eta) \quad (10)$$

さらに

$$\frac{\partial^m w}{\partial r^m} = \frac{\partial^m u}{\partial r^m}, \quad \frac{\partial^m w}{\partial \theta^m} = \frac{\partial^m u}{\partial \eta^m} \quad \frac{\partial^m w}{\partial t^m} = \left(\frac{\partial}{\partial t} - \Omega \frac{\partial}{\partial \eta} \right)^m u \quad (11)$$

を用いて、式(9)を座標変換すると

$$D\nabla^4 u + \rho h \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - 2\Omega \frac{\partial^2}{\partial \eta \partial t} + \Omega^2 \frac{\partial^2}{\partial \eta^2} \right) u - h \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \sigma_r \frac{\partial u}{\partial r}) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \eta} (\sigma_\eta \frac{\partial u}{\partial \eta}) \right] + \kappa u + \kappa_L u \frac{\delta(\eta - \eta_0)}{r} \delta(r - r_0) + \sum_{i=1}^J \kappa_s u \frac{\delta(\eta - \eta_i)}{r} \delta(r - r_i) = 0 \quad (12)$$

上式は本問題に対する基礎式である。式(12)の解を

$$u(r, \eta, t) = \sum_{m=0}^M \sum_{n=0}^N [C_{mn}(t) \cos(n\eta) + S_{mn}(t) \sin(n\eta)] R_{mn}(r) \quad (13)$$

とおく、ここに $C_{mn}(t)$ 、 $S_{mn}(t)$ は時間に関する未知関数、 $R_{mn}(r)$ は $r = a$ 、 b における境界条件

$$u(b, \eta, t) = \frac{\partial}{\partial r} u(b, \eta, t) = 0 \quad M_{rr}(a, \eta, t) = 0 \quad Q_r(a, \eta, t) - \frac{1}{a} \frac{\partial}{\partial \eta} M_{r\eta}(a, \eta, t) = 0 \quad (14)$$

を満足する変位モード関数である。 m は節円数、 n は節直径数を表す。以下、 $R_{mn}(r)$ として静止円板の振動

モード関数を使用することによると、それらはベッセル関数を用いて次式のように表される。

$$R_{mn} = J_n(K_{mn} \frac{r}{a}) + F_{mn} Y_n(K_{mn} \frac{r}{a}) + G_{mn} I_n(K_{mn} \frac{r}{a}) + H_{mn} K_n(K_{mn} \frac{r}{a}) \quad (15)$$

ここで、 J_n と Y_n はそれぞれ第一種、第二種ベッセル関数、 I_n と K_n は第一種、第二種変形ベッセル関数である。 F_{mn} 、 G_{mn} 、 H_{mn} および K_{mn} は境界条件より決定される未定係数である。

さて、式(12)を解くにあたりガレルキン法を適用する。すなわち、始めに式(13)を式(12)に代入し、さらに $r R_{ql}(r) \cos(l\eta) d\eta dr$ を掛け、 r に関して b から a まで、 η に関して 0 から 2π まで積分すると次式を得る。

$$\sum_{m=0}^M \sum_{n=0}^N [\alpha_{mn} \frac{\partial^2 C_{mn}}{\partial T^2} + \mu_{mn} \frac{\partial S_{mn}}{\partial T} + \phi_{mn} C_{mn} + \tau_{mn} S_{mn}]_{ql} = 0 \quad (16)$$

$q = 0, 1, 2, \dots, M; l = 0, 1, 2, \dots, N$

同様に両辺に $r R_{ql}(r) \sin(l\eta) d\eta dr$ を掛けて積分すると

$$\sum_{m=0}^M \sum_{n=0}^N [\bar{\alpha}_{mn} \frac{\partial^2 S_{mn}}{\partial T^2} + \bar{\mu}_{mn} \frac{\partial C_{mn}}{\partial T} + \bar{\phi}_{mn} S_{mn} + \bar{\tau}_{mn} C_{mn}]_{ql} = 0 \quad (17)$$

