

# 모델볼츠만 방정식을 이용한 초박막 개스베어링 기체유장 수치해석

정 찬 흥<sup>\*1</sup>

## NUMERICAL ANALYSIS OF GAS FLOWS IN ULTRA-THIN FILM GAS BEARINGS USING A MODEL BOLTZMANN EQUATION

C.H. Chung<sup>\*1</sup>

*A kinetic theory analysis is used to study the ultra-thin gas flow field in gas 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 flows inside micro-channels of backward-facing step, forward-facing step, and slider bearings. 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 less computational effort.*

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

### 1. 서 론

초소형 정밀가공기술의 발달에 힘입어 MEMS/NEMS 기술이 발전함에 따라 마이크로/나노 스케일 유동장에 대한 이해와 정확한 해석의 필요성이 증대되고 있으며, 초박막 기체윤활도 그 중의 하나이다. 특히 컴퓨터 보조기억장치인 하드디스크의 대용량화 및 소형화로 초박막 기체윤활 현상에 대한 보다 정확한 해석연구의 필요성이 증대되고 있다. 하드디스크 드라이브에서는 일정한 각속도로 회전하는 기억용 디스크와 헤드 사이에 기체 윤활막이 형성되며, 자기기억장치의 성능은 헤드와 디스크 사이의 윤활막 간극이 작아짐에 따라 증가하는데, 평방인치당 테라비트( $TB/in^2$ ) 이상의 고직접도를 달성하기 위해서는 이 간극이  $7nm$  이하가 되어야 한다[1].

Micro/Nano 스케일 유동장은 종래의 거시 스케일 유동장과는 다른 유동특성을 나타내며, 이러한 유동장의 유체흐름 분석과 예측은 종래와는 다른 유동장의 특성으로 인하여 많은 어려움을 겪고 있는 실정이다. Micro/Nano 미소 유동장은

Navier-Stokes 방정식을 이용한 기존의 CFD 기법이 적용되기 어려운 유동영역이기 때문이다.

유동장의 특성을 구분할 수 있는 척도는 평균자유행로  $\lambda$ 와 특성거리  $L$ 의 비인 누센수  $Kn = \lambda/L$ 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  $65nm$ 로, 고직접도 기억장치에서 윤활공기막의 누센수(Knudsen number)는 1이상이 되어 천이영역에서 자유분자영역에 해당된다. 비연속체영역에서 Navier-Stokes 방정식을 기초로 한 박막윤활해석은 미끄럼 현상을 고려한 수정된 레이놀즈 방정식이 사용된 Burgdorfer[2]의 1차 미끄럼(first-order slip)모델 이후 Hsia와 Domoto[3]의 2차 미끄럼 모델, Mitsuya[4]의 1.5차 미끄럼모델, Ng와 Liu[5]의 응력-밀도비 모델(stress-density ratio model) 등이 있다. 이 방법들은 적용이 용이하고 전산부하가 비교적 적은 장점이 있으나 적용 누센수의 범위가 제한되어있으며 누센 수가 큰 천이 및 자유분자영역에서 정확도에 문제가 있다.

누센 수가 큰 천이 및 자유분자영역의 미세 유동장은 Navier-Stokes 방정식 등 연속체영역에 적용되는 기존의 CFD 기법으로 정확한 해석이 어려우며, 비연속체영역에서의 유체

접수일: 2009년 1월 15일, 수정일: 2009년 3월 12일,

게재확정일: 2009년 3월 20일.

1 정회원, 대구대학교 화학공학과

\* E-mail: che@daegu.ac.kr

의 이동 및 전달현상을 분석하기 위해서는 phase space에서의 분포함수에 대한 보존식인 Boltzmann 방정식을 풀어야 한다. Fukui와 Kaneko[6]는 선형(linearized) BGK 모델 방정식[7]을 기초로 Boltzmann-Reynolds 유효방정식을 유도하였으며, Alexander 등[8] 및 Huang과 Bogy[9]는 직접모사법(Direct Simulation Monte-Carlo method)[10]을 이용하였다.

Boltzmann 방정식의 강력한 해석 기법인 직접모사법의 가장 취약한 부분은 저속 유동장 해석이다. 지금까지 직접모사법을 적용한 수많은 연구결과들이 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[11].

본 연구에서는 모델 충돌적분항(Model Collision Integral)으로 단순화된 Boltzmann 방정식을 Discrete Ordinate 방법과 결합된 유한차분법을 이용하여 flying head와 platter 사이의 나노스케일 초박막 기체유동장이 해석되었다. 유한차분 분리좌표법은 직접모사법에 비하여 전산요구량이 적고, 통계적 산란이 없으며, 고속 유동장 및 직접모사법이 적용되기 어려운 저속 유동장에도 적용될 수 있는 방법으로, 미소평판 주위의 저속 유동장[12]과 직렬연결된 마이크로채널 유동장[13] 등의 해석에 이용되었다. 검증을 위하여 backward-facing step, forward-facing step 및 슬라이더 베어링에 대한 해석결과가 직접모사법 및 기타 계산결과들과 비교되었다.

## 2. 해석 기법

### 2.1 MODEL EQUATION

2차원 Cartesian 좌표계에서 BGK 모델 Boltzmann 방정식[7]은 정상상태에서 식 (1)로 기술된다.

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

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.

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

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.

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

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

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

여기에서  $\tilde{P}$ 는 peculiar velocity,  $\tilde{p} = \tilde{V} - \tilde{U}$ 이다. 식 (6), 식 (7)의 축소분포함수(reduced distribution function)[14]를 도입하여  $z$  방향의 분자속도에 대하여 적분한 후 독립변수의 수를 줄이면 식 (8-11)을 얻는다.

