

2" フロッピーディスク装置の安定性ならびに衝撃特性*

長南 征二^{*1}, 江 鐘 偉^{*1}, 稲田 真 寛^{*2}

Dynamic Stability of a 2" Floppy Disk-Head-Stabilizer Assembly

Seiji CHONAN, Zhong wei JIANG and Masahiro INATA

This paper presents a study on the dynamic stability of a 2" floppy disk-head-stabilizer assembly. The effect on the disk stability of the air film stiffness between the disk and the head-stabilizer system is studied. Next, the disk shock response to the half-sine axial and pitching acceleration is investigated in detail. A solution is obtained by introducing the multimodal expansion approximation and applying the Galerkin method to the governing equations of the system and is calculated numerically by introducing the Newmark β method. The obtained results show that the stability of the disk is strongly affected by the air film stiffness between the disk and the head-stabilizer system. Furthermore, the maximum disk displacement takes the peak value when the duration of acceleration input is about 1 to 10 times the half-period of the fundamental (0, 0) mode. A significant decrease of peak displacement with an increase of the air film stiffness is also revealed.

Key Words: 2" Floppy Disk, Stabilizer, Dynamic Stability, Half-Sine Shock Pulse, Galerkin Method, Newmark β Method, Air Film Stiffness

1. 緒 言

近年、情報通信分野の発展に伴いコンピュータやその周辺機器に対する高性能化の要求が高まっている。特に、ハードディスクやフロッピーディスク等の外部記憶装置は振動や衝撃を受ける状況下で使用される機会が増えてきており、それらの耐振性向上の問題は情報機器分野における重要な課題のひとつとなっている。

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、今後さらに画像処理機器の記録再生用媒体としても活用されつつあることから、今日まで数多くの研究が行われている^{[1]-[3]}。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3.5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回転速度は360rpm程度と比較的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

器の記録再生用媒体として使用する場合は、テレビの走査線掃引速度に合わせるためディスクの回転速度は3600rpmであるほうが都合がよい。この要求を満たすべく、近年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。

Chonanら^[4]は2インチフロッピーディスクとヘッド・スタビライザー連成系について、3600rpmで回転するディスクを安定化するスタビライザーの最適形状をヘッドおよびスタビライザーがディスクと常に接触していると仮定して求めている。実際にはヘッドおよびスタビライザーとディスク間には0.05 μm 程度の厚さの空気膜が存在するが、この空気膜剛性が系の応答ならびに安定性に及ぼす影響については未だ十分に解明がなされていない。

本研究はこの点に鑑み、3600rpmで高速回転する2インチフロッピーディスク装置の安定性をヘッド、スタビライザーとディスク間の空気膜の影響をも考慮して解析し、さらに軸方向ならびにピッチング方向に正弦半波の衝撃加速度外乱を受ける回転ディスク・ヘッド・スタビライザー連成系の応答を調べるものである。

* 原稿受付 1995年7月17日。

^{*1} 正員、東北大学工学部 (〒980 仙台市青葉区荒巻字青葉)。^{*2} 東北大学大学院。

2. 記号

- a : ディスクの外半径 m
- b : ディスクの内半径 m
- h : ディスクの厚さ m
- E : ディスクのヤング率 N/m^2
- ρ : ディスクの質量密度 kg/m^3
- ν : ディスクのポアソン比
- $D : Eh^3/12(1-\nu^2)$ ディスクの曲げこわさ $N \cdot m$
- Ω : ディスクの回転速度 rpm
- κ : ディスクジャケット内の空気膜の等価ばね定数 N/m^3
- κ_L : ヘッドの空気膜による等価ばね定数 N/m
- κ_S : スタビライザーの空気膜による等価ばね定数 N/m
- σ_r, σ_η : 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
- d : ディスクジャケット内の軸方向すき間 m
- Q : ディスクジャケット内の空気流量 m^3/s
- μ : 空気の粘性係数 $kg \cdot s/m^2$
- (u, r, η) : ディスクジャケットに固定された変位ならびに座標系
- (z, r, η) : 空間に固定された変位ならびに座標系
- (r_0, η_0) : ディスク上のヘッド位置
- (r_i, η_i) : ディスク上のスタビライザー接触位置
- G_a, G_p : 軸方向およびピッチング方向衝撃加速度 g
- ω : 衝撃加速度の角周波数 rad/s
- τ : 衝撃の作用時間 sec
- t : 時間 sec

