

◎ 논문

초박막 기체윤활의 수치해석

정 찬 흥*

Numerical Analysis of Ultra-Thin Gas Film Lubrication

C. H. Chung

A kinetic theory analysis is used to study the ultra-thin gas flow field in a gas slider bearing. 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 a flow in a micro-channel between an inclined slider and a moving disk drive platter. The results are compared well with those from the DSMC method. The present method does not suffer from statistical noise which is common in particle-based methods and requires much less computational effort.

Key Words: 박막윤활(Thin Film Lubrication), 미끄럼 베어링(Slider Bearing), 볼츠만 방정식(Boltzmann Equation), BGK 모델(BGK Model), 분리좌표법(Discrete Ordinate Method), 유한차분법(Finite Difference Method)

1. 서론

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

이러한 micro 및 nano scale의 유체 흐름을 분석하고 예측할 수 있는 기술의 개발은 종래와는 다른 유동장의 특성으로 인하여 많은 어려움을 겪고 있는 실정이다. Micro 및 nano 미소 유동장은 Navier-Stokes 방정식을 이용한 기존의 CFD 기법이 적용되지 않는 새로운 유동영역이기 때문이다.

유동장의 특성을 구분할 수 있는 척도는 평균자유행로 λ 와 특성거리 L 의 비인 누센수(Knudsen

number) $Kn = \lambda/L$ 이다. 누센수에 따라서 유장은 연속체영역(continuum flow regime, $Kn < 0.01$), 미끄럼영역(slip flow regime, $0.01 < Kn < 0.1$), 천이영역(transitional flow regime, $0.1 < Kn < 10$), 및 자유분자영역(free molecular flow regime, $10 < Kn$)으로 나누어진다.

표준상태에서 공기분자의 평균 자유행로는 약 65nm로, 최신 기억장치에서 윤활공기막의 누센수는 1이상 되어 자유분자영역에 가까운 천이영역에 해당된다. 비연속체영역에서 Navier-Stokes 방정식을 기초로한 박막윤활해석은 미끄럼 현상을 고려한 수정된 레이놀즈 방정식이 사용된 Burgdorfer[1]의 1차 미끄럼(first-order slip)모델 이후 Hsia와 Domoto[2]의 2차 미끄럼 모델, Mitsuya[3]의 1.5차 미끄럼모델 등이 있다. 이 방법들은 적용이 용이하고 전산부하가 비교적 적은 장점이 있으나 적용 누센수의 범위가 제한되어있으며 천이 및 자유분자영역에서 정확도에 문제가 있다. 천이 및 자유분자영역의 미세 유동장은 Navier-Stokes 방정식 등 연속체영역에 적용되는 기존의 CFD 기법으로 정확하

* 2004년 9월 14일 접수

* 정회원, 대구대학교 화학공학과

해석이 어려우며, 이러한 비연속체영역에서의 유체의 이동 및 전달현상을 분석하기 위해서 phase space에서의 분포함수에 대한 보존식인 Boltzmann 방정식을 풀어야 한다. Fukui와 Kaneko[4]는 선형(lineraized) BGK 모델 방정식[5]을 기초로 Boltzmann-Reynolds 유통환방정식을 유도하였으며, Alexander 등[6] 및 Huang과 Bogy[7]는 직접모사법(Direct Simulation Monte-Carlo method)[8]을 이용하였다. Boltzmann 방정식의 강력한 해석 기법인 직접모사법의 가장 취약한 부분은 저속 유동장 해석이다. 지금까지 직접모사법을 적용한 수많은 연구 결과들이 발표되었으나 고속 유동장이 대부분이고, 저속의 경우 유동장의 특성길이가 평균자유행로의 수십 배 이하인 경우에 한정되어 있다. 저속 유동장을 직접모사법으로 수치해석 시 통계적 산란(statistical noise)으로 인하여 현재의 전산처리 능력으로는 실용적인 저속 유동장 분석이 매우 어렵다고 알려져 있다[9].

본 연구에서는 모델 충돌적분항(Model Collision Integral)으로 단순화된 Boltzmann 방정식을 Discrete Ordinate 방법과 결합된 유한차분법을 이용하여 컴퓨터 하드디스크 flying head와 platter 사이의 나노스케일 초박막 기체유통환에 적용하였다. 검증을 위하여 해석결과가 직접모사법 및 기타 계산결과들과 비교되었다.

2. 해석 기법

2.1 Model Equation

2차원 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 충돌빈도(collision frequency)이다. 국지평형분포함수(local equilibrium distribution) F 는 아래의 식 (2)로 주어진다.