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

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

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

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

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

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

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

$$\begin{aligned} \hat{x} &= x/L, \hat{y} = y/L, \hat{n} = n/n_o, \hat{V}_i = V_i/V_o \\ \hat{U}_i &= U_i/V_o, \hat{T} = T/T_o, \hat{\tau} = \tau/(mn_o U_o^2) \\ \hat{A}_c &= A_c L/V_o, \hat{g} = g V_o^2/n_o, \hat{h} = h/n_o \\ \hat{G} &= G V_o^2/n_o, \hat{H} = H/n_o \end{aligned} \tag{12}$$

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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)[15]은 식 (20)과 같이 함수에 관한 적분을 마디(root)  $V_\delta$ 에서의 계수(weight)  $P_\delta$ 를 이용하여 변환하는 방법이다.

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

속도각(velocity angle)  $\phi$ 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.

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

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

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

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

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

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

위의 식은 물리적공간계와 속도계의 특성에 따라 유한차분 방정식으로 변환된 후 반복계산법을 이용하여 해석되며 [12,13], 이 때에 분포함수  $g_{\delta\sigma}$ 와  $h_{\delta\sigma}$ 의 값은 다음 단계를 위하여 저장할 필요고 단지  $A_c$ ,  $G_{\delta\sigma}$  및  $H_{\delta\sigma}$ 의 값만 직전 단계의 거시흐름변수를 이용하여 계산하면 된다.

## 2.3 경계조건

원방경계에서는 유장이 평형상태에 놓여있으므로 분포함수가 식 (31), 식 (32)의 Maxwell 분포로 주어진다.

$$g_{\delta\sigma} = \frac{n}{\pi T_b} \exp\{-[(V_\delta \sin \phi_\sigma - U_{x,b})^2 + (V_\delta \cos \phi_\sigma - U_{y,b})^2] / T_b\} \quad (31)$$

$$h_{\delta\sigma} = \frac{1}{2} T_b g_{\delta\sigma} \quad (32)$$

여기서 하첨자  $b$  는 원방경계를 나타낸다. 표면에서는 반사된 분자가 표면의 온도  $T_w$  에 따른 Maxwell 분포를 갖는 식 (33), 식 (34)의 diffuse 반사조건이 사용되었다.

$$g_w = \frac{n_w}{\pi T_w} \exp\left\{-\left[\left(V_\delta \sin \phi_\sigma - U_{w,x}\right)^2 + \left(V_\delta \cos \phi_\sigma - U_{w,y}\right)^2\right] / T_w\right\} \text{ for } (\tilde{c} \cdot \tilde{n}) < 0 \quad (33)$$

$$h_w = \frac{1}{2} T_w g_w \text{ for } (\tilde{c} \cdot \tilde{n}) < 0 \quad (34)$$

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 (35)의 조건을 적용하여 계산되어야만 한다.

$$\int_{(\tilde{c} \cdot \tilde{n}) > 0} (\tilde{c} \cdot \tilde{n}) f d\tilde{c} = - \int_{(\tilde{c} \cdot \tilde{n}) < 0} (\tilde{c} \cdot \tilde{n}) F d\tilde{c} \quad (35)$$

### 2.4 COLLISION FREQUENCY

BGK model의 경우 충돌빈도는 식 (36)와 같이 주어진다.

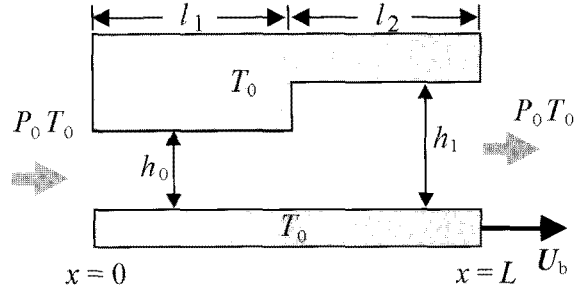
$$A_c = \frac{\psi P}{\mu} \quad (36)$$

여기에서  $P$ 는 압력이다. 충돌빈도를 계산하기 위하여 강구모델(hard sphere model)의 평균자유행로(mean free path)를 이용하는 경우 모델상수  $\psi$ 는 일반적으로 2/3에서 1사이의 값[16]을 가진다.  $\mu$ 는 점성계수이며, 식 (37)과 같은 온도 의존성을 갖고 있다.

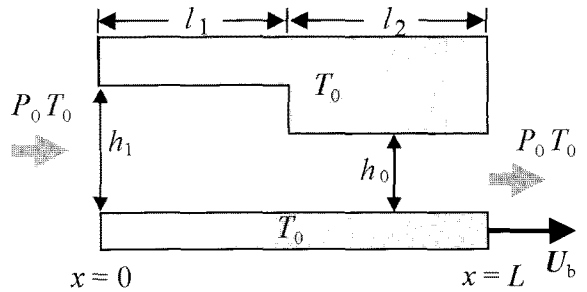
$$\frac{\mu}{\mu_o} = \left(\frac{T}{T_o}\right)^\omega \quad (37)$$

여기서 하첨자  $o$  는 기준상태를 나타내며,  $\omega$  는 점도지수(viscosity exponent)로 강구분자의 경우 0.5, Maxwell 분자의 경우 1.0의 값을 가진다. 가변강구(Variable Hard Sphere) 분자 모델[10]의 경우 기준상태에서의 평균자유행로(mean free path)  $\lambda_o$ 는 점도  $\mu_o$ 와 식 (38), 식 (39)의 관계로 나타낼 수 있다.