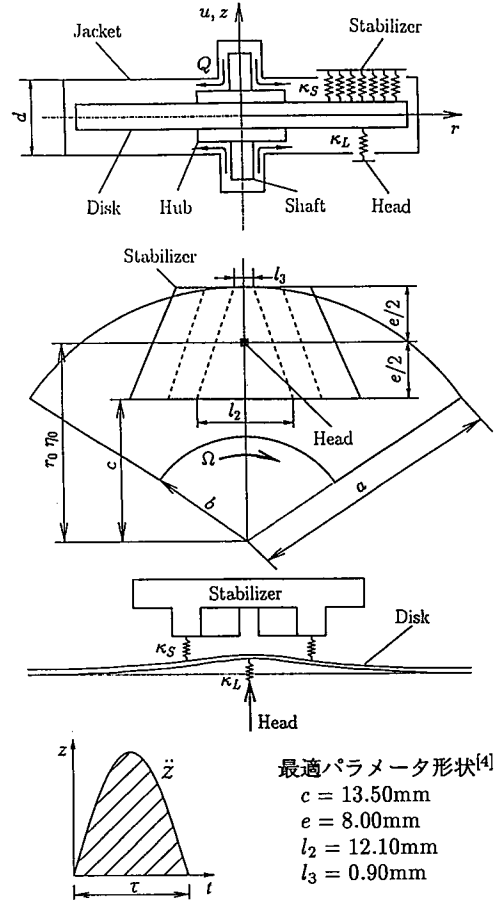


Fig. 1 Geometry of problem and co-ordinates

最適パラメータ形状^[4]
 $c = 13.50mm$
 $e = 8.00mm$
 $l_2 = 12.10mm$
 $l_3 = 0.90mm$

さて、ディスクは回転中 z 方向に加速度 \ddot{z} を同時に受けるものとする、ディスクジャケットに固定された座標系 (u, r, η) から見た回転ディスクの横変位 u に対する運動方程式は次のように与えられる。

$$\begin{aligned}
 & D\nabla^4 u + \rho h \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - 2\Omega \frac{\partial^2}{\partial \eta \partial t} + \Omega^2 \frac{\partial^2}{\partial \eta^2} \right) u \\
 & - h \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \sigma_r \frac{\partial u}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\sigma_\eta \frac{\partial u}{\partial \eta} \right) \right] \\
 & + \kappa u + \kappa_L u \frac{\delta(\eta - \eta_0)}{r} \delta(r - r_0) \\
 & + \sum_{i=1}^J \kappa_S u \frac{\delta(\eta - \eta_i)}{r} \delta(r - r_i) \\
 & = -\rho h \frac{\partial^2 z}{\partial t^2} . \tag{1}
 \end{aligned}$$

ここで、ジャケットに加わる加速度をメーカーの衝撃試験で一般に使用されている正弦半波の加速度で仮定

図1は衝撃を受ける回転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おりシャフトを中心に一定角速度 Ω で回転している。ディスクの高速回転によりヘッドおよびスタビライザーはディスクに対して微小空気膜を介して接触する状態になっている。本解析では以下、ヘッドおよびスタビライザーとディスク間の空気膜をそれぞれ剛さ κ_L, κ_S のばねで近似し、さらにディスクジャケット内で空気膜により支持されたディスクを剛性 κ の一様なばね床で支持されたディスクとしてモデル化する。以下、空間に固定された座標系 (z, r, η) およびジャケットに固定された座標系 (u, r, η) の2つの座標系を導入して衝撃を受けるディスクの変位を観察し、解析を行うことにする。

すると次のように与えられる。

$$\frac{\partial^2 z}{\partial t^2} = \begin{cases} [G_a - G_p \left(\frac{r}{a}\right)^2 \sin(\eta - \phi_0)] \sin \omega t & \text{for } 0 \leq t \leq \tau, \\ 0 & \text{for } \tau < t, \end{cases} \quad (2)$$

ここに $\tau = \pi/\omega$ は衝撃作用時間であり、 G_a は軸方向加速度の振幅、 G_p は $\eta = \phi_0$ で表される直径を回転軸とするピッチング方向加速度の振幅を表す。

ディスクジャケット内に流入する空気流量を Q とするとディスクジャケット内の空気膜ばね床の等価ばね定数 κ は次式によって与えられる^[4]。

$$\kappa = \frac{576\mu Q}{\pi d^4} \left[\frac{b^2}{a^2 - b^2} \ln \frac{b}{a} + \frac{1}{2} \right]. \quad (3)$$

式(3)より、空気膜ばね床の等価ばね定数 κ は空気流量 Q を変化させることで容易に調節できることがわかる。

さて、式(1)を解くにあたり解を次のようにおく。

$$u(r, \eta, t) = \sum_{m=0}^M \sum_{n=0}^N [C_{mn}(t) \cos n\eta + S_{mn}(t) \sin n\eta] R_{mn}(r), \quad (4)$$

ここに $R_{mn}(r)$ は境界条件を満足する変位モード関数、 m は節円の数、 n は節直径の数を表し、 $C_{mn}(t), S_{mn}(t)$ は時間の未知関数である。また M, N は解析で考慮される級数解の近似項数である。 $R_{mn}(r)$ として静止円板のモード関数を用いるとすると次のように表せる。

$$R_{mn}(r) = J_n(k_{mn}r) + F_{mn}Y_n(k_{mn}r) + G_{mn}I_n(k_{mn}r) + H_{mn}K_n(k_{mn}r), \quad (5)$$

ここに 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、第二種変形されたベッセル関数である。また F_{mn}, G_{mn}, H_{mn} および k_{mn} は境界条件より決定される定数である。

式(1)に式(4)を代入し、さらに $rR_{ql}(r) \cos(l\eta) dr d\eta$ をかけ、 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が得られる。

$$\sum_{m=0}^M \sum_{n=0}^N \left[\alpha_{mn} \frac{d^2 C_{mn}}{dT^2} + \varepsilon_{mn} \frac{d^2 S_{mn}}{dT^2} + \lambda_{mn} \frac{dC_{mn}}{dT} + \mu_{mn} \frac{dS_{mn}}{dT} + \phi_{mn} C_{mn} + \psi_{mn} S_{mn} \right]_{ql} = f_{ql}, \\ q = 0, 1, 2, \dots, M; l = 0, 1, 2, \dots, N. \quad (6)$$