$q = 0, 1, 2, \dots, M; l = 1, 2, \dots, N$

となる。ここに

$$\begin{aligned} \alpha_{mn} &= \langle R_{mn}^2 \rangle \delta_{mq} \delta_{nl} \\ \bar{\alpha}_{mn} &= \langle R_{mn}^2 \rangle \delta_{mq} \delta_{nl} \\ \mu_{mn} &= -2n\Omega_0 \langle R_{mn}^2 \rangle \delta_{mq} \delta_{nl} \\ \bar{\mu}_{mn} &= 2n\Omega_0 \langle R_{mn}^2 \rangle \delta_{mq} \delta_{nl} \\ \phi_{mn} &= (K_{mn}^4 + \kappa_0 - n^2 \Omega_0^2) \langle R_{mn}^2 \rangle \delta_{mq} \delta_{nl} \\ &\quad + \langle \sigma R_{mn}^{ql} \rangle \delta_{nl} + \kappa_{L0} \langle C_{nl} R_{mn}^{ql} \rangle \beta_l + \kappa_{s0} \langle C_{nli} R_{mn}^{ql} \rangle \beta_l \\ \bar{\phi}_{mn} &= (K_{mn}^4 + \kappa_0 - n^2 \Omega_0^2) \langle R_{mn}^2 \rangle \delta_{mq} \delta_{nl} \\ &\quad + \langle \sigma R_{mn}^{ql} \rangle \delta_{nl} + \kappa_{L0} \langle S_{nl} R_{mn}^{ql} \rangle + \kappa_{s0} \langle S_{nli} R_{mn}^{ql} \rangle \\ \tau_{mn} &= \kappa_{L0} \langle S_n C_l R_{mn}^{ql} \rangle \beta_l + \kappa_{s0} \langle (S_n C_l)_i R_{mn}^{ql} \rangle \beta_l \\ \bar{\tau}_{mn} &= \kappa_{L0} \langle C_n S_l R_{mn}^{ql} \rangle + \kappa_{s0} \langle (C_n S_l)_i R_{mn}^{ql} \rangle \\ \langle R_{mn}^2 \rangle &= \int_{b/a}^1 (\frac{r}{a})^2 R_{mn}^2 d(\frac{r}{a}) \\ \langle \sigma R_{mn}^{ql} \rangle &= \int_{b/a}^1 - \left\{ \frac{\partial}{\partial(r/a)} \left[\left(\frac{r}{a} \right) \sigma_{r0} \frac{\partial R_{mn}}{\partial(r/a)} \right] \right. \\ &\quad \left. - \frac{l^2}{r/a} \sigma_{\eta 0} R_{mn} \right\} R_{ql} d(\frac{r}{a}) \\ \langle C_{nl} R_{mn}^{ql} \rangle &= \cos(n\eta_0) \cos(l\eta_0) R_{mn}(\bar{r}_0) R_{ql}(\bar{r}_0) \\ \langle S_{nl} R_{mn}^{ql} \rangle &= \sin(n\eta_0) \sin(l\eta_0) R_{mn}(\bar{r}_0) R_{ql}(\bar{r}_0) \\ \langle C_n S_l R_{mn}^{ql} \rangle &= \cos(n\eta_0) \sin(l\eta_0) R_{mn}(\bar{r}_0) R_{ql}(\bar{r}_0) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \langle S_n C_l R_{mn}^{ql} \rangle &= \sin(n\eta_0) \cos(l\eta_0) R_{mn}(\bar{r}_0) R_{ql}(\bar{r}_0) \\ \langle C_{nli} R_{mn}^{ql} \rangle &= \sum_{i=1}^J \cos(n\eta_i) \cos(l\eta_i) R_{mn}(\bar{r}_i) R_{ql}(\bar{r}_i) \\ \langle S_{nli} R_{mn}^{ql} \rangle &= \sum_{i=1}^J \sin(n\eta_i) \sin(l\eta_i) R_{mn}(\bar{r}_i) R_{ql}(\bar{r}_i) \\ \langle (S_n C_l)_i R_{mn}^{ql} \rangle &= \sum_{i=1}^J \sin(n\eta_i) \cos(l\eta_i) R_{mn}(\bar{r}_i) R_{ql}(\bar{r}_i) \\ \langle (C_n S_l)_i R_{mn}^{ql} \rangle &= \sum_{i=1}^J \cos(n\eta_i) \sin(l\eta_i) R_{mn}(\bar{r}_i) R_{ql}(\bar{r}_i) \\ \delta_{ij} &= \begin{cases} 1 & \text{for } i = j \\ 0 & \text{for } i \neq j \end{cases}, \quad \beta_l = \begin{cases} 1 & \text{for } l \neq 0 \\ \frac{1}{2} & \text{for } l = 0 \end{cases} \quad (18) \end{aligned}$$

