

미세 표면 거칠기에 지배되는 박막 유동장 형태를 고려한 윤활거동

김준현[†] · 김주현

국민대학교 기계 자동차공학부

Thermohydrodynamic Analysis Considering Flow Field Patterns Between Roughness Surfaces

Joon Hyun Kim[†] and Joo-hyun Kim

School of Mechanical and Automotive Engineering, Kookmin University

Abstract – The study deals with the development of a thermohydrodynamic (THD) computational procedure for evaluating the pressure, temperature and velocity distributions in fluid films with very rough geometry. A parametric investigation is performed to predict the bearing behaviors in the lubricating film having the absorbed layers and their interfaces determined by the rough surfaces with Gaussian distribution. The layers are expressed as functions of the standard deviations of each surface to characterize flow patterns between both the rough surfaces. The velocity variations and the heat generation are assumed to occur in the central (shear) zone with the same bearing length and width. The coupled effect of surface roughness and shear zone dependency on hydrodynamic pressure and temperature has been found in non-contact mode. The procedure confirms the numerically determined relationship between the pressure and film gap on condition that its roughness magnitude is smaller than the fluid film thickness.

Key words – lubrication, surface roughness, thermohydrodynamic bearings.

1. 서 론

미세구조 시스템의 박막층에서 나타나는 윤활작용의 거동 현상은 일반적으로 열유체적인 윤활작용과 표면의 미세 돌기부에 의한 고체적인 마찰작용이 상호 관계되는 복잡한 양상으로 나타난다. 이러한 복잡한 양상 중 일부는 이미 가혹한 조건에서 윤활 유체가 독특한 성질을 보이고 있다는 점이 알려져 있으며 기계적 침전물 또는 첨가제로 인한 비동질성의 유체에서 전단력의 정확한 예측을 위한 일반적인 연구는 현재까지도 다양하게 이루어져 오고 있다[1-3].

이와 같이 윤활유체는 여러가지 이유로 나타나는 전단응력과 전단률 사이의 비선형적인 관계에 국한되어 조합된 물리적 표현식으로 구현되어왔다. 그러나 여전

히 실제 미세구조의 윤활층에서 나타나고 있는 역학구도에서 보여주는 전이 현상에는 여전히 규명되지 않은 많은 인자를 포함하고 있다. 그 중에서도 표면거칠기는 유체의 유동장에 큰 영향을 미치는 요인으로 보고 있고 근래에 들어 나노기술의 대두와 함께 이러한 주제는 최근 수년간에 걸쳐 빈번하게 다루어지고 있다. 특히 불규칙으로 분포되는 표면 거칠기의 존재를 설명하는 평균적인 유속량에 관한 Pressure Flow Factor를 레이놀즈식에 적용시킨 Cheng의 접근 방법을 표면 돌출부의 방향성을 고려했던 Christensen의 통계적인 방법에 추가하여 당면한 문제점을 해석하고자 한 많은 후속연구 결과들이 지속적으로 발표되고 있다[4-5].

Nakai 등[6]은 피스톤링에서 등방 가우스 분포의 표면 거칠기의 해석을 위해 Cheng의 모델을 사용했으며, 보다 더 실제적인 거칠기의 묘사를 위해 Phan-Thien [7]은 표면거칠기가 스펙트럼 밀도에 의존하는 평균 레

[†]주저자 · 책임저자 : joonk@mail.kookmin.ac.kr

이널즈식을 유도하기도 했다. Hashimoto[8]와 Ramesh 등[9]은 표면거칠기를 고려한 수정 레이널즈식과 에너지 관련식을 균질의 등방 표면거칠기를 갖는 저널베어링의 THD 해석에 사용했다. 그러나 실제 적용을 위해서는 여전히 불규칙적인 표면의 형상에 따른 수치적 처리 방법의 어려움으로 Shulka는 표면돌출부를 고려하는 윤활 또는 혼합윤활에 대한 개선적인 방법을 제시했으며, Li는 균질재료의 혼합이라는 개념아래 두 비압축성 유체에 의한 윤활방법의 연구결과를 발표했다 [10,11]. 따라서 이와 같이 계속되는 접근방법론에서 새로운 개념 전환은 윤활해석에서 등방 또는 비등방의 표면거칠기에 지배되는 유체흐름의 형태에 있음을 착안할 수 있다.

이와 관련된 모델링 작업에서 두 물체를 분리하고 있는 유막 두께가 표면 거칠기의 크기와 같은 차원으로 주어질 때 거칠기의 영향은 유체 흐름에 미치는 가장 중요한 인자로서 작용하게 되는데 이러한 차원을 가지는 영역에서 윤활작용을 받는 시스템의 거동은 집중적으로 박막 내 유체 흐름의 전단작용과 심한 전단작용에 의한 점성 마찰의 열 발생 효과 그리고 전단흐름의 형태와 관련되는 계면과 인접하고 있는 표면 거칠기의 형상에 따른 고체의 부분접촉에 따라 달라진다. 더욱이 이웃하고 있는 표면과 접촉 혹은 비접촉과 상관없이 이런 형태는 Darcy법칙을 따르는 다공성 윤활 흐름으로 보여질 수 있다[12,13]. 따라서 본 연구는 정규분포 특성을 갖는 거친 표면구조가 윤활작용을 받는 시스템의 동적 거동에 미치는 영향을 해석하고자 한다. 또한 표면 거칠기에 의한 흐름조건을 통계적인 방법으로 고정자와 회전자의 표면사이에 형성되는 각각의 흐름 특성이 다른 윤활층 내에서 거동하는 유체 흐름을 예측하여 표면 거칠기의 영향을 설명하고자 한다.

2. 모델 설정

대표적인 회전자의 상호운동 메커니즘을 갖는 저널베어링의 두 표면 사이의 좁은 지역에 대한 단면상과 이 모습에 기인한 돌기크기의 확률분포를 Fig. 1에서 보여주고 있다. 이와 같이 일반적인 기계공정에서 표면위로 무작위하게 지향 되는 거칠기는 대체로 0.1에서 10 μm이다. 여기서 불규칙하게 분포하고 있는 표면 거칠기의 크기 δ_i(i=1, 2)는 각기 σ_i의 표준편차를 가지는 Gauss 정규분포로서 나타내어진다. 이러한 표면 거칠기를 갖는 분포를 고려한 두 표면 사이의 간격에

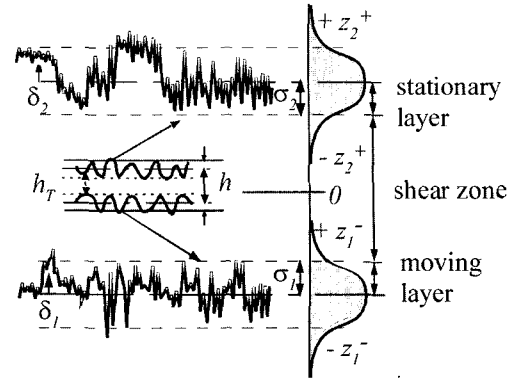


Fig. 1. Surface profile and probability density function for showing number of points in the idealized model.

