

나노미터 크기 유막에서의 탄성유체윤활

장 시 열

국민대학교 기계 자동차 공학부

Thin Film Elastohydrodynamic Lubrication of Nanometer Scale

Siyoul Jang

School of Mechanical and Automotive Engineering, Kookmin University

Abstract—In many practical lubricated contacts such as a rough concentrated contact on the sliding of nominally flat surfaces, the fluid may be of molecular (nanometer) scale owing to the asperity interactions on the surfaces. Under this condition, there is insufficient lubricant on the concentrated contact spot to maintain a realistic continuum. Rheological behavior for this kind of concentrated contact has been studied extensively to know whether the application of viscous fluid model is appropriate. The interaction of two rough surfaces is simplified as perfectly flat-rough surfaces contact under certain conditions by "composite topography" and for a nanometer scale fluid film, three kinds of rheological fluid behavior are analyzed in elastohydrodynamic asperity point contact.

Key words—composite topography, micro-EHL, non-newtonian fluid, surface force, solid-like layer, nano-tribology, asperity, solvation force.

1. 서 론

지난 수십년간 탄성유체윤활 접촉(elastohydrodynamic lubrication contact)에서의 윤활 현상을 유체의 유변학적 거동(rheological behavior) 관점에서 많은 연구와 고찰이 있어왔다. 그 중에서 Sanborn과 Winer [1973]의 점성과 전단변형속도(strain rate)의 영향에 대한 연구가 있고, Yasutomi[1984]의 온도와 압력의 영향에 대한 자유 체적(free volume) 모델에 관한 것이 있다. Bair와 Winer[1979]는 극한 전단 응력 특성치(limiting shear stress parameter)에 대한 연구를 했다. Chang[1989] 및 Jacobson과 Hamrock[1984]도 탄성 유체 윤활에서의 유변학적 거동에 대하여 순수한 점성 모델, 즉 아이링(Erying) 모델과 전단응력과 전단변형 속도에 관한 두 개의 기울기를(two-slope) 가지는 모델로 표면의 비정상 돌기(bump)가 있는 접촉면의 윤활에 대하여 연구하였다.

조건이 양호한 탄성유체윤활에서는 100~1000 nm

의 유막이 형성되는데 이런 경우는 고품질의 볼베어링 또는 기어의 표면 거칠기 $R_a (>50 \text{ nm})$, Gohar[1988] 보다는 크다. 이와 같은 조건하에서는 표면 돌기(asperity)들간의 직접적인 접촉은 없으며 윤활유 분자 크기(1~2 nm)는 위와 같이 양호한 탄성 유체 윤활의 유막두께보다 훨씬 작기 때문에 연속체 역학(continuum mechanics) 관점에서 윤활유가 보통의 점성 유체처럼 거동 된다는 사실에는 틀림이 없다. 그러나 이처럼 상대적으로 두꺼운 유막의 경우는 예외이고 유막이 충분히 얇아 국지적으로 표면 돌기들간의 접촉이 위의 설명처럼 상대적으로 두꺼운 유막의 탄성 유체 윤활 범위 안에서도 일어난다. 이러한 조건을 미세 탄성유체윤활(micro-EHL), Cheng[1978]이라고 한다. 이러한 개개의 미세 탄성윤활 접촉(Fig. 1)에서 유막의 두께는 대략 10 nm 미만이다. 윤활유 분자 크기의 단지 수배 정도의 유막두께에서 과연 유체가 순수한 점성유체처럼 거동할 것인가 또는 고유의 유변학적 특성(rheological properties)에 따라 거동할 것인가

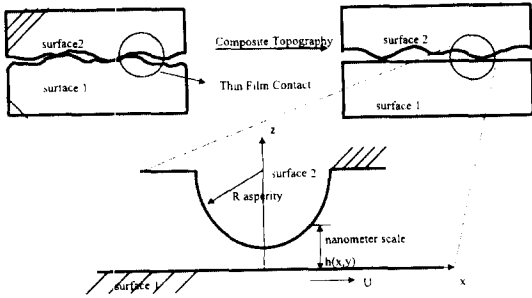


Fig. 1. Thin film EHL contact of asperity.

가에 대한 의문이 제기된다. Chan과 Horn[1985]의 실험에 의하면 분자적으로 매끄러운 표면상에서 유체유회가 30 nm 정도까지는 레이놀즈(Reynolds) 방정식으로 설명되어질 수 있다고 실험을 통하여 증명하였고 수 나노미터 정도까지도 보정 인자(correction factor)를 통해 연속체 동수압 모델(continuum hydrodynamics model)로 유회 현상을 설명할 수 있다고 하였다. 보다 더 얇은 유막에서는, Israelachvili[1991] 인력의 반 더발스(attractive van der Waals)분자력 또는 주기적인 인력과 반력의(attractive and repulsive oscillating) 표면층력(double layer surface force)이 지배적으로 나타난다고 실험적으로 밝혀냈다.

본 연구에서는 기계요소 설계의 예측적인 측면과 유회특성의 향상성에 대한 근본적 고찰을 위하여 점성 유체 이론이 이러한 나노미터 크기의 틈새에서 일어나는 경계유회 현상을 설명하기에 적합한가를 알아 보았다. 일반적으로 경계유회이라고 생각되어지는 평판면의 미끄럼 현상에서도 이러한 국지적 미세 탄성 유체유회가 일어날 수 있다. 이러한 국지적 미세 탄성 유체유회는 궁극적으로 전체 접촉면에서의 유회 현상에 영향을 미치게 된다. 여러 가지 영향 인자에 따라 다르겠지만 각각의 미세 접촉에서 고체면의 응력과 변형은 본질적으로 탄성 영역에 있다. Poon과 Greenwood[1972]에 따르면 금속의 전형적인 탄성 미세 접촉 조건에서 1 mm³ 당 약 1000개의 상호 접촉하는 구형의(spherical) 표면 돌기들이 있다. 1 MPa 당 표면 돌기에 작용하는 힘은 1 mN이며 접촉하고 있는 구형의 표면 돌기의 유효 곡률(effective curvature)은 약 0.1 mm이다. 이론적 또는 실험적인 근거를 통한 전형적인 미세 접촉 조건들은 본문에서 다루기로 한다.

