

(論 文)

# 마그네틱 헤드 슬라이더의 극소 공기막에 대한 동특성 해석

장 인 배\* · 한 동 철\*\*

(1990년 5월 18일 접수)

## Dynamic Analysis of Magnetic Head Slider at Ultra Low Clearance

In-Bae Chang and Dong-Chul Han

**Key Words :** Slider Bearing(슬라이더 베어링), Molecular Mean Free Path(공기분자간 평균 자유비행거리), Static Analysis(정적 해석), Dynamic Analysis(동적 해석), Stiffness(강성), Damping(감쇠)

### Abstract

In this paper the dynamic characteristics of self acting air lubricated slider bearing of hard disk/head system are investigated. The dynamic equations of magnetic head mechanism considering both parallel and pitch motion and the time dependent modified Reynolds equation are analyzed and the dynamic pressure distribution of air film is numerically calculated in frequency domain by small perturbation method and finite difference scheme with variable grid. The dynamic response of the slider spacing is obtained accordingly as the moving recording surface vibrates in parallel mode.

### 기 호 설 명

$a$ : 디스크 진폭 ( $\mu\text{m}$ )	$J$ : 슬라이더의 극관성 모멘트 ( $\text{kg s}^2/\text{m}$ )
$B$ : $=b/l$	$K_{ij}$ : 공기막의 강성계수 ( $i=z, j=\theta$ )
$b$ : 슬라이더 폭	$K_n$ : Knudsen 계수 ( $=\lambda_a/h_0$ )
$C_{ij}$ : 댐핑계수 ( $i=z, j=\theta$ )	$K_T$ : 병진 스프링 계수 ( $\text{kg/m}$ )
$H_1$ : 병진교란 공기막 두께	$K_\theta$ : 회전스프링 계수 ( $\text{kg m/rad}$ )
$H_2$ : 회전교란 공기막 두께	$l$ : 슬라이더 길이
$P_1$ : 병진교란 압력	$l_1$ : 리딩에지 길이
$P_2$ : 회전교란 압력	$M$ : 슬라이더 질량 ( $\text{kg s}^2/\text{m}$ )
$H$ : 무차원 공기막 두께 ( $=h/h_0$ )	$P$ : 무차원 압력 ( $=p/p_a$ )
$\bar{H}$ : 무차원 교란 공기막 두께	$\bar{P}$ : 무차원 교란 압력
$H_0$ : 무차원 정적 공기막 두께	$p_a$ : 대기압 ( $\text{kg/m}^2$ )
$h$ : 차원 공기막 두께	$P_0$ : 무차원 정적 압력
$h_0$ : 최소윤활 공기막 두께	$\Delta p$ : 차원 교란 압력
$\Delta h$ : 차원교란 공기막 두께	$S$ : 라플라스 변환된 시간변수
	$U$ : 디스크 선속도 ( $\text{m/s}$ )
	$X$ : $=x/l$
	$X_G$ : 무차원 질량 중심 위치 ( $=x_G/l$ )
	$Z$ : $=z/b$

\* 서울대학교 대학원

\*\* 정회원, 서울대학교 공과대학 기계설계학과

$\alpha$  :  $a/h_0$

$\delta$  : 리딩에지 높이 ( $\mu\text{m}$ )

$\theta$  : 교란 피치각

$\Lambda$  : 압축성 계수 ( $= \frac{\sigma\mu Ub^2}{\rho a H_0^2 l}$ )

$\lambda_a$  : 공기분자의 평균 자유비행거리

$\sigma$  : 스퀴즈 계수 ( $= \frac{12\mu\omega_0 b^2}{\rho a h_0^2}$ )

$\tau$  : 무차원 시간 ( $= \omega_0 t$ )

$\pi$  :  $= \frac{\theta l}{h_0}$

$\Omega$  :  $= \frac{\dot{\omega}}{\omega_0}$

$\omega$  : 교란 각속도 (rad/s)

$\omega_0$  : 디스크의 회전 각속도 (rad/s)

O-XYZ : 무차원 좌표계

O-xyz : 차원 좌표계

## 1. 서 론

동압 공기윤활 슬라이더 (self acting air lubricated slider)는 자기기록용 헤드 시스템에 성공적으로 이용되어 왔다. 이 슬라이더는 헤드를 부착한 채로 자기 기억장치인 디스크나 드럼과 같이 회전하는 평면위에 항상 일정한 좁은 틈새를 두고 미끄러지며 헤드와 디스크 사이에 신호교환이 이루어지도록 한다. 최근들어 고밀도의 정보보존을 위한 대용량 자기 기억장치에 대한 필요성이 증가함에 따라, 헤드와 움직이는 기억표면 사이의 좁으면서도 안정된 간극유지에 대한 연구가 활발히 진행되고 있다.

자기기록 시스템이 여러 가지 운전조건 하에서 헤드와 기억장치 사이에 항상 균일한 좁은 간격을 갖도록 설계하려면 슬라이더와 디스크 사이의 공기막에 대한 윤활특성 해석 뿐만 아니라 슬라이더가 부착된 서스펜션 시스템의 동적 거동도 함께 해석되어 중요한 변수에 대한 시스템 특성변화가 연구되어야 한다.

본 연구에서는 공기분자간 평균 자유비행거리 (molecular mean free path)를 고려한 수정된 레이놀즈 방정식을 공기막 두께의 미소 교란항에 대하여 전개하여 비선형 정적 평형방정식과 교란 미분방정식을 구하였다. 비선형 정적 평형방정식은 슬라이더의 정량적인 거동형태를 표시하므로 이를 이용하여 슬라이더의 정적특성을 구할 수 있다<sup>(1)</sup>. 이에 반하여, 동적 교란미분 방정식은 슬라이더의

간극함수에 대한 각종 교란에 의하여 유발되는 변발압력을 정성적으로 나타내므로, 슬라이더의 외부 교란에 대한 응답특성 및 자기복원특성 등을 구할 수 있다. 이러한 특성을 서스펜션에 부착된 헤드 시스템의 운동방정식에 함께 고려하여 시스템의 동적 특성을 해석하고 슬라이더의 설계변수가 미치는 영향을 고찰하고자 한다.