대한 표현은 다음과 같다.

$$h_T(x, y) = \hat{h} + \delta_1(x, y) + \delta_2(x, y) \tag{1}$$

여기서 $\hat{h} = C(1 + \epsilon \cos \theta)$ 는 두 표면사이의 공칭 간격을 나타낸다. 평균적 크기의 표면 거칠기를 포함하는 형태로서 표면사이의 두께인 필름 두께는 다음의 형태로 주어진다.

$$h = \hat{h} + 2 \left[\int_{-\infty}^0 \delta_1 \psi(\delta_1) d\delta_1 + \int_0^{\infty} \delta_2 \psi(\delta_2) d\delta_2 \right] \tag{2}$$

여기서 $\psi(\delta)$ 는 δ의 확률밀도 함수이다. 이러한 거칠기의 존재는 박막인 윤활유체의 일부는 회전자 표면 거칠기의 굴곡 내에서 일정한 층을 형성하면서 회전자와 동일한 속도로서 한편 또 다른 유체의 일부는 고정자 표면 거칠기의 굴곡에서 일정한 형태의 층을 유지하면서 정체됨으로써 나타난다. 나머지 유체는 이러한 상호 작용에 의해 형성되는 고정층의 영향권 바깥인 내부중심권으로 밀려나 전단작용을 갖는 유체로서 유동하게 된다. 따라서 거칠기 영향권내에 있는 두 영역은 표면 거칠기의 밀도에 비례하는 계면을 이루는 흡착 유체층으로 간주될 수 있다. 그러한 흡착층의 크기는 표면을 이루는 평균크기와 표준편차의 비로 관련 지을 수 있다. Fig. 2에서 보여주는 것처럼 평균 m과 표준편차 σ가 어떠한 값을 가지더라도 정규 변수 z는 $Z = (z - m) / \sigma$ 로 정의되는 표준정규 변수 Z로 변환될 수 있다. 따라서 일반적인 정규 변수 z의 평균 m과 편차 σ가 어떠한 값을 취하더라도 등방 가우스 분포의 표면거칠기의 확률밀도함수는 Z=1에서 누적 분포 84%를 가르킨다. 공학적인 해석을 목적으로 Z=1에서

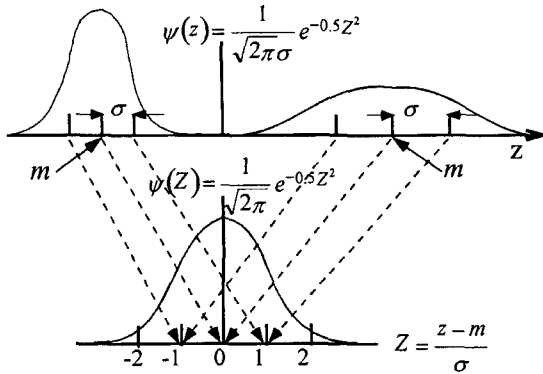


Fig. 2. Linear transformation of any normal variable into the standard normal variable.

흐름의 성질을 바꾸는 계면으로 가정할 수가 있다. 이 값은 표면거칠기의 표준편차값에 대한 돌기 정상부의 분포에 해당되는 표준편차값의 대략적인 비율로도 추론해볼 수 있다.

필름 간격인 h 가 표면 거칠기 (편차- σ_1, σ_2)의 크기 차원으로 줄어든다면 표면 거칠기는 전술 한 바와 같이 각기 표면 가까이 고정층들을 형성하여 상대적으로 필름의 두께 방향의 중앙부위에 형성되는 매우 좁은 전단영역을 갖게 하여 전체 흐름의 형태를 Rheological 성향으로 바꾸는 지대한 영향을 줌으로써 야기되는 심한 전단 작용은 실제 베어링 성능계산에 많은 정도의 차이를 가져다 준다. 표면 거칠기 파라미터인 h/σ 비율이 낮은 경우, 윤활 유체가 높은 전단율을 겪게 되는 전단 변이영역은 거칠기의 확률 밀도상 표준편차가 표면에서 형성되는 층의 크기를 넘어서지 못하는 것으로 하는 통계적인 도구를 이용하여 가정한다. 따라서 필름층 내에서 흐름의 성질을 달리하는 유체 계면 조건은 Fig. 3에서 묘사한대로 다음과 같이 설정된다.

$$\begin{cases} SL \in \text{prob}(-\sigma_2 + h/2 < z < h/2): \text{zone2-layer} \\ ML \in \text{prob}(-h/2 < z < \sigma_1 - h/2): \text{zone1-layer} \\ SZ \in \text{prob}(\sigma_1 - h/2 < z < \sigma_2 - h/2): \text{shear-zone} \end{cases} \quad (3)$$

$$\text{여기서 } \sigma_1^2 = \int_{-\infty}^{\infty} \delta_1^2 \psi(\delta_1) d\delta_1, \quad \sigma_2^2 = \int_{-\infty}^{\infty} \delta_2^2 \psi(\delta_2) d\delta_2$$

식(3)은 1개의 랜덤 변수로 구성된 표면 거칠기의 랜덤생성을 가지고 거칠기에 의한 각 흐름의 영역을 표현한 내용으로서 여기에 보다 자세하게 거칠기의 표면 상에서 형성되는 줄무늬의 방향성에 관한 표현을 주기

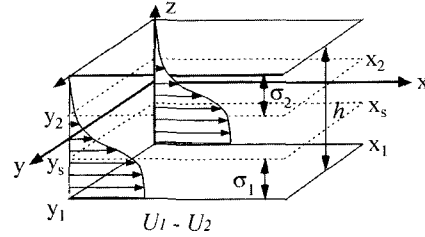


Fig. 3. The computational domain of the multi-layered films in the finite bearing and simplified velocity profile in the lubrication film consisting of two core zones and one shear zone.

위해서는 길이 방향과 폭 방향에 있어서 결합밀도를 가지는 통계적으로 독립한 2개의 Gauss 랜덤 변수로서 2차원적 흐름 진행 방향과 형성되는 표면 거칠기의 등방성 및 이방성에 대한 줄무늬 방향을 표현할 수 있다.

표면 돌기부의 방향성에 따라 윤활 유체는 흐름의 진행에 적지않은 영향을 갖게 된다. 이러한 방향성의 요인은 거칠기의 정규분포 형태로 계면을 결정하는 부분에 간접적으로 관여할 것으로 보인다. 다만 여기서는 1개의 랜덤변수 및 등방성 구조를 채택한다.

3. 거동의 지배 방정식

앞 절에서 제시한 모델은 표면 거칠기에 의한 영향을 고려하는 저널 베어링이나 Bush-Shaft와 같은 시스템의 윤활작용에 개념적으로 적용되어질 수 있으며 동 모델을 근거로 한 THD 윤활해석을 위한 이론적 전개와 수치적 계산을 위한 좌표계는 Fig. 3에 묘사되고 있다. 여기서 흐름방향으로 존재하게 되는 장애물 영역의 크기가 표면거칠기의 Gaussian 분포에서는 $Z < 1$ 그리고 Kurtosis는 3인 곳에서는 유체가 비 점성성향으로 처리되어야 하고, 뉴턴성향의 유체를 위한 유동관계를 표현하는 지배방정식들은 적어도 유효하지 않는 층으로 존재하게 된다. 따라서 일반화된 레이놀즈식과 관련식들은 적절한 흐름을 고려한 형태로써 고려되어야 한다. 또한 표면 거칠기의 고려아래 나타나는 흐름의 특색은 중앙 윤활지역에 해당되는 층의 존재이다. 두 이웃하고 있는 표면이 가까이 놓일 때 각각 거칠기 파라미터 값을 넘어서는 지역에서인 중앙 전단영역에서의 속도 기울기는 극단적으로 높다. 따라서 이런 현상은 세 지역으로 윤활영역을 분리하여 설명될 수 있다.