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

유동장의 거시흐름변수(macroscopic flow variable)인 수밀도 n , 속도 \tilde{U} , 온도 T 등은 식 (3), 식 (4) 및 식 (5)와 같이 수밀도분포함수를 분자속도계에 대하여 적분하여 구할 수 있다.

$$n(\tilde{r}) = \int f(\tilde{V}, \tilde{r}) d\tilde{V} \quad (3)$$

$$n\tilde{U}(\tilde{r}) = \int \tilde{V} f(\tilde{V}, \tilde{r}) d\tilde{V} \quad (4)$$

$$\frac{3}{2}nRT(\tilde{r}) = \frac{1}{2} \int \tilde{p}^2 f(\tilde{V}, \tilde{r}) d\tilde{V} \quad (5)$$

여기에서 \tilde{p} 는 분자속도와 유장속도의 차 peculiar velocity, $\tilde{p} = \tilde{V} - \tilde{U}$, 이다. 식 (6), 식 (7)의 축소분포함수(reduced distribution function)[10]를 도입하여 z 방향의 분자속도에 대하여 적분한 후 독립변수의 수를 줄이면 식 (8)-(11)을 얻는다.

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

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

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

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

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

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

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

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

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

$$\hat{A}_c = A_c L/V_o, \hat{g} = g V_o^2/n_o,$$

$$\hat{h} = h/n_o, \hat{G} = G V_o^2/n_o, \hat{H} = H/n_o. \quad (12)$$

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

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

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

$$\phi = \tan^{-1}(\widehat{V}_x/\widehat{V}_y) \quad (15)$$

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

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

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

$$B = (V \cos \phi x_\xi - V \sin \phi y_\xi) / J_t \quad (18)$$

$$C = (V \sin \phi x_\eta - V \cos \phi y_\eta) / J_t \quad (19)$$

무차원변수 표시기호 $\hat{\cdot}$ 는 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) V_δ 에서의 계수((weight) P_δ 을 이용하여 변환하는 방법이다.

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

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

$$n = \sum_{\delta=1}^N \sum_{\sigma=1}^K P_\delta P_\sigma g_{\delta\sigma} \quad (21)$$

$$n U_x = \sum_{\delta=1}^N \sum_{\sigma=1}^K P_\delta P_\sigma V_\delta \sin \phi_\sigma g_{\delta\sigma} \quad (22)$$

$$n U_y = \sum_{\delta=1}^N \sum_{\sigma=1}^K P_\delta P_\sigma V_\delta \cos \phi_\sigma g_{\delta\sigma} \quad (23)$$

$$\frac{3}{2} n T = \sum_{\delta=1}^N \sum_{\sigma=1}^K P_\delta P_\sigma (h_{\delta\sigma} + V_\delta^2 g_{\delta\sigma}) - n (U_x^2 + U_y^2) \quad (24)$$

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

볼츠만식의 해를 구하는 목적은 분포함수 f 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.

$$B \frac{\partial g_{\delta\sigma}}{\partial \eta} + C \frac{\partial g_{\delta\sigma}}{\partial \xi} + A_c g_{\delta\sigma} = A_c G_{\delta\sigma} \quad (25)$$

$$B \frac{\partial h_{\delta\sigma}}{\partial \eta} + C \frac{\partial h_{\delta\sigma}}{\partial \xi} + A_c h_{\delta\sigma} = A_c H_{\delta\sigma} \quad (26)$$

$$B = (V_\delta \cos \phi_\sigma x_\xi - V_\delta \sin \phi_\sigma y_\xi) / J_t \quad (27)$$

$$C = (V_\delta \sin \phi_\sigma x_\eta - V_\delta \cos \phi_\sigma y_\eta) / J_t \quad (28)$$

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

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

2.3 유한차분법

위의 식을 풀기위하여 물리적공간계와 속도계의 특성에 따라 식 (31)-(34)의 단순 양함수법(simple explicit scheme)을 이용하면

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

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

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

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

식 (35)-(38)의 유한차분방정식을 얻는다.

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

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

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

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

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

2.4 경계조건

원방경계에서는 유장이 평형상태에 놓여있으므로

분포함수가 식 (39), 식 (40)의 Maxwell 분포로 주어진다.