## 2. 이론적 고찰

### 2.1 교란 미분방정식의 유도

기체윤활 베어링에 대한 일반적인 이론은 유체가 연속체이며 벽면에서의 유동은 정체되어 있다고 가정한다. 그러나, 이 가정은 공기분자의 평균 자유비행 거리가 유체유동의 차원과 비교하여 무시할 정도로 작은 ( $0.01 > K_n$ ) 영역에서만 유효하다.

그런데, 공기막 두께가 매우 좁은 상태에서 작동하는 자기기록용 공기윤활 슬라이더 베어링의 경우처럼 공기분자의 평균 자유비행 거리가 공기막 두께와 비교할 정도 ( $0.01 < K_n < 15$ )가 되면, 기체의 벽면 사이의 미끄럼<sup>(2)</sup>이 무시될 수 없으며 점성의 감소에 따른 현상과 유사한 효과를 나타낸다. 공기분자의 평균 자유비행거리와 슬라이더의 최소윤활 공기막 두께로 무차원화 된 공기막 두께의 비가 (과 1 사이에 있으면, 근사적으로 유동은 여전히 일반적인 연속체 이론에 의해 다루어지지만, 수정된 경계조건<sup>(3)</sup>이 적용된다.

슬라이더의 거동 형태는 크게 병진, 피치 및 롤 운동으로 대별된다. 그런데, 슬라이더와 하드 디스크 사이의 공기막의 압력형성에 가장 큰 영향을 미치는 요소는 주로 병진과 피치 운동이며, 롤 운동은 앞서의 두가지 거동형태에 비하여 공기막 압력형성에 극히 미소한 영향을 끼치므로 본 연구에서는 고려의 대상에서 제외하여 Fig. 1과 같은 모델로 이상화하여 동적 해석을 수행하고자 한다.

Fig. 1에서 슬라이더는 병진강성  $K_T$ 와 회전강성  $K_\theta$ 를 갖는 서스펜션에 지지를 받는다. 슬라이더의 질량은  $M$ , 회전관성은  $J$ 이며 슬라이더의 앞쪽 에지 (leading edge)에서 기울기의 변화가 있다고 가정한다. 그리고 슬라이더와 디스크의 표면조도 (surface roughness)는 무시하였다. 슬라이더의 동적 거동에 의해 슬라이더와 디스크 사이의 공기막에 형성되는 동압에 대한 지배방정식은 시간의존적 레이놀즈 방정식으로 표현될 수 있다. 공기분자의

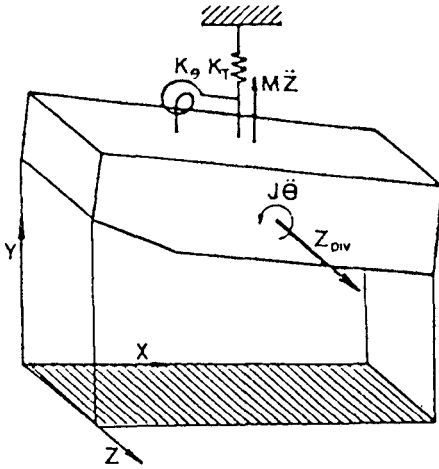


Fig. 1 Dynamic model of a slider

벽면 미끄럼 현상을 고려한 Navier-Stokes 방정식으로 부터 다음과 같은 수정된 레이놀즈 방정식이 유도될 수 있다.

$$B^2 \frac{\partial}{\partial X} \left[ PH^3 \frac{\partial P}{\partial X} + 6K_n H^2 \frac{\partial P}{\partial X} \right] + \frac{\partial}{\partial Z} \left[ PH^3 \frac{\partial P}{\partial Z} + 6K_n H^2 \frac{\partial P}{\partial Z} \right] = \Lambda \frac{\partial(PH)}{\partial X} + \sigma \frac{\partial(PH)}{\partial \tau} \quad (1)$$

여기서  $K_n = \lambda_a / h_0$ 은 Knudsen 계수로, 공기분자의 무차원 평균 자유비행거리를 나타낸다. 그리고 슬라이더의 길이 및 폭방향의 무차원 변수로 각각 슬라이더의 길이 ( $L$ ) 및 폭( $B$ )를 사용하였다.

슬라이더와 서스펜션 시스템으로 구성된 헤드 메카니즘의 운동방정식은 상하 병진운동에 대한 (2) 식과 회전운동에 대한 (3) 식으로 구성된다<sup>(4)</sup>.

$$M \left[ \frac{d^2 y}{dt^2} \right] + K_T y = \int_0^b \int_0^l \Delta p dx dz \quad (2)$$

$$J \left[ \frac{d^2 \theta}{dt^2} \right] + K_\theta \theta = \int_0^b \int_0^l \Delta p (x_c - x) dx dz \quad (3)$$

여기서,  $y$ 는 슬라이더 중심의 평행위치로부터의 상하 병진변위를 나타내며,  $\theta$ 는 피치각,  $\Delta p$ 는 슬라이더의 디스크 표면에 대한 상대운동으로부터 발생하는 교란압력이다.