본 연구에서의 초박형 유막(thin film) 이라고 하면 유막의 두께가 유회유의 분자 단위 크기 정도 즉, 나

노미터 크기를 말한다. 일반적인 유회유는 초박형 유회막에서 미세 구조(micro structure)를 형성한다. 이러한 미세 구조 하에서의 유회 현상은 접촉면에서 고체화 층(solid-like layer)을 형성하고 그 거동은 벌크(bulk) 상태에서의 거동과는 다르게 나타난다. 초박형 유막 조건하에서 고체화 층의 미세 구조를 연속체 역학 관점에서 여러 가지 실험적 근거를 토대로 몇 가지 이론적 해석을 제시 하였다. 본 연구에서는 위에서 설명한 유막 압력에 의한 고체면의 변형량과 고체면 위에 형성된 유체의 미세 구조가 유회 현상에 미치는 영향을 알아보고 각각의 해석 결과를 비교하고자 한다.

2. 표면 돌기 모델의 수학적 설명

일반적으로 거친 부분이 없는 완전한 두 개의 평판이 상대적으로 미끄럼 운동을 한다면 가장 좋은 유회 조건일 것이다. 이러한 경우는 매우 드물며 어떤 조건하에서는 두 개의 거친 표면이 완전한 평판과 거친 표면의 접촉으로 이상화 되어질 수 있다. Brown과 Scholz[1985]는 접촉면에서의 어느 지점에서 각각의 거친 표면의 돌기 높이를 더하여 두 개의 거친 표면의 접촉을 "복합 표면 표현 기법(composite topography)"으로 Fig. 1과 같이 완전한 평판과 거친 표면의 접촉으로 간단화 하였다. 이 표현 기법의 사용상 이로운 점은 기존의 완전 평판과 거친 표면의 접촉 이론을 이용할 수 있다는 것이다.

Greenwood와 Williamson[1966](GW 모델)은 표면 접촉을 동일한 곡률을 갖는 구형의 돌기를 가진 거친 표면과 완전하게 평판인 표면과의 접촉으로 하는 표면 접촉 모델을 제시하였다. 이 GW 모델은 구형 표면 돌기(spherical asperity)의 높이가 표준 분포(Gaussian distribution)를 갖는다고 하는 이론적 또는 실험적 근거에 바탕을 두고 있다. 이 모델에서 기하학적으로 접촉하고 있는 표면 돌기의 숫자 n 은 표준 분포로 다음과 같이 표현된다.

$$n = \frac{N}{\sqrt{2\pi}} \int_{d/\sigma^*}^{\infty} \exp\left(-\frac{S^2}{2}\right) ds \quad (1)$$

여기서 N 은 단위 면적 당 표면 돌기의 총수이고 d 는 기하학적 표면 거리, σ^* 는 표면 돌기 높이의 표준편차이다. 표면 돌기의 높이 S 가 표준 분포를 가질 때 단위 면적 당 예상되어지는 총 부하압력 P_{nom} 은

$$p_{nom} = \frac{2}{3} E' (NR \sigma^*) \sqrt{\sigma^2 2\pi R} \int_{d_e/\sigma^*}^{\infty} (S - d_e/\sigma^*)^{\frac{3}{2}} \exp(-S^2/2) ds \quad (2)$$

여기서 R 은 구형 돌기의 곡률 반경이고 E' 은 표면 1과 2의 등가 탄성 계수이며 다음과 같이 나타내어진다.

$$\frac{1}{E'} = \frac{1}{2} \left(\frac{1-\nu_1^2}{E_1} + \frac{1-\nu_2^2}{E_2} \right) \quad (3)$$

접촉 중인 두 개의 거친 표면에서의 표면 돌기 높이에 대한 통계학적 데이터(statistical data)를 복합 표면 표현 기법으로 바꾸어 준다면 두 개의 거친 표면의 접촉은 간단히 GW 접촉 이론으로 해석되어질 수 있다. 이러한 근거로 거친 표면과 완전한 평판 사이에 윤활유가 존재하는 초박형 윤활 현상에 대하여 설명하고자 한다. Jacobson[1972]의 실험적 경험식 $NR\sigma^*=0.05$ 를 이용하여 등가 탄성 계수 $E'=22.97 \times 10^{10}$ Pa, 표면 돌기 높이의 표준편차 $\sigma^*=0.05$ mm, 단위 면적 당 표면 돌기 총수 $N=2000/\text{mm}^2$ 일 때 표면 돌기의 곡률 $R=500 \mu\text{m}$ 를 얻을 수 있다. GW모델에서의 계산 과정으로부터 접촉하고 있는 돌기의 수(Fig. 2)와 단위 면적 당 부하 하중(Fig. 3)을 무차원 표면 거리 특성치 d_e/σ^* 에 따라 계산할 수 있다. 두 표면의 거리 d_e/σ^* 가 주어지면 접촉하고 있는 돌기의 평균 부하 압력은 총부하 압력 p_{nom} 을 접촉 중인 표면 돌기의 수, n 으로 나누어 주면 구할 수 있다(Fig. 4). 그러나 이러한 계산 방법은 간단한 기하학적 접촉 즉, 윤활유나 탄성변형이 없는 상태에서 거친 표면이 완전 평판을 지날 때에 근거를 두고 있기 때문에 윤활유가 있을 경우에는 한 개

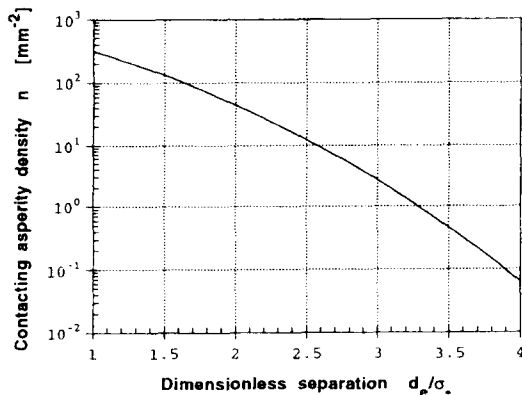


Fig. 2. Variation of density of contacting asperities with dimensionless separation. Prediction of GW model for Gaussian distribution.