첫째로, 전단영역 내에서 유동장의 분포를 구현하기

위하여 연속 함수식으로 압력, 점성 그리고 베어링 시스템의 기하학적 구도의 관계로서 표현되는 뉴턴 유체의 일반적인 형태는 다음과 같다:

$$\begin{aligned} u_s &= (U_1 - U_2)[1 - \zeta] + \xi \frac{\partial p}{\partial x_s} \\ v_s &= \xi \frac{\partial p}{\partial y_s} \\ w_s &= -\left(\frac{\partial^2 p}{\partial x_s^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial y_s^2}\right) \int_0^{z_s} \xi dz_s + (U_1 - U_2) \int_0^{z_s} \frac{\partial \xi}{\partial x_s} dz_s \\ &\quad - \frac{\partial p}{\partial x_s} \int_0^{z_s} \frac{\partial \xi}{\partial x_s} dz_s - \frac{\partial p}{\partial y_s} \int_0^{z_s} \frac{\partial \xi}{\partial y_s} dz_s \end{aligned} \quad (4)$$

$$\text{여기서, } \Pi_0 = \int_0^h \frac{1}{\mu} dz, \quad \Pi_1 = \int_0^h \frac{z}{\mu} dz, \quad \xi = \int_0^z \frac{1}{\mu} dz - \frac{\Pi_1}{\Pi_0} \int_0^z \frac{1}{\mu} dz,$$

$$\zeta = \frac{1}{\Pi_0} \int_0^z \frac{1}{\mu} dz.$$

이와 같이 설정된 모델링에 근거로 각각의 전단영역 $u_s = f(\tau, \gamma)$, 정체영역 $u_2 = 0$ 그리고 균일 속도 흐름영역 $u_1 = U_1 - U_2$ 으로 적용되는 주된 조건 외에 추가적인 요건은 다음과 같다:

$$v_2 = \frac{\partial u_1}{\partial z_1} = \frac{\partial u_2}{\partial z_2} = \frac{\partial v_1}{\partial z_1} = \frac{\partial v_2}{\partial z_2} = 0 \quad (5)$$

둘째로, 표면 거칠기의 평균 크기에 근거로 필름층의 두께를 결정하고 여기에 흐름의 양에 관한 Pressure Flow Factor를 추가하여 압력분포를 계산하는 기존의 평균화한 레이널즈식과 달리 여기서는 별도로 거칠기의 정규분포 조건에 의해 결정되는 각각의 흐름 형태에 따라 정해지는 속도 분포식과 에너지식과 관련지어 고려된다. 따라서 비정상 상태와 비압축 상태의 뉴턴 유체를 전제로 열팽창 항을 갖는 일반화된 레이널즈식은 다음과 같이 나타난다[14].

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[F_2 \frac{\partial p}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[F_2 \frac{\partial p}{\partial y} \right] = (U_1 - U_2) \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{F_3}{F_0} \right] + \int_0^h \frac{\partial p}{\partial t} dz \quad (6)$$

$$\text{여기서 } \int_0^h \frac{\partial p}{\partial t} dz = \frac{\rho}{\mu} \int_0^h \left[-\alpha \partial T + \frac{1}{\beta} \partial p \right] dz, \quad F_0 = \int_0^h \frac{1}{\mu} dz,$$

$$F_1 = \int_0^h \frac{z}{\mu} dz, \quad F_2 = \int_0^h \frac{\rho z}{\mu} \left(z - \frac{F_1}{F_0} \right) dz, \quad \text{그리고}$$

$$F_3 = \int_0^h \frac{\rho z}{\mu} dz.$$

식 (6)의 마지막 항은 온도와 압력의 함수로서 윤활 유체의 밀도를 나타냈으며, 적절한 경계조건은 다음과 같다.

$$p(x, 0) = p(x, L) = p(0, y) = p(x_0, y) = \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)_{x=x_0} = 0 \quad (7)$$

여기서 x_0 는 압력과 압력의 구배가 사라지는 지점을 뜻한다.

셋째로 윤활유체의 중앙shear 영역인 필름층 내에서 온도분포는 다음과 같이 주어지는 에너지식에 의해서 결정 되어진다. (단, 전단영역을 제외한 다른 영역에서는 공통적으로 $\nabla u = 0$, $q' = 0$ 이고 균일속도 흐름영역에서는 $u = U_1 - U_2$, 그리고 정체 영역에서는 $u = 0$ 로 써 설정.)

$$\rho c_p \frac{DT}{Dt} = \nabla \cdot (k \nabla T) + \beta T u \nabla p + \mu \left[\left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right] + q' \quad (8)$$

여기서 식 (8)에서 우변 셋째 항은 점성에 의해 열원이 되는 항으로써 내부 전단영역에서 발생된다. 반면 마찰열원이 되는 우변 마지막 항은 표면 돌출부위의 크기가 그 지점에서의 공칭 거리 보다 작은 비접촉 모드에서는 소멸되는 것으로 고려할 수 있다. Fig. 4에 도시한 바와 같이 양 표면 거칠기의 돌출 부위로 인한 상호 부분접촉 형태로서 미소 접촉면 위에 형성되는 고체간의 접촉이 전단영역내의 중앙 접촉점들의 압축 변형된 돌출 평균선의 계면 (m_i)을 따라 발생되는 것으로 볼 때 이러한 상호 접촉 계면을 이루는 평균선에서 발생하는 열원은 상호 표면 돌출부의 접촉에 의해 형성되는 변형크기와 속도, 접촉압력, 그리고 마찰계수에 결정된다.

$$\dot{q} = fr(U_1 - U_2) p_c \frac{dA}{dV} \quad (9)$$

표면 거칠기의 상호 접촉작용에 의해 돌출부위의 상

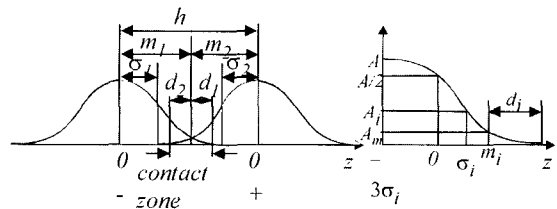


Fig. 4. Probability density surfaces for contact or near contacting surfaces.

부가 일부 관통되는 평균 깊이 d_j 는 한 돌출부위가 공칭분리 m 를 이루는 어떤 지점에서 접촉되어 있을 때의 확률을 이용하여 표현할 수 있다. 그리고 이 값은 $m_i > (\sigma + d_j)$ 의 조건을 충족시킴으로써 표면 거칠기의 크기가 필름의 두께와 같은 차원을 유지할 때 THD 해석의 적용 가능한 범위를 유지 하는데 사용된다.

$$d_j = \int_{m_j}^{\infty} (\delta_i - m_i)^2 \psi(\delta_i) d\delta_i \quad (10)$$

또한 상호 돌출부의 부분접촉 시 적용되는 식 (9)에서 적용된 접촉넓이와 평균접촉 압력은 다음과 같다.

$$\frac{dA}{da} = (\pi nr \sigma) \int_{\bar{\eta}}^{\infty} (s - \bar{\eta}) \psi(s) ds = \frac{\text{real area}}{\text{nominal area}} \quad (11)$$

$$\frac{dp_c}{da} = \left(\frac{8\sqrt{2}}{15} n E r^{1/2} \sigma^{3/2} \right) \int_{\bar{\eta}}^{\infty} (s - \bar{\eta})^{3/2} \psi(s) ds \quad (12)$$

따라서 전단영역에서 발생되는 열은 표면 거칠기에 의한 유체 거동의 전단작용과 그리고 상호작용에 의한 부분접촉의 계면에서 일어난다.