디스크 표면에 대한 슬라이더의 상대적 운동을 상하 수직운동  $y$ 와 전후요동, 그리고 디스크의 슬라이더에 대한 정현함수적 수직운동  $r$ 로 이상화한다면 공기막 두께의 변화성분인  $\Delta h$ 는 다음과 같이 표시된다.

$$\Delta h = y + \theta(x_c - x) - r \quad (4)$$

이에 따라 식 (1)에서의  $P$ 와  $H$ 는 정상상태 하에서의 압력 변화량  $P_0$  및 간극  $H_0$ 와 슬라이더의 병진 및 피치운동에 의한 교란압력의 합  $\tilde{P} = \Delta p / p_a$  및  $\tilde{H} = \Delta h / h_0$ 로 이루어지며, 이에 따라 압력분포  $P$ 는 정상상태에서의 압력  $P_0$ 와 교란압력  $\tilde{P}$ 의 합으로 나타낼 수 있다.

$$P = P_0 + \tilde{P} \quad \tilde{P} = P_1 + P_2 \quad (5)$$

$$H = H_0 + \tilde{H} \quad \tilde{H} = H_1 + H_2 \quad (6)$$

식 (5), (6)과 같은 압력  $P$ 와 공기막 두께  $H$ 를 식 (1)에 대입하여 교란 매개변수의 고차항을 무시한 채로 지배방정식을 정리하면, 다음과 같은 정적 평형방정식 (7)과 동적 평형방정식 (8)을 얻을 수 있다.

$$B^2 \frac{\partial}{\partial X} \left[ P_0 H_0^3 \frac{\partial P_0}{\partial X} + 6K_n H_0^2 \frac{\partial P_0}{\partial X} \right] + \frac{\partial}{\partial Z} \left[ P_0 H_0^3 \frac{\partial P_0}{\partial Z} + 6K_n H_0^2 \frac{\partial P_0}{\partial Z} \right] = \Lambda \frac{\partial(P_0 H_0)}{\partial X} \quad (7)$$

$$B^2 \frac{\partial}{\partial X} \left[ P_0 H_0^3 \frac{\partial \tilde{P}}{\partial X} + H_0^3 \frac{\partial P_0}{\partial X} \tilde{P} + 6K_n H_0^2 \frac{\partial \tilde{P}}{\partial X} \right] - \Lambda \frac{\partial(\tilde{P} H_0)}{\partial X} + \frac{\partial}{\partial Z} \left[ P_0 H_0^3 \frac{\partial \tilde{P}}{\partial Z} + H_0^3 \frac{\partial P_0}{\partial Z} \tilde{P} + 6K_n H_0^2 \frac{\partial \tilde{P}}{\partial Z} \right] - \sigma \frac{\partial(\tilde{P} H_0)}{\partial \tau} + B^2 \frac{\partial}{\partial X} \left[ 3P_0 H_0^2 \frac{\partial P_0}{\partial X} + 12K_n H_0 \frac{\partial P_0}{\partial X} \right] \tilde{H} - \Lambda \frac{\partial(P_0 \tilde{H})}{\partial X} + \frac{\partial}{\partial Z} \left[ 3P_0 H_0^2 \frac{\partial P_0}{\partial Z} + 12K_n H_0 \frac{\partial P_0}{\partial Z} \right] \tilde{H} - \sigma \frac{\partial(P_0 \tilde{H})}{\partial \tau} = 0 \quad (8)$$

여기서, 식 (7)은 정상상태의 지배방정식으로 비선형의 특성을 가지므로 Newton-Raphson 알고리즘을 이용한 선형화 과정을 통하여 반복 계산으로 해를 구한다. 그리고 식 (8)은 교란압력  $\tilde{P}$ 에 대한 선형방정식으로, 정상상태의 해석에서 구해진 정적 압력  $P_0$ 와 그때의 틈새함수  $H_0$ 를 이용하여 해를 구할 수 있다. 그런데, 압축성 계수  $\Lambda$ 가 매우 높은 범위에서 슬라이더 베어링이 작동하는 경우에 대한 수치해석에 있어서 슬라이더의 뒷부분 (trailing edge)에 급격한 압력의 흔들림 현상이 나타날 수 있다<sup>(5)</sup>. 이러한 현상은 공기막의 압력의 수치해석에 유한 차분식을 적용함에 있어 일정한 간격의 격자가 급격히 변동되는 압력분포를 충분히, 그리고 정확하게 해석하는 데 적절하지 않은 때문이라 판

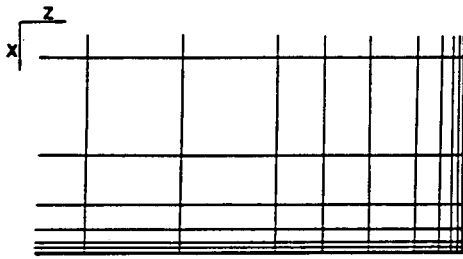


Fig. 2 Variable grid scheme of a head slider

단된다. 그러므로, 본 연구에서는 압력이 급격히 변화하는 부분에서의 압력변화를 충분히 수용하며 matrix의 크기를 최소화하고 계산시간을 절약할 수 있는 간격 변동격자(distance variable grid)를 사용하기로 한다(Fig. 2).

간격 변동격자에 따른 미분항의 유한 차분식은 다음과 같다<sup>(6)</sup>.

$$\frac{\partial^2 Y(i,j)}{\partial X^2} = \sum_{k=1}^3 A_k(i) Y(i+2-k, j) \quad (9)$$

$$\frac{\partial^2 Y(i,j)}{\partial Z^2} = \sum_{k=1}^3 B_k(i) Y(i, j+2-k) \quad (10)$$

$$\frac{\partial Y(i,j)}{\partial X} = \sum_{k=1}^3 C_k(i) Y(i+2-k, j) \quad (11)$$

$$\frac{\partial Y(i,j)}{\partial Z} = \sum_{k=1}^3 D_k(i) Y(i, j+2-k) \quad (12)$$

계수  $A_k, B_k, C_k, D_k$ 는 부록에 수록되어 있다.