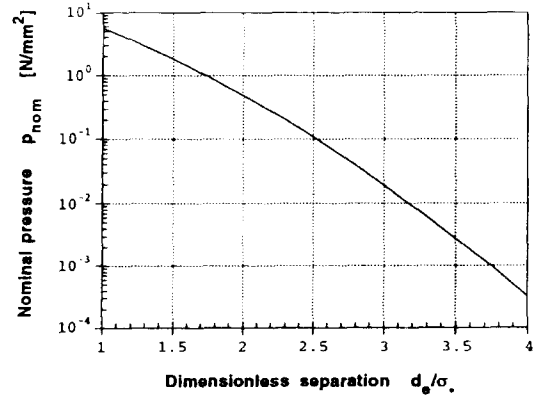


Fig. 3. Variation of total load per unit area with dimensionless separation. Prediction of GW model for Gaussian distribution, elastic deformation, dry contact.

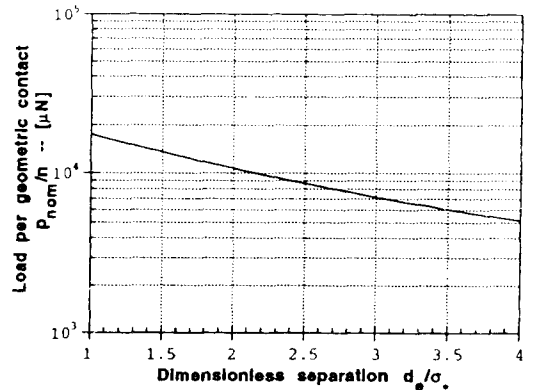


Fig. 4. Variation of Mean load per geometric contact with dimensionless separation. Prediction of GW model for Gaussian distribution, elastic deformation, dry contact.

의 표면 돌기가 받는 실제 하중보다 과도하게 계산 되어진다. 본 연구에서처럼 두 표면 사이에 윤활유가 존재하는 경우 표면 돌기에 대한 평균 부하 능력은 총부하 압력 p_{nom} 을 표면 돌기 총수 N 으로 나누어 주는 것이(Fig. 5) 보다 더 이상적이다.

3. 나노 미터 크기의 유막에 대한 해석 이론

분자 크기의 유막에서 구형 표면 돌기의 미끄럼 접촉에 대해 세 가지 해석 이론으로 비교 설명한다. 첫째, 일반적인 탄성 유체 윤활 이론인데 압력에 따른 점성의 변화를 고려한 뉴튼 유체(Newtonian fluid)의 윤활 해석이고 둘째, 유체의 점성은 변하지 않지만 분

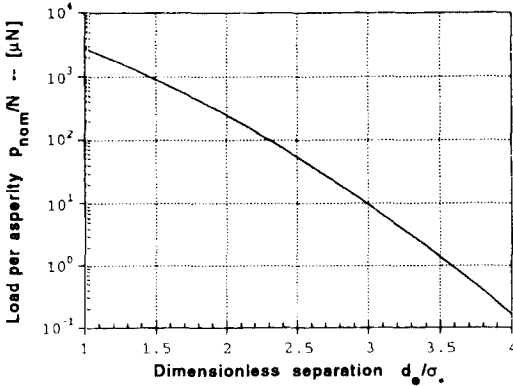


Fig. 5. Variation of mean load per asperity with dimensionless separation. Prediction of GW model for Gaussian distribution, elastic deformation, dry contact.

자 크기 유막에서 고체 표면 위에 있는 윤활유의 고체화 층을 연속체 역학 관점에서 다공질 층으로 형상화하여 해석하는 방법이다. 셋째, 점성이 변하지 않고 Chan과 Horn[1985]의 실험 결과에서 얻은 반 더 발스 분자력과 용해력 등의 표면력(surface force)의 영향을 고려하는 해석이다.

3-1. 일반적인 탄성 유체 윤활 해석

완전 평판과 구형의 표면 돌기의 미세 접촉에 대하여 가장 기본적인 해석 모델이다. 여기서 유체의 전단 변형에 따른 온도 변화는 고려하지 않는다. 윤활유가 존재하는 상태에서 구형의 표면 돌기가 완전 평판 위를 미끄러질 때 표면 돌기와 평판은 유체 압력에 의해서 변형이 된다. 이때의 유체의 점성 η 는 Roelands [1963]의 실험 결과와 같이 압력에 대해 식 (4)로 표현한다.

$$\eta = \eta_0 \{ [\ln \eta_0 + 9.67] [1 + 5.1 \times 10^{-9} p]^2 - 1 \},$$

$$\eta_0 = 0.0411 \text{ Pas}$$

$$Z = \frac{\alpha}{5.1 \times 10^{-9} [\ln \eta_0 + 9.67]},$$

$$\alpha = 1.1 \times 10^{-8} \text{ Pa}^{-1} \tag{4}$$

여기서 아래 첨자 0은 대기압 상태를 표시한다. 전형적으로 탄성유체윤활에서와 같은 고압 상태에서의 유체의 점성 η 는 대기압 상태의 η_0 보다 1000배 정도의 크기로 나타나 예상보다 상대적으로 두꺼운 유막을 형성시킨다. 이러한 표면 돌기의 접촉은 볼 베어링의 탄성유체윤활 해석과 같으며 다만 곡률과 하중 그리

고 유막의 두께가 작을 뿐이다. 이러한 운전 조건하에서의 유막 압력 p 는 다음의 Reynolds 방정식을 유한 차분법에 의하여 구할 수 있다.

