軸方向およびピッチング加振される磁気ヘッド-回転フロッピーディスク連成系の振動ならびにその安定性について*

江 鐘 偉^{*1}, 長 南 征 二^{*2}Vibration and Stability of a Read/Write Head Floppy Disk System
Subjected to External Axial and Pitching Oscillations

Zhongwei JIANG and Seiji CHONAN

This paper is a study of the vibration and stability of a read/write head disk system subjected to external disturbances. The analytical solution is obtained by applying the modal expansion method to the disk governing the equations. In the analysis, the read/write head is modeled as a mass-spring system and the stiffness of the air film in the disk cover is approximated by the stiffness of uniform springs resting under the disk. The axial and the pitching sinusoidal excitations are considered as external disturbances. It is shown that the frequency range where the system has a high response amplitude is affected significantly by the location of the R/W head on the disk. Furthermore it is noted that there is an optimum value of the air film stiffness in disk cover to stabilize the whole disk system over a wide range of operating speeds.

Key Words: Vibration, Stability, Floppy Disk, Read/Write Head, Axial and Pitching Disturbances, Optimum Value

1. 緒 言

近年, 工学の進歩に伴いコンピュータが走行体, 例えば自動車, 船, あるいは飛行機などに積載される機会が増えている。これに伴いコンピュータの外部記憶装置であるフロッピーディスク装置の防振対策が重要な課題となってきた。

回転ディスクおよびフロッピーディスク装置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解析し, ディスクの自由振動応答を求めた。さらに Iwan-Moeller⁽²⁾は静止ばね-質量系を有する回転ディスクにつきその安定性を理論解析した。また Benson-Bogy⁽³⁾は内周をハブに固定された回転円盤の静止横荷重に対する応答を求めた。また小野, 前野と海老原⁽⁴⁾はディスクカバー中に納められ, かつ集中静止横荷重を受ける回転ディスクの振動応答を有限要素法を用いて解析している。また Hutton-Chonan-Lehmann⁽⁵⁾は静止横荷重を受け入れ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

ドの影響を調べた。さらに長南と江⁽⁶⁾は軸方向およびピッチング加振される回転ディスクにつき, その定常応答特性を理論解析した。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, ディスクのライナ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ることを明らかにしている。

本研究はこれらの問題の一つとして軸方向およびピッチング加振される磁気ヘッド-回転フロッピーディスク連成系を取り上げ, 外部入力に対してディスクがいかに応答するかを理論により明らかにするものである。具体例として 5.25 inch フロッピーディスクを取り上げ数値計算を行う。結果より, R/W ヘッドの位置によりディスクの強制振動特性がかなり変化すること, ディスクカバー内の空気膜の弾性定数にはディスクを安定化するための最適な値があることが明らかにされる。

2. 理 論 解 析

図1は一定角速度 Ω で時計回りに回転している, 外径 $r=a$ で自由, 内径 $r=b$ で固定されたフロッピーディスクを示したものである。ディスクはシャフトを中心に回転し, 同時にディスク装置全体が変位

* 平成元年1月24日 第955回講演会において講演, 原稿受付 昭和63年6月6日。

^{*1} 准員, 東北大学大学院 (〒980 仙台市荒巻字青葉)。

^{*2} 正員, 東北大学工学部。

$$w_0 = A_a \cos \omega t + A_p(r/a) \cos \eta \cos \omega t \quad \cdots (1)$$

で加振されている。ここに A_a と A_p はそれぞれ、軸方向およびディスクのある直径を中心にして回転するピッチングの強制変位であり、 ω は強制変位の振動数である。さて、ディスクのヘッドをばね-質量系でモデル化し、ディスクカバー中で空気膜で支持されたディスクを、弾性係数 κ のばね床で全面支持されたディスクにモデル化して考える。以下ディスクとヘッドの相対変位を観察するため、次の三つの座標系を導入する。すなわち、ディスクとともに回転するが軸方向座標は空間に固定された座標系を (z, r, θ) 、回転ディスクに固定された座標系を (w, r, θ) 、および回転しないケースに固定された座標系を (u, r, η) とする。ここに半径 r は三者に共通であり、 z, w, u は軸方向の座標である。以下これらの変数はその座標に関する変位をも同時に表すこととする。