### 2.2 수치해석

무차원화 된 교란 미분방정식 (8)을 주파수 영역에서 해석하기 위하여, 라플라스 변환을 수행하였다. 여기서  $\tilde{P}, \tilde{H}$ 는 라플라스 변환된 변수임을 의미한다. 헤드 메카니즘의 운동방정식 (2), (3)에 대한 라플라스 변환을 수행한 후 무차원화 시키면,

$$\left[ \frac{Mh_0\omega_0^2}{\rho abl} S^2 + \frac{K_1 h_0}{\rho abl} \right] \xi = \int_0^1 \int_0^1 \tilde{P} dXdZ \quad (13)$$

$$\left[ \frac{Jh_0\omega_0^2}{\rho abl^3} S^2 + \frac{K_0 h_0}{\rho abl^3} \right] \phi = \int_0^1 \int_0^1 \tilde{P}(Xc - X) dXdZ \quad (14)$$

$$\tilde{H} = \xi + \phi(Xc - X) - \gamma \quad (15)$$

이 때  $\xi, \phi$  및  $\gamma$ 는 각각 병진, 피치, 기억표면의 운동 등이다. 식 (13)과 (14)의 우변항은 식 (8)의 해석으로부터 구해진 교란압력의 항이다. 그러므로 식(13)과 (14)를 각각  $\xi$ 와  $\phi$ 에 대하여 정리한 후 역 라플라스 변환을 수행하면 슬라이더의 병진방향 변위  $\xi$ 와 피치방향 변위  $\phi$ 를 구할 수 있다. 이를 식 (15)에 대입하면 슬라이더의 공진진폭을 구할

수 있다.

디스크 표면의 수직 방향의 운동은 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$\gamma = \sum_{n=1}^{\infty} (a_n \sin \Omega_n \tau) \quad (16)$$

이에 따라, 가장 간단한 형태의 기억표면의 운동에 대한 동적 응답을 고려해 본다.

$$\gamma = a \sin \Omega \tau \quad (17)$$

그리고 슬라이더의 교란압력  $\tilde{P}$ 는  $\xi, \phi, \gamma$ 에 비례하여 변화하므로 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\tilde{P} = P_1 \xi + P_2 \phi - P_3 \gamma \quad (18)$$

그런데, 단위교란에 대한 기억표면의 운동에 의하여 발생하는 교란 압력은 병진변위에 의한 교란압력과 같은 크기를 갖으므로  $P_1 = P_3$ 이다. 이에 따라 식 (18)은 다음과 같이 정리된다.

$$\tilde{P} = P_1 \xi + P_2 \phi - P_1 \gamma \quad (19)$$

식 (19)를 식 (13)과 식 (14)에 대입하여  $\xi$ 와  $\phi$ 에 대하여 정리한 후 역 라플라스 변환을 수행하면  $\xi$ 와  $\phi$ 를 구할 수 있다<sup>(7)</sup>. 그리고 교란압력  $P_i(X, Z, \Omega)$ 는 다음 식으로부터 계산된다.

$$\begin{aligned} & B^2 \frac{\partial}{\partial X} \left[ P_0 H_0^3 \frac{\partial P_i}{\partial X} + H_0^3 \frac{\partial P_0}{\partial X} P_i \right. \\ & \left. + 6K_n H_0^2 \frac{\partial P_i}{\partial X} \right] - \Lambda \frac{\partial (P_i H_0)}{\partial X} \\ & + \frac{\partial}{\partial Z} \left[ P_0 H_0^3 \frac{\partial P_i}{\partial Z} + H_0^3 \frac{\partial P_0}{\partial Z} P_i \right. \\ & \left. + 6K_n H_0^2 \frac{\partial P_i}{\partial Z} \right] - i\Omega \sigma H_0 P_i \\ & B^2 \frac{\partial}{\partial X} \left[ 3P_0 H_0^2 \frac{\partial P_0}{\partial X} + 12K_n H_0 \frac{\partial P_0}{\partial X} \right] H_i \\ & - \Lambda \frac{\partial (P_0 H_i)}{\partial X} + \frac{\partial}{\partial Z} \left[ 3P_0 H_0^2 \frac{\partial P_0}{\partial Z} \right. \\ & \left. + 12K_n H_0 \frac{\partial P_0}{\partial Z} \right] H_i - i\Omega \sigma P_0 H_i = 0 \quad (i=1, 2) \end{aligned} \quad (20)$$

이때,  $P_0$ 는 정상상태에서의 간극함수인  $H_0$ 에 대한 슬라이더의 정적 평형방정식으로부터 구하며,  $H_i$ 는 병진교란 및 회전교란 공기막 두께를 표시한다. 슬라이더의 병진교란은 Fig. 3에서와 같이 정상상태를 유지하고 있는 슬라이더를 순간적으로 단위높이(unit height) 만큼 올리는 것이며, 회전교란은 슬라이더를 순간적으로 단위각 (unit angle) 만큼 회전시키는 것이다. 그러므로 병진교란시의 교란 공기막두께  $H = H_1$ 이며, 회전교란시에는  $H = H_2$ 이다.