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\rho h^3}{\eta} \frac{\partial p}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\rho h^3}{\eta} \frac{\partial p}{\partial y} \right) = 6U \frac{\partial}{\partial x} (\rho h) \tag{5}$$

고체 면에서의 탄성변형은 계산 영역(calculation domain)에서 각각의 사각 격자 부분(rectangular mesh area)에 작용하는 유체의 압력이 일정하게 작용한다고 가정하여 계산한다. 유체의 밀도는 압력에 따라 변하는데 Dowson과 Higgon[1966]에 의해 다음과 같이 표현한다.

$$\rho = \rho_0 \left(1 + \frac{0.6 \times 10^{-9} p}{1 + 1.7 \times 10^{-9} p} \right) \tag{6}$$

접촉 중인 두 개의 고체의 탄성변형은 Timoshenko와 Goodier[1951]에 의한 식으로 다음과 같은 식으로 표현할 수 있다.

$$\alpha(x, y) = \frac{2}{\pi E'} \iint_{S(x', y')} \frac{p(x', y')}{\sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2}} dx' dy' \tag{7}$$

위의 식은 영역 $S(x', y')$ 에 상에 분포되어 있는 (x', y') 에서의 압력 p 에 의한 (x, y) 지점에서의 변형량을 나타낸다. 계산 영역은 사각의 격자 형태로 나누어 생각한다. 식 (7)을 간단하게 적분하기 위하여 변형율이 급격히 변하는 건마찰의 헤르츠(Hertz) 접촉 영역 경계선에서 다소 수치 계산상 오류가 발생하더라도 사각의 격자 영역에서의 유막의 압력은 일정하다고 가정한다. 그 이유는 일반적인 탄성유체윤활 해석 뿐만 아니라 나머지 두가지 해석에서도 유체에 의한 동수압의 변화율은 건마찰의 헤르츠 압력 변화율보다 완만하게 나타나기 때문이다. 따라서 본 연구의 세 가지 모델에 대한 해석에서 위의 가정으로 인한 유체의 동수압에 따른 헤르츠 접촉 경계선에서의 고체 표면의 변형량 계산 오차는 수치 해석상의 안정성에 큰 영향을 주지 않는다. 고체 표면의 탄성 변형을 고려한 유막 두께는 다음과 같이 주어진다.

$$h(x, y) = h_c + \frac{1}{2R}(x^2 + y^2) + \alpha(x, y) \tag{8}$$

모든 돌기는 구형의 형태를 가졌다고 가정하였으므로 x 방향과 y 방향에서의 곡률은 동일하다. 유막 두께 $h(x, y)$ 는 각각의 반복 계산 단계(iteration)에서의 고체

표면의 변형량을 식 (7)을 이용하여 계산한 후 보정하여 준다.

다음과 같은 무차원 변수와 계수를 가지고

$$\begin{aligned} x^* &= \frac{x}{b}, \quad y^* = \frac{y}{b}, \quad \eta^* = \frac{\eta}{\eta_0}, \quad \rho^* = \frac{\rho}{\rho_0}, \\ h^* &= \frac{h}{R}, \quad p^* = \frac{p'}{E}, \quad U^* = \frac{U \eta_0}{RE'} \end{aligned} \quad (9)$$

레이놀즈 방정식 (5)를 무차원화 시키면 다음과 같이 나타내어 질 수 있다.

$$\frac{\partial}{\partial x^*} \left(\frac{\rho^* h^{*3}}{\eta^*} \frac{\partial p^*}{\partial x^*} \right) + \frac{\partial}{\partial y^*} \left(\frac{\rho^* h^{*3}}{\eta^*} \frac{\partial p^*}{\partial y^*} \right) = 6U^* \frac{b}{R} \frac{\partial}{\partial x^*} (\rho^* h^*) \quad (10)$$

접촉 영역의 경계선 근방에서 유체의 압력 변화율이 크고 이에 따라 점성의 변화가 압력에 따라 빠르게 변하기 때문에 식 (10)의 압력을 다른 형태로 변형시켜 변화율을 느리게 할 필요성이 있다. 압력을 유막 두께와 연계시켜 새로운 압력 형태로 표현하는 Voghelphol의 변환 $\phi = p^* h^{*3}$ 이 이용되었다.

레이놀즈 방정식의 경계 조건은 계산 영역 가장자리에서 압력 p^* 는 0이고 캐비테이션(cavitation) 영역에서의 경계 조건은 $\partial p^* / \partial x^* = \partial p^* / \partial y^* = 0$ 이다. 초기치 조건으로 건마찰의 접촉 영역에서는 유막 압력을 헤르츠 압력 분포를 쓰고 그 이외의 압력은 0으로 한다. 계산의 준비 단계에서는 부하 하중, 속도, 점성-압력 관계, 밀도, 등가 탄성 계수, 유막 두께와 경계치 조건을 확정 지은 후 비선형 레이놀즈 방정식을 SOR (Successive Over-relaxation)의 반복 계산법에 의하여 압력 $p^*(x^*, y^*)$ 의 값을 구한다. 이 SOR 방법으로 각 반복 계산 단계에서 전체 계산 영역에서의 새로운 압력 p^* 의 값을 얻을 수 있는데 이때마다 새로운 압력 값에 따른 점성, 밀도, 유막 두께를 생성하고 이들의 값이 수렴될 때까지 반복 계산한다. 이러한 반복 계산 과정에서 일반적으로 비선형 레이놀즈 방정식의 풀이 과정의 이완 계수(relaxation factor)가 클수록 수렴 속도는 증가하지만 탄성 유체 유향의 경우에 있어서는 외부 하중이 클수록 이 계수가 작을 때 수렴의 안정성은 더 증가한다. 특히 고부하이거나 점성-압력의 관계 계수 α 식 (4)가 크면 계산 시간이 많이 소요되며 수렴성에 있어서 불안정성을 나타낸다.