上式において無次元化パラメータは次のように与えられる。

$$\begin{aligned} T &= (\frac{D}{\rho h a^4})^{\frac{1}{2}} t, & \Omega_0 &= (\frac{\rho h a^4}{1 D_1^3})^{\frac{1}{2}} \Omega \\ \sigma_{r0} &= (\frac{h a^2}{D}) \sigma_r, & \sigma_{\eta 0} &= (\frac{h a^2}{D}) \sigma_\eta \\ \kappa_0 &= (\frac{a^4}{D}) \kappa, & \kappa_{s0} &= (\frac{a^2}{\pi D}) \kappa_s \\ \kappa_{L0} &= (\frac{a^2}{\pi D}) \kappa_L, & \bar{r} &= \frac{r^1}{a_1} \end{aligned} \quad (19)$$

さて、方程式(16)と(17)を解くため以下のベクトル表示を導入する。すなわち

$$a(t) = [C_{mn}(t), S_{mn}(t), \dot{C}_{mn}(t), \dot{S}_{mn}(t)] \quad (20)$$

ただし、 $S_{m0}(t)$ は任意常数であるため式(20)には含まれていない。式(13)と式(14)の解を

$$a(T) = A \exp(\alpha T) \quad (21)$$

とおき、式(16)、(17)に代入することより

$$(H - \alpha I)A = 0 \quad (22)$$

が得られる。ここで H はディスク・スタビライザー連成系の物理パラメータにより決まるマトリックス、 $\alpha (= \sigma + i\beta)$ は複素固有振動数、 I は単位マトリックス、 A は固有値ベクトルである。固有値ベクトル A が零でないためには、次の式が満たされなければならない。

$$|H - \alpha I| = 0 \quad (23)$$

式(23)が本問題に対する振動数方程式であり、各回転速度 Ω に対して固有値 $\alpha (= \sigma + i\beta)$ が数値計算によって求められる。

さて、固有振動数 α の値が $\sigma \neq 0$ 、 $\beta \neq 0$ となる場合、 α の実数部 σ は正負両方の値をとるが、 σ が負の値を有する成分は時間とともに減衰して行く。したがって

て最終的に $a(T)$ は σ が正の値を持つ成分のみとなり、それは時間とともに正弦波状に振動しながら増大していく。この時ディスク上にはフラック型不安定が起こることとなる。一方、 $\sigma \neq 0, \beta = 0$ の場合は、 $a(T)$ は時間とともに指数関数的に単調に増大し、ディスクにダイバージェンス型不安定が生じる。

以下スタビライザーの形状が、磁気ディスク・スタビライザー連成系の安定性にいかに関与するかを検討し、あわせて 3600 rpm の高速回転数でフロッピーディスク装置に安定性をもたらす最適なスタビライザーの形状を設計することにする。

4. 結果および考察

以下、2" フロッピーディスク装置を取り上げ、ディスクの外径 $2a = 47.0$ mm、内径 $2b = 17.8$ mm、厚さ $h = 40.0$ μm 、密度 $\rho = 1.7$ g/cm³、ヤング率 $E = 5000$ N/mm²、ポアソン比 $\nu = 0.4$ 、空気流量 $Q = 0.9 \times 10^{-6}$ m³/s、粘性係数 $\mu = 1.843 \times 10^{-6}$ kg·s/m²、ディスクカバー内の軸方向すきま $d = 1.0$ mm として計算を行う。また級数解の近似項数を種々変えて計算を行ったところ、 $M = 2, N = 9$ で十分な精度が得られることが分かったので、ここで $M = 2, N = 9$ として計算を行う。フロッピーディスクに押しつけられている R/W ヘッドとスタビライザーはディスク面に対して変位しないため、その等価ばね定数をそれぞれ $\kappa_L = \infty$ N/m、 $\kappa_s = \infty$ N/m とおく。

