

# 공기베어링에서의 선단압력발생에 관한 연구

김성국 · 김경웅  
한국과학기술원 기계공학과

## A Study on Inlet Pressure Build-up of Air-Lubricated Bearings

Seong-Kook Kim, Kyung-Woong Kim  
Department of Mechanical Engineering, KAIST

**Abstract** – The inlet pressure build-up at the leading edge of bearings which have discontinuous lubrication surface is analyzed theoretically. The analyses of Inlet pressure build-up is obtained by means of full Navier-stokes equations. Beam-warming method is used to solve navier-stokes equations. The results show that inlet pressure is above atmosphere pressure in front of leading edge of bearing.

**Key Words** : Inlet pressure built-up, air lubricated bearing, Navier stokes equations, Beam warming method

### 1. 서 론

틸팅패드베어링이나 피스톤 링과 같이 베어링의 윤활면이 불연속적인 경우 유막압력의 형성에 선단압력이 영향을 주게 된다. 베어링의 입구부 전방에서 점성에 의한 윤활제의 확산효과로 윤활제의 속도분포가 점차 발달되어 베어링의 입구부 근처에서는 무시할 수 없는 관성력을 가지게 된다. 이러한 상태에서 윤활제가 갑자기 좁은 베어링유막으로 들어가기 때문에 베어링 유막의 입구부에서는 대기압보다 높은 압력이 발생하게 되며 이로 인하여 베어링의 성능에 영향을 주게 된다.

Rodkiewicz 등은 패드베어링의 선단에서 운동량보존법칙을 이용하여 선단압력의 크기를 예측하였으며 선단압력이 틸팅패드베어링의 성능에 영향을 줄 것을 보였다[1]. Mori 등은 베어링선단에서의 기계적에너지 보존원리를 이용하여 선단압력의 크기를 예측하였으며 또한 베어링 선단에서의 유동에 대하여서도 연구를 하였다[2]. Kim 등은 수정된 베르누이방정식과 손실계수를 이용하여 선단압력을 구하였고 이를 실험을 통하여 검증하였다[3]. Henshaw 등은 자기기

록매체의 슬라이드베어링에 대해 Navier Stokes 방정식을 수치해석으로 풀어 선단압력과 슬라이드베어링 주위의 공기 유동의 움직임을 구하였다[4]. Hughes 등은 공기윤활 드러스트베어링에서 선단압력이 발생함을 실험적으로 보였다[5].

하지만, 대부분의 선단압력을 예측하는 모델의 해석대상은 액체윤활상태와 같이 비압축성 유체에 기반을 두고 있으며 공기윤활상태에 대해서는 연구활동이 거의 없는 실정이다. 따라서, 본 연구에서는 공기윤활상태에서 선단압력을 예측하는 식을 구하기 위한 선행단계로서 베어링운전조건 및 기하학적조건에 대하여 수치해석으로 유동장을 해석함으로써 선단압력의 발생을 확인하며 운전조건 및 기하학적 조건이 선단압력발생에 어떠한 영향을 주는가를 밝히는데 연구목적이 있다.

### 2. 기본방정식

#### 2.1. 방정식

일반적으로 슬라이드베어링을 제외한 패드베

어링의 경우 패드와 패드가 연속적으로 배치되며 그 사이에 공동을 가지게 된다. 이러한 공동에서는 윤활제의 유체역학적인 유동에 의하여 패드입구부에서 대기압력이 아닌 선단압력이 발생하게 되며, 이로 인해 베어링의 성능에 영향을 주게 된다. 실제 베어링의 경우 3차원공간을 가지게 되며 발생하는 유동도 3차원유동이 되지만, 해석의 편의를 위해 축방향을 무시한 2차원유동으로 가정하여 베어링의 중앙부에 대해서만 해석을 하였다. 해석영역 내에서의 유동을 비정상상태의 압축성유동이고 층류유동이라고 가정을 하였다. 에너지방정식은 온도의 영향이 미미할 것으로 판단되어 무시하였다. Fig. 1과 같은 공동에서의 윤활제인 공기의 지배방정식과 상태방정식은 식(1)과 같다.