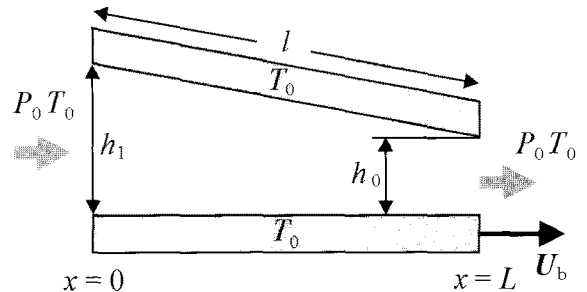
$$\lambda_o = \frac{16}{5} \frac{F_k \mu_o}{m n_o (2\pi R T_o)^{1/2}} \quad (38)$$



(a) Backward-facing step bearing



(b) Forward-facing step bearing



(c) Slider bearing

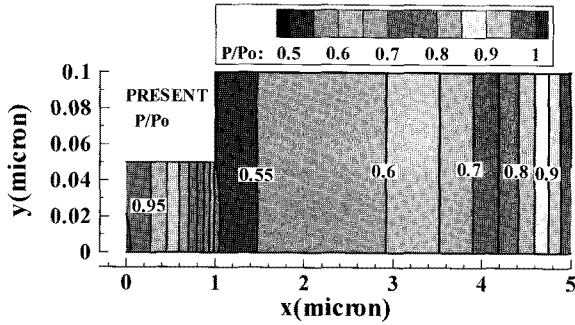
Fig. 1 Bearing geometries

$$F_k = \frac{(7-2\omega)(5-2\omega)}{24} \quad (39)$$

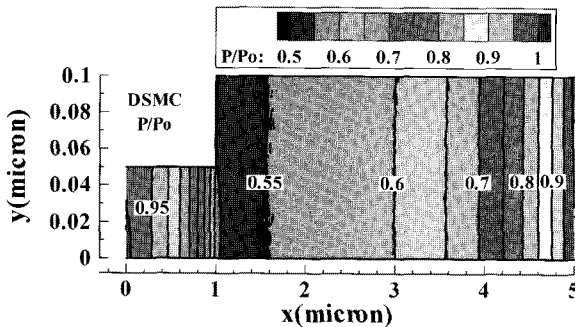
따라서 무차원화된 충돌빈도는 가변강구 분자모델의 평균자유행로를 이용하는 경우 식 (40)과 같이 나타낼 수 있다.

$$A_c = \psi F_k \frac{8n T^{1-\omega}}{5\sqrt{\pi} Kn} \quad (40)$$

여기서  $Kn$ 는 식 (41)로 주어지는 기준상태에서의 누센수(Knudsen Number)이다.



(a) Present method



(b) DSMC method

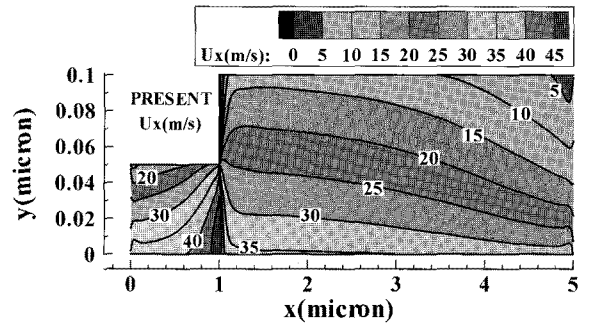
Fig. 2 Comparison of pressure contours inside the backward-facing step bearing

$$Kn = \frac{\lambda_o}{L} \quad (41)$$

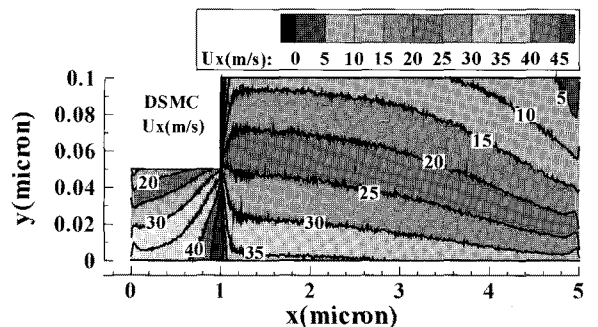
### 3. 해석 결과

본 연구의 유한차분 분리좌표(Finite-Difference Discrete Ordinate, FDDO) 방법을 검증하기 위하여 Fig. 1과 같은 세가지 종류의 2차원 슬라이더 베어링 유동장이 해석되었다. 디스크가  $x$  방향으로 속도  $U_b$ 로 움직일 때에 헤드와 디스크 사이에는 동압에 의한 기체윤활막이 형성되며, 그림에서  $h_1$ 과  $h_o$ 는 각각 최고 및 최저 윤활막 두께를 나타낸다. 계산결과를 비교하기 위하여 Table 1과 같이 Ng와 Liu[5]와 동일한 유동조건이 이용되었다.

기체는 아르곤이며 273K에서 점도는  $\mu_o = 2.08 \times 10^{-5}$   $Ns/m^2$ , 분자반경  $d_o = 3.66 \text{ \AA}$ , 점도지수  $\omega = 0.5$ , 모델상수는  $\psi = 1.0$ , Gauss-Hermite 반구적공식 상수는  $\Gamma = 1$ 이 사용되었다. 베어링계수는  $A = 123.2$ , 최저 윤활막 두께 기준 누설수는  $Kn_o = 1.25$ 로 천이영역에 해당된다. 입구 및 출구에서는 압력경계조건이 이용되었고, 표면에서는 완전산란 반



(a) Present method



(b) DSMC method

Fig. 3 Comparison of x-velocity contours inside the backward-facing step bearing

사조건(diffuse reflection)이 사용되었다. 계산은 삼성 DB-Z70 데스크탑 PC에서 행하여 졌다.