同様に $rR_{ql}(r) \cos(l\eta) dr d\eta$ をかけて積分すると次式が得られる。

$$\sum_{m=0}^M \sum_{n=0}^N \left[\bar{\alpha}_{mn} \frac{d^2 S_{mn}}{dT^2} + \bar{\varepsilon}_{mn} \frac{d^2 C_{mn}}{dT^2} + \bar{\lambda}_{mn} \frac{dS_{mn}}{dT} + \bar{\mu}_{mn} \frac{dC_{mn}}{dT} + \bar{\phi}_{mn} S_{mn} + \bar{\psi}_{mn} C_{mn} \right]_{ql} = \bar{f}_{ql}, \\ q = 0, 1, 2, \dots, M; l = 1, 2, \dots, N. \quad (7)$$

ここに

$$\alpha_{mn} = \bar{\alpha}_{mn} = \langle R_{mn}^2 \rangle \delta_{mq} \delta_{nl},$$

$$\varepsilon_{mn} = \bar{\varepsilon}_{mn} = 0,$$

$$\lambda_{mn} = \bar{\lambda}_{mn} = 0,$$

$$\mu_{mn} = -2n\bar{\Omega} \langle R_{mn}^2 \rangle \delta_{mq} \delta_{nl},$$

$$\bar{\mu}_{mn} = 2n\bar{\Omega} \langle R_{mn}^2 \rangle \delta_{mq} \delta_{nl},$$

$$\phi_{mn} = (\bar{k}_{mn}^4 + \bar{\kappa} - n^2\bar{\Omega}^2) \langle R_{mn}^2 \rangle \delta_{mq} \delta_{nl} + \langle \sigma R_{mn}^{ql} \rangle \delta_{nl} + \bar{\kappa}_L \langle C_{nl} R_{mn}^{ql} \rangle \frac{1}{\beta_l} + \bar{\kappa}_S \langle C_{nli} R_{mn}^{ql} \rangle \frac{1}{\beta_l},$$

$$\bar{\phi}_{mn} = (\bar{k}_{mn}^4 + \bar{\kappa} - n^2\bar{\Omega}^2) \langle R_{mn}^2 \rangle \delta_{mq} \delta_{nl} + \langle \sigma R_{mn}^{ql} \rangle \delta_{nl} + \bar{\kappa}_L \langle S_{nl} R_{mn}^{ql} \rangle + \bar{\kappa}_S \langle S_{nli} R_{mn}^{ql} \rangle,$$

$$\psi = \bar{\kappa}_L \langle S_n C_l R_{mn}^{ql} \rangle \frac{1}{\beta_l} + \bar{\kappa}_S \langle (S_n C_l)_i R_{mn}^{ql} \rangle \frac{1}{\beta_l},$$

$$\bar{\psi} = \bar{\kappa}_L \langle C_n S_l R_{mn}^{ql} \rangle + \bar{\kappa}_S \langle (C_n S_l)_i R_{mn}^{ql} \rangle,$$

$$\langle R_{mn}^2 \rangle = \int_{b/a}^1 \bar{r} R_{mn}^2 d\bar{r},$$

$$\langle \sigma R_{mn}^{ql} \rangle = - \int_{b/a}^1 \left[\frac{\partial}{\partial \bar{r}} \left(\bar{r} \bar{\sigma}_r \frac{\partial R_{mn}}{\partial \bar{r}} \right) - \frac{l^2}{\bar{r}} \bar{\sigma}_\eta R_{mn} \right] R_{ql} d\bar{r},$$

$$\langle C_{nl} R_{mn}^{ql} \rangle = \cos n\eta_0 \cos l\eta_0 R_{mn}(\bar{r}_0) R_{ql}(\bar{r}_0),$$

$$\langle S_{nl} R_{mn}^{ql} \rangle = \sin n\eta_0 \sin l\eta_0 R_{mn}(\bar{r}_0) R_{ql}(\bar{r}_0),$$

$$\langle C_n S_l R_{mn}^{ql} \rangle = \cos n\eta_0 \sin l\eta_0 R_{mn}(\bar{r}_0) R_{ql}(\bar{r}_0),$$

$$\langle S_n C_l R_{mn}^{ql} \rangle = \sin n\eta_0 \cos l\eta_0 R_{mn}(\bar{r}_0) R_{ql}(\bar{r}_0),$$

$$\langle C_{nli} R_{mn}^{ql} \rangle = \sum_{i=1}^J \cos n\eta_i \cos l\eta_i R_{mn}(\bar{r}_i) R_{ql}(\bar{r}_i),$$

$$\langle S_{nli} R_{mn}^{ql} \rangle = \sum_{i=1}^J \sin n\eta_i \sin l\eta_i R_{mn}(\bar{r}_i) R_{ql}(\bar{r}_i),$$

$$\langle (C_n S_l)_i R_{mn}^{ql} \rangle = \sum_{i=1}^J \cos n\eta_i \sin l\eta_i R_{mn}(\bar{r}_i) R_{ql}(\bar{r}_i),$$

$$\langle (S_n C_l)_i R_{mn}^{ql} \rangle = \sum_{i=1}^J \sin n\eta_i \cos l\eta_i R_{mn}(\bar{r}_i) R_{ql}(\bar{r}_i),$$

$$\delta_{ij} = \begin{cases} 1 & \text{for } i = j \\ 0 & \text{for } i \neq j \end{cases}, \quad \beta_l = \begin{cases} 1 & \text{for } l \neq 0 \\ 2 & \text{for } l = 0 \end{cases},$$

$$f_{ql} = - \frac{1}{\pi \beta_l} \int_{b/a}^1 \int_0^{2\pi} \frac{\partial^2 \bar{z}}{\partial T^2} \bar{r} R_{ql}(\bar{r}) \cos l\eta d\bar{r} d\eta,$$

$$\bar{f}_{ql} = - \int_{b/a}^1 \int_0^{2\pi} \frac{\partial^2 \bar{z}}{\partial T^2} \bar{r} R_{ql}(\bar{r}) \sin l\eta d\bar{r} d\eta, \quad (8)$$

