

기체분자운동론을 이용한 박막 베어링 해석

정찬홍¹(대구대학교 식품·생명·화학공학부)

Kinetic Theory Analysis for Thin-Film Bearings

¹Chan Hong Chung* (School of Food, Bio & Chemical Eng., Daegu Univ.)

chc@webmail.daegu.ac.kr

ABSTRACT

A kinetic theory analysis is used to study the ultra-thin gas flow field in gas slider bearings. The Boltzmann equation simplified by a collision model is solved by means of a finite difference approximation with the discrete ordinate method. Calculations are made for the flow field inside stepped and straight slider bearings. The results are compared well with those from the DSMC method. Special attention has been paid to the effect of the pressure build-up in front of a bearing, which has never been assessed before. It has been shown that the pressure build-up at the inlet is about 4.5% of the operating pressure and the resulting load capacity is about 25% higher for the case considered in the present study.

Keywords : Thin Film Lubrication, Slider Bearing, Boltzmann Equation, BGK Model, Discrete Ordinate Method, Finite Difference Method

기호설명

A_c : collision frequency
 d : characteristic length
 F : local equilibrium distribution
 f : number density distribution function
 G, H : reduced equilibrium distribution
 g, h : reduced distribution function
 h_o : exit height
 h_i : inlet height
 L : length of bearing
 l : length of head
 Kn : Knudsen number, λ/d
 m : mass of molecule
 n : number density
 n_w : wall number flux
 P : pressure
 R : gas constant
 T : temperature
 U : macroscopic flow velocity
 U_b : disk velocity
 V : molecular velocity
 W : load capacity

Λ : bearing number, $\Lambda = 6\mu U_b l / P_o h_o^2$
 λ : molecular mean free path
 μ : coefficient of viscosity
 ω : VHS exponent
 ψ : BGK model constant

1. 서론

보조기억장치인 하드디스크의 대용량화 및 소형화로 초박막 기체윤활 현상에 대한 보다 정확한 해석연구의 필요성이 증대되고 있다. 디스크 드라이브에서는 일정한 각속도로 회전하는 기억용 디스크와 마그네틱헤드 사이에 기체 윤활막이 형성되며, 자기기억장치의 성능은 헤드와 디스크 사이의 윤활막 간극이 작아짐에 따라 증가한다. 최신 윈체스터형 (Winchester-type) 기억장치에서는 이 간극이 50nm 이하로 감소되었다.

유동장의 특성을 구분할 수 있는 척도는 평균자유행로와 특성거리의 비율인 누센수 (Knudsen number, Kn)이다. 누센수에 따라서 유장은 연속체영역 ($Kn < 0.01$), 마그네틱영역 ($0.01 < Kn < 0.1$), 천이영역 ($0.1 < Kn < 10$), 및 자유분자영역 ($10 < Kn$)

으로 나누어진다. 표준상태에서 공기분자의 평균 자유행로는 약 65nm 로, 최신 기억장치에서 유힬공기막의 누센수는 1.0 이상이 되어 자유분자영역에 가까운 천이영역에 해당된다.

이러한 micro 및 nano 미소 유동장은 연속체 가정에 근거한 Navier-Stokes 방정식을 이용한 기존의 CFD 기법으로는 정확한 해석이 어려운 새로운 유동영역으로, 종래와는 다른 유동장의 특성으로 인하여 많은 어려움을 겪고 있는 실정이다. 비연속체영역에서의 유체의 이동 및 전달현상을 분석하기 위해서는 기체분자 운동론에 근거한 Boltzmann 방정식을 풀어야 한다.

박막유힬 해석은 미끄럼 현상을 고려한 수정된 레이놀즈 방정식이 사용된 Burgdorfer[1]의 1 차 미끄럼(first-order slip)모델 이후 Hsia 와 Domoto[2]의 2 차 미끄럼 모델, Mitsuya[3]의 1.5 차 미끄럼모델 등이 있다. 이 방법들은 적용이 용이하고 전산부하가 비교적 적은 장점이 있으나 적용 누센수의 범위가 제한되어 있으며 천이 및 자유분자영역에서 정확도에 문제가 있다. Fukui 와 Kaneko[4]는 선형(lineraized) BGK 모델 방정식[5]을 기초로 Boltzmann-Reynolds 유힬방정식을 유도하였으며, Alexander 등 [6] 과 Huang 과 Bogy[7]는 직접모사법 (Direct Simulation Monte-Carlo method)[8]을 이용하였다. 지금까지 수많은 연구결과들이 발표되었으나, 경계조건 설정 및 해석 기법의 어려움으로 인하여 입구와 출구에서의 압력이 작동 압력과 같다는 가정하에 계산영역이 헤드와 디스크 사이의 유힬막에 한정되었다. 따라서 희박기체 효과에 의한 입구 및 출구에서의 압력 차이가 고려되지 못하여 결과의 정확도에 문제점이 있었다.