図2はスタビライザーを持たない、 $r_0 = 17.50$ mm、 $\theta_0 = 0^\circ$ 点にヘッドのみを押しつけた場合のディスクの複素固有振動数 α と回転速度 Ω の関係を示したものである。図2(a)は固有振動数の虚数部分 β 、図2(b)はその実数部 σ を表す。図よりディスクの回転速度 Ω の増加とともに低次の振動数が減少し、横軸と交差する点でダイバージェンス型不安定現象が生じる。回転速度が更に増加すると、固有振動数は共役の複素数をとるようになり、ディスクの振幅は時間とともに正弦波状に振動しながら増大していくフラック不安定が起こる。図2(b)において、A B領域はダイバージェンス型不安定領域、C D領域はフラック型不安定領域を表す。A点(2240)に対する回転速度を以下、最小危険速度と呼ぶことにする。図よりヘッドだけの場合は、ディスクの回転速度が最小危険速度を越えるときらに二つ小さな安定域 BC(2330 < Ω < 2370) と DE(2420 < Ω < 2440) が現れるが、2460 rpm (E点) を越えると全て不安定域になることが分かる。

次にディスクに対し、ヘッドの反対側から現在市販されているスタビライザーを当てた場合の複素固有振動数とディスク回転速度の関係を図3に示す。スタビライ

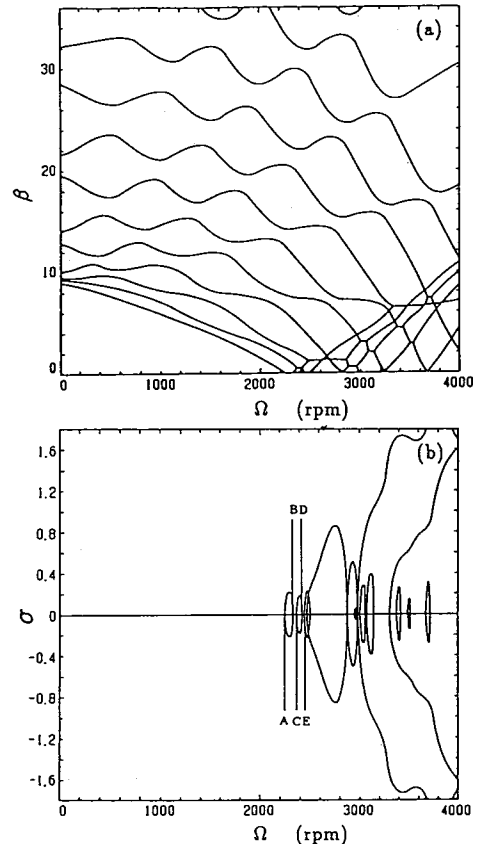


図2 ヘッドだけを有するディスクの、回転速度 Ω による無次元複素固有振動数 α の変化；
 $\kappa_L = \infty, r_0 = 17.50$ mm, $\theta_0 = 0^\circ$ 。

ザーはハ形状で、 $e = 8.00$ mm、 $l_1 = 5.00$ mm、 $\phi = 20^\circ$ (図1参照) と与えられる。またスタビライザーは等間隔に配置された $J = 32$ の剛体ばねで近似し計算している。振動数ダイヤグラムを見やすくするため、回転速度 $\Omega = 2000 \sim 4000$ rpm の範囲だけについて結果を示している。図3(b)を図2(b)と比較して見ると、ディスクの回転速度が最小危険速度(A点)より大きい領域においては、スタビライザーのある図3ではスタビライザーの無い図2の場合より安定域の数および幅が増大し、かつ不安定域の高さ(σ の大きさ)が減少している。またディスクの最小危険速度は図2より図3のほうがほぼ 100 rpm 上がっている。これより、スタビライザーは高速回転フロッピーディスクの安定化に大きな役割を果たすことが分かる。