직접모사법 계산결과를 위하여 이용된 code[17]에는 Variable Hard Sphere(VHS) 모델[8]과 No Time Counter(NTC) 기법[10]이 사용되었다.

### 3.1 BACKWARD-FACING STEP BEARING

DSMC 방법에 사용된 cell 수는 25,200(180×20+540×40)이며, cell 당 평균 sampling size는 1,300,000이다. 유한차분 분리좌표법의 계산에는 181×21+541×41 grid가 사용되었다. 계산에는 유한차분 분리좌표법에 약 3.4hr 직접모사법에 약 17.7hr가 소요되었다.

Table 1 Summary of parameters

$L$	5 $\mu m$
$h_o$	50 nm
$h_1/h_o$	2.0
$U_b$	50 m/s
$T_o$	273 K
$P_o$	1 atm

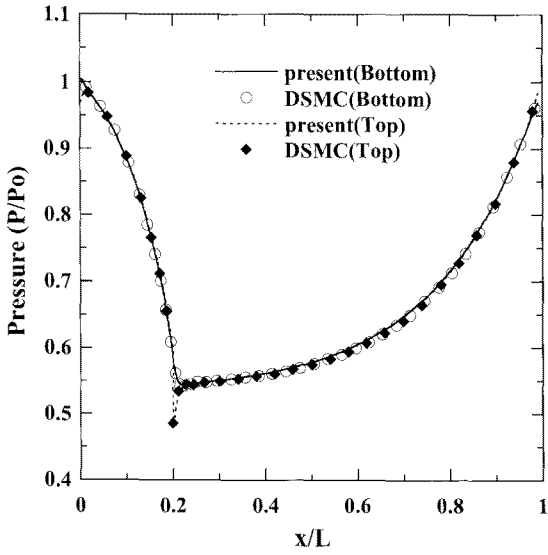


Fig. 4 Comparison of surface pressure distributions inside the backward-step bearing

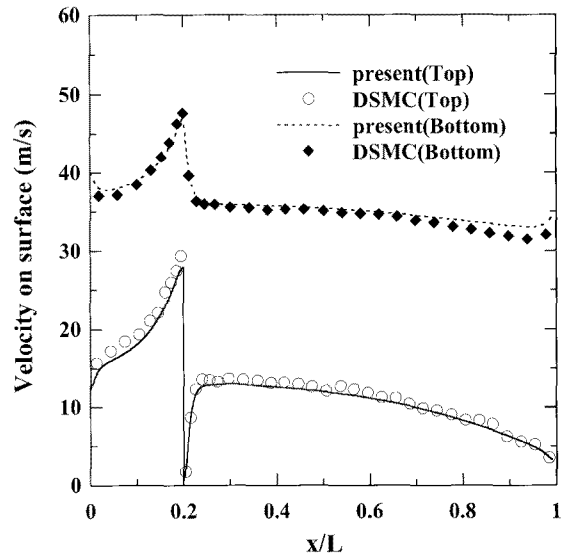


Fig. 6 Comparison of surface velocity distributions inside the backward-step bearing

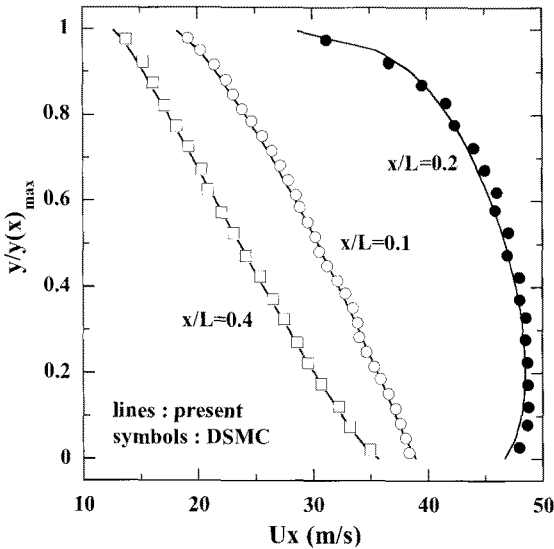


Fig. 5 Comparison of x-velocity profiles inside the backward-step bearing

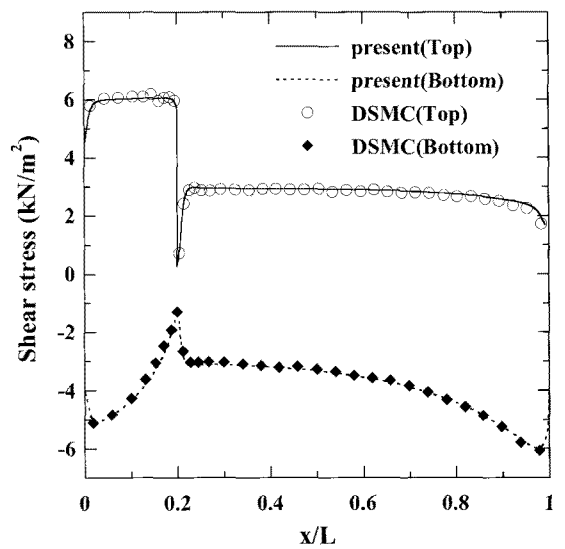


Fig. 7 Comparison of shear stress distributions inside the backward-step bearing

Fig. 2와 Fig. 3에는 각각 유한차분 분리좌표법과 직접모사법에 의하여 계산된 backward-facing step bearing 내에서의 압력 및 x-velocity contour가 비교되었다. 압력은 기준압력  $P_0$ 로 무차원화된 값이며, 속도의 단위는  $m/s$ 이다. 서로 다른 방법에 의한 계산결과들이 잘 일치하고 있으나, 직접모사법에 의한 계산결과에는 statistical noise가 많이 있음을 알 수 있다.