4. 수치 해법

4-1. 지배방정식의 무차원화

거칠기의 영향을 고려한 모델의 수학적 표현을 위하여 소개된 식 (1) 부터 식 (12) 까지의 지배방정식과 이와 관련된 경계조건들은 수치해석상의 다음 변수에 의해 무차원화 된다.

$$\begin{cases} \bar{T} = \frac{T}{T_0}, \bar{\mu} = \frac{\mu}{\mu_0}, \bar{h} = \frac{h}{h_0}, \bar{u} = \frac{u}{(U_1 - U_2)}, \bar{\eta} = \frac{d}{\sigma}, s = \frac{m}{\sigma} \\ \bar{x} = \frac{x}{B}, \bar{y} = \frac{y}{B}, \bar{z} = \frac{z}{h}, \bar{p} = \frac{\rho h_0^2}{\mu_0 (U_1 - U_2)}, \bar{t} = \frac{t}{B/(U_1 - U_2)} \end{cases} \quad (13)$$

거칠기의 파라미터로써 결정되는 각 영역에 적용되는 에너지 방정식과 관련되는 유체와 유체의 계면에서 적용되어지는 온도 경계조건 중 전단영역에서는 다음과 같이 간단히 주어진다.

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{T}_i}{\partial t} = & -(\bar{u}) \frac{\partial \bar{T}_i}{\partial \bar{x}_i} + (-v) \frac{\partial \bar{T}_i}{\partial \bar{y}_i} + \left[\frac{\bar{u}_z}{\bar{h}_i} \left(\frac{\partial \bar{h}_i}{\partial \bar{x}_i} \right) - \frac{B\bar{w}}{h_0 \bar{h}_i} \right] \frac{\partial \bar{T}_i}{\partial \bar{z}_i} + \\ & \frac{k}{B U \rho c_p} \frac{\partial^2 \bar{T}_i}{\partial \bar{x}_i^2} + \frac{k}{B(U_1 - U_2) \rho c_p} \frac{\partial^2 \bar{T}_i}{\partial \bar{y}_i^2} + \left(\frac{Bk}{\rho c_p (U_1 - U_2) h_0^2 h_i^2} \frac{\partial^2 \bar{T}_i}{\partial \bar{z}_i^2} \right) \\ & + \frac{\mu_0 (U_1 - U_2) B \bar{\mu}}{h_0^2 \rho c_p T_0} \left[\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{z}_i} \right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial \bar{z}_i} \right)^2 \right] \end{aligned}$$

$$+ \frac{B \bar{\beta} \bar{T}_i (U_1 - U_2) \mu_0 \bar{\mu}}{\rho c_p h_0^2 h_i^2} \left[u \frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{x}_i} + \frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{y}_i} \right] \quad (14)$$

여기서 $i = 1, s, 2$ 는 윤활 필름층의 특색화 된 층을

지칭한다. 그리고 $\frac{\partial \bar{T}_s}{\partial \bar{x}_s^2} = \frac{\partial^2 \bar{T}_s}{\partial \bar{x}_s^2} - \frac{\partial}{\partial \bar{x}_s} \left[\frac{\bar{z}_s}{\bar{h}_s} \left(\frac{\partial \bar{h}_s}{\partial \bar{x}_s} \right) \frac{\partial \bar{T}_s}{\partial \bar{z}_s} \right]$
 $-\frac{\bar{z}_s}{\bar{h}_s} \left(\frac{\partial \bar{h}_s}{\partial \bar{x}_s} \right) \frac{\partial^2 \bar{T}_s}{\partial \bar{x}_s \partial \bar{z}_s} + \frac{\bar{z}_s}{\bar{h}_s} \left(\frac{\partial \bar{h}_s}{\partial \bar{x}_s} \right) \frac{\partial}{\partial \bar{z}_s} \left[\frac{\bar{z}_s}{\bar{h}_s} \left(\frac{\partial \bar{h}_s}{\partial \bar{x}_s} \right) \frac{\partial \bar{T}_s}{\partial \bar{z}_s} \right]$ 및

$$\begin{cases} \bar{T}_s(0, \bar{y}_s, \bar{z}_s) = 1, \frac{\partial \bar{T}_s}{\partial \bar{x}_s} \Big|_{\bar{x}_s=1} = \frac{\partial \bar{T}_s}{\partial \bar{y}_s} \Big|_{\bar{y}_s=0} = \frac{\partial \bar{T}_s}{\partial \bar{y}_s} \Big|_{\bar{y}_s=L/B} = 0 \\ \frac{\partial \bar{T}_s}{\partial \bar{z}_s} \Big|_{\bar{z}_s=0} = \frac{\partial \bar{T}_s}{\partial \bar{z}_s} \Big|_{\bar{z}_s=1} = \frac{\partial \bar{T}_s}{\partial \bar{x}_s} \Big|_{\bar{x}_s=1} = \frac{\partial \bar{T}_s}{\partial \bar{x}_s} \Big|_{\bar{x}_s=0} \end{cases} \quad (15)$$

균일 속도영역 ($0 \leq \bar{z}_i \leq \bar{h}_i$) 을 갖는 층에서 적용되는 온도 경계조건은 다음과 같이 주어진다.

$$\begin{cases} \bar{T}_i(0, \bar{y}_i, \bar{z}_i) = \bar{T}_i(\bar{x}_i, \bar{y}_i, 0) = 1 \\ \frac{\partial \bar{T}_i}{\partial \bar{z}_i} \Big|_{\bar{z}_i=1} = \frac{\partial \bar{T}_i}{\partial \bar{z}_i} \Big|_{\bar{z}_i=0} = \frac{\partial \bar{T}_i}{\partial \bar{x}_i} \Big|_{\bar{x}_i=1} = \frac{\partial \bar{T}_i}{\partial \bar{y}_i} \Big|_{\bar{y}_i=0} = \frac{\partial \bar{T}_i}{\partial \bar{y}_i} \Big|_{\bar{y}_i=L/B} \end{cases} \quad (16)$$

정체되는 영역 ($0 \leq \bar{z}_s \leq \bar{h}_s$) 을 갖는 층에서 관련되는 온도 경계조건은 다음과 같이 표현되어 진다.

$$\begin{cases} \bar{T}_s(0, \bar{y}_s, \bar{z}_s) = 1, \frac{\partial \bar{T}_s}{\partial \bar{z}_s} \Big|_{\bar{z}_s=0} = \frac{\partial \bar{T}_s}{\partial \bar{z}_s} \Big|_{\bar{z}_s=1} \\ \frac{\partial \bar{T}_s}{\partial \bar{x}_s} \Big|_{\bar{x}_s=1} = \frac{\partial \bar{T}_s}{\partial \bar{y}_s} \Big|_{\bar{y}_s=0} = \frac{\partial \bar{T}_s}{\partial \bar{y}_s} \Big|_{\bar{y}_s=L/B} \end{cases} \quad (17)$$