경계조건으로는  $X=0, X=1$ 과  $Z=0$ 에서

$$P_0 = 1, P_i = 0 \quad (21)$$

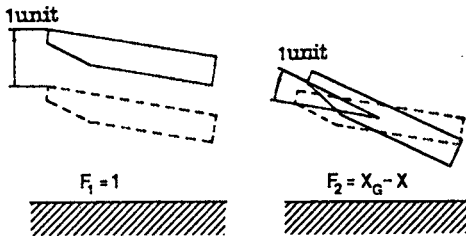


Fig. 3 Perturbation model of both parallel and pitch motion

$Z=1/2$ 에서

$$\frac{\partial P_0}{\partial Z} = 0 \quad \frac{\partial P_i}{\partial Z} = 0 \quad (22)$$

정적압력의 계산에서와 같이 교란미분 방정식에 대하여도 다음과 같은 변수변환을 수행한다.

$$Q_i = P_0 P_i H_0^2 \quad (i=1, 2) \quad (23)$$

따라서 교란 미분방정식은 다음과 같이 변환한다.

$$f_1 \frac{\partial^2 Q_i}{\partial X^2} + f_2 \frac{\partial^2 Q_i}{\partial Z^2} + f_3 \frac{\partial Q_i}{\partial X} + f_4 \frac{\partial Q_i}{\partial Z} + f_5 Q_i = r_i \quad (24)$$

여기서  $f_1 \sim f_5$ ,  $r_i$ 는 부록에 실었다.

식 (24)에 대한 해석에는 몇가지 종류가 있지만, 본 연구에서는 간격 변동경자를 이용한 유한차분법과 column method<sup>(8)</sup>를 사용하였다.

식 (24)로부터 얻어진 교란압력으로부터 부록에 첨부된 강성과 댐핑 계수식의 역산을 통하여 공기막의 강성 및 댐핑계수를 얻을 수 있다.

### 3. 헤드 슬라이더의 동적 특성

헤드 슬라이더의 동적 특성은 정상상태를 유지하며 작동하는 슬라이더에 다양한 종류의 교란이 가해졌을 때의 동작특성을 말하며, 이는 공기막의 강성과 댐핑계수로 대표될 수 있다. 슬라이더 공기막의 강성은 변위에 비례하는 반발력이며, 댐핑은 속도에 비례하는 반발력이다. 이 두 종류의 계수들

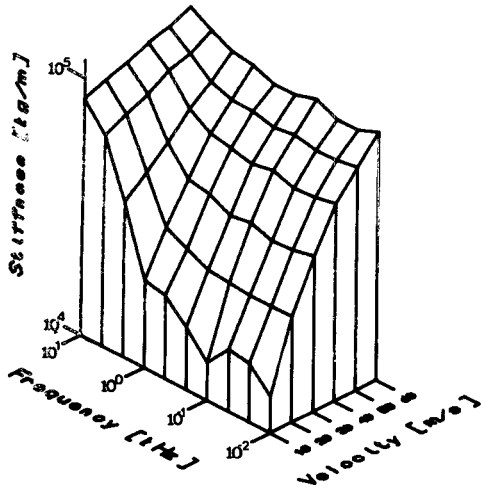
이용하여 슬라이더의 교란에 대한 자기 복원성을 알아 낼 수 있으며, 이로부터 슬라이더의 동력학적 안정성(dynamic stability)을 판별할 수 있다.

Table 1은 본 연구의 수치해석에 사용된 슬라이더를 구성하는 각 부분의 치수들이다.

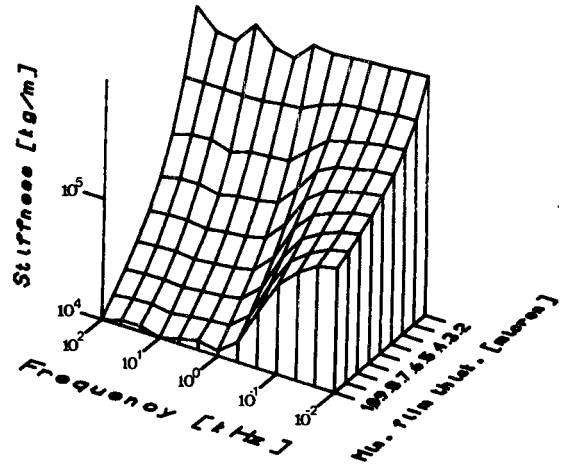
Fig. 4는 디스크의 선속도와 디스크의 가진 주파수를 변화시키며 얻은 슬라이더의 진폭비, 병진변위에 대한 강성( $K_{11}$ ) 및 댐핑( $C_{11}\omega$ ) 계수의 변화를 나타낸다. Fig. 4(a)는 슬라이더의 병진변위에 대한 강성( $K_{11}$ )을 나타낸다. 그림에 따르면, 강성은 디스크의 선속도와 가진주파수의 증가에 따라 증가하는 경향을 보인다. 또한, 디스크의 선속도가 낮을수록 가진주파수에 큰 영향을 받는다. Fig. 4(b)는 슬라이더의 병진변위에 대한 댐핑( $C_{11}\omega$ )을 나타낸다. 그림에 따르면, 디스크의 선속도 보다는 가진주파수에 의해 큰 영향을 받으며 3~10kHz 사이에서 최대치를 나타내고 저주파의 영역에서 매우 낮은 값을 보인다. Fig. 4의 (a)와 (b)를 종합해 볼 때 디스크의 선속도가 증가함에 따라 슬라이더의 강성은 증가하며 댐핑은 약간 감소하여 슬라이더의 공진 진폭을 증가시킬 수 있다. Fig. 4(c)는 가진 진폭에 대한 교란 공기막 두께의 비를 나타낸다. 이에 따르면, 슬라이더의 공진점은 10kHz 근처에서 나타나며, 공진진폭은 선속도의 증가에 따라 증가하는 경향을 보인다. 디스크의 선속도가 30m/s 근처에서 공진진폭의 급격한 증가현상이 나타나는데, 이는 윤회 공기막 내부의 압력생성 기원이 압력유동에서 전단유동으로 전환됨을 의미한다<sup>(9)</sup>. 압력유동은 윤회 공기막 내부에서 발생하는 교란압력이 레이놀즈 방정식의 우변항을 구성하는 간극함수  $H$ 에 지배를 받는 영역이며, 전단유동은 레이놀즈 방정식의 우변항을 구성하는 속도함수  $U$ 에 지배를 받는 영역이다. 그런데, 상용 하드 디스크는 일반적으로 선속도 20m/s이하에서 작동