유체의 압력 계산에 있어서 수렴의 조건은

$$\left| \frac{p_{i,j}^{*[n+1]} - p_{i,j}^{*[n]}}{p_{i,j}^{*[n]}} \right| \leq 0.001 \quad (11)$$

이다. 압력에 대하여 수렴된 값을 얻으면 계산된 압력의 전체 영역에서의 적분값인 하중 지지력과 외부 하중과의 평형을 알아볼 수 있다. 힘의 평형을 얻을 수 없다면 최소 유막두께 h_{min} 값을 조정하여 위의 과정을 힘의 평형이 이루어질 때까지 반복한다. 힘의 평형에 대한 수렴 조건은

$$\left| \frac{F_{applied} - \sum_i \sum_j p_{i,j}}{F_{applied}} \right| \leq 0.001 \quad (12)$$

이며 나머지 두가지 해석 방법에서도 압력과 하중 지지력에 대한 비교를 위하여 동일한 수렴 조건이 적용되었다.

3-2. 고체화 층의 다공질 매개에 의한 탄성유체유향 해석

나노미터 크기의 틈새유향에 있어서 Chan과 Horn [1985]은 기존의 레이놀즈 방정식으로 고체 표면에 붙어있는 가공의 딱딱한 층에 관한 개념을 도입하여 실험 결과와 이론식 간의 깊은 연관성을 밝혀냈다. 그들의 해석에 있어서 가공(fictitious)의 층 두께는 보정 계수의 문제라고 가정하여 분자의 미세 구조에 의한 고체화 층의 딱딱함과 비이동성을 고려하였다. Tichy [1993a]는 고체 표면의 이러한 비이동성 고체화 층의 개념을 고체화 층(Fig. 6)의 다공성에 관계되는 계수 θ 를 포함하여 Darcy의 법칙을 만족하는 다공질 층이라 간주하여 그 개념을 발전시켰다. 이 개념은 두께 δ 의 다공질 층이 고체 표면에 붙어 있고 다공질 층 안에서의 속도는 압력구배에 비례하고, 점성에 역비례한다는 것이다. 이 이론은 세 가지 물질 특성 즉, (1)

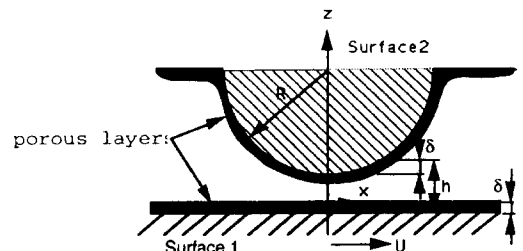


Fig. 6. Asperity contact with porous layer.

다공성 θ (porosity) (2) 다공질 층의 두께 δ (3) 점성 η (viscosity) 등으로 표현한다. 다공질 층 두께의 영향은 부하 능력을 높이며 마찰력을 감소시킨다. 다공성의 영향은 부하 능력을 줄여준다. 이러한 해석 이론을 바탕으로 새롭게 변형된 레이놀즈 방정식을 얻었다.

이 해석 방법에 있어서도 표면 돌기의 접촉은 탄성 유체 유허 해석에서와 같이 고체 표면의 탄성 변형을 유도한다. 따라서 이 모델의 해법 절차도 유체의 압력과 탄성 변형량을 동시에 계산한다. 이 해석 모델의 목적은 뉴턴 유체와 완전히 다른 유변학적 개념이 탄성유체유허 현상을 설명할 수 있는가에 있다. 대기압 상태의 유체 점성계수 η_0 가 사용되었는데 다공질 층에 기인한 부하 능력 향상을 점성이 변하지 않을 때의 탄성유체유허과 비교하기 위함이다. 다공질 층의 동수압적 유허 현상을 설명 하기 위하여 레이놀즈 방정식을 다음과 같이 새롭게 구해냈다.

$$\vec{\nabla} \cdot ((h - 2\delta)^3 \vec{\nabla} p) + 12\theta \vec{\nabla} \cdot ((h - 2\delta) \vec{\nabla} p) = 6\eta_0 U \frac{\partial h}{\partial x}, \quad \vec{\nabla} = \frac{\partial}{\partial x} \hat{i} + \frac{\partial}{\partial y} \hat{j} \quad (13)$$

위의 식 (13)을 풀기 위해 탄성유체유허 해석의 경우와 같이 식 (13)을 무차원화 시킨 후 유한차분법을 이용하기 위해 선형화시킨다. 계산 절차와 수렴 조건은 탄성유체유허 해석과 동일하다. 각 고체면 위의 다공질 층의 두께 δ 는 최소 유막두께의 0.4배 정도이고 다공성 계수 θ 는 최소 유막두께의 0.1배 정도로 하였다. 이들 수치는 Chan과 Horn[1985]의 실험 결과에 근거를 두고 있다. 그들은 실험에서 비유동성 고체화 층의 두께가 약 0.4~0.7 nm 정도라는 것을 발견했다.

3-3. 표면력(Surface Force)을 고려한 탄성유체유허 해석

이 해석법의 다른 점은 표면력 즉, 반 더 발스 힘 (van der Waals force)과 용해력(solvation force)의 영향을 고려한 것이다. 이 모델에서도 역시 유체의 점성은 압력에 따라 변하지 않는다. 표면력은 표면 거리 $h(x,y)$ 에 따라 압력 분포, Israelachvili[1991] 형태로 변환시킨다.

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(h^3 \frac{\partial p_{visc}}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(h^3 \frac{\partial p_{visc}}{\partial y} \right) = 6\eta_0 U \frac{\partial h}{\partial x}$$

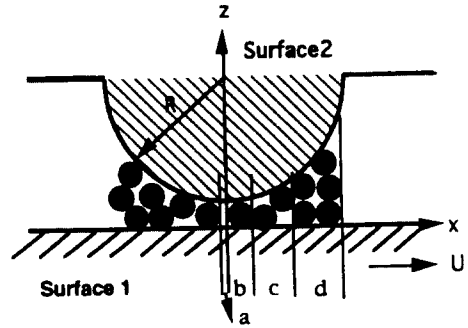


Fig. 7. Oscillatory solvation force varies according to molecular layer.