점성은 온도만으로 구성되는 다음의 지수관계를 따르는 형태의 실험식으로 주어지는 것으로 본다.

$$\bar{\mu} = e^{-\lambda T_s (\bar{T} - 1)} \quad (18)$$

4-2. 계산 과정

지배방정식들은 이산화되어 유한차분법에 의해 풀어진다. 식 (6)의 레이놀즈 방정식은 타원형 편미분 방정식으로서 무차원화 하여 정리하면 다음의 대체식으로 표현된다:

$$\Phi_1 \bar{p}_{i+1,j} + \Phi_2 \bar{p}_{i-1,j} + \Phi_3 \bar{p}_{i,j+1} + \Phi_4 \bar{p}_{i,j-1} + \Phi_5 \bar{p}_{i,j} = \Phi_6 \quad (19)$$

식(19)에서 Φ_1, Φ_2, Φ_3 그리고 Φ_4 는 각각 절점에 적용되는 계수항이고 Φ_5 와 Φ_6 는 소스항이 된다. 이러한 형태의 이산화식 (19)은 2단계 형태의 SOR 방법을 사용하여 계산 하였다. 윤활 필름층의 각 영역에서

적용되어지는 식 (8)의 무차원화한 에너지 방정식은 ADI 방법 적용을 위하여 다음과 같은 형태의 요소식으로 표현된다.

$$\bar{T}_i = v_1 \bar{T} + v_2 \bar{T} + v_3 \bar{T} + v_0 \quad (20)$$

여기서 v_i ($i=1,2,3$)는 선형 계산자이다. 각 항을 구성하고 있는 선형계산자와 상수적인 마지막 항 v_0 은 ADI 방법을 적용하기 위하여 정리된 형태이다. 계산영역은 $100 \times 20 \times 60$ 으로 격자화 되었으며, 수치적 계산 지배의 안정성과 정확도를 주기 위해 충분히 작은 시간 증가분 ($\Delta t=10^{-4}$ sec)을 주었다.

계산과정은 실험값 또는 컴퓨터 생성 표면거칠기의 표준편차 및 Kurtosis 값에 결정되는 계면을 이루는 경계를 결정하고 임의의 속도 기울기는 중앙영역에서 변화되는 윤활 필름 전단 영역을 갖는 조건으로부터 시작한다. 이에 상응하는 압력 분포와 열 발생에 의한 온도 분포 또한 순차적으로 계산되어진다. 따라서 매 사이클 당 이러한 과정은 정상상태에 도달할 때까지 반복 수행된다.

5. 해석 결과 및 고찰

적용 대상의 수치적 계산을 위한 기본적인 사양 및 조건에 대한 데이터는 사전 수행된 연구 결과로부터 얻었으며 Table 1에 정리 제시하였다[14-16]. 데이터 획득면에서 저널 시스템이 광범위한 영역에서 획득 가능하기 때문에 선택되었으나 사용된 데이터는 현 모델의

Table 1. Journal bearing data for [9,15,16]

Parameter	Symbol	Value	Unit
Journal radius	R	36	10^{-3} m
Bearing length	L	10,21,42,72	10^{-3} m
Radial bearing clearance	C	0.100	10^{-3} m
Eccentricity	e	0.9	
Lubricant viscosity	μ	0.0277	Pa-s
Lub. thermal conductivity	K	0.13	W/m-K
Lubricant density	ρ	860	kg/m^3
Thermo-viscosity coeff.	γ	0.0298	$1/^\circ\text{C}$
Specific heat	c_p	2000	J/kg-K
Shaft speed	N	500~2000	rpm
Young modulus	E	2.1	10^{11} Pa
Bulk modulus	β	1.517	10^9 N/m ²
Thermal expansion	α	0.019	m/m-K

특징으로 간접 비교를 목적으로 채택되었다. 운전 조건의 파라미터인 h/σ 는 1.112에서 ∞ 까지 속도는 500에서 2000 rpm까지 그리고 0.13에서 1.0까지의 비율을 가지는 베어링 길이와 폭의 비를 입력 조건을 가지는 저널 시스템에 대하여 이루어졌으며, 또한 접촉과 비접촉 모드를 갖는 윤활거동에 대하여 구분 실시되었다. 베어링의 운전 요구속도는 저널의 첫 회전 내에서 도달했으며 정상속도는 대체로 다음의 몇 회전 내에서 획득되었다. Fig. 5에서 베어링 속도가 1000 rpm일 때, 베어링이 한번 구르는 시간은 0.06 s이고 정상 상태에 이르는 시간이 대체로 0.02 s임을 보여 준다.

5-1. 비접촉 모드, $\sum d_i \sim 0$

시스템의 비접촉 상태 내에서의 흐름은 $m_i > \sigma_i$ 그리고 $\sum d_i \sim 0$ 의 조건을 갖는 공칭 간격내에 존재하는

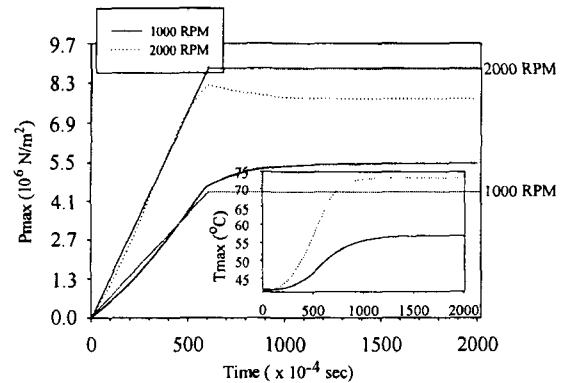


Fig. 5. Presentive bearing pressure and temperature history for various speeds. $R=36 \times 10^{-3}$ m, $C=100 \times 10^{-6}$ m, $e=0.9$, $T_0=40^\circ\text{C}$, 1000 RPM.

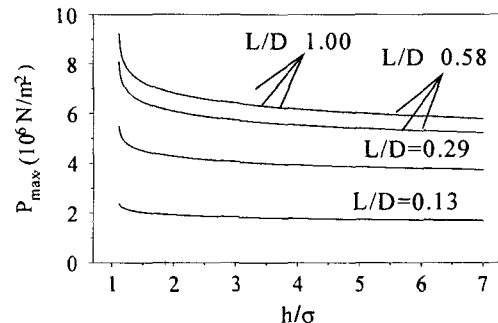


Fig. 6. Effect of surface roughness on the maximum pressure with different L/D ratios, $R=36 \times 10^{-3}$ m, $C=100 \times 10^{-6}$ m, $e=0.9$, $T_0=40^\circ\text{C}$, $N=1000$ RPM.