Table 1 Slider configuration and parameters

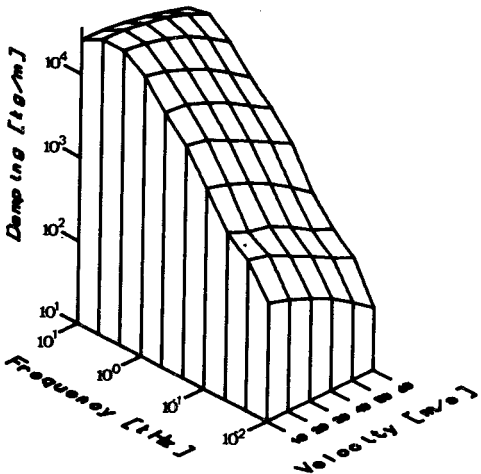
	$l$	5.5mm	$b$	0.55mm
	$h_1$	1.1mm	$f$	10 $\mu$ m
	$h_0$	0.5 $\mu$ m	$h_1$	1.0 $\mu$ m
	$M$	0.35gs <sup>2</sup> /m	$J$	0.935 $\times 10^{-7}$ gs <sup>2</sup> /m
	$K_r$	1.1kg/m	$K_\theta$	0.6 $\times 10$ kgm <sup>4</sup> /rad



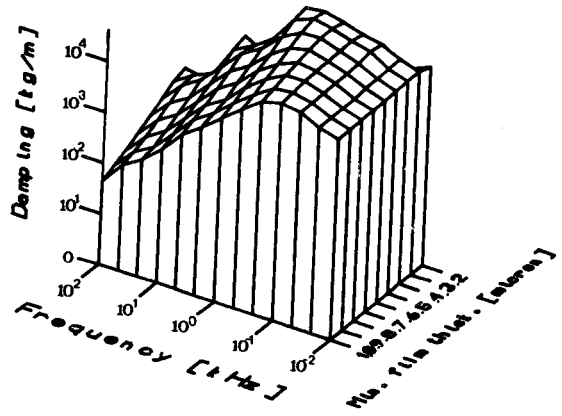
(a) Stiffness  $K_{11}$



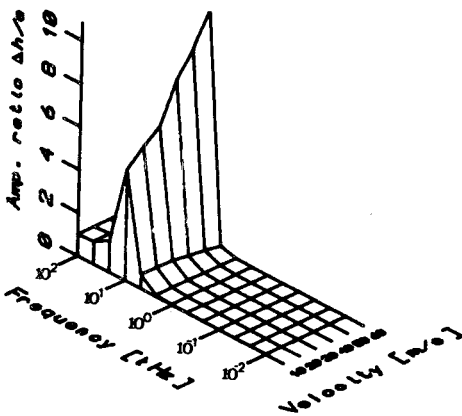
(a) Stiffness  $K_{11}$



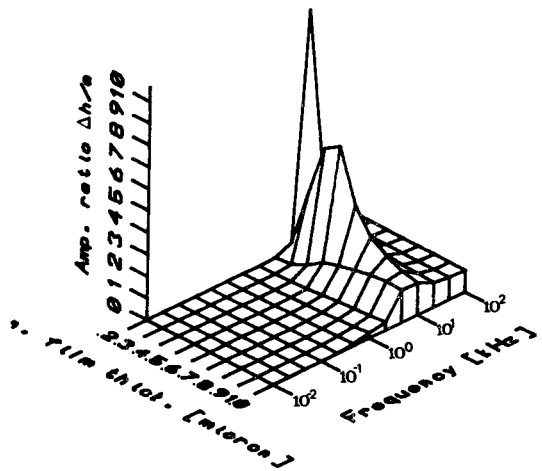
(b) Damping  $C_{11}\omega$



(b) Damping  $C_{11}\omega$



(c) Amplitude ratio  $\Delta h/a$



(c) Amplitude ratio  $\Delta h/a$

Fig. 4 Dynamic characteristics vs. speed at different frequencies

Fig. 5 Dynamic characteristics vs. minimum Film thickness at different frequencies

하므로, 헤드 슬라이더의 형상 최적화를 통한 공기막의 강성과 댐핑의 개선은 하드 디스크 시스템의 성능향상에 매우 중요한 역할을 한다.

Fig. 5는 헤드 슬라이더의 최소 윤활 공기막 두께와 디스크의 가진 주파수를 변화시키며 얻은 슬라이더의 병진변위에 대한 진폭비, 강성 및 댐핑계수의 변화를 나타낸다. Fig. 5(a)는 슬라이더의 병진변위에 대한 강성을 나타내는 그림으로, 강성은 최소윤활 공기막 두께가 감소함에 따라 증가하는 경향을 보이며, 최소윤활 공기막 두께가  $0.5\mu\text{m}$  이하인 영역에서는 가진 주파수에 거의 영향을 받지 않음을 알 수 있다. Fig. 5(b)는 슬라이더의 병진변위에 대한 댐핑을 나타내는 그림으로, 댐핑 역시 최소윤활 공기막 두께가 감소함에 따라 증가하는 경향을 보인다. 그러나, Fig. 5(c)에서와 같이 최소윤활 공기막 두께가 감소함에 따라 공기막의 강성은 급격하게 증가하나, 댐핑의 증가는 강성의 증가에 비하여 매우 미약하므로 공진진폭의 급격한 증가를 초래한다. 그러므로 고주파 가진에 대한 슬라이더의 동력학적 안정성(stability)이 매우 중요한 문제로 대두된다.