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

$$h_{\delta\sigma} = \frac{1}{2} T_b g_{\delta\sigma} \quad (40)$$

여기서 하첨자 $(\cdot)_b$ 는 원방경계를 나타낸다. 표면에서는 반사된 분자가 표면의 온도 T_w 에 따른 Maxwell 분포를 갖는 식 (41), 식 (42)의 diffuse 반사조건이 사용되었다.

$$g_w = \frac{n_w}{\pi T_w} \exp \left\{ - \left[(V_\delta \sin \phi_\sigma - U_{w,x})^2 + (V_\delta \cos \phi_\sigma - U_{w,y})^2 / T_w \right] \right\} \quad (41)$$

$$h_w = \frac{1}{2} T_w g_w \quad (42)$$

for $(\tilde{c} \cdot \tilde{n}) < 0$

여기서 \tilde{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.

$$\int_{(\tilde{c} \cdot \tilde{n}) > 0} (\tilde{c} \cdot \tilde{n}) f d\tilde{c} = - \int_{(\tilde{c} \cdot \tilde{n}) < 0} (\tilde{c} \cdot \tilde{n}) F d\tilde{c} \quad (43)$$

2.5 Collision Frequency

BGK model의 경우 충돌빈도는 식 (44)와 같이 주어진다.

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

여기에서 P 는 압력이다. 충돌빈도를 계산하기 위하여 강구모델(hard sphere model)의 평균자유행로(mean free path)를 이용하는 경우 모델상수 ψ 는 일반적으로 2/3에서 1사이의 값[12]을 가진다. μ 는 점성계수이며, 식 (45)와 같은 온도 의존성을 갖고 있다.

$$\frac{\mu}{\mu_0} = \left(\frac{T}{T_0} \right)^w \quad (45)$$

여기서 하첨자 $(\cdot)_0$ 는 기준상태를 나타내며, w 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) λ_0 는 점도 μ_0 와 식 (46), 식 (47)의 관계로 나타낼 수 있다.

$$\lambda_0 = \frac{16}{5} \frac{F_k \mu_0}{m n_0 (2\pi R T_0)^{1/2}} \quad (46)$$

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

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

$$A_c = \psi F_k \frac{8n T^{1-w}}{5 \sqrt{\pi} Kn} \quad (48)$$

여기서 Kn 는 식 (49)로 주어지는 기준상태에서의 누센수(Knudsen Number)이다.

$$Kn = \frac{\lambda_0}{L} \quad (49)$$

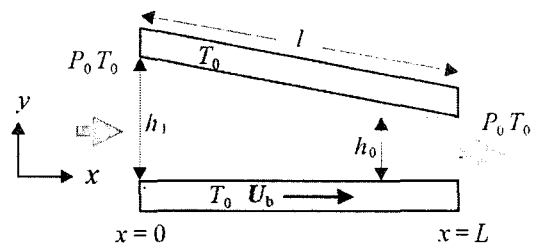


Fig. 1 Schematic of the slider bearing geometry.

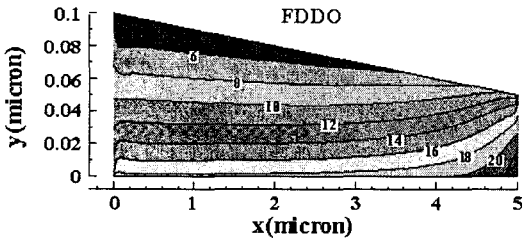
3. 해석 결과

본 연구의 유한차분 분리좌표(Finite-Difference Discrete Ordinate, FDDO) 방법을 검증하기 위하여 그림 1과 같은 2차원 슬라이더 베어링 유동장이 해석되었다. 디스크가 x 방향으로 속도 U_b 로 움직일 때 헤드와 디스크 사이에는 동압에 의한 기체유탈막이 형성되며, 그림에서 h_1 과 h_0 는 각각 입구와 출구에서의 유탈막 두께를 나타낸다. 계산결과를 비교하기 위하여 표 1과 같이 Alexander 등[6]과 동일한 규격의 베어링 및 유동조건이 이용되었다.

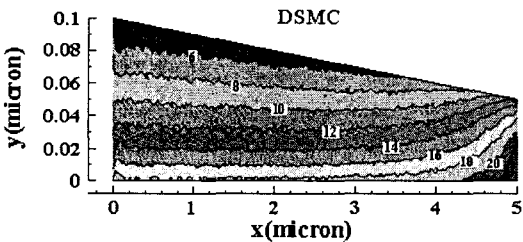
기체는 아르곤이며 273K에서 점도는 $\mu_0 = 2.08 \times 10^{-5} \text{Ns/m}^2$, 분자반경 $d_0 = 3.66 \text{\AA}$, 점도지수 $w = 0.5$, 모델상수는 $\psi = 1.0$ 이 사용되었으며, 이 경우 베어링계수는 $\Lambda = 61.6$, 출구에서의 누센수는 $Kn_0 = 1.25$ 로 천이영역에 해당된다. 입구 및 출구에서는 압력경계조건이 이용되었고, 표면에서는 완전산란 반사조건(diffuse reflection)이 사용되었다.