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v) &= 0 \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho u) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u^2 + p - \tau_{xx}) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho uv - \tau_{xy}) &= 0 \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho v) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho uv - \tau_{xy}) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v^2 + p - \tau_{yy}) &= 0 \\ p &= \rho e(\gamma - 1) \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \tau_{xx} &= \mu \left( \frac{4}{3} \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3} \frac{\partial v}{\partial y} \right), \quad \tau_{yy} = \mu \left( -\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right), \\ \tau_{xy} &= \mu \left( \frac{4}{3} \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{2}{3} \frac{\partial u}{\partial x} \right) \end{aligned}$$

다음의 무차원변수로 식(1)을 무차원화하면 식(2)과 같다. 식(2)에서  $\bar{\rho}$ 는 생략하였다.

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial \bar{t}} + \frac{\partial}{\partial \bar{x}}(\bar{\rho} \bar{u}) + \frac{\partial}{\partial \bar{y}}(\bar{\rho} \bar{v}) &= 0 \\ \frac{\partial}{\partial \bar{t}}(\bar{\rho} \bar{u}) + \frac{\partial}{\partial \bar{x}}(\bar{\rho} \bar{u}^2 + \bar{p}) + \frac{\partial}{\partial \bar{y}}(\bar{\rho} \bar{u} \bar{v}) &= \\ \frac{1}{Re} \left[ \frac{\partial}{\partial \bar{x}}(\tau_{xx}) + \frac{\partial}{\partial \bar{y}}(\tau_{xy}) \right] & \\ \frac{\partial}{\partial \bar{t}}(\bar{\rho} \bar{v}) + \frac{\partial}{\partial \bar{x}}(\bar{\rho} \bar{u} \bar{v}) + \frac{\partial}{\partial \bar{y}}(\bar{\rho} \bar{v}^2 + \bar{p}) &= \\ \frac{1}{Re} \left[ -\frac{\partial}{\partial \bar{x}}(\tau_{xy}) + \frac{\partial}{\partial \bar{y}}(\tau_{yy}) \right] & \\ \bar{p} &= \bar{\rho} e(\gamma - 1) \end{aligned} \quad (2)$$

식(3)은 무차원변수를 정리한 것이다.

$$\begin{aligned} \bar{t} &= \frac{t}{h_g/U}, \quad \bar{p} = \frac{p}{\rho_a U^2}, \quad Re = \frac{\rho_a U h_g}{\mu}, \quad \bar{\rho} = \frac{\rho}{\rho_a} \\ \bar{x} &= \frac{x}{h_g}, \quad \bar{y} = \frac{y}{h_g}, \quad \bar{e} = \frac{e}{U^2}, \quad \gamma = \frac{c_p}{c_v} \end{aligned} \quad (3)$$

## 2.2. 격자형성

해석을 위하여 메쉬를 형성하게 되는데 벽면에서는 매우 촘촘하고 그리고 패드의 중앙부로 갈수록 엉성한 메쉬를 사용하였다. 이렇게 함으로써 벽면에서의 유동을 더욱 자세히 알 수 있

다. Fig. 2는 물리적해석공간이 계산영역으로 변환시의 격자형성의 예이다.

해석에 사용한 좌표변환식은 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \xi &= B_x + \frac{1}{\tau_x} \sinh^{-1} \left[ \left( \frac{x}{L} - 1 \right) \sinh(\tau_x B_x) \right] \\ \eta &= B_y + \frac{1}{\tau_y} \sinh^{-1} \left[ \left( \frac{y}{h_g} - 1 \right) \sinh(\tau_y B_y) \right] \\ B_x &= \frac{1}{2\tau_x} \ln \left[ \frac{1 + (e^{\tau_x} - 1)L/(L+B)}{1 + (e^{-\tau_x} - 1)L/(L+B)} \right] \\ B_y &= \frac{1}{2\tau_y} \ln \left[ \frac{1 + (e^{\tau_y} - 1)(h_g/h_c)}{1 + (e^{-\tau_y} - 1)(h_g/h_c)} \right] \end{aligned} \quad (4)$$

식(4)에서  $\tau_x, \tau_y$ 는 stretching factor이고  $\xi, \eta$ 좌표계에 대하여  $x=L, y=h_g$ 에서 매우 세밀하게 격자가 형성된다. 한편  $\xi_x, \eta_y$ 는 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \xi_x &= \frac{\sinh(\tau_x B_x)}{\tau_x L \sqrt{1 + [(x/L) - 1]^2 \sinh^2(\tau_x B_x)}} \\ \eta_y &= \frac{\sinh(\tau_y B_y)}{\tau_y H \sqrt{1 + [(y/h_g) - 1]^2 \sinh^2(\tau_y B_y)}} \end{aligned} \quad (5)$$

## 2.3. 좌표변환

식(1)을 식(6)과 같이 정리할 수 있다.