본 연구에서는 모델 충돌적분항(Model Collision Integral)으로 단순화된 Boltzmann 방정식을 Discrete Ordinate 방법과 결합된 유한차분법을 이용하여 flying head 와 platter 로 구성된 stepped slider 와 straight slider 공기베어링에서의 초박막 기체유동장이 해석되었다. 검증을 위하여 해석결과가 직접모사법 및 기타 계산 결과들과 비교되었다. 또한, 계산영역을 확대하여 입구 및 출구에서의

희박기체 효과에 의한 압력변화를 조사하였다.

2. 해석기법

2.1 Model Equation

2 차원 Cartesian 좌표계에서 BGK 모델 Boltzmann 방정식[5]은 정상상태에서 식 (1)로 기술된다.

$$V_x \frac{\partial f}{\partial x} + V_y \frac{\partial f}{\partial y} = A_c (F - f) \quad (1)$$

여기에서 $f(x, y, V_x, V_y, V_z)$ 은 수밀도분포함수 (number density distribution function), V_x, V_y, V_z 는 각 방향의 분자속도, A_c 는 충돌 빈도(collision frequency)이다. 국지평형분포함수(local equilibrium distribution) F 는 아래의 식 (2)로 주어진다

$$F = n(2\pi RT)^{-3/2} \exp[-(V - U)^2 / 2RT] \quad (2)$$

거시흐름변수(macrosopic flow variable)인 수밀도 n , 속도 U , 온도 T 등은 식 (3), 식 (4) 및 식 (5)와 같이 수밀도 분포함수를 분자속도계에 대하여 적분하여 구할 수 있다.

$$n = \int f dV \quad (3)$$

$$nU = \int V f dV \quad (4)$$

$$3nRT = \int (V - U)^2 f dV \quad (5)$$

여기서 R 은 기체상수이다. 식 (6), 식 (7)의 축소분포함수(reduced distribution function)[10]를 도입하여

$$g(x, y, V_x, V_y) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x, y, V_x, V_y, V_z) dV_z \quad (6)$$

$$h(x, y, V_x, V_y) = \int_{-\infty}^{+\infty} V_z^2 f(x, y, V_x, V_y, V_z) dV_z \quad (7)$$

z 방향의 분자속도에 대하여 적분한 후, 독립변수의 수를 줄이면 식 (8)-(11)을 얻는다:

$$V_x \frac{\partial g}{\partial x} + V_y \frac{\partial g}{\partial y} = A_t(G - g) \quad (8)$$

$$V_x \frac{\partial h}{\partial x} + V_y \frac{\partial h}{\partial y} = A_t(H - h) \quad (9)$$

$$G(x, y, V_x, V_y) = \int_{-\infty}^{+\infty} F dV_z \quad (10)$$

$$H(x, y, V_x, V_y) = \int_{-\infty}^{+\infty} V_z^2 F dV_z \quad (11)$$

유동장의 특성거리 d 와 기준 상태에의 평균분자속도(most probable speed) $V_o = \sqrt{2RT_o}$ 를 이용하여 식 (12)의 무차원 변수들을 도입한 후

$$\hat{x} = x/d, \quad \hat{y} = y/d, \quad \hat{n} = n/n_o,$$

$$\hat{V}_i = V_i/V_o, \quad \hat{U}_i = U_i/V_o, \quad \hat{T}_i = T_i/T_o,$$

$$\hat{A}_t = A_t d/V, \quad \hat{g} = gV_o^2/n_o, \quad \hat{h} = h/n_o,$$

$$\hat{G} = GV_o^2/n_o, \quad \hat{H} = H/n_o,$$

$$\hat{\tau} = \tau/(1/2mn_oU_o^2) \quad (12)$$

분자속도계에 식 (13)-(15)의 극좌표계(Polar Coordinate System)를 도입한다.

$$\hat{V}_x = V \sin \phi \quad (13)$$

$$\hat{V}_y = V \cos \phi \quad (14)$$

$$\phi = \tan^{-1}(V_x/V_y) \quad (15)$$

다음으로, 물리좌표계를 일반좌표계로 변환하면 식 (16)-(19)의 지배방정식을 얻는다.

$$B \frac{\partial g}{\partial \eta} + C \frac{\partial g}{\partial \xi} = A_t(G - g) \quad (16)$$

$$B \frac{\partial h}{\partial \eta} + C \frac{\partial h}{\partial \xi} = A_t(H - h) \quad (17)$$

$$B = (x_t \cos \phi - y_t \sin \phi) V/J_t \quad (18)$$

$$C = (y_t \sin \phi - x_t \cos \phi) V/J_t \quad (19)$$

무차원변수 표시기호는 편의상 모든 변수에서 생략되었으며, J_t 는 변환의 자코비안(Jacobian)이다.