緒言で述べたように、テレビ画像の走査速度に対応するため2インチフロッピーディスクの回転速度は 3600 rpm に決められている。しかしながら図3に示した現

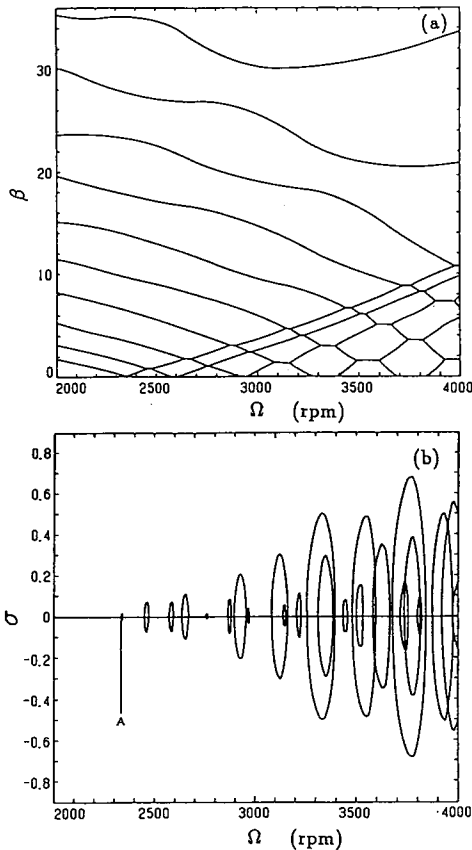


図3 ハ形スタビライザーを有するディスクの、回転速度 Ω による無次元複素固有振動数 α の変化; $\kappa_s = \infty, c = 13.50$ mm, $e = 8.00$ mm, $l_1 = 5.00$ mm, $\phi = 20^\circ$; $\kappa_L = \infty, r_0 = 17.50$ mm, $\theta_0 = 0^\circ$.

存のハ形スタビライザーを用いた場合、3600 rpm の回転速度ではディスクに不安定現象が生じる。この不安定現象を回避するためには、スタビライザーの形状を変えなければならないが、いかに設計すべきか、以下その検討を行うこととする。

図4は図3のハ形スタビライザーを基本として、その形状を変化させた場合の結果を示す。図の横軸はディスクの回転速度 Ω 、縦軸はスタビライザーの角度 ϕ (図1参照) を表し、図中の実線が回転速度 $\Omega = 3000 \sim 4000$ rpm 間における安定域を示す。図4(a)はスタビライザーの代表幅パラメータ $l_1 = 3.50$ mm の場合、図4(b), (c)はそれぞれ $l_1 = 5.00$ mm, 6.50 mm の場合を示す。スタビライザーとディスクの接触点の数はいずれも $J = 32$ としている。図から分かるように、ハ形スタビライザーの角度 ϕ および幅 l_1 が増加するに従い安定域の範囲は広くはなっていく。しかしながら ϕ およ

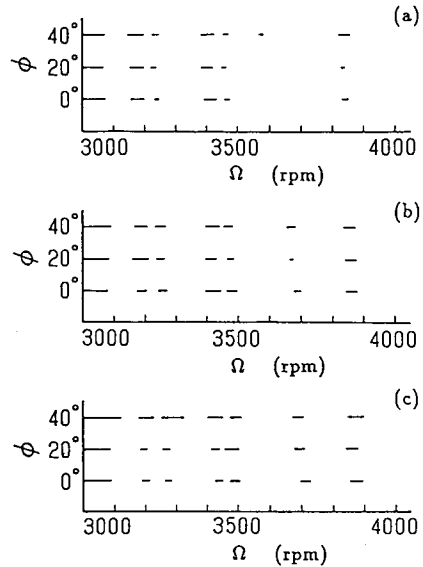


図4 ハ形スタビライザーの形状 (a) $l_1 = 3.50$ mm, (b) $l_1 = 5.00$ mm, (c) $l_1 = 6.50$ mm に対するディスクの安定域; $\kappa_s = \infty, c = 13.50$ mm, $e = 8.00$ mm; $\kappa_L = \infty, r_0 = 17.50$ mm, $\theta_0 = 0^\circ$.