Fig. 4에는 유한차분 분리좌표법과 직접모사법에 의하여 계산된 backward-facing step bearing 내의 디스크(밑면)와 헤드

(윗면) 표면에서의 압력이 비교되었다. 밑면에서의 압력은 급격히 감소하여 step 부근에서 외부압력의 약 55%로 최저값에 도달 한 후 출구로 갈수록 증가하여 외부압력과 같아진다. 윗면에서 step 부근에서의 최저압력은 외부압력의 약 48%이다. Fig. 2에서 볼 수 있듯이 전 유장에서  $y$  변화에 대한 압력변화는 무시할 수 있을 만큼 작으나, step 주위에서는  $y$  방향으로 압력구배가 존재하며 밑면과 윗면에서의 압력이 다른 값을 보인다.

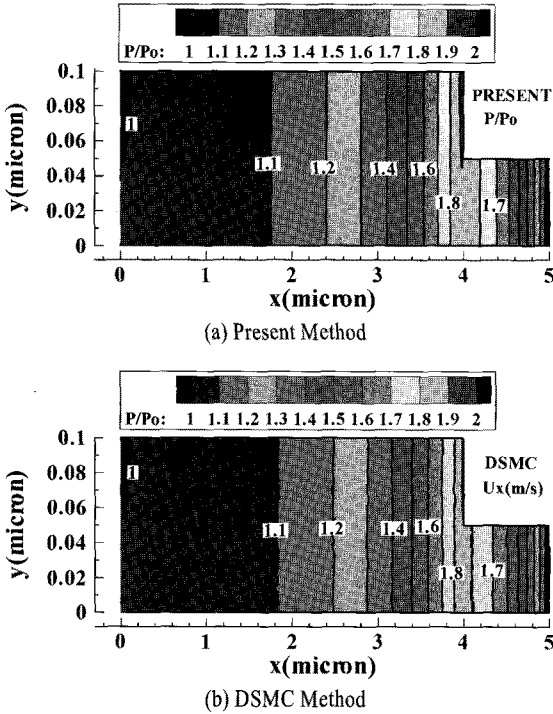


Fig. 8 Comparison Of Pressure Contours Inside The Backward-Facing Step Bearing

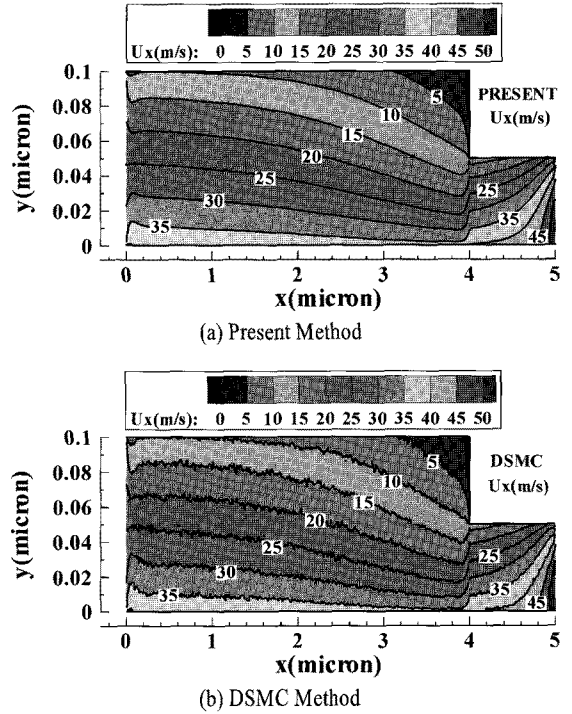


Fig. 9 Comparison Of X-Velocity Contours Inside The Backward-Facing Step Bearing

Fig. 5에는 유한차분 분리좌표법과 직접모사법에 의하여 계산된 backward-facing step bearing 내의 출구에서의 거리가 각각  $x/L = 0.1, 0.2$  및  $0.4$ 인 위치에서  $x$ -velocity 분포가 비교되었다. 선은 유한차분 분리좌표법의 결과이고 심볼은 직접모사법의 결과이다. 유속은 step 부근에서 기체의 팽창으로 가장 빠르며, 디스크 표면에서 약  $10nm$  떨어진 지점에서 최고 속도  $48.5m/s^2$ 를 보였다.

Fig. 6에는 유한차분 분리좌표법과 직접모사법에 의하여 계산된 backward-facing step bearing 내의 윗면과 밑면에서  $x$ -velocity가 비교되었다. 선은 유한차분 분리좌표법의 결과이고 심볼은 직접모사법의 결과이다. 희박기체효과로 인하여 표면에서의 미끄럼 효과가 매우 큼을 알 수 있다. 정지 상태인 헤드표면에서의 미끄럼속도가  $x/L = 0.1$ 인 경우 약  $18m/s$ 이고  $x/L = 0.2$ 인 경우 선단에서 약  $28m/s$ 로 최고값을 보인 후 최저값인  $0.47m/s$ 로 감소하였다.  $50m/s$ 의 속도로 움직이는 디스크 표면에서의 미끄럼속도는  $x/L = 0.1$ 인 경우 약  $11m/s$ 이고,  $x/L = 0.2$ 인 경우 약  $3.4m/s$ 로 최저값을 보였으며,  $x/L = 0.95$ 인 경우 약  $17m/s$ 로 최고값을 보였다.