z と w の関係は次式で結び付いている。

$$z = w + w_0 \quad \cdots (2)$$

ヘッドとディスクが常に接触していると仮定すると、ヘッドがディスクに加える横方向荷重 q は

$$q(r, \theta, t) = -[m_L \partial^2 z / \partial t^2 + k_L(z - w_0)] \times [\delta(\theta - \theta_0 - \Omega t + 2\bar{n}\pi)/r] \delta(r - \xi) \quad \cdots (3)$$

ここで m_L と k_L はヘッドの等価質量とばね係数であり、 (ξ, θ_0) はディスクに対するヘッドの付加位置である。 $\bar{n}$ は $2\bar{n}\pi \leq \Omega t \leq 2(\bar{n}+1)\pi$ によって決定される。

さて、回転ディスクに固定した座標系 (w, r, θ) より見た場合の、R/W ヘッドを有する回転ディスクの強制振動方程式は次のように得られる。

$$\begin{aligned} D \nabla^4 w + \rho h \partial^2 w / \partial t^2 + \rho h \partial^2 w_0 / \partial t^2 + x w \\ - h[(1/r)(\partial/\partial r)(r\sigma_r \partial w / \partial r) \\ + (1/r)^2 (\partial/\partial \theta)(\sigma_\theta \partial w / \partial \theta)] \\ = -(m_L \partial^2 w / \partial t^2 + m_L \partial^2 w_0 / \partial t^2 + k_L w) \\ \times [\delta(\theta - \theta_0 - \Omega t + 2\bar{n}\pi)/r] \delta(r - \xi) \quad \cdots (4) \end{aligned}$$

ここに、 D は曲げこわさ、 h は板厚さを表す。 σ_r, σ_θ はそれぞれ回転により生じる半径方向面内力と周方向面

内力である。

ディスクと W/R ヘッドの相対応答を表すため、次の関係式

$$\begin{aligned} \theta &= \eta + \Omega t - 2\bar{n}\pi \\ w(r, \theta, t) &= u(r, \eta, t) \\ \sigma_r(r, \theta) &= \sigma_r(r, \eta), \quad \sigma_\theta(r, \theta) = \sigma_\theta(r, \eta) \\ \partial^m w / \partial r^m &= \partial^m u / \partial r^m, \quad \partial^m w / \partial \theta^m = \partial^m u / \partial \eta^m \\ \partial^m w / \partial t^m &= (\partial/\partial t - \Omega \partial/\partial \eta)^m u \\ \partial^m w_0 / \partial t^m &= (\partial/\partial t)^m w_0(r, \eta, t) \quad \cdots (5) \end{aligned}$$

を用いて、式(4)を回転座標系 (w, r, θ) より、ディスクケースに固定された座標系 (u, r, η) に変換する。すなわち

$$\begin{aligned} D \nabla^4 u + \rho h (\partial^2/\partial t^2 - 2\Omega \partial^2/\partial \eta \partial t + \Omega^2 \partial^2/\partial \eta^2) u \\ + x u - h[(1/r)(\partial/\partial r)(r\sigma_r \partial u / \partial r) \\ + (1/r)^2 (\partial/\partial \eta)(\sigma_\eta \partial u / \partial \eta)] \\ + [m_L (\partial^2/\partial t^2 - 2\Omega \partial^2/\partial \eta \partial t + \Omega^2 \partial^2/\partial \eta^2) u \\ + k_L u] \delta(\eta - \eta_0) \delta(r - \xi)/r \\ = -\rho h \partial^2 w_0 / \partial t^2 - m_L \partial^2 w_0 / \partial t^2 \\ \times \delta(\eta - \eta_0) \delta(r - \xi)/r \quad \cdots (6) \end{aligned}$$