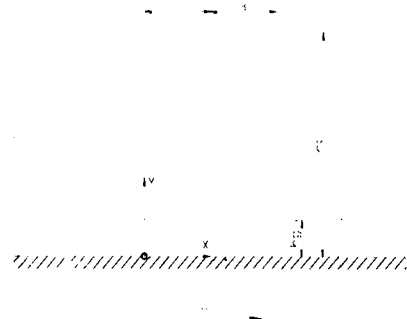
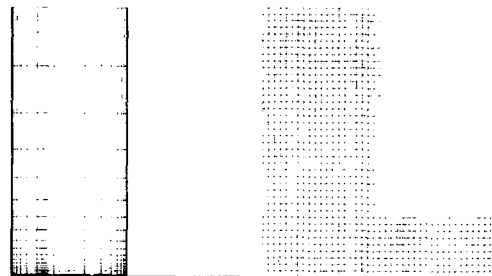


Fig. 1 Schematic diagram of bearings



(a) physical domain (b) computational domain

Fig. 2 Mesh generation

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial E}{\partial x} + \frac{\partial F}{\partial y} &= 0 \\ U &= \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \end{bmatrix}, \quad E = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p - \tau_{xx} \\ \rho uv - \tau_{xy} \end{bmatrix}, \\ F &= \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho uv - \tau_{xy} \\ \rho v^2 + p - \tau_{yy} \end{bmatrix} \\ p &= \rho e(\gamma - 1) \end{aligned} \quad (6)$$

식(6)을 좌표변환을 하여 다시 정리하면 식(7)과 같이 계산영역에서의 지배방정식을 구할 수 있다.

$$\begin{aligned} \frac{\partial U_1}{\partial \tau} + \frac{\partial E_1}{\partial \xi} + \frac{\partial F_1}{\partial \eta} &= 0 \\ U_1 &= \frac{U}{J} \\ E_1 &= \frac{1}{J} (E\xi_x + F\xi_y) \\ F_1 &= \frac{1}{J} (E\eta_x + F\eta_y) \\ \tau_{xy} &= \frac{1}{Re} (\xi_x \frac{\partial u}{\partial \xi} + \eta_y \frac{\partial u}{\partial \eta} + \xi_x \frac{\partial v}{\partial \xi} + \eta_x \frac{\partial v}{\partial \eta}) \end{aligned} \quad (7)$$

식(7)에서 J는 jacobian을 의미한다.

## 2.4. 경계조건

사용된 경계조건과 주기조건은 다음과 같다.

$$\begin{aligned} u(x, 0) = U, \quad v(x, 0) = 0 \\ u(x, y) = 0, \quad v(x, y) = 0 \end{aligned} \quad (8)$$

$$\frac{\partial p}{\partial n} = 0 : \text{각 면에서의 압력경계조건} \quad (9)$$

주기조건은

$$\begin{aligned} \rho(0, y) = \rho(L + B, y) \\ u(0, y) = u(L + B, y) \\ v(0, y) = v(L + B, y) \end{aligned} \quad (10)$$

## 3. 해 석

### 3.1. 해석방법

해석에 사용한 방법은 Beam-Warming법으로 2차원유동문제에 적합한 해석방법이다.