$$P_{vdw} = -\frac{A}{6\pi h^3}, \quad P_{solv} = -C \exp\left(-\frac{h}{a}\right) \cos\left(\frac{2\pi h}{a}\right),$$

$$p = p_{visc} + p_{solv} + p_{vdw}$$

$$A = 10^{-19} J, \quad a = 1 \text{ nm}, \quad C = 172 \text{ MPa} \quad (14)$$

표면력으로 인한 상당 압력은 고체 표면간의 거리가 5 nm 보다 크면 무시될 수 있을 만큼 작아지고 1 nm 정도의 거리에서는 점성에 의한 동수압력(~60 MPa)과 같은 크기가 된다. Fig. 7을 보면 표면력에 의한 압력은 인력(attractive)의 반 더 발스 힘과 주기적인 용해력의 합으로 나타내어진다. 이 해석 방법 역시 유체의 압력과 표면력에 의한 압력 그리고 고체의 탄성 변형을 동시에 계산하는 것을 요구하고 있다. Chan과 Horn의 실험[1985]에서는 매우 느린 압축 운동 (squeeze motion)으로 인한 유체의 동수압력과 표면력에 의한 압력으로는 고체 표면의 변형을 야기시키지

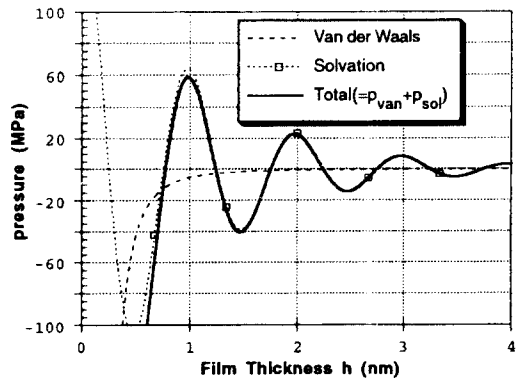


Fig. 8. Pressure due to surface forces as a function of film thickness.

못했다. 본 연구에서는 상대적으로 빠른 미끄럼 운동이 고체면을 변형시키기에 충분한 동수압력, P_{visc} 을 고려하였다.

4. 결 과

작용 하중은 무차원 표면 간격 d_0/σ^* 이 1.0에서 2.5 사이의 범위에서 선택하였다. 모든 경우 미끄럼 속도는 $U^*=0.1871 \times 10^{-11}$ 로 하였고 표면 돌기의 곡률 $R=500 \mu\text{m}$, 등가 탄성 계수(equivalent Young's modulus) $E'=21.97 \times 10^{10}$ Pa이며 대기압하에서 점성 $\eta_0=0.0411$ Pas이다. 유막의 압력 계산과 탄성 변형량 계산을 위한 계산 영역의 격자의 크기는 67×22 이다. 계산 영역에서 임구 방향으로의 길이는 접촉 중심점에서 3배이고 출구 방향으로로는 1배이다. 가장 간격이 작을 때($d_0/\sigma^*=1.0$) 작용 하중은 $F=p_{nom}/N=2.77$ mN (식 2), 간격이 가장 클 때는($d_0/\sigma^*=1.0$) 작용 하중은 $F=1.62$ mN이다. 이때 헤르츠 압력은 250 MPa이며 평균 압력은 100 kPa이다.

일반적인 탄성유체윤활 해석의 경우(Fig. 9) 고압력 하에서 점성이 지수 함수(식 4)로 증가하고 그 영향이 출구쪽의 유막 형성에 집중적으로 미친다. 이러한 현상 때문에 접촉 영역에서의 유막 형태는 나머지 다른 두 모델보다 압력 변화의 기울기가 빠른 모습을 보여주며 출구쪽에서의 유막의 형태도 다소 큰 돌출 형태를 나타낸다. 나머지 다른 두 개의 해석 모델에서는 접촉 영역에서 유막은 평편한 모습이 더 잘 나타나는데 이것은 압력에 의한 점성의 변화가 없다는 것을 나

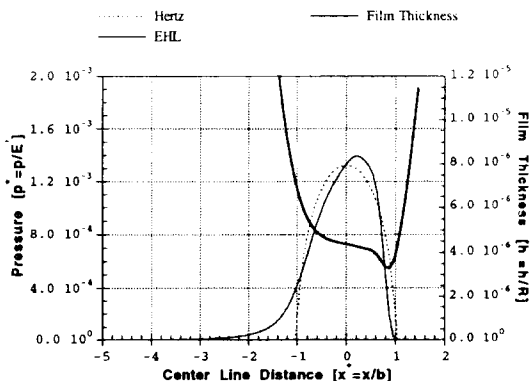


Fig. 9. Pressure distribution and film shape for EHL case ($W^*=0.5043 \times 10^{-7}$, $U^*=0.1871 \times 10^{-11}$). \cdots : Hertz, $-$: Film Thickness, $-$: Porous

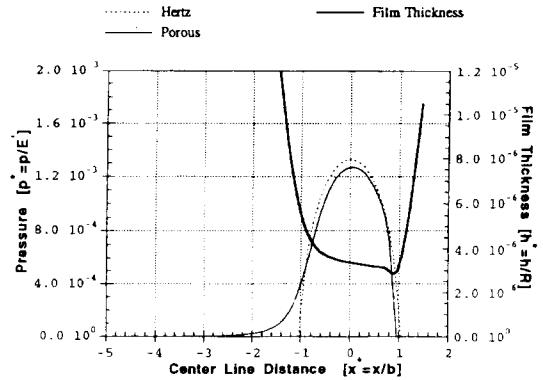


Fig. 10. Pressure distribution and film shape for porous layer model case ($W^*=0.5043 \times 10^{-7}$, $U^*=0.1871 \times 10^{-11}$).