2.2 Discrete Ordinate Method

Gauss-Hermite 반구적공식(half range quadrature)[11]은 식 (20)과 같이 함수에 관한 적분을 마디(root)에서의 계수

(weight)를 이용하여 변환하는 방법이다.

$$\int_0^{\infty} V^j \exp(-V^2) Q(V) dV = \sum_{\delta=1}^N P_{\delta} Q(V_{\delta}) \quad (20)$$

속도각(velocity angle) ϕ 에 대한 적분에는 Simpson 규칙을 도입하면 거시흐름변수를 구하기 위한 속도계에 관한 적분들은 식 (21)-(24)의 구적법으로 표시될 수 있다

$$n = \sum_{\delta} \sum_{\sigma} P_{\delta} P_{\sigma} g_{\delta\sigma} \quad (21)$$

$$nU_x = \sum_{\delta} \sum_{\sigma} P_{\delta} P_{\sigma} V_{\delta} \sin \phi_{\sigma} g_{\delta\sigma} \quad (22)$$

$$nU_y = \sum_{\delta} \sum_{\sigma} P_{\delta} P_{\sigma} V_{\delta} \cos \phi_{\sigma} g_{\delta\sigma} \quad (23)$$

$$3nT/2 = \sum_{\delta} \sum_{\sigma} P_{\delta} P_{\sigma} (h_{\delta\sigma} + V_{\delta}^2 g_{\delta\sigma}) - n(U_x^2 + U_y^2) \quad (24)$$

여기에서 N 은 Gauss-Hermite 반구적공식의 차수(order)이고, K 는 Simpson 규칙에서 소구간의 갯수이다.

볼츠만식의 해를 구하는 목적은 분포함수 자체 보다는 거시흐름변수를 구하는 것이므로 지배방정식은 식 (25)-(30)과 같이 분자속도계에 독립적인 $2 \times N \times K$ 개의 별개의 식(discrete equation)으로 변형될 수 있다.

$$B_{\delta\sigma} \frac{\partial g_{\delta\sigma}}{\partial \eta} + C_{\delta\sigma} \frac{\partial g_{\delta\sigma}}{\partial \xi} = A_t(G_{\delta\sigma} - g_{\delta\sigma}) \quad (25)$$

$$B_{\delta\sigma} \frac{\partial h_{\delta\sigma}}{\partial \eta} + C_{\delta\sigma} \frac{\partial h_{\delta\sigma}}{\partial \xi} = A_t(H_{\delta\sigma} - h_{\delta\sigma}) \quad (26)$$

$$B_{\delta\sigma} = (x_t \cos \phi_{\sigma} - y_t \sin \phi_{\sigma}) V_{\delta} / J_t \quad (27)$$

$$C_{\delta\sigma} = (y_t \sin \phi_{\sigma} - x_t \cos \phi_{\sigma}) V_{\delta} / J_t \quad (28)$$

$$G_{\delta\sigma} = \frac{n}{\pi T} \exp\{-[(V_{\delta} \sin \phi_{\sigma} - U_x)^2 + (V_{\delta} \cos \phi_{\sigma} - U_y)^2]/T\} \quad (29)$$

$$H_{\delta\sigma} = \frac{1}{2} T g_{\delta\sigma} \quad (30)$$

2.3 유한차분법

위의 식을 풀기위하여 물리적공간계와 속도계의 특성에 따라 식 (31)-(34)의 단순

양함수법(simple explicit scheme)을 이용하면

$$\frac{\partial g_{bs}}{\partial \xi} = \frac{g_{bs}(\xi, \eta) - g_{bs}(\xi - js\Delta\xi, \eta)}{js\Delta\xi} \quad (31)$$

$$\frac{\partial g_{bs}}{\partial \eta} = \frac{g_{bs}(\xi, \eta) - g_{bs}(\xi, \eta - is\Delta\eta)}{is\Delta\eta} \quad (32)$$

$$is = \text{sign}[(x_\xi \cos \phi_\sigma - y_\xi \sin \phi_\sigma)V_\delta]/J_t \quad (33)$$

$$js = \text{sign}[(y_\eta \sin \phi_\sigma - x_\eta \cos \phi_\sigma)V_\delta]/J_t \quad (34)$$

식 (35)-(38)의 유한차분방정식을 얻는다.

$$g_{bs}(\xi, \eta) = [D_o g_{bs}(\xi, \eta) + B_o g_{bs}(\xi, \eta - is\Delta\eta) + C_o g_{bs}(\xi - js\Delta\xi, \eta)] / (B_o + C_o + D_o) \quad (35)$$

$$B_o = is(x_\xi \cos \phi_\sigma - y_\xi \sin \phi_\sigma) / (J_t \Delta\eta) \quad (36)$$

$$C_o = js(y_\eta \sin \phi_\sigma - x_\eta \cos \phi_\sigma) / (J_t \Delta\xi) \quad (37)$$

$$D_o = A_t / V_\delta \quad (38)$$

동일한 방법을 적용하면 h_{bs} 에 대하여도 유사한 방정식을 얻는다. 위의 방정식을 반복계산법을 이용하여 해석할 때에 분포함수 g_{bs} 와 h_{bs} 의 값은 다음 단계를 위하여 저장할 필요가 없으며 단지 A_t , G_{bs} 및 H_{bs} 의 값만 직전 단계의 거시흐름변수를 이용하여 계산하면 된다.