である。なお、上式における無次元パラメータは以下のように与えられる。

$$\begin{aligned} T^2 &= \frac{D}{\rho h a^4} t^2, & \bar{\Omega}^2 &= \frac{\rho h a^4}{D} \Omega^2, \\ \bar{\sigma}_r &= \frac{h a^2}{D} \sigma_r, & \bar{\sigma}_\eta &= \frac{h a^2}{D} \sigma_\eta, \\ \bar{\kappa} &= \frac{a^4}{D} \kappa, & \bar{\kappa}_L &= \frac{a^2}{\pi D} \kappa_L, \\ \bar{\kappa}_S &= \frac{a^2}{\pi D} \kappa_S, & \bar{\omega}^2 &= \frac{\rho h a^4}{D} \omega^2, \\ \bar{u} &= \frac{u}{a}, & \bar{r} &= \frac{r}{a}, \\ \bar{k}_{mn} &= k_{mn} a. \end{aligned} \quad (9)$$

式(6),(7)を m, n について展開し、改めてすべての q, l についてまとめると以下のような $(M+1)(2N+1) \times (M+1)(2N+1)$ のマトリクス方程式が得られる。

$$M \ddot{X} + \Gamma \dot{X} + K X = F. \quad (10)$$

ただし

$$\begin{aligned} X &= [C_{00}|C_{01} \ S_{01}|\cdots|C_{M0}|C_{MN} \ S_{MN}]^T, \\ \ddot{X} &= \frac{d^2 X}{dT^2}, \quad \dot{X} = \frac{dX}{dT}, \end{aligned}$$

である。

式(10)より回転ディスクの固有振動数を求めるために式(10)右辺の外力ベクトルを $F = \mathbf{o}$ とおき、さらに

$$\mathbf{a}(t) = [C_{mn}, S_{mn}, \dot{C}_{mn}, \dot{S}_{mn}]^T, \quad (11)$$

$$D = \begin{bmatrix} \mathbf{o} & I \\ -M^{-1}K & -M^{-1}\Gamma \end{bmatrix}, \quad (12)$$

を導入すると式(10)は

$$\dot{\mathbf{a}}(T) = D \mathbf{a}(T), \quad (13)$$

となる。その一般解を

$$\mathbf{a}(T) = A \exp(pT), \quad (14)$$

とおき式(13)に代入し、さらに A が零でないためには

$$|D - \bar{p}I| = 0, \quad (15)$$

が満たされなければならない。これは本問題における振動数方程式であり本式より、回転速度 Ω の値に対して固有値 p が数値計算によって求められる。なお上式において \bar{p} は p の無次元量であり次式で定義される。

$$\bar{p} = \sqrt{\frac{\rho h a^4}{D}} p \equiv \alpha + i\beta. \quad (16)$$

一方、式(10)にニューマークβ法を適用するとベクトル $X(C_{mn}, S_{mn})$ が数値的に求められる。ここで、時刻 t_s におけるベクトル X を X_s 、外力 F を F_s 、時刻 t_{s+1} におけるベクトル X を X_{s+1} 、外力 F を F_{s+1} 、またサンプリング時間 $\Delta t = t_{s+1} - t_s$ とすると、離散化したベクトル X_{s+1} は変位の表示式

$$\begin{aligned} & [M + \frac{1}{2}(\Delta t)\Gamma + \beta(\Delta t)^2 K] X_{s+1} \\ &= (\Delta t)^2 [\beta F_{s+1} + (1-2\beta)F_s + \beta F_{s-1}] \\ &+ [2M - (1-2\beta)(\Delta t)^2 K] X_s \\ &- [M - \frac{1}{2}(\Delta t)\Gamma + \beta(\Delta t)^2 K] X_{s-1}, \quad (17) \end{aligned}$$

を用いて1つ前および2つ前のベクトル X_{s-1}, X_s から計算される。得られたベクトル $X(C_{mn}, S_{mn})$ をさらに式(4)に代入することでディスク変位 $u(t)$ の時間応答が数値的に求められる。

4. 結果および考察

数値解析における2インチフロッピーディスクの物性値をディスク外径 $2a = 47.0\text{mm}$ 、内径 $2b = 17.8\text{mm}$ 、厚さ $h = 40.0\mu\text{m}$ 、密度 $\rho = 1.7\text{g/cm}^3$ 、ヤング率 $E = 5000\text{N/mm}^2$ 、ポアソン比 $\nu = 0.4$ とする。また、スタビライザーは文献[4]より図1に示される最適形状のものを用いる。ヘッド位置は $r_0 = 17.50\text{mm}$ 、 $\eta_0 = 0^\circ$ と固定し、級数解の近似項数は $M = 2, N = 9$ として計算を行った。