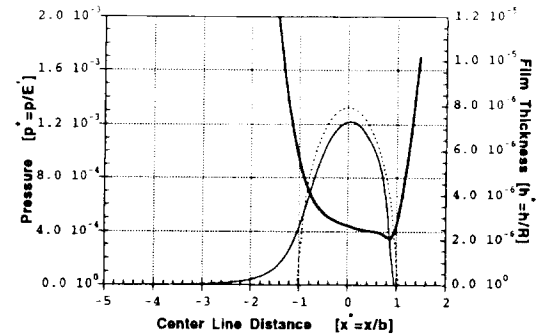


Fig. 11. Pressure distribution and film shape for surface force model ($W^*=0.5043 \times 10^{-7}$, $U^*=0.1871 \times 10^{-11}$). \cdots : Hertz, $-$: Film, $-$: EHL

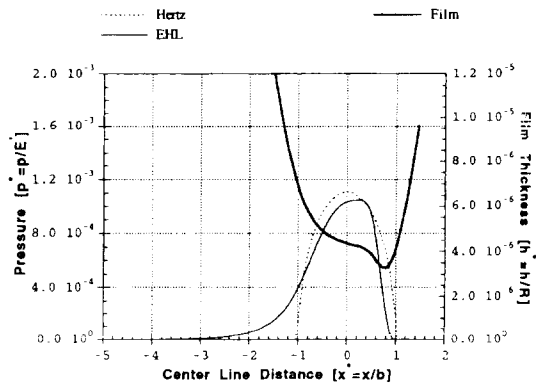


Fig. 12. Pressure distribution and film shape for EHL case ($W^*=0.2949 \times 10^{-7}$, $U^*=0.1871 \times 10^{-11}$).

타낸다. 나머지 두 가지 해석에서의 유막의 두께는 대체적으로 탄성유체윤활 해석의 결과보다 작게 나타난다. 그 이유는 각 모델에서 분자 크기 틈새 안에서 유

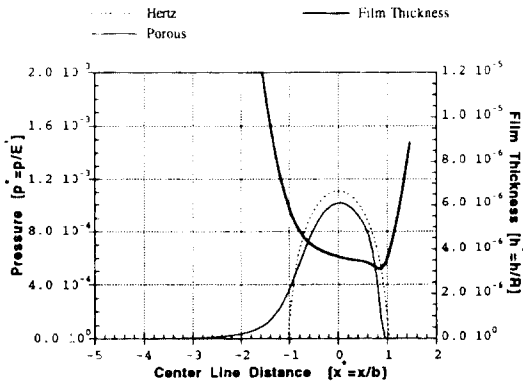


Fig. 13. Pressure distribution and film shape for porous layer ($W^*=0.2949 \times 10^{-7}$, $U^*=0.1871 \times 10^{-11}$). \cdots : Hertz, $—$: Film Thickness, $-$: Surface Force

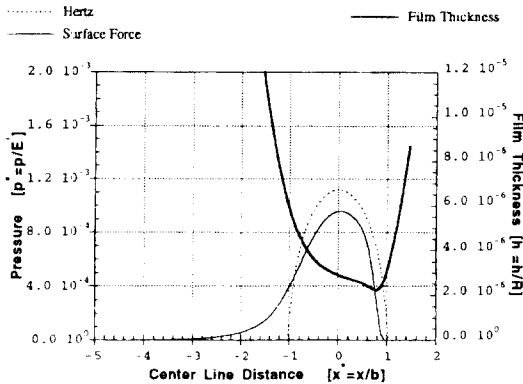


Fig. 14. Pressure distribution and film shape for surface force model ($W^*=0.2949 \times 10^{-7}$, $U^*=0.1871 \times 10^{-11}$).

체의 물질 특성 (δ, α, a, A, C 등)이 압력에 따른 점도 증가와 다르게 영향을 준다는 것을 알 수 있다. 표면력 모델은 다공질 층 모델과 유사한 모습을 보여주는데 이는 반 더 발스 힘과 용해력이 본 연구에서와 같은 미끄럼 조건에서는 상대적으로 동수압에 의한 유막 압력, P_{vis} 보다 작음에 그 원인이 있다. 즉, 표면력에 의한 압력은 유막 두께가 1.0~1.5 nm인 출구쪽에서만 영향력이 있다. Fig. 15은 세 가지 해석에 대하여 동일한 외부 조건에 대한 유막의 변화를 비교한 것이다.

본 연구에서는 비교를 위하여 탄성유체윤활 해석 결과와 비슷한 유사성을 나타내어주기 위한 각 해석 모델에서의 물질 특성을 찾아내려고 하였다. 그리하여 세 가지 모델 해석에 있어서 동일한 하중과 미끄럼 속도에서 비슷한 계산 결과를 얻었고 최소 유막두께

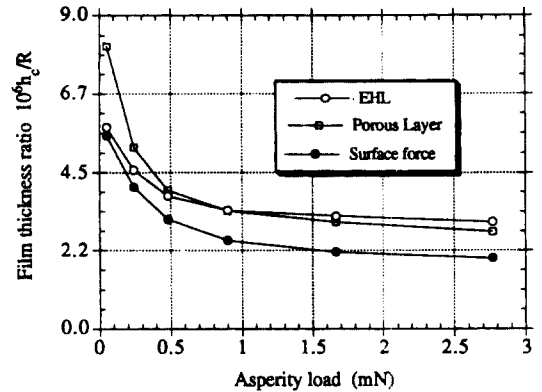


Fig. 15. Film thickness versus load behavior for the three models when $U^*=0.1871 \times 10^{-11}$.

의 범위는 동일한 하중과 미끄럼 속도 조건하에서 그 크기의 범위가 0.5 nm 안에 있게 되었다.

5. 결 론

본 연구에서 분자 크기의 유막을 가지는 압력이 집중된 표면 접촉에서의 윤활에 대하여 실험에 근거한 여러 가지 유변학적 해석 모델들(다공질 매개에 의한 해석, 표면력을 고려한 해석)이 점성이 압력에 따라 증가하는 일반적인 탄성유체윤활 이론과 비슷한 결과를 예측한다는 결론을 얻었다. 그러나 본 연구에서 소개된 새로운 두 가지 해석 모델의 기본 개념들은 근본적으로 일반적인 탄성유체윤활 이론과 다른데 이러한 결과의 유사성은 동수압적으로 형성된 유체 압력이 상대적으로 다른 힘들 즉, 표면력, 다공성등에 의한 힘들보다 크게 형성 되어 그들의 영향이 상대적으로 작게 나타나는데 그 원인이 있다. 이러한 계산 결과만을 가지고 분자크기 유막 상태에서 윤활 현상을 예측할 수 있는 가장 좋은 방법을 선택하기에는 다소 어려움이 있지만 Chan과 Horn의 실험 결과에서 보듯이 일반적인 탄성유체윤활 이론 보다는 나머지 두 가지 해석 이론들에서 초박형(thin film) 윤활 현상을 해석하는 방법을 발전시킬 필요성이 있다.