2.4 경계조건

흐름경계에서는 유장이 평형상태에 놓여있으므로 분포함수가 식 (39), 식 (40)의 Maxwell 분포로 주어진다.

$$(g_{bs})_b = \frac{n}{\pi T_b} \exp\{-[(V_\delta \sin \phi_\sigma - U_{x,b})^2 + (V_\delta \cos \phi_\sigma - U_{y,b})^2] / T_b\} \quad (39)$$

$$(h_{bs})_b = \frac{1}{2} T_b g_{bs} \quad (40)$$

여기서 하첨자 $_b$ 는 흐름경계를 나타낸다. 표면에서는 반사된 분자가 표면의 온도에 따른 Maxwell 분포를 갖는 식 (41), 식 (42)의 완전산란(diffuse) 반사조건이 사용되었다.

$$(g_{bs})_w = \frac{n_w}{\pi T_w} \exp\{-[(V_\delta \sin \phi_\sigma - U_{x,w})^2 + (V_\delta \cos \phi_\sigma - U_{y,w})^2] / T_w\} \quad (42)$$

$$(h_{bs})_w = \frac{1}{2} T_w (g_{bs})_w \quad (42)$$

for $(\vec{V} \cdot \vec{n}) < 0$

여기서 \vec{n} 는 표면내방향 (inward normal to surface) 법선벡터이다. n_w 은 표면수밀도흐름(wall number flux)으로 미리 알 수 없으며, 표면에서 법선방향의 순수밀도흐름(net flux normal to surface)이 없다는 식 (43)의 조건을 적용하여 계산되어야만 한다.

$$\int_{(\vec{V} \cdot \vec{n}) > 0} (\vec{V} \cdot \vec{n}) f d\vec{V} = - \int_{(\vec{V} \cdot \vec{n}) < 0} (\vec{V} \cdot \vec{n}) f d\vec{V} \quad (43)$$

2.5 Collision Frequency

BGK model의 경우 충돌빈도는 식 (44)와 같이 주어진다.

$$A_t = \psi \frac{P}{\mu} \quad (44)$$

여기서 P 는 압력, ψ 는 모델상수이다. 충돌빈도를 계산하기 위하여 강구모델(hard sphere model)의 평균자유행로를 이용하는 경우 모델상수는 일반적으로 2/3에서 1사이의 값[12]을 가진다. μ 는 점성계수이며, 식 (45)와 같은 온도 의존성을 갖고 있다.

$$\frac{\mu}{\mu_o} = \left(\frac{T}{T_o} \right)^\omega \quad (45)$$

여기서 하첨자 $_o$ 는 기준상태를 나타내며, ω 는 점도지수(viscosity exponent)로 강구분자의 경우 0.5, Maxwell 분자의 경우 1.0의 값을 가진다. 가변강구(Variable Hard Sphere) 분자모델[8]의 경우 기준상태에서의 평균자유행로(mean free path)는 점도와 식 (46), 식 (47)의 관계로 나타낼 수 있다.

$$\lambda_o = \frac{16}{5} \frac{F_k \mu_o}{mn_o \sqrt{2\pi RT_o}} \quad (46)$$

$$F_k = \frac{(5 - 2\omega)(7 - 2\omega)}{24} \quad (47)$$

따라서 무차원화된 충돌빈도는 가변강구 분자모델의 평균자유행로를 이용하는 경우 식 (48)과 같이 나타낼 수 있다.

$$A_t = \frac{8\psi F_k n T^{1-\omega}}{5\sqrt{\pi} K n_o} \quad (48)$$

여기서 $K n_o$ 는 식 (49)로 주어지는 기준상

태에서의 누센수(Knudsen Number)이다.

$$Kn_o = \frac{\lambda_o}{d} \quad (49)$$

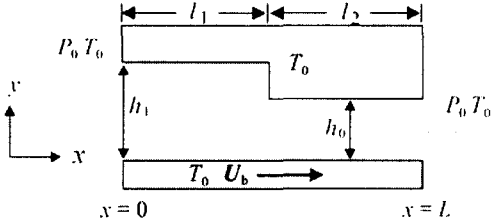


Fig. 1. Stepped slider bearing.

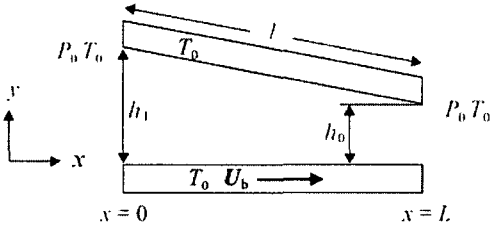


Fig. 2. Straight slider bearing.

Table 1: Summary of parameters

L	$5 \mu\text{m}$
l_1/l_2	4.0
h_0	50 nm
h_1/h_0	2.0
U_b	25 m/s
T_o	273K
P_o	1 atm

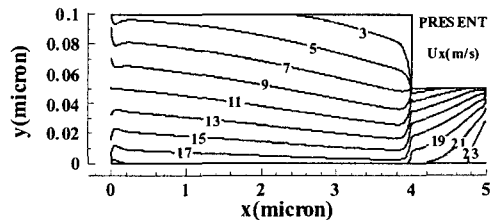
3. 결과 및 검토

유한차분 분리좌표(Finite-Difference Discrete Ordinate, FDDO) 방법을 검증하기 위하여 Fig. 1 및 Fig. 2와 같은 2차원 슬라이더 베어링 유동장이 해석되었다. 디스크가 x 방향으로 속도 U_b 로 움직일 때에 헤드와 디스크 사이에는 동압에 의한 기체 윤활막이 형성되며, 그림에서 h_1 과 h_2 는 각각 입구와 출구에서의 윤활막 두께를 나타낸다. 계산에 사용된 베어링의 규격 및 유동조건은 Table 1과 같다. 기체는 아르곤이