び l_1 を変化させてもディスクには 3600 rpm 近くで安定域が現れて来ない。これよりハ形スタビライザーを用いても 3600 rpm ではディスクを安定化できないことが言える。

図5は、スタビライザーの端点の四点だけをディスクと接触させた場合の結果を示す。実線が安定域である。図5(a)はスタビライザーの接触点の縦間隔が $l_2 = l_3 = 3.50$ mm、位置と横間隔がそれぞれ $(c, e) = (14.50, 6.00)$ mm, $(13.50, 8.00)$ mm, $(12.50, 10.00)$ mm である場合、図5(b), (c)はそれぞれ $l_2 = l_3 = 5.00$ mm, 6.50 mm, $(c, e) = (14.50, 6.00)$ mm, $(13.50, 8.00)$ mm, $(12.50, 10.00)$ mm の場合を示す。この場合もスタビライザーの形状パラメータ (c, e, l_2, l_3) が変化してもディスクの安定域はあまり変わらないが、図4と比較して見ると、図4には 3600 rpm 付近に安定域が見られない一方、図5では 3600 rpm 付近に安定域が現れるようになっている。従って、ディスクの回転速度を 3600 rpm とする場合、スタビライザーとディスクの接触方式は四点接触(図5)の方が線接触(図4)より良いことが言える。

図5の傾向に鑑み、四点接触スタビライザーの各部形状がディスクの安定域にいかに関与するかを調べた。その結果を図6に示す。図6(a)は $l_2 = 5.00$ mm, l_3

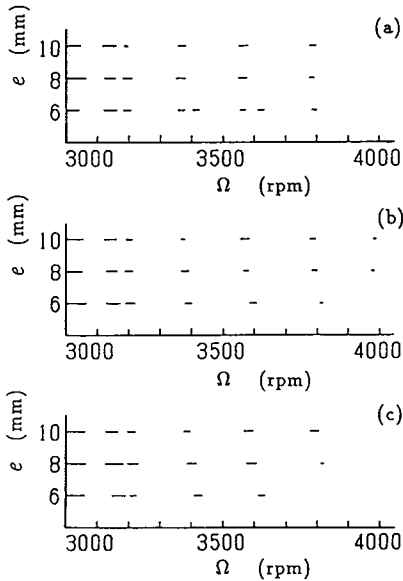


図5 四点接触のスタビライザーの形状 (a) $l_2 = l_3 = 3.50$ mm, (b) $l_2 = l_3 = 5.00$ mm, (c) $l_2 = l_3 = 6.50$ mm に対するディスクの安定域; $\kappa_s = \infty$; $\kappa_L = \infty$, $r_0 = 17.50$ mm, $\theta_0 = 0^\circ$.

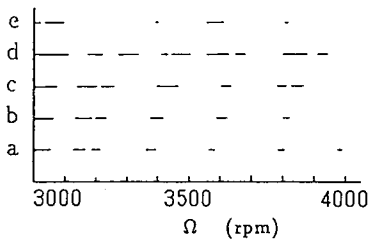


図6 四点接触のスタビライザーの形状 (a) $l_2 = 5.00$ mm, $l_3 = 5.00$ mm, (b) $l_2 = 6.41$ mm, $l_3 = 3.59$ mm, (c) $l_2 = 7.91$ mm, $l_3 = 2.08$ mm, (d) $l_2 = 11.12$ mm, $l_3 = 1.88$ mm, (e) $l_2 = 12.97$ mm, $l_3 = 0.02$ mm, に対するディスクの安定域; $\kappa_s = \infty$, $c = 13.50$ mm, $e = 8.00$ mm; $\kappa_L = \infty$, $r_0 = 17.50$ mm, $\theta_0 = 0^\circ$.