図2はディスク回転数に対する無次元複素固有振動数の実部 α の変化を示したものである。実部 α が実線で囲まれた領域内にあるときディスクの変位が時間とともに増大し系の応答は不安定となる。図2(a)はヘッド、スタビライザーとディスク間の空気膜ばね定数が $\kappa_L = \kappa_S = 10^8\text{N/m}$ である場合の結果である。空気膜ばね定数を $\kappa_L = \kappa_S = 10^8\text{N/m}$ より大きく与えても結果に大きな違いが見られなかった。したがって $\kappa_L = \kappa_S = 10^8\text{N/m}$ は実質的には無限大 ($\kappa_L = \kappa_S = \infty$) の場合と考えてよい。 $\kappa_L = \kappa_S = \infty$ はヘッドおよびスタビライザーがディスクと完全に接触している状態に相当する。高速回転するディスクでは実際にはヘッドとスタビライザーは微小空気膜を介してディスクと接触している。2"フロッピーディスクではこの微小空気膜の厚さは $0.05\mu\text{m}$ 程度であるが、この値に対応する等価ばね定数は求められていない。そこで本解析では、文献[5],[6]により、ハードディスクの場合の値を参照にしてヘッドおよびスタビライザー下の空気膜の等価ばね定数を $(1.0 \sim 5.0) \times 10^5\text{N/m}$ として以下解析を行うことにする。図2(b)は、ヘッドおよびスタビライザー下の空気膜の等価ばね定数を $\kappa_L = \kappa_S = 10^5\text{N/m}$ として計算した結果である。実部 α の値が全体として

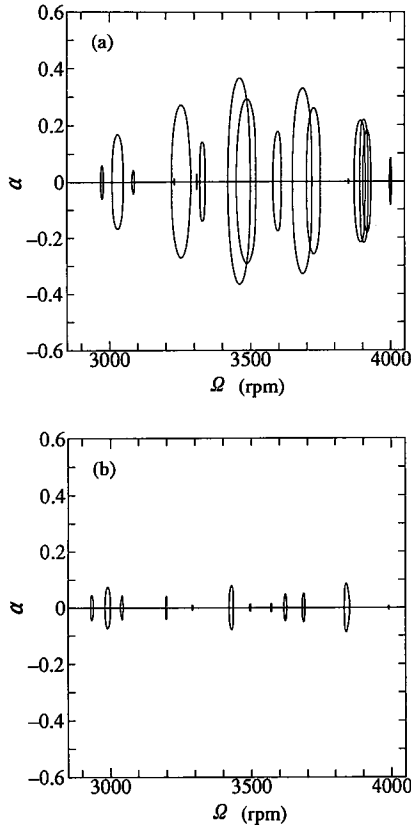


Fig. 2 Variation of real part α of the complex frequencies \bar{p} as functions of the rotation speed Ω . $\kappa = 10^3 \text{N/m}^3$. (a) $\kappa_L = \kappa_S = 10^8 \text{N/m}$; (b) $\kappa_L = \kappa_S = 10^5 \text{N/m}$.

小さくなり不安定領域も減少している。これよりヘッド、スタビライザーとディスク間にある程度の空気膜剛性を与えることでディスクを安定に回転させられることが分かる。

図3にヘッド、スタビライザーとディスク間の空気膜ばね定数を変化させた場合の回転速度と不安定領域の関係を示す。図において実線部は固有振動数の実部が正となる不安定領域、すなわち図2に示す実線で囲まれた領域の幅を示している。図より回転速度 $\Omega = 3600 \text{rpm}$ においては $\kappa_L = \kappa_S = (1.0 \sim 5.0) \times 10^5 \text{N/m}$ の範囲でディスクは安定に回転することがわかる。

図4にジャケット内の空気膜ばね床のばね定数 κ を変化させた場合の回転速度と不安定領域の関係を示す。ヘッドおよびスタビライザー下の等価ばね定数を $(1.0 \sim 5.0) \times 10^5 \text{N/m}$ と与えたことを考え、その上限と下限の値 (a) $\kappa_L = \kappa_S = 10^5 \text{N/m}$ および (b) $5.0 \times 10^5 \text{N/m}$ について得られた結果を示す。図4(a)は $\kappa_L =$

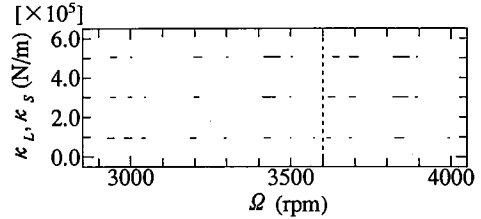


Fig. 3 Unstable regions of disk as functions of the air stiffnesses under the head and stabilizer. $\kappa = 10^3 \text{N/m}^3$.

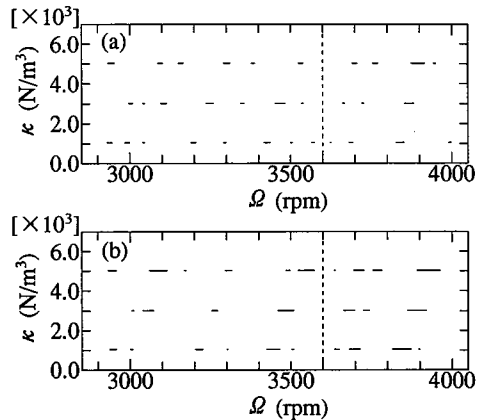


Fig. 4 Unstable regions of disk as functions of the air stiffness between the disk and jacket. (a) $\kappa_L = \kappa_S = 10^5 \text{N/m}$; (b) $\kappa_L = \kappa_S = 5 \times 10^5 \text{N/m}$.