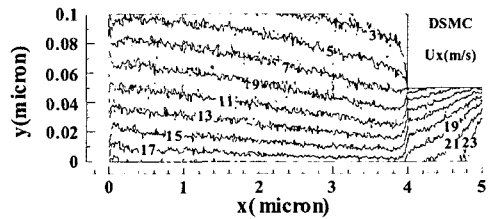
며 273K에서 점도는 $\mu = 2.08 \times 10^{-5} \text{ N}\cdot\text{s}/\text{m}^2$, 분자직경 $d_{ref} = 3.66 \text{ \AA}$, 점도지수 $\omega = 0.5$, 모델상수는 1.0이 사용되었으며, 이 경우 베어링계수는 $\Lambda = 61.6$, 출구에서의 누센수는 $Kn_o = 1.25$ 로 천이영역에 해당된다. 입구 및 출구에서는 압력경계조건이 이용되었고, 표면에서는 완전산란 반사조건이 사용되었다. 계산결과 비교를 위한 직접모사법에 이용된 code [13]에는 Variable Hard Sphere(VHS) 모델[8]과 No Time Counter(NTC) 기법[8]이 사용되었다.

3.1 Stepped Slider Bearing

Fig.2 와 Fig.3 에는 각각 유한차분 분리좌표법과 직접모사법에 의하여 계산된 stepped slider 베어링 내에서의 x -velocity 와 압력 contour 가 비교되었으며, 속도의 단위는 m/s 이고, 압력은 기준압력 P_o 로 무차원화된 값이다. 유한차분 분리좌표법의 계산에서는 $481 \times 41 + 121 \times 21$ grid 가 사용되었고, 직접모사법에 사용된 cell 수는 14,400, cell 당 평균 sampling size 는 1,000,000 이다. 계산은 Pentium IV 3.0GHz 데스크탑 PC 에서 행하여 졌으며, 계산시간은 유한차분 분리좌표법과 직접모사법 모두 약 21 시간이 소요되었다. 서로 다른 방법에 의한 계산결과들이 잘 일치하고 있으나, 직접모사법에 의한 계산결과에는 statistical noise 가 많이 있음을 알 수 있다.



(a) present method



(b) DSMC method

Fig. 3. Comparison of x -velocity contours for stepped slider bearing.

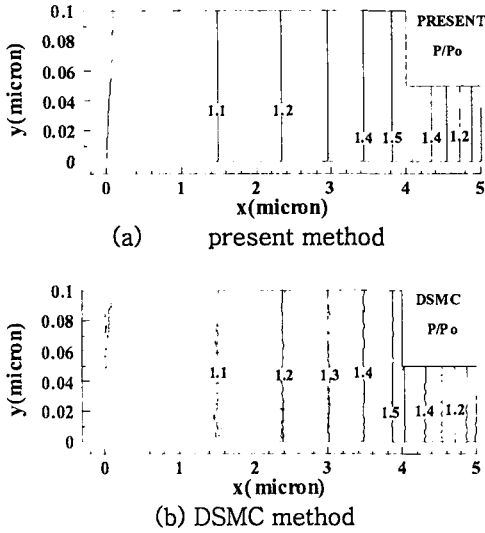


Fig. 4. Comparison of pressure contours for stepped slider bearing.

Fig.5에는 출구에서의 거리가 각각 $x/L = 0.7, 0.8$ 및 0.9 인 위치에서 x -velocity 분포가 비교되었다. 선은 유한차분 분리좌표법의 결과이고 심볼은 직접모사법의 결과이다. 디스크표면에서의 미끄럼속도가 $x/L = 0.7$ 인 경우 약 $-7.1 m/s$ 에서 $x/L = 0.9$ 인 경우 약 $-3.2 m/s$ 로 감소하였고, 헤드 표면에서의 미끄럼속도는 $x/L = 0.7$ 인 경우 약 $2 m/s$ 에서 $x/L = 0.9$ 인 경우 약 $9.7 m/s$ 로 증가한 것을 볼 수 있다.

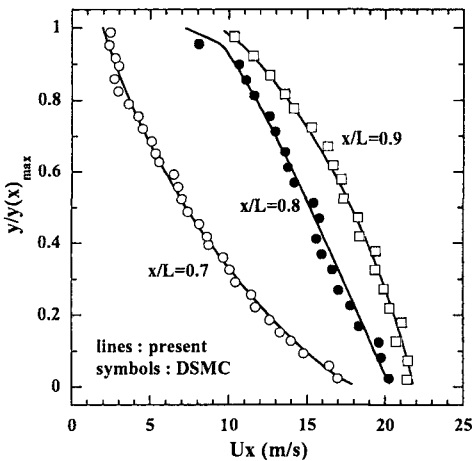


Fig. 5. Comparison of x -velocity distributions for stepped slider bearing.