식(7)을 정리하면 식(11)과 같다.

$$\frac{\partial Q}{\partial \tau} + \frac{\partial E_1}{\partial \xi} + \frac{\partial F_1}{\partial \eta} = \frac{\partial (V_1 + V_2)}{\partial \xi} + \frac{\partial (W_1 + W_2)}{\partial \eta} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} Q &= \frac{1}{J} \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Q_1 \\ Q_2 \\ Q_3 \end{bmatrix} \\ E_1 &= \frac{1}{J} \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + \xi_x p \\ \rho v u \end{bmatrix}, \quad F_1 = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho v u + \eta_x p \\ \rho v^2 + \eta_y p \end{bmatrix} \\ u &= \xi_x u, \quad v = \eta_y v \end{aligned} \quad (12)$$

$$V_1(\xi) + V_2(\eta) = \frac{1}{Re} \frac{1}{J} \begin{bmatrix} 0 \\ \frac{4}{3} \xi_x^2 u \xi - \frac{2}{3} \xi_x \eta_y v_y \\ \xi_x^2 v \xi + \xi_x \eta_y u_y \end{bmatrix} \quad (13)$$

$$W_1(\xi) + W_2(\eta) = \frac{1}{Re} \frac{1}{J} \begin{bmatrix} 0 \\ \xi_x \eta_y v \xi + \eta_y^2 u_y \\ \frac{4}{3} \eta_y^2 v_y - \frac{2}{3} \xi_x \eta_y u \xi \end{bmatrix} \quad (14)$$

$$p = \rho e(\gamma - 1) \quad (15)$$

식(11)은 다음과 같이 쓸수 있다.

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial \tau} \Delta^n Q &= \\ \left[ \frac{\partial}{\partial \xi} (-\Delta^n E_1 + \Delta^n V_1 + \Delta^n V_2) + \right. \\ \left. \frac{\partial}{\partial \eta} (-\Delta^n F_1 + \Delta^n W_1 + \Delta^n W_2) \right] &+ \\ \left[ \frac{\partial}{\partial \xi} (-E_1^n + V_1^n + V_2^n) + \right. \\ \left. \frac{\partial}{\partial \eta} (-F_1^n + W_1^n + W_2^n) \right] & \end{aligned} \quad (16)$$

식(16)를 Taylor series로 전개하여 정리하면

$$\begin{aligned} \Delta^n Q &+ \\ \Delta \tau \left[ \frac{\partial}{\partial \xi} (A \Delta^n Q - P \Delta^n Q - R \Delta^n Q) + \right. \\ \left. \frac{\partial}{\partial \eta} (B \Delta^n Q - T \Delta^n Q - S \Delta^n Q) \right] &- \\ \Delta \tau \left[ \frac{\partial}{\partial \xi} (\Delta^n V_2) + \frac{\partial}{\partial \eta} (\Delta^n W_1) \right] &= \\ -\Delta \tau \left[ \frac{\partial}{\partial \xi} (E_1 - V_1 - V_2) + \frac{\partial}{\partial \eta} (F_1 - W_1 - W_2) \right] & \end{aligned} \quad (17)$$

$$\Delta^n Q = Q^{n+1} - Q^n \quad (18)$$

식(17)에서 사용된 행렬 A, B, P, T, R, S는 각각 다음과 같다.

$$A = \begin{bmatrix} 0 & \xi_x & 0 \\ (\gamma - 1)e\xi_x - u^2 \xi_x & 2u\xi_x & 0 \\ -uv\xi_x & v\xi_x & u\xi_x \end{bmatrix} \quad (19)$$

$$B = \begin{bmatrix} 0 & 0 & \eta_y \\ -uv\eta_y & v\eta_y & u\eta_y \\ (\gamma - 1)e\eta_y - v^2 \eta_y & 0 & 2v\eta_y \end{bmatrix} \quad (20)$$

$$P = \frac{1}{Re} \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (21)$$

$$T = \frac{1}{Re} \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (22)$$

$$R = \frac{1}{Re} \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ -\frac{4u}{3\rho} \xi_x^2 & \frac{4}{3\rho} \xi_x^2 & 0 \\ -\frac{v}{\rho} \xi_x^2 & 0 & \frac{1}{\rho} \xi_x^2 \end{bmatrix} \quad (23)$$

$$S = \frac{1}{Re} \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ -\frac{u}{\rho} \eta_y^2 & \frac{1}{\rho} \eta_y^2 & 0 \\ -\frac{4v}{3\rho} \eta_y^2 & 0 & \frac{4}{3\rho} \eta_y^2 \end{bmatrix} \quad (24)$$

