

거친 면 접촉의 정적 마찰계수 해석

김 태 종[†]

부산대학교 기계공학부, 기계기술연구소

Analysis of the Static Friction Coefficient of Contacting Rough Surfaces in Miniature Systems

Tae-Jong Kim[†]

School of Mechanical Engineering, Pusan National University

Abstract – In applications such as MEMS and NEMS devices, the adhesion force and contact load may be of the same order of magnitude and the static friction coefficient can be very large. Such large coefficient may result in unacceptable and possibly catastrophic adhesion, stiction, friction and wear. To obtain the static friction coefficient of contacting real surfaces without the assumption of an empirical coefficient value, numerical simulations of the contact load, tangential force, and adhesion force are performed. The surfaces in dry contact are statistically modeled by a collection of spherical asperities with Gaussian height distribution. The asperity micro-contact model utilized in calculation (the ZMC model), considers the transition from elastic deformation to fully plastic flow of the contacting asperity. The force approach of the modified DMT model using the Lennard-Jones attractive potential is applied to characterize the intermolecular forces. The effect of the surface topography on the static friction coefficient is investigated for cases rough, intermediate, smooth, and very smooth, respectively. Results of the static friction coefficient versus the external force are presented for a wide range of plasticity index and surface energy, respectively. Compared with those obtained by the GW and CEB models, the ZMC model is more complete in calculating the static friction coefficient of rough surfaces.

Key words – contact mechanics, elastic-plastic contact, rough surfaces, static friction coefficient.

1. 서 론

건마찰 거친 접촉의 정적 마찰계수를 이론적으로 계산하는 해석모델이 Chang 등에 의해 개발되었다[1,2,3]. 이 모델은 건접촉 고체면 사이의 마찰에 포함된 3 가지 기본적 요소들을 처음으로 포함하였다. 그 요소들은 접촉하는 거친 면 사이의 실제 접촉면적에 관계되는 접촉하중, 접합에서 형성된 결합의 강도에 연관된 점착력 및 접촉돌기 사이의 접합을 판단하는데 필요한 마찰력이다. MEMS을 포함하여 소형장치에 적용되는 저하중 매끈한 접촉면의 경우, 점착력과 접촉하중은 일반적으로 거의 같은 크기이므로 매우 높은, 거의 무한대의 정적 마찰계수가 얻어지므로 이 해석은 중요시 된다.

Greenwood & Williamson의 탄성 접촉모델(GW모델) [4,5]은 접촉현상의 예측에 실험적 결과가 놀라울 정도로 양호하다는 것이 검증되었지만, 작용하중이 항복점 하중의 반 정도를 넘어서면 예측 결과는 실험적 결과와 과도하게 벗어난다. 이 모델은 대다수의 접촉돌기들이 탄성적으로 변형하는 낮은 소성지수를 갖는 거친 면 사이의 접촉문제에만 적용된다. 이에 따라, 완전 탄성에서 완전 소성까지 전체 변형영역에 적용되는 소성변형 돌기의 체적보전에 기반한 탄소성 접촉모델(CEB모델)이 개발되었다[1]. 이 모델은 초기 항복의 임계점에서 접촉하중의 불연속이 발생되며, 접촉돌기의 가능한 변형 형태가 완전 탄성 혹은 완전 소성의 단지 2가지 상태에만 허용된다[6]. 또, 탄성에서 소성 변형으로의 천이는 고려되지 않지만 탄소성 천이영역은 매우 길어서 중요하므로 모델링 되어야 한다. 결과적으로, 탄소

[†]주저자 · 책임저자 : tjong@pusan.ac.kr

성접촉의 CEB 모델은 동일 소성지수 및 접촉하중에서 탄성접촉보다 평균간극은 크게, 실접촉면적은 작게 예측한다. 이 결과는 기존의 발표된 실험결과와 탄성접촉이 탄소성접촉보다 더 큰 강성을 나타내야 하는 물리적 현상과도 일치하지 않는다. 이와 같은 문제점을 고려하여, 탄성변형에서 완전 소성유동까지의 천이영역을 길게 모델링하는 탄소성 돌기 접촉모델(ZMC 모델)이 개발되었다[6].