Table 1 Summary of parameters

L	$15\mu\text{m}$
h_0	50nm
h_1/h_0	2.0
U_b	25m/s
T_0	273K
P_0	1 atm



(a) FDDO method

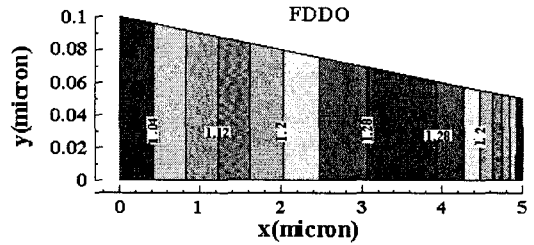


(b) DSMC method

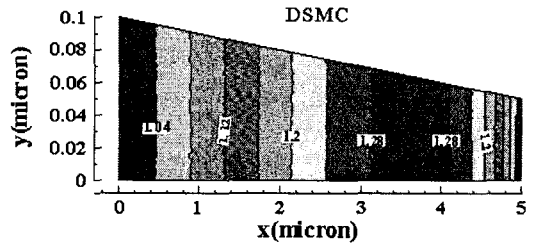
Fig. 2 Comparison of x-velocity contours.

직접모사법 계산을 위하여 이용된 code [13]에는 Variable Hard Sphere(VHS) 모델[8]과 No Time Counter(NTC) 기법[8]이 사용되었으며, cell 수는 8,000(200×40), cell 당 평균 sampling size는

2,000,000이다. 유한차분 분리좌표법의 계산에서는 201×41 grid가 사용되었다. 계산은 Pentium IV 3.2GHz 데스크탑 PC에서 행하여 졌으며, 계산시간은 유한차분 분리좌표법에 약 3시간, 직접모사법에는 약 30시간이 소요되었다.



(a) FDDO method



(b) DSMC method

Fig. 3 Comparison of pressure contours.

그림 2와 3에는 각각 유한차분 분리좌표법과 직접모사법에 의하여 계산된 베어링 내에서의 x-velocity contour와 압력이 비교되었으며, 속도의 단위는 m/s이고, 압력은 기준압력 P_0 로 무차원화된 값이다. 서로 다른 방법에 의한 계산결과들이 잘 일치하고 있으나, 직접모사법에 의한 계산결과에는 statistical noise가 많이 있음을 알 수 있다. 압력은 x/L 이 약 0.72에 도달할 때 까지 증가하며 이 구간에서 x 변화에 대한 x-velocity의 변화가 매우 작음을 볼 수 있다. 또한 전 유장에서 y 변화에 대한 압력변화는 무시할 수 있을 만큼 작음을 알 수 있다.

그림 4에는 출구에서의 거리가 각각 $x/L = 0.1, 0.5$ 및 0.9 인 위치에서 x-velocity 분포가 비교되었다. 선은 유한차분 분리좌표법의 결과이고 심볼은 직접모사법의 결과이다. 헤드표면의 경우 미끄럼속

도가 $x/L = 0.1$ 인 경우 약 $-4m/s$, $x/L = 0.9$ 인 경우 약 $-9m/s$ 로 증가하였고, 디스크 표면에서의 미끄럼속도는 $x/L = 0.1$ 인 경우 약 $7m/s$, $x/L = 0.9$ 인 경우 약 $4m/s$ 이다.

계조건을 사용한다.

$$U_s = \frac{2-\sigma}{\sigma} C_1 \lambda \frac{\partial U_x}{\partial y} \quad (50)$$

여기에서 U_s 는 미끄럼속도, C_1 은 모델상수이며 σ 는 tangential accommodation 계수($\sigma = 1$ for diffuse reflection and $\sigma = 0$ for specular reflection)이다. 그림 4와 그림5를 비교하면 미끄럼속도가 y 방향의 x -속도구배 즉 전단응력과 비례관계가 있음을 나타내는 식 (50)과 정성적으로 일치하는 것을 알 수 있다.

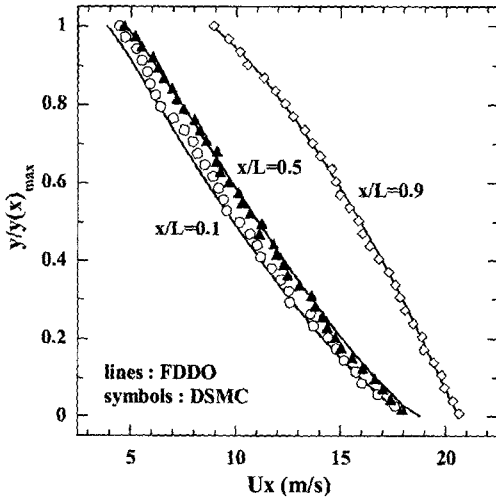


Fig. 4 Comparison of x-velocity distributions.