$\kappa_S = 10^5 \text{N/m}$ の場合であり κ の増加とともに不安定領域は高回転数域に移動する様子が見られる。回転速度 $\Omega = 3600 \text{rpm}$ 付近の安定領域は、例えば $\kappa = 5 \times 10^3 \text{N/m}^3$ の方が $\kappa = 10^3 \text{N/m}^3$ の場合より広がっている。図4(b)は $\kappa_L = \kappa_S = 5 \times 10^5 \text{N/m}$ の場合で、 $\Omega = 3600 \text{rpm}$ 付近の安定領域は κ の増加とともに狭くなっている。以上の2図より $\kappa = 5 \times 10^3 \text{N/m}^3$ (空気流量 $Q = 4.47 \times 10^{-6} \text{m}^3/\text{s}$) 以下であれば回転速度 $\Omega = 3600 \text{rpm}$ でディスクは安定に回転することがわかる。また、図4(a),(b) どちらの場合も $\kappa = 3 \times 10^3 \text{N/m}^3$ (空気流量 $Q = 2.68 \times 10^{-6} \text{m}^3/\text{s}$) のとき回転速度 $\Omega = 3600 \text{rpm}$ 付近で安定領域は最も広がっていることがわかる。

以上より、ヘッドおよびスタビライザーをディスクとの間にある程度の剛さを持つ微小空気膜が形成されるよう設計し、かつディスクジャケット内の空気流量を制御することでディスクを 3600rpm で安定に回転させることができることが言える。

次に、 $\kappa_L = \kappa_S = (1.0 \sim 5.0) \times 10^5 \text{N/m}$ とし、 $\Omega = 3600 \text{rpm}$ で回転するディスクが外部より衝撃を受け

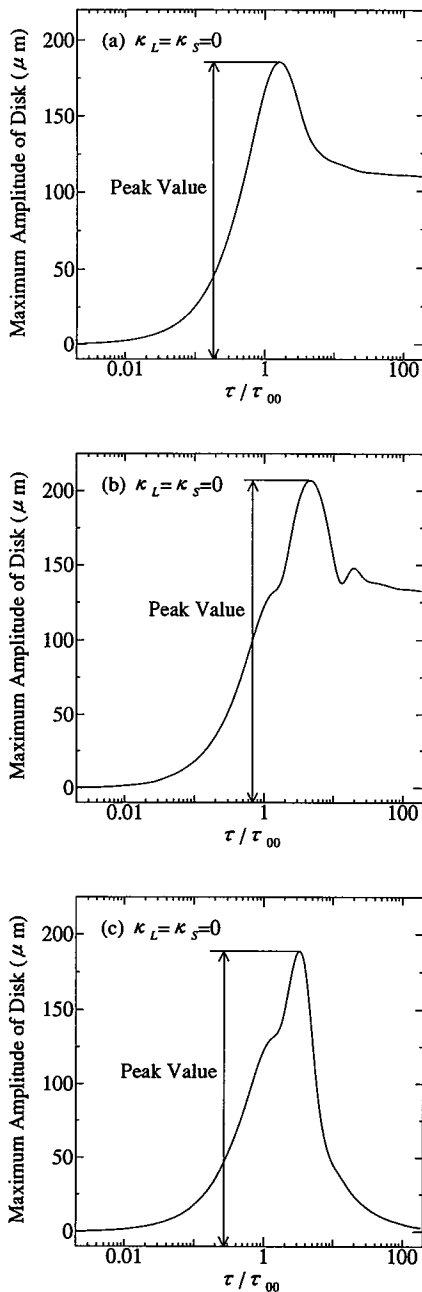


Fig. 5 Variation of the maximum amplitude of single disk as function of duration of impulsive acceleration. $\kappa = 10^3 \text{N/m}^3$, $r_0 = 17.50 \text{mm}$, $\eta_0 = 0^\circ$. (a) $G_a = 5g$, $G_p = 0g$; (b) $G_a = 0g$, $G_p = 5g$, $\phi_0 = 90^\circ$; (c) $G_a = 0g$, $G_p = 5g$, $\phi_0 = 180^\circ$.

る場合のディスクの応答振幅を調べる。数値解析にはニューマークβ法を用い、 $\beta = 1/4$ として計算を行った。図5～7は軸方向およびピッチング方向に衝撃を受けるディスクの変位の最大値を衝撃作用時間の関数として示したものである。各図において(a)は加速度 $G_a = 5g (= 49 \text{m/s}^2)$ の軸方向衝撃、(b)および(c)はそれぞれ $(G_p, \phi_0) = (5g, 90^\circ)$, $(G_p, \phi_0) = (5g, 180^\circ)$ のピッチング方向衝撃を受ける場合の応答である。横軸は衝撃作用時間 τ を回転ディスク単体の(0,0)モードの固有半周期 $\tau_{00} (= 5.47 \text{ms})$ で無次元化した値である。また観測位置 (r, η) はヘッドの位置 (r_0, η_0) とした。