접촉하는 금속의 거친 면 사이의 마찰계수 해석에는 탄소성 접촉모델과 함께 분자간 상호 작용력에 관한 점착모델이 적용되어야 한다. 금속과 같이 높은 표면 에너지를 갖는 경성재료에 더 적합한 DMT(Derjaguin-Muller-Toprov)모델은 Hertz 이론에 의해 예측되는 구의 형상이 표면력에 의해 변형되지 않는 것으로 가정한다. 탄성방정식과 분자간 인력에 대한 “Lennard-Jones Potential”을 가정하여 JKR(Johnson-Kendall-Roberts) 모델과 DMT 모델을 2 가지 한계조건으로 하는 수정된 DMT 모델이 Muller 등에 의해 개발되었다[7,8,9,10]. 본 논문에서는 수정된 DMT 점착모델을 이용하여, 경계층이 없는 접촉면의 영향을 고려하는 건마찰의 거친 면에 대한 점착모델[2]을 적용하였다. 또, 접촉하중의 해석은 GW, CEB 및 ZMC 접촉모델을 이용하여 건마찰 접촉의 정적 마찰계수를 계산하였다. 매우 매끈한 면(소성지수 $\psi = 0.02$), 매끈한 면($\psi = 0.5$), 중간정도 거친 면($\psi = 1.0$) 및 거친 면($\psi = 2.5$)의 조건을 포함하는 접촉면 영역에서 평균간격과 마찰계수를 해석하여 각 모델의 특성을 비교하였다.

2. 이론적 해석

거친 면의 접촉은 강체의 매끈한 평판과 접촉하는 등가적 단일 거친 면의 모델로 표시되며, 거친 면은 돌기높이의 평균과 표면높이 평균의 2개의 기준평면으로 정의된다. 돌기높이 평균의 기준평면으로부터 돌기 높이 및 강체의 평탄면 사이의 평균간격을 z 와 d 로 각각 표시하면, 접촉의 간섭 ω 는 다음과 같다.

$$\omega = z - d \tag{1}$$

간섭 ω 는 돌기 변형의 정도를 결정하는 중요한 인자이며, 돌기의 접촉압력 및 접촉면적은 이 간섭에 의해 결정된다. 공칭 접촉면적 A_n 에 대해 N 돌기가 있다면, 접촉되는 돌기의 예상되는 숫자 n 는 다음과 같다.

$$n = N \cdot \int_d^\infty \phi(z) dz = \eta A_n \int_d^\infty \phi(z) dz \tag{2}$$

여기서, η 는 돌기의 면적밀도, $\phi(z)$ 는 돌기높이 분포의 확률밀도이다. 개별적 돌기에 의한 접촉하중 P , 점착력 F_s , 및 마찰력 Q 을 적분하여 표시하면 접촉면에 작용하는 전체 힘들은 다음과 같이 각각 표시된다.

$$P(d) = \eta \cdot A_n \int_d^\infty \bar{P}(\omega) \phi(z) dz \tag{3}$$

$$F_s(d) = \eta \cdot A_n \int_d^\infty \bar{F}_s(\omega) \phi(z) dz \tag{4}$$

$$Q(d) = \eta \cdot A_n \int_d^\infty \bar{Q}(\omega) \phi(z) dz \tag{5}$$

거친 면 접촉의 정적 마찰계수는 다음과 같다

$$\mu = \frac{Q(d)}{F(d)} = \frac{Q(d)}{P(d) - F_s(d)} \tag{6}$$

여기서 Q 는 접촉면 사이의 접합의 전단에 필요한 마찰력, F 는 외부 수직하중, P 는 실접촉면적에서의 접촉하중, F_s 는 접촉면 사이에 작용하는 내부 분자힘의 합에 의한 점착력이다.