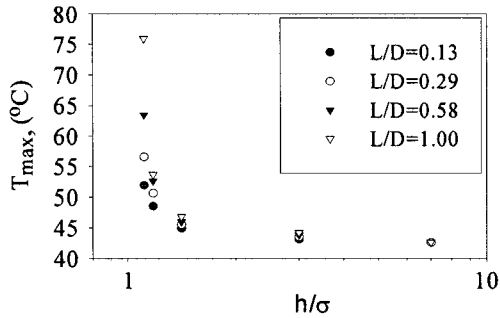


Fig. 7. Effect of surface roughness on the maximum temperature with different L/D ratios, $R=36 \times 10^{-3}$ m, $C=100 \times 10^{-6}$ m, $\epsilon=0.9$, $T_0=40^\circ\text{C}$, $N=1000$ RPM.

거칠기의 σ 크기에 상응하는 흐름의 모델에 따른 일반적인 THD 해석으로 이루어졌다. Figs. 6과 7에서 거칠기 파라미터인 h/σ 의 증감에 있어서 L/D 비율(0~0.13)에 따른 시스템 폭의 변화를 그리고 1000 rpm을 주었을 때 나타나는 결과를 보여주고 있다. 계산결과가 최대 압력이 표면거칠기 파라미터에 의해 크게 영향을 받는 것으로 나타나는 결과를 볼 때 필름층의 두께가 거칠기의 크기에 가까울수록 압력 상승에 미치는 영향은 크며, 특히 h/σ 의 비율이 1에 가까울수록 그리고 L/D 비율이 큰 폭인 시스템일수록 상승 효과는 급속히 일어남을 알 수가 있다. 같은 조건이 주어졌을 때 온도상승에 있어서도 유사한 결과가 나타남을 볼 수가 있다. 이것은 거칠기가 흐름을 간섭하는 정도에 따라 발생하는 최고압력 및 온도에 미치는 영향력을 시사하고 있다. 또한 이 결과는 Cheng의 모델에서 등방성의 재질표면에서 압력흐름 인자가 1로 근접할 때 비교적 매끄러운 표면인 $h/\sigma > 6$ 에서, 그리고 상호 간섭이 이루어져 흐름에 방해가 되는 $h/\sigma < 3$ 에서 보여주는 결과와 유사성을 보여준다[5]. $L/D = 1$ 인 시스템에서 h/σ 의 비율이 1.112일 때 표면이 매끈한 경우에 비해 무려 2배 가까이 증가되었다. 반면 매끈한 표면의 경우에는 어떠한 시스템의 폭의 비에 관계없이 일정한 것이 흥미롭다.

Fig. 8(a)은 $L/D = 0.29$ 와 $N = 500 \sim 2000$ rpm인 시스템에서 h/σ 의 비율을 1.5이내 범위로 유지하고 얻은 결과로써 동일한 시스템 구조의 조건에서 최대 압력이 회전자의 속도에 따라 형성되는 결과로부터 h/σ 의 비율이 낮음에 따라 최대압력이 회전자 속도의 제곱근 관계로 증가한다는 사실을 알 수 있다. 이러한 사실은 Seireg등에 의해 밝혀진 바 있다[14]. 이는 THD 해석

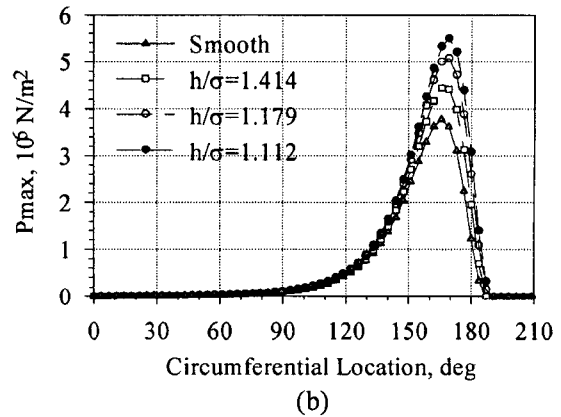
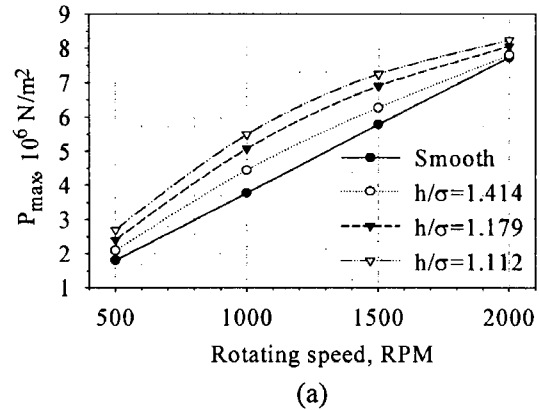


Fig. 8. (a) Journal bearing pressure speed characteristics, (b) Pressure distribution for various surface roughness parameters along the centreline of the journal bearing in the direction of sliding motion.

과 Isoviscous 해석의 차이로 규명 지을 수가 있다. Isoviscous 해석에서는 압력의 상승과 회전자 속도와와의 관계가 선형적인 관계를 보인다는 것은 널리 알려져 있는 사항인데 THD 해석에서는 점성의 전단작용에 의한 정도가 높을수록 고온의 발생은 상대적으로 압력 상승에 대하여 제곱근의 증가 수준으로 이루어진다고 보고 있다.

Fig. 8(b)는 $L/D = 0.29$ 와 $h/\sigma = 1.5$ 이내의 조건에서 유체 흐름 방향에 있어서 얻어진 압력 분포를 나타내고 있다. 거칠기 영향은 유체 흐름 방향에 있어서 얻어진 압력 분포에서 판단될 수 있다. 또한 이러한 압력의 차이는 표면거칠기 파라미터의 미세한 증감(1.112 - 1.414)에서조차 민감함을 보여주고 있다. 여기서 대략 190° 이후 최고 압력 상승 후 나타나는 윤회의 파쇄 현상에 따른 압력의 조건은 초기 조건 수준

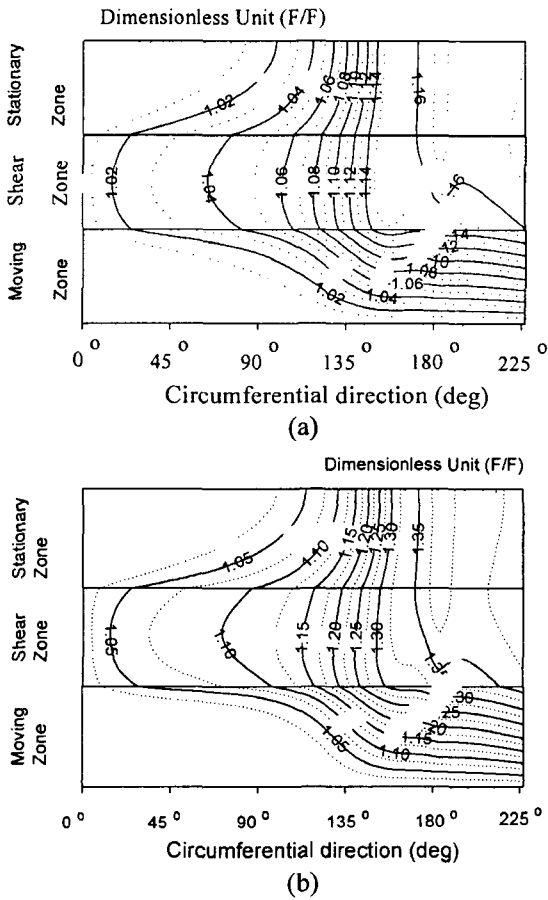


Fig. 9. Dimensionless temperature distribution at the mid plane in the sliding direction, $R=36 \times 10^{-3}$ m, $L=21 \times 10^{-3}$ m, $C=100 \times 10^{-6}$ m, $\epsilon=0.9$, $T_0=40^\circ\text{C}$, (a) $N=1000$ rpm, (b) $N=2000$ rpm.