식(17)을 정리하면

$$\begin{aligned} & \Delta'' Q + \Delta \tau \left[ \frac{\partial}{\partial \xi} (A \Delta'' Q - P \Delta'' Q - R \Delta'' Q) + \right. \\ & \quad \left. \frac{\partial}{\partial \eta} (B \Delta'' Q - T \Delta'' Q - S \Delta'' Q) \right] = \quad (25) \\ & - \Delta \tau \left[ \frac{\partial}{\partial \xi} (E_1 - V_1 - V_2)'' + \right. \\ & \quad \left. \frac{\partial}{\partial \eta} (F_1 - W_1 - W_2)'' \right] + \\ & \Delta \tau \left[ \frac{\partial}{\partial \xi} (\Delta''^{-1} V_2) + \frac{\partial}{\partial \eta} (\Delta''^{-1} W_1) \right] \end{aligned}$$

이 되고 이를 다시 식(26)과 같이 쓸수 있다.

$$\begin{aligned} & \left\{ I + \Delta \tau \left[ \frac{\partial}{\partial \xi} (A - P - R \frac{\partial}{\partial \xi}) + \right. \right. \\ & \quad \left. \left. \frac{\partial}{\partial \eta} (B - T - S \frac{\partial}{\partial \eta}) \right] \right\} \Delta'' Q = \\ & - \Delta \tau \left[ \frac{\partial}{\partial \xi} (E_1 - V_1 - V_2)'' + \right. \quad (26) \\ & \quad \left. \frac{\partial}{\partial \eta} (F_1 - W_1 - W_2)'' \right] + \\ & \Delta \tau \left[ \frac{\partial}{\partial \xi} (\Delta''^{-1} V_2) + \frac{\partial}{\partial \eta} (\Delta''^{-1} W_1) \right] \end{aligned}$$

식(26)에서

$$\left\{ I + \frac{\partial}{\partial \eta} (B - T - S \frac{\partial}{\partial \eta}) \right\} \Delta'' Q = \Delta'' Q^* \quad (27)$$

라고 하면 식(26)은 다음과 같은 계산순서가 된다.

step 1:

$$\left\{ I + \Delta \tau \left[ \frac{\partial}{\partial \xi} (A - P - R \frac{\partial}{\partial \xi}) \right] \right\} \Delta'' Q^* = \text{RHS of eq. (26)} \quad (28)$$

step 2:

$$\left\{ I + \frac{\partial}{\partial \eta} (B - T - S \frac{\partial}{\partial \eta}) \right\} \Delta'' Q = \Delta'' Q^* \quad (29)$$

step 3:

$$Q^{n+1} = Q^n + \Delta Q^n \quad (30)$$

### 3.2. 시간간격의 계산

위의 과정을 최종시간단계에 이를때까지 반복한다. 시간간격의 계산을 위해 Courant수를 정의한다.

$$\text{Courant number} = \Delta \tau \max \left( \frac{|A|}{\Delta \xi}, \frac{|B|}{\Delta \eta} \right) \quad (31)$$

$$A = |u \xi_x| + a \xi_x, \quad B = |v \eta_x| + a \eta_x$$

Courant수는 수가 클수록 단순유동에 적합한 값이 된다. 본 연구에서는 1.0~3.0의 값을 사용하였다.

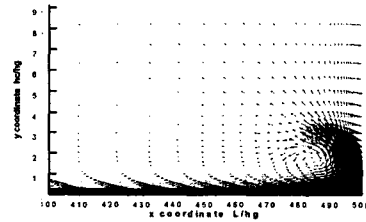
### 3.3. 인공점성항

Navier-Stokes방정식을 풀면서 발생할 수 있는 해의 진동(oscillation)을 억제하기 위해 인공점성

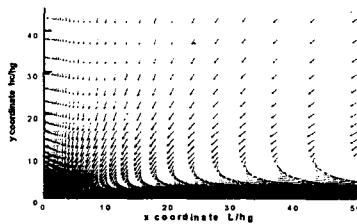
항을 첨가하여 식(23)의 우변에 첨가하였다.