図5は空気膜ばね床のばね定数を $\kappa = 10^3 \text{N/m}^3$ とした場合の、ヘッドおよびスタビライザーを持たない回転ディスク単体の (r_0, η_0) における最大変位の変化を示したものである。図より軸方向あるいはピッチング方向に衝撃を受ける場合、ディスクに生じる最大変位のピーク値は $200 \mu\text{m}$ 程度であることがわかる。また最大ピーク値は軸方向加振では衝撃作用時間が τ_{00} の約1.5倍のときであり、ピッチング方向加振の場合は τ_{00} の約3倍のときであることがわかる。図5(c)の場合、ヘッド位置 $(\eta = 0^\circ)$ が節となるようにディスクを加振しているにもかかわらずヘッド位置におけるディスク変位が大きく現れている。これはディスク上に励振された振動モードがディスクの回転とともにディスク上を回転するためである。

図6は空気膜ばね床のばね定数を $\kappa = 10^3 \text{N/m}^3$ と固定し、ヘッドおよびスタビライザー下の空気膜ばね定数 κ_L, κ_S を変化させた場合のディスクの最大変位の変化を示したものである。軸方向、ピッチング方向衝撃いずれの場合も $\tau/\tau_{00} = 1 \sim 10$ 間でディスクの変位が大きくなっている。軸方向衝撃の場合には $\tau/\tau_{00} = 1$ で、ピッチング方向衝撃(b)の場合には $\tau/\tau_{00} = 10$ で最も変位が大きくなっており、また(c)の場合には $\tau/\tau_{00} = 1 \sim 10$ の範囲で変位が大きくなっている。 $\kappa_L = \kappa_S = 10^5 \text{N/m}$ のとき最大変位のピーク値は軸方向で $0.08 \mu\text{m}$ 、ピッチング方向で $0.05 \sim 0.06 \mu\text{m}$ である。ばね定数 κ_L, κ_S が大きくなった $\kappa_L = \kappa_S = 3 \times 10^5 \text{N/m}$ の場合軸方向およびピッチング方向のピーク値は $0.02 \mu\text{m}$ 程度、さらに $\kappa_L = \kappa_S = 5 \times 10^5 \text{N/m}$ の場合は $0.01 \mu\text{m}$ 程度である。なおヘッドおよびスタビライザー下の空気膜ばね定数を $5.0 \times 10^5 \text{N/m}$ より大きくすると図2(a)に示すようにディスクの不安定領域が広がってしまう。したがって、ヘッドおよびスタビライザーとディスク間に $\kappa_L = \kappa_S = (3.0 \sim 5.0) \times 10^5 \text{N/m}$ 程度の空気膜剛性をもたせることでディスクの最大変位をヘッド-ディスク間の空気膜厚さ $0.05 \mu\text{m}$ 以下に抑えることが可能であり、ヘッドとディスクの接触を防止することができると言える。

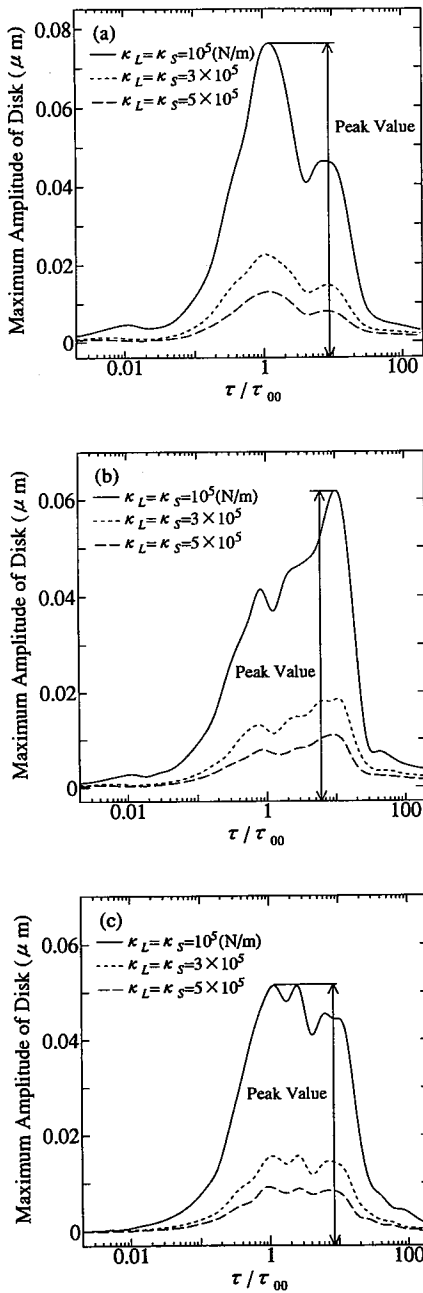


Fig. 6 Variation of the maximum amplitude of disk with air stiffnesses of head (κ_L) and stabilizer (κ_S). $\kappa = 10^3 \text{ N/m}^3$, $r_0 = 17.50 \text{ mm}$, $\eta_0 = 0^\circ$. (a) $G_a = 5g$, $G_p = 0g$; (b) $G_a = 0g$, $G_p = 5g$, $\phi_0 = 90^\circ$; (c) $G_a = 0g$, $G_p = 5g$, $\phi_0 = 180^\circ$.