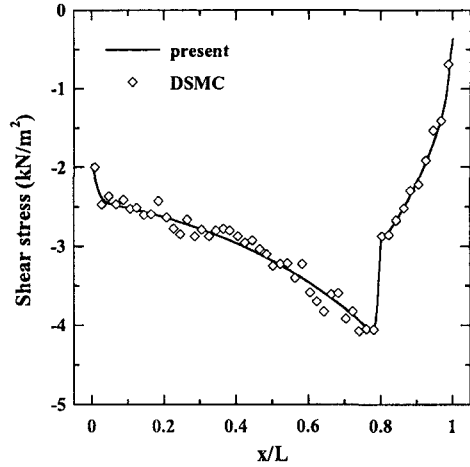


Fig. 6. Comparison of shear stress at the disk surface for stepped slider bearing.

Fig.6 과 Fig.7 에는 각각 유한차분 분리좌표법과 직접모사법으로 계산된 디스크 표면에서의 전단응력과 베어링 내에서의 압력 분포가 비교되었다. 유한차분 분리좌표법과 직접모사법의 결과가 잘 일치하는 것을 알 수 있다.

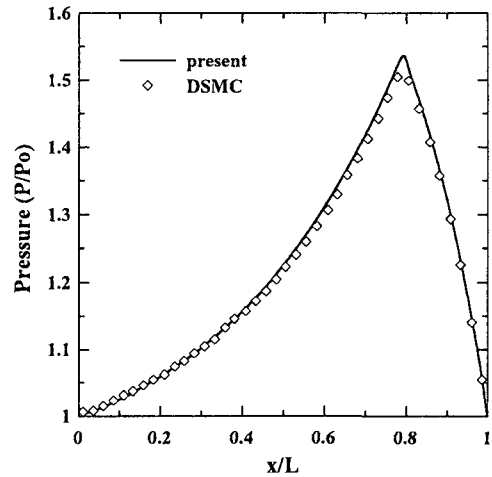


Fig. 7. Comparison of pressure distributions for stepped slider bearing.

3.2 Straight Slider Bearing

유한차분 분리좌표법의 계산에는 201×41 grid 가 사용되었고 직접모사법에 사용된 cell 수는 $8,000(200 \times 40)$, cell 당 평균 sampling size 는 $2,000,000$ 이다. 계산시간은 유한차분 분리좌표법에 약

3 시간, 직접모사법에는 약 30 시간이 소요되었다.

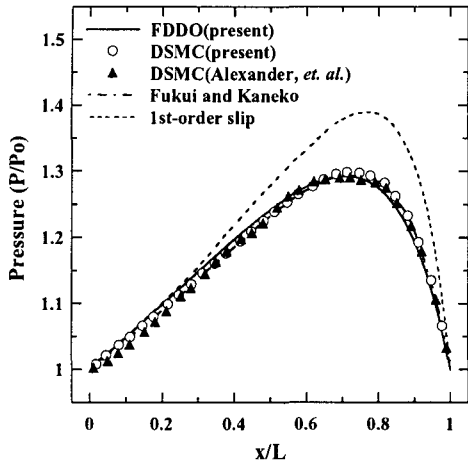


Fig. 8. Comparison of pressure distributions for straight slider bearing.

Fig.8 에는 여러 가지 방법에 의한 straight slide 베어링 내에서의 압력분포가 비교되었다. 유한차분 분리좌표법, 본 연구에서 계산된 직접모사법의 결과, Alexander 등[6]의 직접모사 결과, Fukui 와 Kaneko[4]의 Boltzmann-Reynolds 방법에 의한 결과들은 잘 일치하는 반면 연속체 역학에 근거한 1 차 미끄럼모델을 이용한 레이놀즈 방정식[1]에 의한 결과는 많은 차이를 보이고 있다.

3.3 Inlet Pressure Build-Up

종래의 직접모사법 또는 기타 방법을 이용한 베어링의 박막기체유통 해석의 단점 중의 하나는 전산용량 또는 방법상의 제약으로 head 와 disk 내부의 유동장만을 해석함으로써 inlet 과 exit 에서의 end effect 가 고려되지 못하였다는 점이다. Micro/nano scale 유동장의 경우 회박기체 효과로 인한 end effect 를 무시하는 경우 해석의 정확도에 많은 영향을 줄 수 있다. 본 연구에서는 종래의 방법으로는 매우 어려운 이러한 end effect 를 조사하기 위하여 해석영역을 입구의 전방과 출구의 후방까지 확대하여 해석하였다.

Fig.9 와 Fig.10 에는 각각 head 의 두께가 0 이라고 가정한 경우와 두께가 있는 head 의 경우의 베어링 주위의 속도분포도가 비교되었다. 두께가 없는

head 의 경우 회전하는 disk 로 인한 속도가 증가하는 영역이 두께가 있는 head 와 비교하여 더 넓음을 알 수 있다.