## 4. 해석결과 및 고찰

해석공간을 260×100개의 메쉬로 나누었으며 그중 베어링부는 130×27의 메쉬이다. 이때 사용된  $\tau_x$ ,  $\tau_y$ 는 각각 19와 13으로 설정을 하였다. 공동의 높이 hc는 베어링의 입구높이 hg에 비해 상당히 높고 형성되는 경계층의 두께가 hc에 비해 상당히 작으므로 선단압력을 해석하는데 있어 hc의 영향은 무시할 수 있도록 베어링입구부의 높이와 공동의 높이의 비는 hc/hg=500으로 설정을 하였다. Fig. 3은 베어링입구 전방의 공동에서의 속도프로파일과 베어링입구 전방에서의 점성의 효과로 인해 2차함수의 속도프로파일을 보이고 있으며 베어링입구에서 up flow가 발생함을 알 수 있다. 베어링출구부에서의 유동을 보면 베어링출구부상단에서 베어링출구부로 공기의 흐름이 진행 되는



(a) 베어링입구부에서의 속도분포



(b) 베어링출구부에서의 속도분포



(c) 베어링부에서의 속도분포

Fig. 3 속도분포

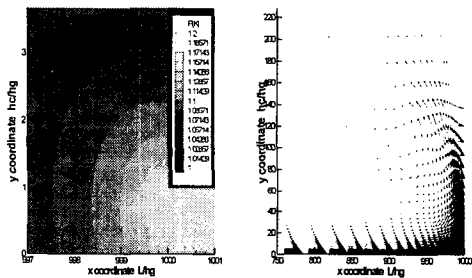
Re=10, mach=0.3 L/hg=500

현상을 볼 수 있다. 이는 베어링입구부의 압력이 대기압이하의 압력이 발생함에도 기인하며 출구부를 빠져나온 유동은 평판을 따라 점차 속도프로파일이 발달됨을 볼 수 있다. 베어링부에서는 Couette flow와 같은 1차함수의 속도프로파일을 보이고 있다.

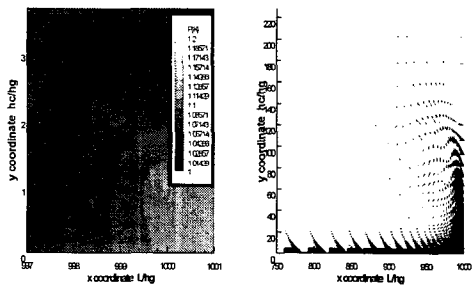
Fig. 4는 동일한 mach=0.3, L/hg=1000인 경우에 대해 Re수가 변하는 경우의 해석결과이다. Fig. 4에 사용된 데이터는 다음표와 같다.

	Re	mach	L/hg
a	5.0	0.3	1000
b	10.0	0.3	1000
c	15.0	0.3	1000

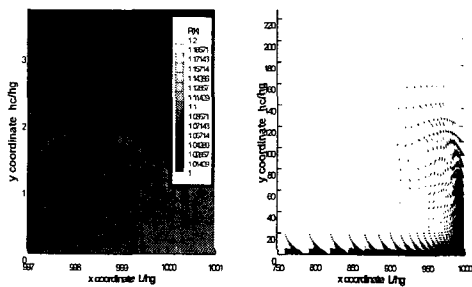
표. 1



(a) Re=5, mach=0.3, L/hg=1000



(b) Re=10, mach=0.3, L/hg=1000



(c) Re=15, mach=0.3, L/hg=1000

Fig. 4 Pressure Contour and velocity profile

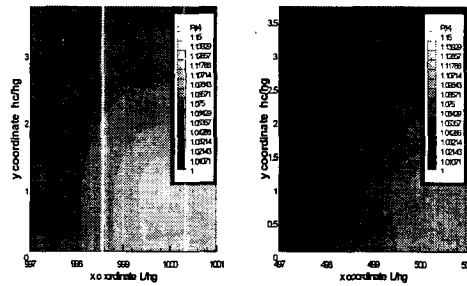
그림에서 보듯이 베어링입구부에서의 유동은 Re수가 작아질수록 더욱 발달됨을 알 수 있다. 또한 Re수가 증가할수록 형성되는 선단압력이 작아짐을 볼 수 있다. 즉, 동일한 운전조건이라면 Re수의 증가는 베어링입구부의 높이 hg가 커짐으로 인해 선단압력의 발생이 작아지게 된다. 또한, stagnation point에서 가장 높은 압력 값이 나타남을 알 수 있다.