기호 설명

- a : 유체 분자 길이 [m]
- A : Hamaker's 상수($\sim 10^{-19}$ J) [N·m]
- b : 헤르츠 접촉 반경 [m]

C	: 용해력 상수 [N/m^2]
d_c	: 기하학적 표면 거리 [m]
E	: 탄성 계수 [N/m^2]
E'	: 등가 탄성 계수 [N/m^2]
F	: 외부 작용 하중 [N]
h	: 유막 두께 [m]
h_c	: 계산 영역의 원점에서의 유막 두께 [m]
N	: 표면 돌기 밀도 [m^{-2}]
n	: 접촉 표면 돌기 밀도 [m^{-2}]
P_{nom}	: 단위 면적 당 표면 돌기에 미치는 힘 [N/m^2]
p	: 유체 압력 [N/m^2]
R	: 구형의 표면 돌기 곡률 반지름 [m]
s	: 표면 돌기의 높이 [m]
x, y	: 계산 영역에서의 좌표 [m]
U	: 미끄럼 속도 [m/s]
α	: 점성-압력 관계 상수 [m^2/N]
δ	: 다공질 층의 두께 [m]
η	: 윤활유의 점성 [Pa-s]
θ	: Darcy 매개 층의 다공성 [m]
ρ	: 윤활유의 밀도 [Kg/m^3]
σ^*	: 표면 돌기 높이의 표준 편차 [m]
v	: 포아송 비
ω	: 탄성 변형량 [m]

위 첨자

* : 부차원 량

아래 첨자

0 : 대기압 상태하의 물리량
 1 : 물체 1
 2 : 물체 2

참 고 문 헌

- Bair, S. and W.O. Winer, "A Rheological Models for EHL Contacts Based on Primary Laboratory Data," *ASME Journal of Lubrication Technology*, No. 2, pp. 258-265, 1979.
- Brown, S. and C. Scholz, "Closure of Random Elastic Surfaces in Contact," *Journal of Geophysical Research*, Vol. 90, No. B7, pp. 5531-5545, 1985.
- Chan, D.Y.C. and R.G. Horn, "The Drainage of Thin Liquid Films between Solid Surfaces," *Journal of Chemical Physics*, Vol. 83, No. 10, pp. 5311-5324, 1985.
- Chang, L., C. Cusano and T.F. Conry, "Effects of Lubricant Rheology and Kinematics Conditions on Micro-Elastohydrodynamic Lubrication," *ASME Journal of Tribology*, Vol. 111, No. 2, pp. 344-351, 1989.
- Cheng, H.S., "Fundamentals of Elastohydrodynamic Contact Phenomena," *Fundamentals of Tribology, Proceedings of Int'l. Conf. On the Fundamentals of Tribology*, edited by N.P. Suh and N. Saka, Mass. Inst. of tech., Cambridge, Mass., June 1978, The MIT Press, 1978.
- Dowson, D. and G.R. Higginson, *Elastohydrodynamic Lubrication*, Pergamon Press, 1966.
- Greenwood, J.A. and J.B.P. Williamson, "Contact of Nominally Flat Surfaces," *Proceedings of the Royal Society. (London)*, 295A, pp. 300-318, 1966.
- Gohar, R., *Elastohydrodynamics*, Ellis Horwood Limited, London, 1988
- Hamrock, B. J. and D. Dowson, "Isothermal Elastohydrodynamic Lubrication of Point Contact," *Journal of Lubrication Technology*, Vol. 98, pp.223-229, 1976.
- Israelachvili, J., *Intermolecular and Surface Forces*, 2nd Edition, Academic Press, 1991.
- Jacobson, B.O. and B.J. Hamrock, "Non-Newtonian Fluid Model Incorporated into Elastohydrodynamic Lubrication of Rectangular contacts," *ASME Journal of Tribology*, Vol. 106, No.2, pp.275-282, 1985.
- Johnson, K.L., J.A., Greenwood and S.Y. Poon, "A Simple Theory of Asperity in Elastohydrodynamic Lubrication," *Wear*, Vol.19, pp91-108, 1972.
- Matsuoka, H. and T. Kato, "An Ultra Liquid Film Lubrication Theory-Calculation Method of Solvation Pressure and Its Application to EHL Problem," *ASME Journal of Tribology*, Vol. 119, pp217-226, 1997
- Roelands C.J.A., J.C. Vulgter and H.I. Waterman, "The Viscosity Temperature Pressure Relationship of Lubrication Oils and Its Correlation with Chemical Constitution," *ASME Journal of Basic Engineering*, pp. 601, 1963.
- Sanborn, D.M. and W.O. Winer, "Fluid Rheology Effects in Sliding Elastohydrodynamic Point Contacts with Transient Loading," *ASME Journal of Lubrication Technology*, Vol. 93, No.2, 1973.
- Tichy, J.A., "A Porous Media Model for Thin Film Lubrication," *ASME Journal of Lubrication Technology*, 1993a.

17. Tichy, J.A., "Modeling of Thin Film Lubrication," *STLE Tribology Transactions*, 1993b.
18. Timoshenko, S. and J.N. Goodier, *Theory of Elasticity*, 2nd ed. McGraw-Hill, 1951.
19. Whitehouse, D.J. and J.F. Archars, "The Properties of Random Surfaces of Significance in Their Contacts," *Proceedings of The Royal Society. (London)*, Vol. 316A, pp.97-121, 1976
20. Yasutomi, S., S. Bair and W.O. Winer, "An Application of a Free Volume Model to Lubricant Rheology I-Dependence of Viscosity on Temperature and Pressure," *ASME Journal of Tribology*, Vol. 106, pp. 291-301, 1984