2.1. 접촉하중

탄성변형에서 완전 소성유동의 천이영역을 고려하는 ZMC탄소성 접촉모델은 다음과 같다. 즉, $\omega < \omega_1$ 일 때 돌기의 탄성적 실접촉면적 A_{en} 및 접촉하중 P_{en} , $\omega_1 < \omega < \omega_2$ 에서 탄소성적 실접촉면적 A_{ep} 및 접촉하중 P_{ep} , $\omega > \omega_2$ 에서 완전 소성의 실접촉면적 A_{pn} 및 접촉하중 P_{pn} 가 각각 고려된다. 접촉의 전체 실접촉면적 A 및 접촉하중 P 는 미세접촉에서의 각 개별적 돌기 분포의 합이다. ω_1 은 초기 항복점에서의 임계간섭, ω_2 는 완전 소성변형이 시작되는 접촉간섭을 나타내고 각각 다음과 같다[6].

$$\omega_1 = \left(\frac{\pi KH}{2E} \right)^2 R \tag{7}$$

$$\omega_2 \geq 54 \omega_1 \tag{8}$$

여기서, K 는 포아슨비 ν 에 관련된 경도계수로서 근사적으로 $K = 0.454 + 0.41\nu$ 이고, H 는 보다 연한 재질의 경도, E 는 Hertz 탄성계수로서 $1/E = (1-\nu_1^2)/E_1 + (1-\nu_2^2)/E_2$, R 은 구형 돌기의 곡률 반지름, ν_1, ν_2 는 포아슨비이다. 표면의 임의의 평균간격에 대해 접촉의 전체 실면적과 접촉하중을 A_n 과 $A_n E$ 로 나누어서 각각 정규화하고 또, 모든 길이변수들을 표면높이의 표준편차

σ 로 정규화하면 다음의 무차원 방정식이 유도된다[6].

$$\begin{aligned}
 A^* &= \frac{A_{el} + A_{ep} + A_{pl}}{A_n} = \pi\beta \int_{h^*-y_s^*}^{h^*-y_s^*+\omega_1^*} \omega^* \phi^*(z^*) dz^* + \\
 &\pi\beta \int_{h^*-y_s^*+\omega_1^*}^{h^*-y_s^*+\omega_2^*} \left[1 - 2\left(\frac{\omega^* - \omega_1^*}{\omega_2^* - \omega_1^*}\right)^3 + 3\left(\frac{\omega^* - \omega_1^*}{\omega_2^* - \omega_1^*}\right)^2 \right] \omega^* \phi^*(z^*) dz^* + \\
 &2\pi\beta \int_{h^*-y_s^*+\omega_2^*}^{\infty} \omega^* \phi^*(z^*) dz^* \quad (9) \\
 P^* &= \frac{P_{el} + P_{ep} + P_{pl}}{A_n E} = \frac{4}{3}\beta \left(\frac{\sigma}{R}\right)^{1/2} \int_{h^*-y_s^*}^{h^*-y_s^*+\omega_1^*} (\omega^*)^{3/2} \phi^*(z^*) dz^* + \\
 &\frac{\pi H \beta}{E} \int_{h^*-y_s^*+\omega_1^*}^{h^*-y_s^*+\omega_2^*} \left[1 - \left(1 - \frac{2}{3}K\right) \frac{\ln \omega_2^* - \ln \omega^*}{\ln \omega_2^* - \ln \omega_1^*} \right] \times \left[1 - 2\left(\frac{\omega^* - \omega_1^*}{\omega_2^* - \omega_1^*}\right)^3 \right. \\
 &\left. + 3\left(\frac{\omega^* - \omega_1^*}{\omega_2^* - \omega_1^*}\right)^2 \right] \omega^* \phi^*(z^*) dz^* + \frac{2\pi H \beta}{E} \int_{h^*-y_s^*+\omega_2^*}^{\infty} \omega^* \phi^*(z^*) dz^* \quad (10)
 \end{aligned}$$

여기서, $\beta = \eta\sigma R$, $\omega^* = z^* - h^* + y_s^*$, $\omega^* = \omega/\sigma$, $z^* = z/\sigma$, $h^* = h/\sigma$, $y_s^* = y_s/\sigma$ 이고, h 는 표면높이 평균의 기준평면과 강체 평판 사이의 간격이고 y_s 는 2개의 기준평면 사이의 거리이므로 $h = d + y_s$ 이다. 또, $\phi^*(z^*)$ 는 돌기높이를 정규(Gaussian)분포로 가정하여 무차원 함수로 나타내며 다음과 같다.

$$\phi^*(z^*) = (2\pi)^{-1/2} \left(\frac{\sigma}{\sigma_s}\right) \exp\left[-0.5\left(\frac{\sigma}{\sigma_s}\right)^2 z^{*2}\right] \quad (11)$$

여기서, σ_s 는 돌기높이의 표준편차를 나타낸다.