上式の解を

$$\begin{aligned} u(r, \eta, t) = \sum_{m=0}^M \sum_{n=0}^N [C_{mn}(t) \cos(n\eta) \\ + S_{mn}(t) \sin(n\eta)] R_{mn}(r/a) \quad \cdots (7) \end{aligned}$$

とおく。ここに $C_{mn}(t), S_{mn}(t)$ は時間の未知関数、 $R_{mn}(r/a)$ は境界条件を満足する変位モード関数、 m は節円の数、 n は節直径の数を表す。 M, N は級数解の項数である。いま、 $R_{mn}(r/a)$ として、静止円板のモード関数を用いるとすると、それらはベッセル関数を用いて次式のように表される。

$$\begin{aligned} R_{mn}(r/a) = J_n(k_{mn}r/a) + F_{mn} Y_n(k_{mn}r/a) \\ + G_{mn} I_n(k_{mn}r/a) + H_{mn} K_n(k_{mn}r/a) \quad \cdots (8) \end{aligned}$$

ここで J_n と Y_n はそれぞれ第1種、第2種ベッセル関数、 I_n と K_n は変形ベッセル関数である。 F_{mn}, G_{mn}, H_{mn} および k_{mn} は境界条件によって決定される定数である。

さて、式(6)を解くに当たり、始めに式(7)を式(6)に代入、さらに $r R_{ql}(r) \cos(l\eta) d\eta dr$ を掛け、 r に関して a から b まで、 η に関して 0 から 2π まで積分すると、次式を得る。

$$\begin{aligned} \sum_{m=0}^M \sum_{n=0}^N [\alpha_{mn} \partial^2 C_{mn} / \partial T^2 + \varepsilon_{mn} \partial^2 S_{mn} / \partial T^2 \\ + \lambda_{mn} \partial C_{mn} / \partial T + \mu_{mn} \partial S_{mn} / \partial T \\ + \phi_{mn} C_{mn} \tau_{mn} S_{mn}]_{ql} = f_{ql} \cos \omega_0 T \\ q = 0, 1, 2, \dots, M; \quad l = 0, 1, 2, \dots, N \quad \cdots (9) \end{aligned}$$

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

$$\sum_{m=0}^M \sum_{n=0}^N [\bar{\varepsilon}_{mn} \partial^2 C_{mn} / \partial T^2 + \bar{\alpha}_{mn} \partial^2 S_{mn} / \partial T^2$$

図1 ヘッドと接触する回転ディスクの座標系

$$\begin{aligned}
& + \bar{\mu}_{mn} \partial C_{mn} / \partial T + \bar{\lambda}_{mn} \partial S_{mn} / \partial T \\
& + \bar{\tau}_{mn} C_{mn} + \bar{\phi}_{mn} S_{mn} \Big|_{ql} = \bar{f}_{ql} \cos \omega_0 T \\
& q=0, 1, 2, \dots, M; l=1, 2, \dots, N \quad \dots\dots\dots (10)
\end{aligned}$$