Fig. 7에는 유한차분 분리좌표법과 직접모사법에 의하여 계산된 backward-facing step bearing 내의 윗면과 밑면에서의 전단응력이 비교되었다. 연속체이론에 근거한 방법들의 경우

표면에서의 경계조건으로 식 (42)와 같은 Maxwell의 미끄럼경계조건을 사용한다.

$$U_s = \frac{2 - \sigma}{\sigma} C_1 \lambda \frac{\partial U_x}{\partial y} \tag{42}$$

여기에서  $U_s$ 는 미끄럼속도,  $C_1$ 는 모델상수이며  $\sigma$ 는 tangential accommodation 계수( $\sigma = 1$  for diffuse reflection and  $\sigma = 0$  for specular reflection)이다. Fig. 6과 Fig. 7을 비교하면 미끄럼속도가  $y$  방향의  $x$ -속도구배 즉 전단응력과 비례관계가 있음을 나타내는 식 (42)와 정성적으로 일치하는 것을 알 수 있다.

### 3.2 FORWARD-FACING STEP BEARING

DSMC 방법에 사용된 cell 수는  $25,200(540 \times 40 + 180 \times 20)$ 이며, cell 당 평균 sampling size는 1,300,000이다. 유한차분 분리좌표법의 계산에는  $541 \times 41 + 181 \times 21$  grid가 사용되었다. 계산에는 유한차분 분리좌표법에 약 18.2hr 직접모사법에 약 20.5hr가 소요되었다.

Fig. 8과 Fig. 9에는 각각 유한차분 분리좌표법과 직접모사법에 의하여 계산된 forward-facing step bearing 내에서의 압력

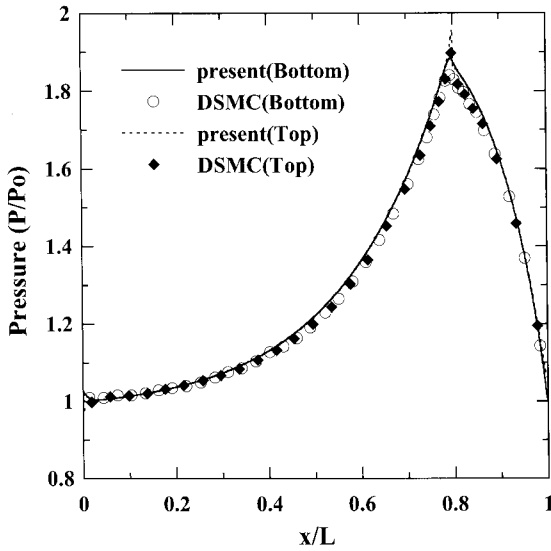


Fig. 10 Comparison of surface pressure distributions inside the backward-step bearing

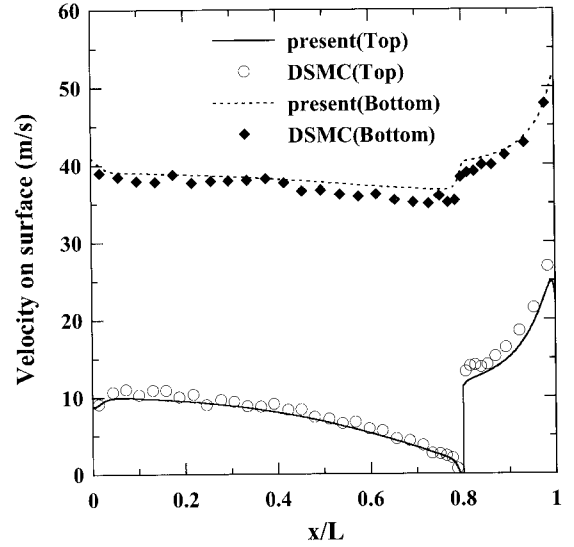


Fig. 12 Comparison of surface velocity distributions inside the backward-step bearing

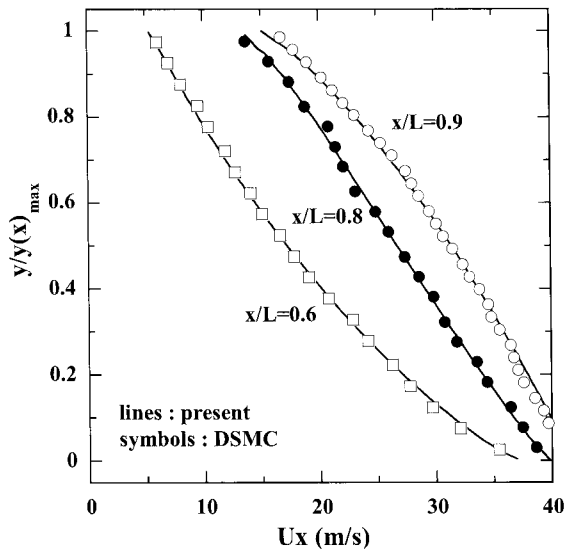


Fig. 11 Comparison of x-velocity profiles inside the backward-step bearing

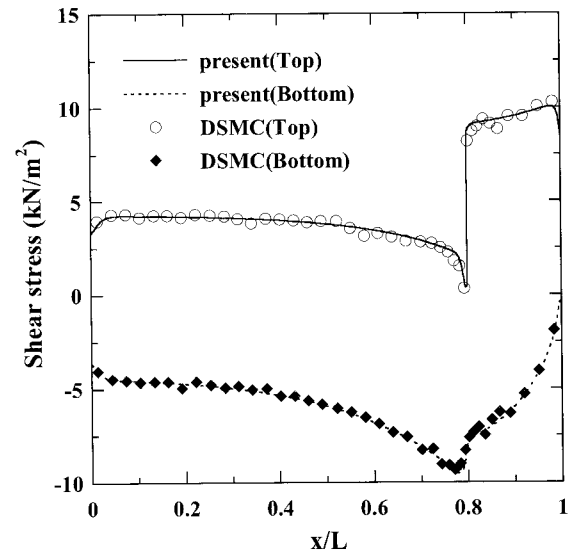


Fig. 13 Comparison of shear stress distributions inside the backward-step bearing

및 x-velocity contour가 비교되었다. 압력은 기준압력  $P_0$ 로 무차원화된 값이며, 속도의 단위는  $m/s$ 이다. Backward-facing step bearing의 경우와는 달리 압력은 step 부근에서 최고값을 보이며 유속은 출구 부근에서 최고값을 보인다. 또한, backward-facing step bearing의 경우와 마찬가지로 서로 다른 방법에 의한 계산결과들이 잘 일치하고 있으며, 직접모사법에 의한 계산결과에는 statistical noise가 많이 있음을 알 수 있다.