2-2. 점착력

깨끗한 2 면이 접촉하면 분자들이 상호 작용하여 소성변형을 유발시키는 강한 점착력이 발생된다. 정적 접촉이므로 접촉시간은 점착력이 그 최대값에 도달되도록 충분히 길다고 가정한다. 반경 R 의 단일 구와 평판 사이의 점착에 관한 해는 Muller 등에 의해 주어지며[8], 접촉면적에서는 점착에 대한 기여가 없고, 점착력은 접촉영역 바깥의 모든 분자간 내부작용의 합과 같다. 거친 면에 대한 무차원의 전체 점착력은 식 (12)와 같고, 앞의 항은 접촉하는 돌기의 부분이고 뒤의 항은 비접촉하는 돌기에 의한 부분이다.

$$\begin{aligned}
 F_s^*(h^*) &= \frac{8\pi\eta R \Delta\gamma \epsilon^{*2}}{3E} \left\{ \int_{-\infty}^{h^*-y_s^*} \left[\frac{1}{(\epsilon^* - \omega^*)^2} - \frac{\epsilon^{*6}}{(\epsilon^* - \omega^*)^8} \right] \right. \\
 &\phi^*(z^*) dz^* + 2 \int_{h^*-y_s^*}^{\infty} \left(\frac{1}{Z^{*3}} - \frac{\epsilon^{*6}}{Z^{*9}} \right) \phi^*(z^*) s^* ds^* dz^* \left. \right\} \quad (12)
 \end{aligned}$$

여기서, 무차원 변수 $\epsilon^* = \epsilon/\sigma$, $Z^* = Z/\sigma$, $s^* = s/(R\sigma)^{1/2}$,

$s = (r^2 - a^2)^{1/2}$, $F_s^* = F_s/A_n E$ 이고, $\Delta\gamma$ 는 접촉면의 표면에너지, Z 는 접촉면적 바깥의 2 고체면 사이의 간격으로 r 과 ω 의 함수이다. 또, $a = (\sqrt{\omega R})$ 는 변형된 돌기의 접촉면적의 반경, r 은 접촉면적의 중심으로부터 측정된 반경방향 거리, ϵ 은 내부 분자간 거리(약 0.3~0.5 nm)이다. 구와 평판 사이의 탄성접촉의 경우, 접촉면적 바깥의 형상은 Hertz 해로부터 구해지며, 다음과 같이 무차원 형태로 표시된다[8].

$$Z^*(s^*, \omega^*) = \frac{1}{\pi} \left[s^* \omega^{*1/2} + (s^{*2} - \omega^*) \tan^{-1} \frac{s^*}{\omega^{*1/2}} \right] + \epsilon^* \quad (13)$$

여기서, ϵ^* 항은 분자 크기에 접촉개념을 수정하기 위해 더해진다. 소성변형된 돌기형상에 관한 엄밀해는 개발되어 있지 않으므로 근사해를 이용하며, 탄성 및 소성 접촉 공히 대응하는 간섭에 대한 Hertz 형상을 가정하는, 소성변형된 돌기의 접촉면적을 계산하는 모델이 제시되어 있다[2].

2-3. 마찰력

접촉면의 상대적 미끄럼이 시작되는 순간에 모든 접촉돌기들은 파단되어야 하며, 이 한계 조건에 대응하는 접선력을 정적 마찰력이라 한다. 즉, 정적 마찰력은 예하중을 받는 개별적 돌기들의 소성유동을 일으키는 모든 접선력의 합으로 정의된다. 수직 접촉하중에 대한 마찰력의 비(Q/P)가 0.3보다 작으면 파손은 표면 아래에서 처음 발생하고, 이 값을 초과하면 파손점은 표면으로 이동하여 파손은 접촉경계의 뒷면 가장자리(back edge)에서 발생한다. 접촉면에 위치하는 x' 및 y' 축과 접촉영역의 중심에 수직의 z' 축을 갖는 직각좌표계를 정의하면, 소성변형의 시작에 관한 무차원 위치 $\zeta = \frac{z'}{a}$ 는 다음 식에서 계산된다[3].