ここに

$$\begin{aligned}
\alpha_{mn} &= \langle R_{mn}^2 \rangle \delta_{mq} \delta_{nl} + m_{L0} \langle C_{nl} R_{mn}^{ql} \rangle \beta_l \\
\bar{\alpha}_{mn} &= \langle R_{mn}^2 \rangle \delta_{mq} \delta_{nl} + m_{L0} \langle S_{nl} R_{mn}^{ql} \rangle \\
\epsilon_{mn} &= m_{L0} \langle S_n C_l R_{mn}^{ql} \rangle \beta_l \\
\bar{\epsilon}_{mn} &= m_{L0} \langle C_n S_l R_{mn}^{ql} \rangle \\
\lambda_{mn} &= 2n\Omega_0 m_{L0} \langle S_n C_l R_{mn}^{ql} \rangle \beta_l \\
\bar{\lambda}_{mn} &= -2n\Omega_0 m_{L0} \langle C_n S_l R_{mn}^{ql} \rangle \\
\mu_{mn} &= -2n\Omega_0 \langle R_{mn}^2 \rangle \delta_{mq} \delta_{nl} - 2n\Omega_0 m_{L0} \langle C_{nl} R_{mn}^{ql} \rangle \beta_l \\
\bar{\mu}_{mn} &= 2n\Omega_0 \langle R_{mn}^2 \rangle \delta_{mq} \delta_{nl} + 2n\Omega_0 m_{L0} \langle S_{nl} R_{mn}^{ql} \rangle \\
\phi_{mn} &= (k_{mn}^4 + x_0 - n^2 \Omega_0^2) \langle R_{mn}^2 \rangle \delta_{mq} \delta_{nl} + \langle \sigma R_{mn}^{ql} \rangle \delta_{nl} \\
& + (k_{L0} - n^2 \Omega_0^2 m_{L0}) \langle C_{nl} R_{mn}^{ql} \rangle \beta_l \\
\bar{\phi}_{mn} &= (k_{mn}^4 + x_0 - n^2 \Omega_0^2) \langle R_{mn}^2 \rangle \delta_{mq} \delta_{nl} + \langle \sigma R_{mn}^{ql} \rangle \delta_{nl} \\
& + (k_{L0} - n^2 \Omega_0^2 m_{L0}) \langle S_{nl} R_{mn}^{ql} \rangle \\
\tau_{mn} &= (k_{L0} - n^2 \Omega_0^2 m_{L0}) \langle S_n C_l R_{mn}^{ql} \rangle \beta_l \\
\bar{\tau}_{mn} &= (k_{L0} - n^2 \Omega_0^2 m_{L0}) \langle C_n S_l R_{mn}^{ql} \rangle \\
f_{ql} &= A_a \omega_0^2 \langle r R_{ql} \rangle \delta_{l0} + A_p \omega_0^2 \langle r^2 R_{ql} \rangle \delta_{l1} \\
& + m_{L0} \omega_0^2 (A_a + A_p \bar{\xi} \cos \eta_0) \langle C R_{ql} \rangle \beta_l \\
\bar{f}_{ql} &= m_{L0} \omega_0^2 (A_a + A_p \bar{\xi} \cos \eta_0) \langle S R_{ql} \rangle \\
\langle R_{mn}^2 \rangle &= \int_{b/a}^1 (r/a) R_{mn}^2 d(r/a) \\
\langle \sigma R_{mn}^{ql} \rangle &= \int_{b/a}^1 - \{ [\partial / \partial (r/a)] [(r/a) \sigma_{r0} \partial R_{mn} / \partial (r/a)] \\
& - l^2 / (r/a) \sigma_{r0} R_{mn} \} R_{ql} d(r/a) \\
\langle r^p R_{mn} \rangle &= \int_{b/a}^1 (r/a)^p R_{mn} d(r/a) \\
\langle C_{nl} R_{mn}^{ql} \rangle &= \cos(n\eta_0) \cos(l\eta_0) R_{mn}(\bar{\xi}) R_{ql}(\bar{\xi}) \\
\langle S_{nl} R_{mn}^{ql} \rangle &= \sin(n\eta_0) \sin(l\eta_0) R_{mn}(\bar{\xi}) R_{ql}(\bar{\xi}) \\
\langle C_n S_l R_{mn}^{ql} \rangle &= \cos(n\eta_0) \sin(l\eta_0) R_{mn}(\bar{\xi}) R_{ql}(\bar{\xi}) \\
\langle S_n C_l R_{mn}^{ql} \rangle &= \sin(n\eta_0) \cos(l\eta_0) R_{mn}(\bar{\xi}) R_{ql}(\bar{\xi}) \\
\langle C_l R_{mn}^{ql} \rangle &= \cos(l\eta_0) R_{ql}(\bar{\xi}) \\
\langle S_l R_{mn}^{ql} \rangle &= \sin(l\eta_0) R_{ql}(\bar{\xi}) \\
\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 \\ 1/2 & \text{for } l = 0 \end{cases} \\
& \dots\dots\dots (11)
\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。

$$\begin{aligned}
T &= (D/\rho h a^4)^{1/2} t, \quad \Omega_0 = (\rho h a^4/D)^{1/2} \Omega \\
\sigma_{r0} &= (h a^2/D) \sigma_r, \quad \sigma_{\eta 0} = (h a^2/D) \sigma_\eta \\
x_0 &= (a^4/D) x, \quad \omega_0 = (\rho h a^4/D)^{1/2} \omega \\
m_{L0} &= m_L / \rho h a^2 \pi, \quad k_{L0} = (a^2/\pi D) k_L \\
\bar{r} &= r/a, \quad \bar{\xi} = \xi/a \quad \dots\dots\dots (12)
\end{aligned}$$