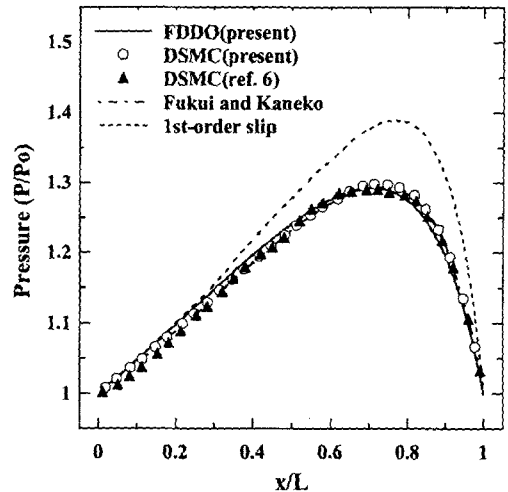


Fig. 6 Comparison of pressure distributions.

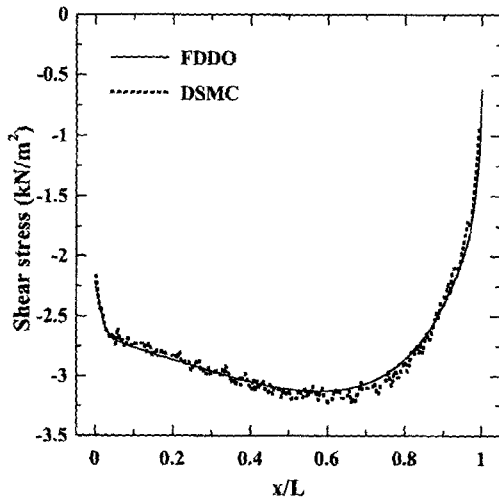


Fig. 5 Comparison of shear stress at the disk surface.

그림 5에는 유한차분 분리좌표법과 직접모사법으로 계산된 디스크 표면에서의 전단응력이 비교되었다. 연속체이론에 근거한 방법들의 경우 표면에서의 경계조건으로 식 (50)과 같은 Maxwell의 미끄럼경

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

4. 결론

모델 충돌적분항으로 단순화된 Boltzmann 방정식을 Discrete Ordinate 방법과 결합된 유한차분법을 이용하여 컴퓨터 하드디스크 flying head와 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.

본 연구의 유한차분 분리좌표법은 statistical noise가 없으며, 고속 유동장 및 직접모사법이 적용되기 어려운 저속 유동장에도 적용될 수 있는 방법이다.

후기

본 연구는 한국과학재단 목적기초연구(R05-2003-000-10145-0)지원 및 국방과학연구소 기초연구사업의 지원으로 이루어진 것으로서, 이에 관계자 여러분께 감사드립니다.

참고문헌

- [1] 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.
- [2] 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.
- [3] 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.
- [4] Fukui, S. and Kaneko, R., "Analysis of Ultra-Thin Film Gas Lubrication Based on Linearized Boltzmann Equation," ASME J. of Tribology, Vol. 110, 1988, pp. 253-262.
- [5] 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," Physical Review, Vol. 94, No. 3, 1954, pp. 511-525.
- [6] 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.
- [7] Huang, W. and Bogy, D. B., "Three-Dimensional Direct Simulation Monte Carlo Method for Slider Air Bearings," Phys. Fluids A, Vol. 9, No. 6, 1997, pp. 1764-1769.
- [8] Bird, G. A., Molecular Gas Dynamics and The Direct Simulation of Gas Flows, Oxford University Press, London, 1994.
- [9] Oh, C. K., Oran, E. S., and Sinkovits, R. S., "Computations of High-Speed, High Knudsen Number Micro-Channel Flows," Journal of Thermophysics and Heat Transfer, Vol. 11, No. 4, 1997, pp. 497-505.
- [10] Chu, C. K., "Kinetic-Theoretic Description of the Formation of a Shock Wave," Physics of Fluids, Vol. 8, No. 1, 1965, pp. 12-22.
- [11] 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.
- [12] 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.
- [13] Chung, C. H., De Witt, K. J., Stubbs, R. M., and Penko, P. F., "Simulation of Overexpanded Low-Density Nozzle Plume Flow," AIAA J., Vol. 33, No. 9, 1995, pp. 1646-1650.