Fig. 6은 헤드 슬라이더의 질량과 디스크의 가진 주파수의 변화에 의한 진폭비의 변화를 나타낸다. 슬라이더의 질량은 교란 미분 방정식 내에서 변수로 포함되지 않으므로 공기막의 강성과 댐핑 특성을 변화시키지 못하며, 헤드 메카니즘의 운동방정식에만 영향을 미친다. 하드 디스크의 입출력 속도를 높이기 위해서는 하드 디스크를 고속으로 운전해야 하므로, 헤드 메카니즘의 고주파 거동특성을 향상시켜야 한다. 즉, 공진점을 고주파 영역으로 높이

며, 공진진폭도 감소시켜야 한다. 본 연구의 결과에 따르면, 서스펜션 시스템의 스프링 강성은 헤드 메카니즘의 동적인 거동특성에 거의 영향을 주지 못하므로, 헤드의 질량은 헤드 메카니즘의 고주파 거동특성 향상에 절대적인 영향을 미친다. Fig. 6에 따르면, 슬라이더의 질량이 작을수록, 슬라이더의 공진점은 고주파의 영역으로 이동하며, 공진진폭도 감소함을 알 수 있다. 특히,  $M=0.2(\text{g})$  부근에서 급격한 공진진폭의 증가현상을 관찰할 수 있다. 그러므로, 헤드 메카니즘의 고주파 거동특성 향상을 위해서는 헤드의 질량을  $M=0.2(\text{g})$  이하로 유지하는 것이 필요하다.

4. 결 론

공기막에 대한 교란미분 방정식과 헤드 메카니즘의 운동방정식에 대한 수치해석을 통하여, 헤드 메카니즘의 주파수 응답특성을 고찰하였다. 이에 따르면, 자기기록용 헤드와 서스펜션 시스템의 주파수특성 개선과 헤드의 질량감소 등은 상용 헤드 메카니즘의 성능향상에 매우 중요한 역할을 함을 알 수 있다. 그리고 최소윤활 공기막 두께의 감소는 공기막의 강성과 댐핑을 높이는 역할을 하지만, 강성의 증가에 비하여 댐핑의 증가가 미약하여 동력학적 안정성에 대한 문제를 야기시킨다. 본 연구에 이용된 헤드의 경우, 헤드의 질량을 감소시킴으로써 헤드 메카니즘의 고주파 거동특성을 향상시킬 수 있었다.

참 고 문 헌

- (1) 장인배, 한동철, 1989, "마그네틱 헤드 슬라이더의 극소공기막에 대한 정상상태 해석", 대한기계학회 논문집, 제13권, 제 4 호, pp.764~770.
- (2) Gross, W. A., et al., 1980, "Fluid Film Lubrication", John Wiley & Sons, p.731.
- (3) Burgdorfer, A., 1959, "The Influence of the Molecular Mean Free Path on the Performance of Hydrodynamic Gas Lubricated Bearings", ASME J. of Basic Eng. Vol.81, No.3., pp.94~100.
- (4) Ono, K. et al., 1979, "Dynamic Characteristics of Air-Lubricated Slider Bearings under Submicron Spacing Conditions", Bulletin of the JSME, Vol.22, No.173, pp.1672~1677.
- (5) Mitsuya, Y. Kancko, R., 1981, "Molecular Mean

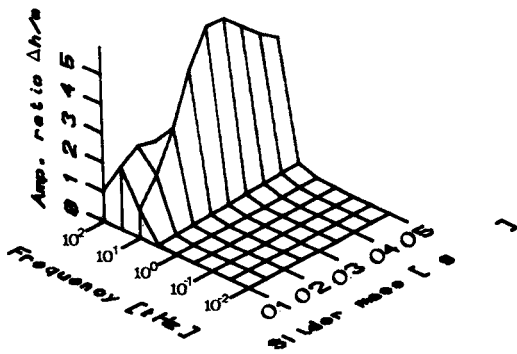


Fig. 6 Dynamic characteristics vs. slider mass at different frequencies

Free Path Effects in Gas Lubricated Slider Bearings", Bulletin of the JSME, Vol.24, No.187, p.236.

- (6) White, J. W., Nigam, A., 1980, "A Factored Implicit Scheme for the Numerical Solution of the Reynolds Equation at Very Low Spacing", Trans. ASME, J. of Lub., Vol.102, pp.80~85.
- (7) Ono, K., 1975, "Dynamic Characteristics of Air Lubricated Slider Bearing for Noncontact Magnetic Recording", Trans. ASME, J. of Lub, Vol.97, p.250.
- (8) Castelli, V., Pirvics, J., 1968, "Review of Numerical Methods in Gas Bearing Film Analysis", ASME, J. of Lub., Vol.90, No.4, pp.777~792.
- (9) 박상신 외, 1989, "극소 공기막을 갖는 공기베어링의 직접 수치해법을 이용한 정적 해석", 대한기계학회 춘계학술대회 초록집, pp.138~143.