式(9)と式(10)をまとめてマトリックスで表すと

$$\sum_{m=0}^M \sum_{n=0}^N \begin{bmatrix} \alpha_{mn} & \epsilon_{mn} \\ \bar{\epsilon}_{mn} & \bar{\alpha}_{mn} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \ddot{C}_{mn} \\ \ddot{S}_{mn} \end{Bmatrix} + \begin{bmatrix} \lambda_{mn} & \mu_{mn} \\ \bar{\mu}_{mn} & \bar{\lambda}_{mn} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \dot{C}_{mn} \\ \dot{S}_{mn} \end{Bmatrix}$$

$$+ \begin{bmatrix} \phi_{mn} & \tau_{mn} \\ \bar{\tau}_{mn} & \bar{\phi}_{mn} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} C_{mn} \\ S_{mn} \end{Bmatrix} \Big|_{ql} = \begin{Bmatrix} f_{ql} \\ \bar{f}_{ql} \end{Bmatrix} \cos \omega_0 T \quad \dots\dots\dots (13)$$

式(13)の解を

$$\begin{aligned}
[C_{mn}, S_{mn}]^T &= [C_{mn}^1, S_{mn}^1]^T \cos \omega_0 T \\
& + [C_{mn}^2, S_{mn}^2]^T \sin \omega_0 T \quad \dots\dots\dots (14)
\end{aligned}$$

とおくとディスクの横変位は

$$u = A \cos \omega_0 T + B \sin \omega_0 T \quad \dots\dots\dots (15)$$

で与えられる。ここに

$$\begin{aligned}
A &= \sum_{m=0}^M \sum_{n=0}^N (C_{mn}^1 \cos n\eta + S_{mn}^1 \sin n\eta) \\
B &= \sum_{m=0}^M \sum_{n=0}^N (C_{mn}^2 \cos n\eta + S_{mn}^2 \sin n\eta) \\
& \dots\dots\dots (16)
\end{aligned}$$

3. 計算結果

数値計算例として、5.25 inch フロッピーディスクを取り上げ以下、ディスクの直径 $2a=130.18$ mm, 内径 $2b=32.78$ mm, 厚さ $h=0.077$ mm, 密度 $\rho=1.40$ g/cm³, ヤング率 $E=5300$ N/mm², ポアソン比 $\nu=0.3$ および級数解の項数を $M=3, N=6$ として計算を行う。市販されているフロッピーディスク装置について R/W ヘッドをばね-質量系にモデル化した場合、その等価質量および等価ばね定数はそれぞれ $m_L=4.15$ g, $k_L=38.58$ N/m (無次元化量は $m_{L0}=2.89$, $k_{L0}=234.816$) ともとまる。

図2はディスクケースが軸方向に加振された場合、R/W ヘッドの位置の変化によるフロッピーディスクの応答振幅の変化を示す。いずれもヘッド取付位置での変位を示す。加振振動数 $f (= \omega/2\pi)$ は 0~500 Hz, ディスクの回転数は $\Omega=300$ rpm である。図2(a)はヘッドが $(\bar{\xi}, \eta_0)=(0.5, 0)$ にある場合、図2(b), (c)は各に $(\bar{\xi}, \eta_0)=(0.7, 0), (0.9, 0)$ の場合を示す。図からわかるように R/W ヘッドの位置が移動してもフロッピーディスクの共振振動数はあまり影響されないが、R/W ヘッドが外周方向に移動するに従い、フロッピーディスクに大きな振幅を生じさせる加振振動数領域が低い振動数域へ集中していくことがわかる。この傾向をディスクの防振対策に応用するとすれば、ヘッドが $\bar{\xi}=0.5$ にあるときは 0~200 Hz 域の入力を遮断すればよいこと、 $\bar{\xi}=0.9$ のときは 0~100 Hz 域の入力を遮断する必要のあることを示している。