$= 5.00$ mm の場合, (b) は $l_2 = 6.41$ mm, $l_3 = 3.59$ mm, (c) は $l_2 = 7.91$ mm, $l_3 = 2.08$ mm, (d) は $l_2 = 11.12$ mm, $l_3 = 1.88$ mm, さらに (e) は $l_2 = 12.97$ mm, $l_3 = 0.02$ mm の場合を示す. 図6より, l_2 が大きく l_3 が小さくなって行くに従い安定域(実線の領域)が広がっていくことが分かる. しかしながら,

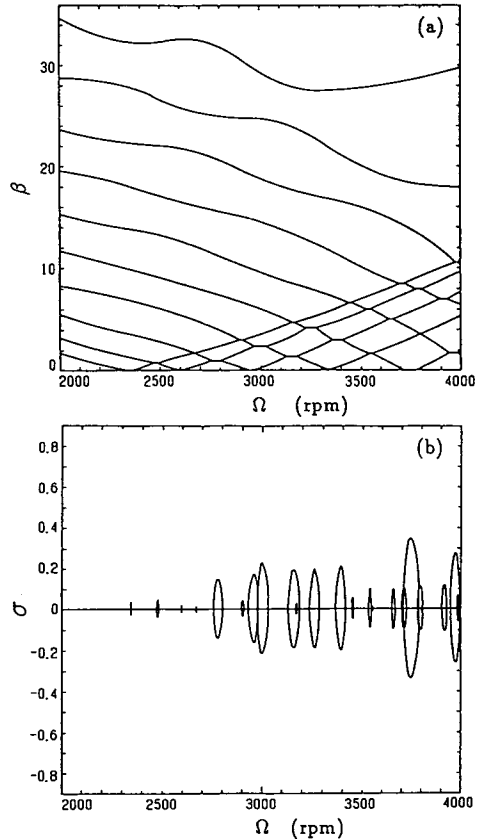


図7 最適なスタビライザーによるディスクの回転速度 Ω による無次元複素固有振動数 α の変化; $\kappa_s = \infty$, $c = 13.50$ mm, $e = 8.00$ mm, $l_2 = 12.10$ mm, $l_3 = 0.90$ mm; $\kappa_L = \infty$, $r_0 = 17.50$ mm, $\theta_0 = 0^\circ$.

l_3 が零に近づくと逆にディスクの不安定域は拡大されることが分かる((e)参照). ちなみに回転速度 $\Omega = 3600$ rpm 付近の安定域は, (d) の場合は, $3550 \sim 3630$ rpm であるが, (e) の場合は $3550 \sim 3610$ rpm と減少している. l_3 が小さすぎると, 安定域の数は減り, さらに安定域の幅も狭くなると言える.

図7は, 以上のような解析で求められた, 最も広い安定域を有するスタビライザーに対して得られた結果である. スタビライザーはディスクと四点で接触し, その形状パラメータは $e = 8.00$ mm, $l_2 = 12.10$ mm, $l_3 = 0.90$ mm である. 図7(b)と図3(b)を比較して見ると, 図7(b)にある不安定域は全体として図3(b)より小さく, かつ狭くなっていることが分かる. 図7は磁気ヘッドが $r_0 = 17.50$ mm にある場合のもので, 3600 rpm 付近での安定域は $3560 \sim 3640$ rpm で

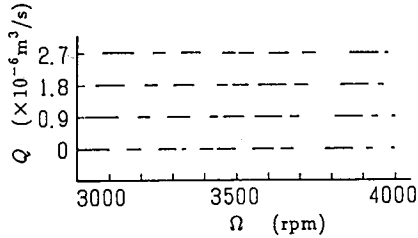


図8 図7の最適スタビライザーに対するディスクの安定域とディスクカバー内空気流量 Q の関係; $\kappa_s = \infty$, $c = 13.50\text{mm}$, $e = 8.00\text{mm}$, $l_2 = 12.10\text{mm}$, $l_3 = 0.90\text{mm}$; $\kappa_L = \infty$, $r_0 = 17.50\text{mm}$, $\theta_0 = 0^\circ$.