Fig. 5의 (a), (b), (c)는 Re=10, mach=0.3인 경우 L/hg가 변하는 경우의 베어링입구에서의 발생압력을 나타낸 것이다. 다음 표는 Fig. 5의 해석조건을 정리한 것이다

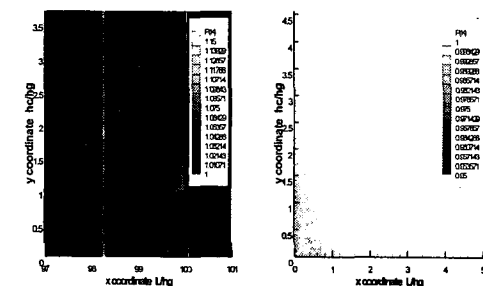
	Re	mach	L/hg
a	10.0	0.3	1000
b	10.0	0.3	500
c	10.0	0.3	100
d	10.0	0.3	1000

표. 2

L/hg가 커질수록 생성되는 압력이 커지는 것을 알수있는데 이는 L/hg가 커질수록 속도프로파일이 더욱 발달되고 이로인해 베어링입구로 전달되는 에너지도 커지기 때문이다. (d)는 (a)와 동일한 조건에 대하여 베어링출구부에서의 압력



(a) Re=10, mach=0.3 L/hg=1000 (b) Re=10, mach=0.3 L/hg=500



(c) Re=10, mach=0.3 L/hg=100 (d) Re=10, mach=0.3 L/hg=1000

Fig. 5 Pressure contour

분포로 대기압이하의 압력이 형성됨을 보이고 있다. 이는 베어링출구부를 나온 속도분포와 공동부의 속도분포의 차이로 인해 발생하는 현상이다.

## 5. 결 론

공기를 윤활제로 사용하는 불연속면을 가지는 베어링에 대하여 navier stokes 방정식을 풀어 베어링입구부에서와 출구부에서의 압력발생과 공기의 흐름을 확인하였다. 베어링입구에서의 압력은 기하학적조건과 운전조건에 따라 대기압이상의 선단압력이 발생함을 확인하였으며 발생하는 압력과 유동의 흐름은 베어링의 운전조건 및 기하학적조건에 많은 영향을 받을 수 있었다. 또한, 베어링출구부에서는 대기압이하의 압력이 발생함을 알 수 있었다.

따라서, 불연속윤활면을 가지는 공기베어링을 해석하는데 있어 선단압력을 고려하는 것이 더욱 정확한 해석이 된다.

## 기 호 및 약 어 설 명

$a$	mach number
$B$	bearing length
$e$	internal energy
$h_g$	bearing gap height at leading edge
$h_c$	cavity height
$L$	cavity length
$p$	pressure
$Re$	Reynolds number
$U$	sliding velocity
$x$	coordinate of $x$ direction
$y$	coordinate of $y$ direction
$\rho$	lubricant density
$\rho_a$	lubricant density at atmosphere pressure
$\mu$	lubricant viscosity

## 참 고 문 헌

1. Cz. M. Rodkiewicz, K. W. Kim and J. S. Kennedy, "On the Significance of the Inlet Pressure Build-Up in the Design of Tilting-Pad Bearings," J. of Tribology, Vol. 112, 1990, pp. 17-22
2. A. Mori, T. Makino and H. Mori, "Entry

Flow and Pressure Jump in Submerged Multi-Pad Bearings and Grooved Bearings," J. of Tribology, Vol. 114, 1992, pp. 370-378

3. 김종수, "베어링 입구에서 발생하는 선단압력에 관한 연구", KAIST, 박사학위논문, 1991

4. W. D. Henshaw, L. G. Reyna and J. A. Zufiria, "Compressible Navier-Stokes Computations for Slider Air-Bearings," J. of Tribology, Vol. 113, 1991, pp. 73-79

5. S. J. Hughes, S. I. Hogg and T. V. Jones, "Analysis of a Gas Lubricated Hydro-dynamic Thrust Bearing," J. of Tribology, Vol. 118, 1996, pp. 449-456