図3はディスクケースがピッチング強制変位を受ける場合の、ヘッドの位置の変化によるディスクの応答変位の変化を示す。数値計算ではピッチング入力、 $\eta = \pi/2$ の直径を中心として回転するピッチング変位と

仮定している。図3(a)はヘッドが $(\bar{\xi}, \eta_0) = (0.7, 0)$ にある場合、図3(b)は $(\bar{\xi}, \eta_0) = (0.7, \pi/2)$ の場合、すなわちヘッドがピッチング強制変位のノード上にある場合を示す。ピッチング加振振動数は0~500 Hz、ディスク回転数は $\Omega = 300$ rpmである。軸方向加振の場合と同様に、R/Wヘッドの位置が変化してもディスクの共振振動数にはあまり変化のないことがわかる。この二つの場合振幅の大きさを比べてみると、ヘッドが $\eta_0 = \pi/2$ にあるとき〔図3(b)〕のほうが、全体として振幅が図3(a)より小さくなっている。特にこの場合、高い加振振動数における変位振幅の小さいことがわかる。これはヘッドがピッチング強制変位のノード上にあるためである。これよりピッチング入力の大い状態

況下では、ディスクヘッドがピッチングノードにくるようにディスク装置を設置すべきであることが言える。さらに図3(a)と図2(b)を比較してみると、ピッチング加振の場合は軸方向加振の場合より、ディスクの振幅が小さくなっていることがわかる。

図4はディスクが軸方向加振される場合の、ディスクカバー内の空気膜こわさ $x_0 = 500$ に対するディスクの応答振幅を示す。ヘッドの位置および回転数はそれぞれ $(\bar{\xi}, \eta_0) = (0.7, 0)$ 、 $\Omega = 300$ rpmである。図2(b)と比較してみると、カバーの弾性係数 x_0 が10倍になっているにもかかわらず、共振振動数と振幅応答はあまり変化が見られない。文献(7)ではディスクカバー内の空気膜の剛性が、単体で回転するディスクの安定性

図2 軸方向加振によるフロッピーディスクの振幅応答

図3 ピッチング加振によるフロッピーディスクの振幅応答

図4 軸方向加振における $x_0=500$ に対するフロッピーディスクの振幅応答

に大きな役割を及ぼすことが示されているが、ここでも R/W ヘッドを有するディスクの安定性が x_0 の値にいかに関与されるかを調べてみよう。

図5は $m_{L0}=2.89$, $k_{L0}=234.816$, $x_0=0\sim 500$ の場合につき、ディスクに不安定現象の表れる危険回転数をヘッドの半径位置 ξ の関数として示したものである。ディスクは $\bar{r}=0.2518$ で内周固定されているため図5では $\xi=\bar{r}\geq 0.2518$ の領域について結果が示されている。図5を説明する前にまず図6, 7について少し説明しておく。図6と図7は $m_{L0}=2.89$, $k_{L0}=234.816$ ヘッドとディスクの接触位置 $(\xi, \eta_0)=(0.7, 0)$ の場合につき、無次元複素固有振動数とディスクの回転速度の関係を示す。図6での実線は本解析法の級数解法に基づいて求めた結果、破線は単一モードの近似解の結果を表す⁽⁷⁾。図6ではディスクカバーの弾性の影響を考慮していない ($x_0=0$) が、図7では $x_0=50$ としている。 x_0 が零のとき(図6)、ディスクの回転数が約 $\Omega_0=0.5$ のところで振動数の虚数部分の曲線が上下合体し、これ以上の回転数でフラッタ形の不安定が生じている。しかし $x_0=50$ とすると(図7)、それらの曲線は上下合体せず、安定領域も一気に約 $\Omega_0=4.2$ まで広がり、 $\Omega_0=4.2$ を超えるところでダイバジェンス形不安定が現れてくる。図5の場合、 x_0 の値が40以下ではヘッドがディスクハブの近くにあるとき(例えば $\xi<0.3$ の場合)ダイバジェンス不安定によりディスクは高い危険回転数を有するが、ヘッドがディスク外周へ移動すると、ある ξ でダイバジェンス不安定が起こる前にフラッタ不安定が現れるためディスクの危険回転数はかなり低くなり、図のように危険回転数の曲線は不連続となる。 x_0 の値が50以上となると、ダイバジェンス形不安定域の前に見られるフラッタ形不安定域がすべて消滅してしまうためディスクの危険回転数はヘッドの位置にかかわらずかなり高くなることがわかる。しかし、単に x_0 が大きいほど危険回転数が高いというわけではなく、例えば、 $x_0=100, 500$ のとき、ヘッドの位置が $\xi=0.5$ より大きくなるとディスク危険速度は逆に下がっている。したがって、フロッピーディスクカバー内の空気膜の剛性にはディスクを高回転数まで安定化す