부 록

공기막의 강성 및 댐핑계수

$$K_{11} + i\omega C_{11} = -\frac{P_a b l}{h_0} \int_0^1 H_1 dx dz$$

$$K_{12} + i\omega C_{12} = -\frac{P_a b l}{h_0} \int_0^1 H_2 dx dz$$

$$K_{21} + i\omega C_{21} = -\frac{P_a b l}{h_0} \int_0^1 H_1 (X_c - X) dx dz$$

$$K_{22} + i\omega C_{22} = -\frac{P_a b l}{h_0} \int_0^1 H_2 (X_c - X) dx dz$$

간격 변동격자에 대한 유한차분화 계수

$$A_1(i) = \frac{2}{\Delta X(i) [\Delta X(i-1) + \Delta X(i)]}$$

$$A_2(i) = \frac{-2}{\Delta X(i-1) \Delta X(i)}$$

$$A_3(i) = \frac{2}{\Delta X(i-1) [\Delta X(i) + \Delta X(i-1)]}$$

$$B_1(j) = \frac{2}{\Delta Z(j) [\Delta Z(j-1) + \Delta Z(j)]}$$

$$B_2(j) = \frac{-2}{\Delta Z(j-1) \Delta Z(j)}$$

$$B_3(j) = \frac{2}{\Delta Z(j-1) [\Delta Z(j) + \Delta Z(j-1)]}$$

$$C_1(i) = \frac{\Delta X(i-1)}{\Delta X(i) [\Delta X(i) + \Delta X(i-1)]}$$

$$C_2(i) = \frac{\Delta X(i) - \Delta X(i-1)}{[\Delta X(i) \Delta X(i-1)]}$$

$$C_3(i) = \frac{-\Delta X(i)}{\Delta X(i-1) [\Delta X(i) + \Delta X(i-1)]}$$

$$D_1(j) = \frac{\Delta Z(j-1)}{\Delta Z(j) [\Delta Z(j) + \Delta Z(j-1)]}$$

$$D_2(j) = \frac{\Delta Z(j) - \Delta Z(j-1)}{[\Delta Z(j) \Delta Z(j-1)]}$$

$$D_3(j) = \frac{-\Delta Z(j)}{\Delta Z(j-1) [\Delta Z(j) + \Delta Z(j-1)]}$$

교란 미분방정식의 무차원 상수

$$f_1 = B^2 \left[ 1 + \frac{6K_n}{\sqrt{Q_0}} \right]$$

$$f_2 = \left[ 1 + \frac{6K_n}{\sqrt{Q_0}} \right]$$

$$f_3 = -\frac{B^2}{H_0} \left[ \frac{\partial H_0}{\partial X} \right] - \frac{6K_n B^2}{Q_0 \sqrt{Q_0}} \left[ \frac{\partial Q_0}{\partial X} \right] - \frac{\Lambda}{H_0 \sqrt{Q_0}}$$

$$f_4 = -\frac{6K_n}{Q_0 \sqrt{Q_0}} \left[ \frac{\partial Q_0}{\partial Z} \right]$$

$$f_5 = -\frac{2B^2}{H_0} \left[ \frac{\partial^2 H_0}{\partial X^2} \right] + \frac{6K_n B^2}{\sqrt{Q_0}} \left[ \frac{3}{4Q_0} \left[ \frac{\partial Q_0}{\partial X} \right]^2 \right. \\ \left. + \frac{1}{H_0^2 Q_0 \sqrt{Q_0}} \left[ \frac{\partial Q_0}{\partial X} \right]^2 - \frac{2}{H_0^3 \sqrt{Q_0}} \left[ \frac{\partial Q_0}{\partial X} \right] \left[ \frac{\partial H_0}{\partial X} \right] - \frac{1}{2Q_0} \left[ \frac{\partial^2 Q_0}{\partial X^2} \right] \right. \\ \left. - \frac{1}{H_0} \left[ \frac{\partial^2 H_0}{\partial X^2} \right] + \frac{6K_n}{\sqrt{Q_0}} \left[ \frac{3}{4Q_0} \left[ \frac{\partial Q_0}{\partial Z} \right]^2 \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{1}{H_0^2 Q_0 \sqrt{Q_0}} \left[ \frac{\partial Q_0}{\partial Z} \right]^2 - \frac{1}{2Q_0} \left[ \frac{\partial^2 Q_0}{\partial Z^2} \right] \right] \right. \\ \left. + \frac{\Lambda}{2H_0 Q_0 \sqrt{Q_0}} \left[ \frac{\partial Q_0}{\partial X} \right] - \frac{\Omega \sigma}{H_0 \sqrt{Q_0}} i \right]$$

$$r = \frac{\Lambda}{H_0^2} \left[ \sqrt{Q_0} \left[ \frac{\partial H_i}{\partial X} \right] - \frac{H_i \sqrt{Q_0}}{H_0} \left[ \frac{\partial H_0}{\partial X} \right] \right. \\ \left. - \frac{H_i}{\sqrt{Q_0}} \left[ \frac{\partial Q_0}{\partial X} \right] + \frac{3B^2 H_i}{H_0^2} \left[ \frac{\partial H_0}{\partial X} \right] \left[ \frac{1}{2} \left[ \frac{\partial Q_0}{\partial X} \right] - \frac{Q_0}{H_0} \left[ \frac{\partial H_0}{\partial X} \right] \right] + \frac{i\Omega \sigma H_i \sqrt{Q_0}}{H^2} \right. \\ \left. + \frac{6K_n B^2 H_i}{H_0 \sqrt{Q_0}} \left[ \frac{1}{2} \left[ \frac{\partial^2 Q_0}{\partial X^2} \right] - \frac{1}{4Q_0} \left[ \frac{\partial Q_0}{\partial X} \right]^2 \right] \right. \\ \left. + \frac{1}{H_0} \left[ \frac{\partial Q_0}{\partial X} \right] \left[ \frac{\partial H_0}{\partial X} \right] + \frac{Q_0}{H_0} \left[ \frac{\partial^2 Q_0}{\partial X^2} \right] \right. \\ \left. + \frac{6K_n H_i}{H_0 \sqrt{Q_0}} \left[ \frac{1}{2} \left[ \frac{\partial^2 Q_0}{\partial Z^2} \right] - \frac{1}{4Q_0} \left[ \frac{\partial Q_0}{\partial Z} \right]^2 \right] \right]$$