あるが、ヘッドがディスクの内側記録域 $r_0 = 15.00\text{mm}$ に来ると安定域は $3563\sim 3641\text{rpm}$ 、ヘッドがディスクの外側 $r_0 = 20.00\text{mm}$ に移動すると安定域は $3558\sim 3638\text{rpm}$ であり、安定域はあまりヘッドの位置によって変化しないことが明らかとなった。これより、図7に示されたスタビライザーを用いれば、磁気ヘッドがディスクの記録帯域のいずれに移動しても2インチフロッピーディスクは 3600rpm で安定に回転することが言える。

以上の数値計算はディスクカバー内の空気流量 Q を $0.9 \times 10^{-6}\text{m}^3/\text{s}$ として行ったものである。式(7)より明らかのようにディスクの弾性床ばね剛さは空気流量と比例関係にあるので、空気流量を調整することによりディスクの安定性をコントロールできることが考えられる。以下、空気流量の変化によるディスクの安定性の変化を調べて見ることにする。

図8は、図7で示された最適スタビライザーの形状につき、ディスクカバー内の空気流量を変化させた場合のディスクの安定域の変化を示す。図より空気流量が増加してもそれぞれの安定域の幅はあまり変化が無いが、安定域全体が高速側へシフトしていることがわかる。特に空気流量が $2.7 \times 10^{-6}\text{m}^3/\text{s}$ を越えるとディスクは 3600rpm で不安定となっている。これより、空気流量はディスクの安定性に大きな影響を与えること、設定した回転速度に合わせて最適な空気流量を与える必要のあることが言える。例えば、図7のスタビライザーに対しては、空気流量が $1.8 \times 10^{-6}\text{m}^3/\text{s}$ 以下であれば、ディスクは 3600rpm で安定性を持つことが言える。

5. 結論

本研究は各種形状のスタビライザーについて、2" フロッピーディスク・スタビライザー連成系の自由振動

および安定性を解析し、さらに系の不安定振動を抑えるための最適なスタビライザーの設計を行ったものである。

得られた結果を要約する以下ようになる。

(1) スタビライザーを持たない2" フロッピーディスク・ヘッド連成系では、ディスクの回転速度が 2240rpm を越えるとダイバージェンス型不安定現象が現れ、その後ほとんどの回転速度に対してディスクが不安定となるが、スタビライザーをつけることによりある回転速度の範囲で安定域が現れるようになる。スタビライザーは危険回転速度を高め、かつディスクを安定化する上で大きな役割を果たす。

(2) 広い安定域、特に 3600rpm 回転速度付近において広い安定域をもたらす最適なスタビライザーの形状はディスクと四点接触する型であり、かつ接触点間の距離はディスクの内側のほう (l_2) が大きく、外側のほう (l_3) が小さい形状である。具体的には $c = 13.50\text{mm}$, $e = 8.00\text{mm}$, $l_2 = 12.10\text{mm}$, $l_3 = 0.90\text{mm}$ である。

(3) ディスクカバー内の空気流量の増加に従い空気膜の剛さが大きくなり、安定域は全体として高回転数側に移動していく。最適形状を有するスタビライザーを有する2" フロッピーディスク・スタビライザー連成系に対しては、カバー内の空気流量が $Q = 2.7 \times 10^{-6}\text{m}^3/\text{s}$ を越えるとディスクは 3600rpm で不安定となる。空気流量は高速回転するディスクの振動および安定性に大きな影響を与える。

文 献

- (1) Iwan, W. D. and Stahl, K. J., Trans. ASME, J. Appl. Mech., 40(1973), 445.
- (2) Iwan, W. D. and Moeller, T. L., Trans. ASME, J. Appl. Mech., 43(1976), 485.
- (3) 小野・前野, 機論, 52-484, C(昭61), 3100.
- (4) Hutton, S. G., Chonan, S. and Lehmann, B. F., J. Sound Vib., 112-3(1987), 527.
- (5) Chonan, S., Trans. ASME, J. Appl. Mech., 54(1987), 967.
- (6) Lehmann, B. F. and Hutton, S. G., Trans. ASME, J. Vib. Acoust. Str. & Rel. Design, 110 (1988), 338.
- (7) 江・長南, 機論, 54-507, C(昭63), 2669.
- (8) 江・長南, 機論, 55-514, C(1989), 1366.
- (9) 河野・ほか3名, 機論, 55-516, C(1989), 1872.
- (10) Pelech, I. and Shapiro, A. H., Trans. ASME, J. Appl. Mech., 31(1964), 577.