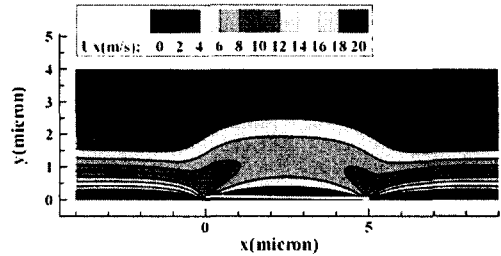


Fig. 9. X-velocity contours for straight slider bearing with a zero thickness head.

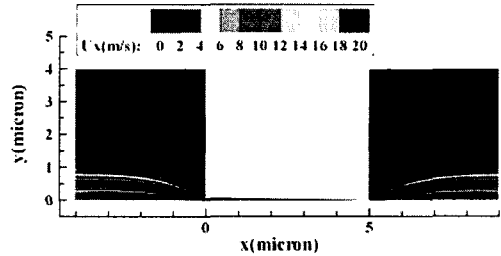


Fig. 10. X-velocity contours for a straight slider bearing with a thick head.

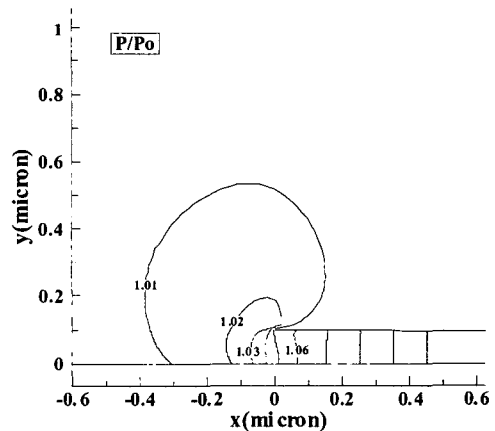


Fig. 11. Pressure contours near the inlet of the straight slider bearing with a zero thickness head.

Fig.11 과 Fig.12 에는 각각 head 의 두께가 0 이라고 가정한 경우와 두께가 있는 head 의 경우의 베어링 입구주위의 압력분포도가 비교되었다. 종래의 기체베어링 해석 시 경계조건으로 입구와 출구에서의 압력이 베어링의 동일하다고

가정하였으나, Fig.10 과 Fig.11 에서 볼 수 있듯이 실제로는 입구에서의 압력이 4% ~ 5% 더 높은 것을 알 수 있다. 이러한 입구에서의 pressure build-up 은 베어링 내부의 압력도 증가시켜 load capacity 를 높인다. Pressure build-up 을 무시한 해석은 실제보다 낮은 load capacity 를 예측하여, 베어링의 설계에 문제점을 유발할 수 있다.

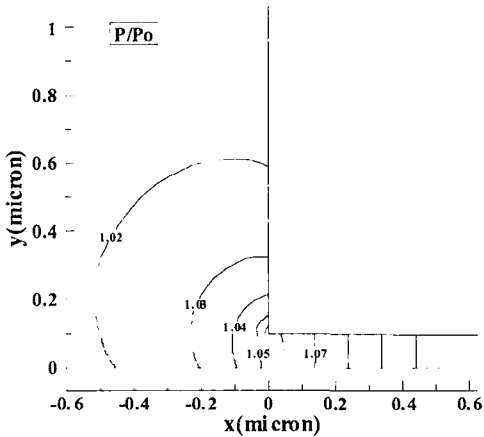


Fig. 12. Pressure contours near the inlet of the straight slider bearing with a thick head.

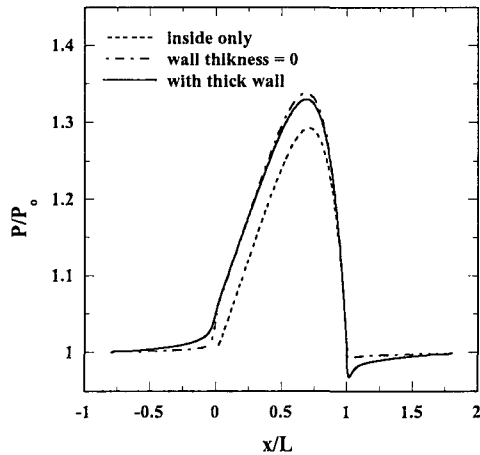


Fig. 13. Comparison of pressure distributions of the straight slider bearing.

Fig.13 에는 head 의 두께가 0 이라고 가정한 경우와 두께가 있는 head 의 경우 및 베어링 내부만을 해석한 경우의 압력분포가 비교되었다. Head 의 두께가

0 이라고 가정한 경우에는 입구에서의 압력이 작동압력에 비하여 약 4.7% 높고, 출구에서의 압력은 약 0.2% 낮음을 보였다. 두께가 있는 head 의 경우에는 입구에서의 압력이 작동압력에 비하여 약 5.3% 높고, 출구에서의 압력은 약 1.4% 낮았다. 특히 출구 직후의 압력은 최저 약 4%가 감소하였다. 잘못된 경계조건의 사용은 베어링 설계에 중요한 load capacity 의 예측에 많은 오차를 가져올 수 있다.