図5 ディスクの危険回転数 Ω_{cr} とヘッドの半径位置 ξ の関係

るための最適な値があることがわかる。

4. 結 論

本研究は R/W ヘッドを有するフロッピーディスク装置が外部加振される場合のディスクの振動応答、およびフロッピーディスクのナイラカバー内の空気膜弾性がディスクの安定性に及ぼす影響について理論解析したものである。得られた結果を要約すると次のようになる。

(1) フロッピーディスク装置が外部加振されるとき、R/W ヘッドの位置はディスクの共振振動数にあまり影響を与えない。しかしながら軸方向加振の場合はヘッドが半径方向にディスク外周へ移動するに従い、フロッピーディスクに大きい応答振幅をもたらす加振領域は振動数の低い領域へ集中していく。

(2) ピッチング加振の場合はヘッドが円周方向にピッチングノードの位置に近づくに従い全体として振幅が小さくなり、特に高い加振振動数域における変位振幅が小さくなる。これよりピッチング入力の大い状況下では、ディスクヘッドがピッチングノードにくるようにディスク装置を設置すべきであることが言える。

(3) ディスクカバー内の空気膜の剛性はディスク

$$(m_{L0}=2.89, k_{L0}=234.816, \bar{\xi}=0.7, \eta_0=0, x_0=0)$$

図 6 回転数 Ω_0 による複素固有振動数 p の変化

$$(m_{L0}=2.89, k_{L0}=234.816, \bar{\xi}=0.7, \eta_0=0, x_0=50)$$

図 7 回転数 Ω_0 による複素固有振動数 p の変化

の共振振動数にもあまり影響しないが、ヘッドを有するディスクシステムの安定性には大きな役割を果たしている。さらにヘッドに対して、ディスクカバーの内の空気膜の剛性にはディスクを安定化するための最適な値が存在する。

終わりに臨み、本解析におきまして終始懇切なご指導を賜りました東北大学 阿部博之教授に厚く感謝の意を表します。また本研究を遂行するに当たり、フロッピーディスクならびに磁気ヘッドに関する資料を提供していただいた東北アルプス(株) 岩永 敦氏に厚くお礼申し上げます。

文 献

- (1) Iwan, W. D. and Stahl, K. J., *Trans. ASME, J. Appl. Mech.*, **95** (1973), 445.
- (2) Iwan, W. D. and Moeller, T. L., *Trans. ASME, J. Appl. Mech.*, **43** (1976), 485.
- (3) Benson, R. C. and Bogy, D. B., *Trans. ASME, J. Appl. Mech.*, **45** (1978), 636.
- (4) 小野・ほか 2 名, 機論, **52-473**, C (昭 61), 326.
- (5) Hutton, S. G., Chonan, S. and Lehmann, B. F., *J. Sound. Vib.*, **112-3** (1987), 527.
- (6) 長南・江, 機論, **54-502**, C (昭 63), 1181.
- (7) 江・長南, 機論, **54-507**, C (昭 63), 2669.