Fig. 10에는 유한차분 분리좌표법과 직접모사법에 의하여 계산된 forward-facing step bearing 내의 디스크(밀면)와 헤드

(윗면) 표면에서의 압력이 비교되었다. 압력은 입구에서 step 까지 점차 증가하여 step에서 최고값을 보인 후 급격히 감소하여 출구에서 외부압력과 같아진다. Backward-facing step bearing과 유사하게 step 주위에서는  $y$  방향으로 압력구배가 존재하며 밀면과 윗면에서의 압력이 다른 값을 보인다.

Fig. 11에는 유한차분 분리좌표법과 직접모사법에 의하여 계산된 forward-facing step bearing 내의 출구에서의 거리가 각각  $x/L = 0.6, 0.8$  및  $0.9$ 인 위치에서 x-velocity 분포가 비교되었다. Backward-facing step bearing과 달리 step 주위에서 유



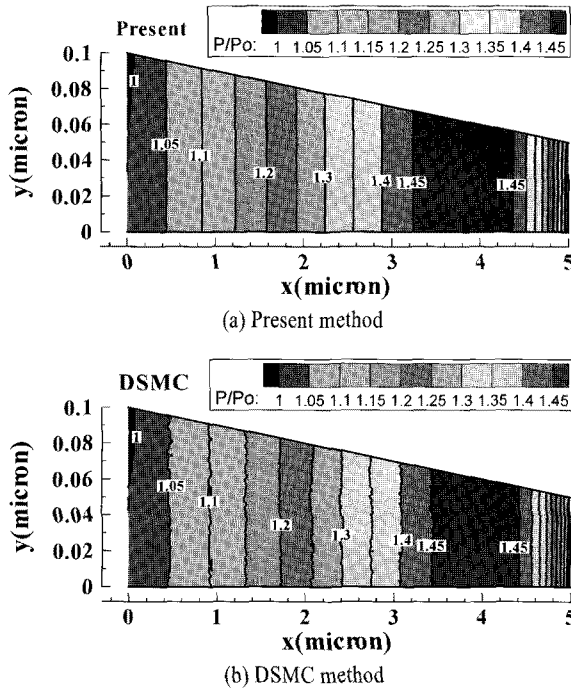


Fig. 14 Comparison of pressure contours inside the slider bearing

속이 최고값을 보이지 않고 출구 부근에서 빨라짐을 볼 수 있다.

Fig. 12과 Fig. 13에는 각각 유한차분 분리좌표법과 직접모사법에 의하여 계산된 forward-facing step bearing 내의 윗면과 밑면에서  $x$ -velocity와 전단응력이 비교되었다. Backward-facing step bearing과 유사하게 회박기체효과로 인하여 표면에서의 미끄럼 효과가 매우 큼을 알 수 있으며, 전단응력은 backward-facing step bearing 보다 더 큰 값을 보였다.

### 3.3 SLIDER BEARING

DSMC 방법에 사용된 cell 수는 10,000(200×50)이며, cell 당 평균 sampling size는 1,300,000이다. 유한차분 분리좌표법의 계산에는 201×51 grid가 사용되었다. 계산에는 유한차분 분리좌표법에 약 2.7hr 직접모사법에 약 7.5hr가 소요되었다.

Fig. 14와 Fig. 15에는 각각 유한차분 분리좌표법과 직접모사법에 의하여 계산된 slider bearing 내에서의 압력 및  $x$ -velocity contour가 비교되었다. 압력은 기준압력  $P_o$ 로 무차원화된 값이며, 속도의 단위는  $m/s$ 이다. 서로 다른 방법에 의한 계산결과들이 잘 일치하고 있으며, 직접모사법에 의한 계산결과에는 statistical noise가 많이 있음을 알 수 있다.