Table 2: Comparison of load capacity

Method	Load capacity	Computational domain
first order slip	0.229	inside only
DSMC(Ref. 6)	0.174	inside only
DSMC(present)	0.181	inside only
FDDO(present)	0.180	inside only
FDDO(present) with 0 thickness	0.226	full domain
FDDO(present) with thick wall	0.222	full domain

Table 2 에는 여러 가지 방법에 의한 load capacity 가 비교되었다. 베어링의 load capacity 는 식 (50)으로 주어진다.

$$W = \frac{1}{L} \int_0^L \frac{P - P_0}{P_0} dx \quad (44)$$

실제상황과 가까운 입구 주변의 pressure build-up 을 고려한 계산결과가 입구와 출구에서의 압력이 작동압력과 같다고 가정하고 베어링 내부의 유동장만을 고려한 종래의 방법으로 구한 load capacity 값보다 약 25% 증가한 것을 볼 수 있다. 연속체역학에 근거한 방법인 first order slip Reynolds 식에 의한 결과는 내부 유동장만을 고려하였음에도 불구하고 pressure build-up 을 고려한 계산결과와 우연히 유사한 값을 보였다.

4. 결론

모델 충돌적분방으로 단순화된 Boltzmann 방정식을 Discrete Ordinate 방법과 결합된 유한차분법을 이용하여 컴퓨터 하드디스크 flying head 와 platter

사이의 나노스케일 초박막 기체유동장이 해석되었다. 본 연구의 해석방법을 검증하기 위하여 해석결과가 직접모사법 및 다른 여러 가지 방법에 의한 계산결과와 비교되었다. 본 연구의 계산 결과가 직접모사법에 의한 결과와 잘 일치하였으며, 레이놀즈 방정식에 근거한 결과와는 많은 차이를 보였다.

또한, 계산영역을 확대하여 입구 및 출구에서의 회박기체 효과에 의한 압력변화를 조사하였다. 본 연구에서 계산된 straight slider 베어링의 경우 입구에서의 압력은 작동압력보다 약 5% 높았으며, 이로 인하여 load capacity 는 종래의 베어링 내부유동장만을 고려한 결과에 비하여 약 25% 높은 결과를 나타내어, 초박막 기체베어링에서 pressure build-up 의 정확한 예측이 베어링의 설계 및 운전에 매우 중요한 요소가 될 수 있음을 보였다.

후기

본 연구는 국방과학연구소 기초연구 사업의 연구비 지원으로 이루어진 것으로서, 이에 관계자 여러분께 감사드립니다.

참고문헌

- Burgdorfer, A., "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, 1959, pp. 94-100.
- Hsia, Y. T. and Domoto, G. A., "An Experimental Investigation of Molecular Rarefaction Effects in Gas Lubricated Bearings at Ultra-Low Clearance," ASME J. of Tribology, Vol. 105, 1983, pp. 120-129.
- Mitsuya, Y., "Modified Reynolds Equation for Ultra-Thin Film Gas Lubrication Using 1.5-Order Slip Flow Model and Considering Surface Accommodation Coefficient," ASME J. of Tribology, Vol. 115, 1993, pp. 289-294.
- Fukui, S. and Kaneko, R., "Analysis of Ultra-Thin Film Gas Lubrication Based on Linerized Boltzmann Equation, ASME J. of Tribology, Vol. 110, 1988, pp. 253-262.
- Bhatnagar, P. L., Gross, E. P., and Krook, M., "A Model for Collision Processes in Gases. I. Small Amplitude Processes in Charged and Neutral One-Component Systems," Physica Review, Vol. 94, No. 3, 1954, pp. 511-525.
- Alexander, F. J., Garcia, A. L., and Alder, B. J., "Direct Simulation Monte Carlo for Thin-Film Bearings," Phys. Fluids A, Vol. 6, No. 12, 1994, pp. 3854-3860.
- Huang, W. and Bogoy, D. B., "Three-Dimensional Direct Simulation Monte Carlo method for Slider Air Bearings, Phys. Fluids A, Vol. 9, No. 6, 1997, pp. 1764-1769.
- Bird, G. A., *Molecular Gas Dynamics and The Direct Simulation of Gas Flows*, Oxford University Press, London, 1994.
- Oh, C. K., Oran, E. S., and Sinkovits, R. S., "Computations of High-Speed, High Knudsen Number micro-channel Flows," J. of Thermophysics and Heat Transfer, Vol. 11, No. 4, 1997, pp. 497-505.
- Chu, C. K., "Kinetic-Theoretic Description of the Formation of a Shock Wave," Physics of Fluids, Vol. 8, No. 1, 1965, pp. 12-22.
- Shizgal, B., "A Gaussian Quadrature Procedure for Use in the Solution of the Boltzmann Equation and Related Problems," J. of Computational Physics, Vol. 41, No. 2, 1981, pp. 309-327.
- Atassi, H. and Shen, S. F., "A Unified Kinetic Theory Approach to External Rarefied Gas Flows. Part 1. Derivation of Hydrodynamic Equations," J. of Fluid Mechanics, Vol. 53, Part 3, 1972, pp. 417-431.
- Chung, C. H., De Witt, K. J., Stubbs, R. M., and Penko, P. F., "Simulation of Over-expanded Low-Density Nozzle Plume Flow," AIAA J., Vol. 33, No. 9, 1995, pp. 1646-1650.