으로 보고있다.

Fig. 9(a)-(b)는 $L/D=0.29$, $h/\sigma=1.112$ 그리고 $N=1000-2000$ rpm의 조건에서 각 영역의 두께 무차원화 비율에 따라 상응되는 온도의 분포를 나타내고 있다. 온도분포는 가정되어진 다공성 형태의 속도장이 갖는 항복 영역에 의한 간섭 영역과 중앙 전단영역으로 각각 구분하고 있다. 같은 차원 비례 확대되어 분포의 양상을 보여 주고 있는 분포도를 보면 중앙 전단영역에서 괄목할 열 발생의 요인이 상대적으로 높은 것을 알 수가 있다. 즉, 전단영역 두께가 온도 기울기에서 있어서 괄목할만한 증가를 하고 있음을 시사하고 있다.

실험적인 데이터와 비교하기 위하여 저널의 $L/D=0.29$, $C=100 \times 10^{-6}$ m, $h/\sigma=1.112 \sim \infty$, 그리고 $N=$

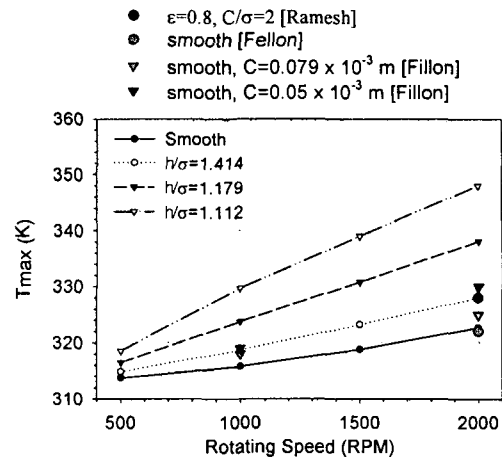


Fig. 10. Journal system temperature-speed characteristics with different roughness parameters, $N=500-1000$ rpm, $R=36 \times 10^{-3}$ m, $L=21 \times 10^{-3}$ m, $C=100 \times 10^{-6}$ m, $\epsilon=0.9$, $T_0=40^\circ\text{C}$.

500-2000 rpm의 조건에서 얻어진 한 예의 결과가 Fig. 10에 주어지고 있다. 이 비교는 수치적 해석 작업에 사용되어진 차원 크기와 표면 특성과 부합되게 얻어진 유사한 실험적 결과와 함께 매끈하고 거친 두 경우로 주어져 있다.

$\epsilon=0.8$ 그리고 $C/\sigma=2$ 인 조건에서 얻어진 Ramesh? 결과가 1.112 ~ ∞ 의 거칠기 파라미터 값을 가질 때 $C=100 \times 10^{-6}$ m 그리고 $\epsilon=0.9$ 의 조건에서 얻어진 현 결과와 비교되었다[9]. 또 다른 $C=0.079 \times 10^{-3}$ 와 $C=0.05 \times 10^{-3}$ m를 갖는 매끈한 두 경우의 결과를 $C=100 \times 10^{-6}$ m 그리고 $\epsilon=0.9$ 를 갖는 현 결과와도 비교되었다. 현 모델에 의한 수치적 결과를 실험적 결과와 다른 모델에 의한 수치적 결과와 비교하여 볼 때 유사한 (조사되어진 시스템의 차원 크기가 정확하게 일치 되지 않음.) 조건에서 얻어진 최고 온도 분포가 표면 거칠기의 유무 상관없이 매우 근접하게 일치함을 볼 수 있다[15,16]. 간단한 THD 해석방법을 접목하여 얻어진 결과들은 두 이웃하고 있는 표면이 과도하게 밀착되어 상호 간섭작용이 시작되기 전인 한계 범위 내에서 모델의 유용성을 간단하게 증명해 주고 있다.

5-2. 접촉 모드, $\sum d > 0$

중앙 접촉 계면을 따라 미소 열원이 주어질 때 표면 거칠기가 베어링 부하에 미치는 영향은 비접촉 모드에서 보다 더 의미가 있으며 Fig. 11과 Table 2에서 간

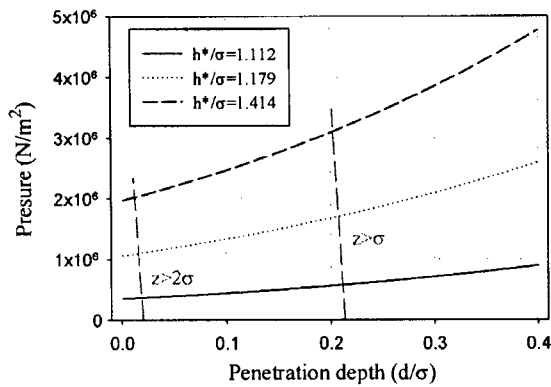


Fig. 11. Average contact pressure for various surface roughness parameters along the centreline in the narrow zone of the journal bearing, $R=36 \times 10^{-3}$ m, $L=21 \times 10^{-3}$ m, $C=100 \times 10^{-6}$ m, $\epsilon=0.9$, $T_0=40^\circ\text{C}$ $N=1000$ rpm.

- Load: $W = DLP_c$
- Average contact pressure : $p_c = f(d, \sigma, F_{s2})$

Table 2. Total load capacity of journal bearing in contact mode

		h^*/σ	h^*/σ	h^*/σ	h^*/σ
		∞	1.112	1.179	1.414
		d/σ	Load (KN)		
Non-contact	THD	1.24	1.75	1.64	1.46
	0.01	-	3.04	1.64	0.54
	0.05	-	3.33	1.80	0.60
Contact	0.07	-	3.49	1.88	0.63
	0.10	-	3.74	2.02	0.67
	0.15	-	4.18	2.26	0.76
	0.20	-	4.67	2.53	0.86

접적으로 설명된다. Fig. 11은 평균 접촉압력을 공칭 간격위로 존재하게 되는 표면거칠기의 높이에서 상호 접촉으로 인해 함몰 변형된 평균거리로 구해진 결과를 보여준다. 여기서 거칠기 파라미터인 h/σ 의 증가와 함께 평균 거칠기의 변형 정도에 따라 형성되는 압력의 계산을 위해 $nr\sigma \sim 0.05$, $\sigma/r \sim 0.029$ 이 적용되었다. $L/D = 0.29$ 의 조건에서 미소 변형된 정도 (d/σ)의 깊이가 0.01에서 0.4까지 진행되었을 때 평균 접촉압력이 대수적으로 증가하고 있고 파라미터 값의 미소 변화와 함께 변동되는 결과를 순차적으로 도시하였다. 또한 파라미터인 h/σ 의 증가는 그만큼 평균 접촉 계면이 각각 3σ 에 다가가는 상향 이동을 함으로써 접촉부위의

면적 축소와 함께 평균 접촉압력은 감소하게 하고, 접촉 부위의 변형 깊이가 클수록 이와 함께 동반하는 평균 접촉압력의 증가는 마찰열원의 상승을 유발하게 되고 그 이유로 베어링의 부하 능력에 영향을 미치게 된다는 것을 시사하고 있다.