Fig. 16에는 여러 가지 방법에 의한 베어링 내에서의 압력 분포가 비교되었다. 유한차분 분리좌표법, 본 연구에서 계산

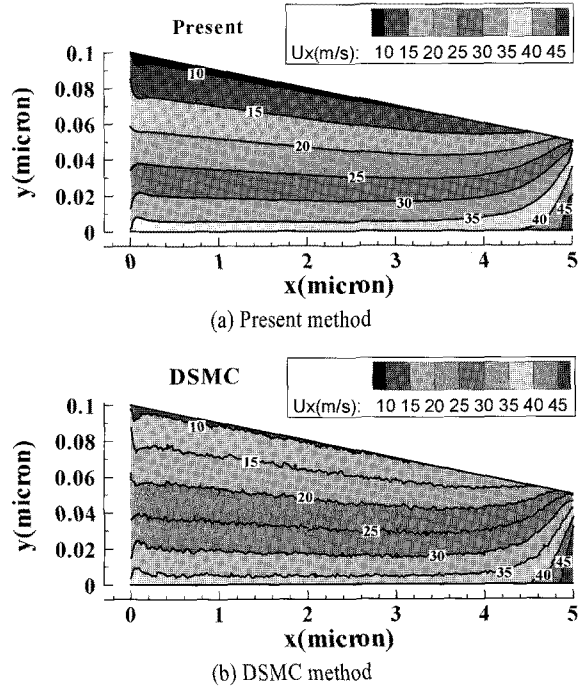


Fig. 15 Comparison of  $x$ -velocity contours inside the slider bearing

된 직접모사법의 결과, Ng와 Liu[5]의 직접모사법 결과, Ng와 Liu[5]의 응력-밀도비 모델(stress-density ratio model)을 이용한 레이놀즈방정식 결과들은 잘 일치하는 반면 연속체 역학에 근거한 1차 및 2차 미끄럼모델[2,3]을 이용한 레이놀즈 방정식에 의한 결과[5]는 많은 차이를 보이고 있다.

베어링 설계에 중요한 load capacity는 식 (43)으로 주어진다. Slider bearing의 경우 유한차분 분리좌표법과 직접모사법에 의하여 계산된 load capacity는 각각 0.2847과 0.2745로 비교적 잘 일치하였다.

$$W = \frac{1}{L} \int_0^L \frac{P - P_o}{P_o} dx \tag{43}$$

### 4. 결 론

모델 충돌적분방으로 단순화된 Boltzmann 방정식을 Discrete Ordinate 방법과 결합된 유한차분법을 이용하여 자기 기억장치 헤드와 디스크 사이의 나노스케일 초박막 기체유동장이 해석되었다. 본 연구의 해석방법을 검증하기 위하여 backward-facing step, forward-facing step 및 슬라이더 베어링에 대한 해석을 수행하였으며, 해석결과가 직접모사법 및 다른 여러 가지 방법에 의한 계산결과와 비교되었다. 본 연구의 계

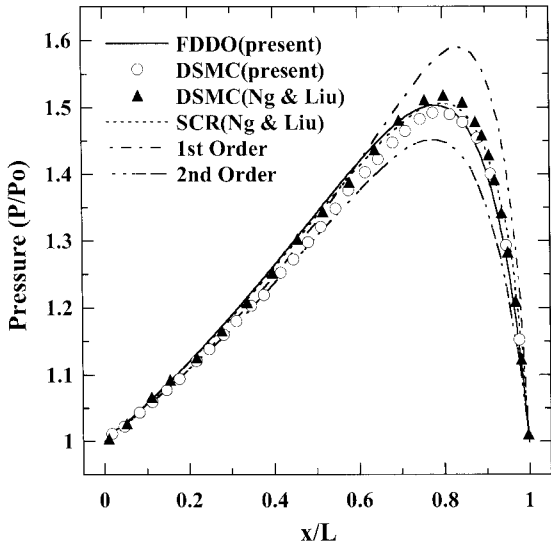


Fig. 16 Comparison of slider bearing pressure distributions for  $Kn = 1.24$ ,  $A = 123.2$  and  $U_b = 50m/s$

산 결과는 직접모사법에 의한 결과와 잘 일치하였다.

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

### 후 기

이 논문은 2005학년도 대구대학교 학술연구비지원에 의한 논문으로, 이에 관계자 여러분께 감사드립니다.

### 참고문헌

[1] 2007, Liu, B., Yu, S., Zhang, M., Gonzaga, L., Li, H., Liu, J. and Ma, Y., "Air-Bearing Design Towards Highly Stable Head-Disk Interface at Ultralow Flying Height," *IEEE Transactions on Magnetics*, Vol.43, No.2, pp.715-720.

[2] 1959, 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, pp.94-100.

[3] 1983, 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, pp.120-129.

[4] 1993, 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, pp.289-294.

[5] 2002, Ng, E.Y. and Liu, N., "Stress-Density Ratio Slip-Corrected Reynolds Equation for Ultra-Thin Film Gas Bearing Lubrication for Thin-Film Bearings," *Phys. Fluids*, Vol.14, No.4, pp.1450-1457.

[6] 1988, Fukui, S. and Kaneko, R., "Analysis of Ultra-Thin Film Gas Lubrication Based on Linearized Boltzmann Equation," *ASME J. of Tribology*, Vol.110, pp.253-262.

[7] 1954, 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," *Physicaal Review*, Vol.94, No.3, pp.511-525.

[8] 1994, 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, pp.3854-3860.

[9] 1997, Huang, W. and Bogy, D.B., "Three-Dimensional Direct Simulation Monte Carlo method for Slider Air Bearings," *Phys. Fluids A*, Vol.9, No.6, pp.1764-1769.

[10] 1994, Bird, G.A., *Molecular Gas Dynamics and The Direct Simulation of Gas Flows*, Oxford University Press, London.

[11] 1997, 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, pp.497-505.

[12] 2005, Chung, C.H., "Kinetic Model Solution for Microscale Gas Flows," *AIAA Journal*, Vol.43, No.11, pp.2364-2371.

[13] 2005, Chung, C.H., "Numerical Simulation of Low-Speed Gas Flows in a Microfluidic System," *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, Vol.19, No.3, pp.336-342.

[14] 1965, Chu, C.K., "Kinetic-Theoretic Description of the Formation of a Shock Wave," *Physics of Fluids*, Vol.8, No.1, pp.12-22.

[15] 1981, 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, pp.309-327.

[16] 1972, Atassi, H. and Shen, S.F., "A Unified Kinetic Theory Approach to External Rarefied Gas Flows. Part 1. Derivation of Hydrodynamic Equations," *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.53, Part 3, pp.417-431.

[17] 1995, 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, pp.1646-1650.