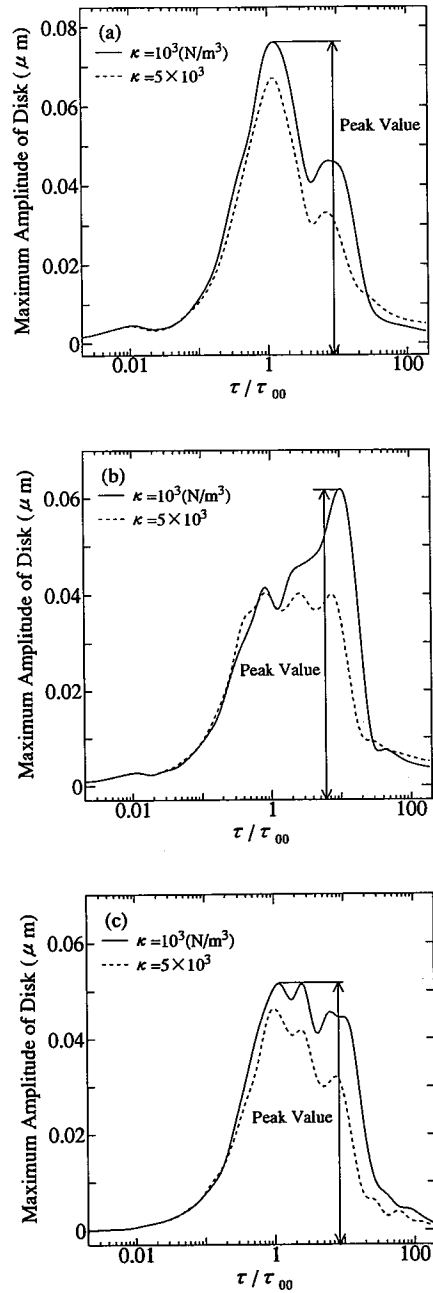


Fig. 7 Variation of the maximum amplitude of disk with air stiffness (κ) between the disk and jacket. $\kappa_L = \kappa_S = 10^5 \text{ N/m}$, $r_0 = 17.50 \text{ mm}$, $\eta_0 = 0^\circ$. (a) $G_a = 5g$, $G_p = 0g$; (b) $G_a = 0g$, $G_p = 5g$, $\phi_0 = 90^\circ$; (c) $G_a = 0g$, $G_p = 5g$, $\phi_0 = 180^\circ$.

図7は $\kappa_L = \kappa_S = 10^5 \text{N/m}$ の場合につき、ジャケット内の空気膜ばね床のばね定数 κ を変化させた場合のディスクの最大変位の変化を示したものである。図より軸方向、ピッチング方向衝撃いずれの場合も κ の値が大きくなるとディスクの変位が小さく抑えられることがわかる。特に(b)および(c)のピッチング方向衝撃の場合は $\kappa = 5 \times 10^3 \text{N/m}^3$ とすることで最大変位をヘッド-ディスク間の空気膜厚さ $0.05 \mu\text{m}$ 以下に抑えることができることがわかる。なお(a)の軸方向衝撃についてもディスクジャケット内の空気流量を調節することで変位を小さく抑えることができるが、図4に示すように κ の値をあまり大きくするとディスクの応答が不安定となるため注意を要する。

5. 結 言

1. ヘッドおよびスタビライザーをディスクとの間にある程度の剛さを持つ微小空気膜が形成されるよう設計し、かつディスクジャケット内の空気流量を調節し空気膜剛性を変えることでディスクを回転速度 $\Omega = 3600 \text{rpm}$ で安定に回転させることができる。
2. ディスクジャケット内の空気膜ばね床のばね定数 κ およびヘッドおよびスタビライザーのばね定数 κ_L, κ_S を調節することで、衝撃によるヘッドとディスクの接触を防止することが可能である。
3. 衝撃によってディスクに生ずる変位の最大値は衝撃入力作用時間によって異なる。ディスク単体の場合軸方向入力では(0,0)モードの固有半周期の1.5倍、ピッチング方向では3倍程度、ヘッドおよびスタビライザーを有する場合軸方向で1倍、ピッチング方向では10倍程度の作用時間を持つ衝撃が入力されたときヘッド位置での変位が最大となる。

文 献

- [1] W. D. Iwan, and T. L. Moeller, *Trans. ASME, J. Appl. Mech.*, 43(1976), p.485.
- [2] Z. W. Jiang, S. Chonan, and H. Abé, *Trans. ASME, Journal of Vibration and Acoustics*, 1990, Vol. 112, No. 1, pp.53-58.
- [3] 長南・江・高島, 日本機械学会論文集 C 編, 1992, 58 巻 548 号, pp.1105-1111.
- [4] S. Chonan, Z. W. Jiang, and Y. J. Shyu, *Trans. ASME, Journal of Vibration and Acoustics*, 1992, Vol. 114, No. 2, pp.283-286.
- [5] 長南・江・高島, 日本機械学会論文集 C 編, 1992, 58 巻 556 号, pp.3681-3688.
- [6] 小野・木暮・三矢, 日本機械学会論文集 C 編, 1979, 45 巻 391 号, pp.356-362.
- [7] G. B. Warburton, "The Dynamical Behaviour of Structures (2nd Edition)", Pergamon International Library, pp.90-92.
- [8] S. Timoshenko, and S. Woinowsky-Krieger, "Theory of plates and shells", *McGraw-Hill Book Company Inc.*, Second Edit, 1959, pp.282-285.