접촉면 하중은 저널의 투영 하중면과 평균 접촉압력 (p_c)으로 구해질 수 있다.

$$W_c = LDp_c \tag{21}$$

$L/D = 0.29$ 의 조건에서 미소 변형된 정도 (d/σ)의 깊이가 0.01에서 0.2까지 진행되었을 때 h/σ 의 증가에 따른 투영면 위에 미치는 전체 하중량에 대한 결과는 Table 2에 정리되어졌으며, 비접촉 모드에서 실시된 THD 해석 결과가 접촉모드에서 투영 하중량 계산에 의해 얻어진 결과와 좋은 경향에 놓여 있음을 알 수 있다. 따라서 여기서 채택한 Gauss 분포에 의한 하나의 변수를 매체로 한 해석 방법이 비접촉 모드와 접촉 모드 사이에서 연속적으로 진행되고 있음을 검증할 수 있다.

6. 결 론

본 연구에서 제시한 새로운 접근 방법은 거칠기의 표면 특성을 나타내는 파라미터 (σ)로서 전단영역을 결정짓는 근거를 두고, 표면층에서 고정자와 같이 정체되거나 회전자와 더불어 흐름을 갖는 유체 유동장 영역을 적절하게 설정하여 윤활 필름층 영역의 범주에 있는 거친 표면을 가진 저널 시스템에서 뉴턴성의 층류거동을 해석하였다. 결과적으로, 첫째, Pressure Flow Factor를 이용한 기존의 평균화한 레이놀즈식 대신에 일반 레이놀즈식을 거칠기 형태에 따른 각 흐름의 변형을 표현한 속도식과 에너지식을 고려하여 결합한 형태인 THD 해석으로 제시하였으며, 둘째로, 표면의 거침 정도에 따른 파라미터의 변화에 따라 윤활 층 내부 전단작용이나 부분 마찰 정도 크기에 의해 부하 능력에 영향을 미치는 것으로 나타났다. 셋째로, 이러한 복합 영향은 혼합윤활 영역에 가까울수록 두드러지고 후막 영역($h/\sigma > 6$)으로 다가갈수록 비뉴턴 성향에서 뉴턴성의 유체거동으로 지배되는 영역이 확장됨에 따라 소멸되는 것으로 본다. 넷째로, 본 해석 방법은 $1 < h/\sigma < 3$ 의 제한된 응용 범위에서 저널 시스템에서 해석을 간편하고 비교적 정확하게 할 수 있다는 데 있다.

Notation

A	: area
a	: nominal area
B	: length of bearing in the direction of sliding
C	: radial clearance of journal bearing
c	: specific heat of lubrication
D	: journal diameter
d	: penetration depth
F_i	: integral operator in the Reynolds equation
f_r	: frictional coefficient
h	: average gap
\hat{h}	: nominal film thickness, $\hat{h} = C(1 + \varepsilon \cos \theta)$
h^*	: average gap between deformed surfaces
L	: length of bearing in the direction perpendicular to the sliding
m	: mean
n	: asperity density
p	: pressure
r	: radius of the asperity
T	: fluid film temperature
t	: time
U	: bearing surface velocity in the x-direction
u, v, w	: film velocity in the x-, y-, z-directions
Z	: standard normal variable

Greek Symbols

α	: lubricant thermal expansion coefficients
β	: lubricant bulk modulus
δ	: combined roughness
ε	: eccentricity ratio of journal bearing
θ	: angle (degree)
η	: interfacial averaged distance
k	: thermal conductivity of lubrication
μ	: lubricant viscosity
$\dot{\gamma}$: shear rate
ρ	: lubricant density
σ_1, σ_2	: standard deviation, ($\sigma^2 = \sigma_1^2 + \sigma_2^2$)
χ	: temperature/viscosity parameter
$\psi(\delta)$: probability density function

Subscripts

i, j, k	: indices for grid in the x, y, z directions
$l, 2, s$: indices for characterized layers of the lubricant film
o	: reference status

참고문헌

- Hsiao, H-S. S. and Hamrock, J. H., "Non-Newtonian and Thermal Effects on Film Generation and Traction Reduction in EHL Line Contact," J. Trib., Vol.116, pp.559-568, 1994.
- Bair, S. and Winer, W. O., "The High Shear Stress Rheology of Liquid Lubricants at Pressure of 2 to 200 Mpa," J. Trib., Vol.112, pp.246-252, 1990.
- Houpert, L., Flamand, L. and Berthe D., "Rheological and Thermal Effects in Lubricated E.H.D. Contacts," J. Lubr. Tech., Vol.103, pp.526-532, 1981.
- Christensen, H., "Stochastic Models for Hydrodynamic Lubrication of Rough Surfaces," Proc. Instn. Mech. Engineers, Vol.184, pt. 1, pp.1013-1022, 1969.
- Patir, N. and Cheng, H. S., "An Average Flow Model for Determining Effects of Three-Dimensional Roughness on Partial Hydrodynamic Lubrication," J. Lub. Tech., Vol.100, No.1, pp.12-17, 1978.
- Nakai, H., Ino, N. and Hashimoto, H., "Effects of Film Temperature on Piston-Ring Lubrication for Refrigeration Compressors Considering Surface Roughness," J. Trib., Vol.120, pp.252-258, 1998.
- Phan-Thien, N., "On the Mean Reynolds equation in the Presence of Homogeneous Random Surface Roughness," J. Applied Mechanics, Vol.49, pp.476-480, 1982.
- Hashimoto, H., "Thermohydrodynamic Analysis of High-Speed Journal Bearings With Surface Roughness," J. Trib., Vol.118, pp.698-701, 1996.
- Ramesh, J., Majumdar, B. C. and Rao, N. S., "Thermohydrodynamic Analysis of Submerged Oil Journal Bearings Considering Surface Roughness Effects," J. Trib., Vol. 119, pp.100-106, 1997.
- Shulka, J. B., "A New Theory of Lubrication for Rough Surfaces," Wear, Vol.49, pp.33-42, 1978.
- Li, W-L., "Surface Roughness Effects in Hydrodynamic Lubrication Involving the Mixture of Two Fluids," J. Trib., Vol.120, pp.772-780, 1998.
- Brinkman, H. C., "A Calculation of the Viscous Force Exerted by a Flowing Fluid on a Dense Swarm of Particle," Appl. Sci. Res. Sect. A, 1, pp.27-34, 1947.
- Neagle, G. and Nader, W., "Practical Significance of Brinkman's Extension of Darcy's Law," Can. J.

- Chem. Eng., Vol.52, pp.475-478, 1974.
14. Kim, J. H. and Seireg, A. A., "Thermohydrodynamic Lubrication Analysis Incorporating Bingham Rheological Model," J. Trib., Vol.122, pp.137-146, 2000.
 15. Fillon, M., Bligoud, J-C. and Frene, J., "Experimental Study of Tilting-Pad Journal Bearings-Comparison With Theoretical Thermoelastohydrodynamic Results," J. Trib., Vol.114, pp.579-588, 1992.
 16. Ferron, J., Frene, J. and Boncompain, R., "A Study of the Thermohydrodynamic Performance of a Plain Journal Bearing Comparison Between Theory and Experiments," J. Trib., Vol.105, pp.422-428, 1983.