$$(1 + \nu) \left[\tan^{-1}(1/\zeta) - \frac{\zeta}{1 + \zeta^2} \right] - \frac{3\zeta}{(1 + \zeta^2)^2} = 0 \quad (14)$$

표면 아래 항복을 발생시키는 개별적 돌기의 접선력 \bar{Q}_1 은 다음과 같이 얻어진다.

$$\bar{Q}_1 = \frac{0.2045}{K|c_1|} \left(\frac{\omega_1}{\omega} - 1\right)^{1/2} \bar{P} \quad (15)$$

여기서, $c_1 = -1 + \frac{3}{2}\zeta \tan^{-1}(1/\zeta) - \frac{\zeta^2}{2(1 + \zeta^2)}$, \bar{P} 는 개별적 돌기의 접촉하중, ω_1 은 소성변형의 시작에 대응하는 임계간섭으로 식 (7)과 같다. 표면에서 항복을 받

생시키는 개별적 돌기의 접선력 \bar{Q}_2 는 다음과 같다.

$$\bar{Q}_2 = \frac{-c_4 + (c_4^2 - 4c_3c_5)^{1/2}}{2c_3} P \quad (16)$$

여기서, $c_3 = \frac{9\pi^2}{16} \left(2 - \frac{\nu}{2} + \frac{7}{8}\nu^2 \right)$, $c_4 = \frac{9\pi}{4} (1-2\nu) \left(1 - \frac{\nu}{2} \right)$,

$c_5 = \frac{3}{2} (1-2\nu)^2 - \frac{0.56\omega_1}{K^2 \omega}$ 이고, 돌기의 수직 접촉하중

\bar{P} 가 작용할 때 접선력 \bar{Q}_2 는 항복을 발생시킨다. 표면과 표면 아래에서의 파단의 천이점은 \bar{Q}_1 과 \bar{Q}_2 를 같게 하여 계산할 수 있으며, 천이 간섭의 비 ω_r/ω_1 는 다음과 같이 근사적으로 나타낼 수 있다.

$$\frac{\omega_r}{\omega_1} = 0.986 - 0.111\nu \quad (17)$$

간섭 $\omega < \omega_r$ 을 갖는 돌기들은 미끄럼이 발생될 때 접촉면에서 파손되며, 간섭 $\omega > \omega_r$ 을 갖는 돌기들은 접촉면 아래에서 파손된다. 단일 돌기에 대해 허용 가능한 접선력 \bar{Q} 는 간섭 ω 임계간섭 ω_1 , 개별적 돌기의 수직 접촉하중 \bar{P} 에 대한 그 의존성에 따라 좌우된다. 식 (15)와 (16)은 일반적 형태로 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\bar{Q} = f\left(\frac{\omega}{\omega_1}, \nu\right) \bar{P} \quad (18)$$

여기서, 무차원 함수 f 는 파단 위치에 따라 \bar{Q}_1/\bar{P} 혹은 \bar{Q}_2/\bar{P} 가 되며, \bar{P} 는 Hertz 해에 의해 다음과 같이 주어진다.

$$\bar{P}(\omega) = \frac{4}{3} ER^{1/2} \omega^{3/2} \quad (19)$$

식 (19)을 (18)에 대입하고, 단지 탄성적으로 변형된 돌기들만이 접선력에 기여하는 것으로 가정하고 길이 단위들을 σ 로 정규화하면, 식 (5)는 다음과 같이 무차원 방정식으로 표시할 수 있다.

$$Q^*(h^*) = \frac{4}{3} \beta \left(\frac{\sigma}{R} \right)^{1/2} \int_{h^*-y_i^*}^{h^*-x_i^*+\omega_i^*} \omega_i^{3/2} f\left(\frac{\omega_i^*}{\omega_1^*}, \nu\right) \phi^*(z^*) dz^* \quad (20)$$

3. 해석 결과 및 토의

접촉면의 마찰해석에 있어서, 표면 거칠기는 β 및 σR 의 2 인자 또는 이 인자들과 재질 상수에 관계되는 소성지수에 의해 표시된다. 접촉의 소성변형 강도를 나타내는 소성지수 ψ 는 다음과 같다.

$$\psi = \frac{2E}{\pi KH} \left(\frac{\sigma}{R} \right)^{1/2} \left(1 - \frac{3.717 \times 10^{-4}}{\beta^2} \right)^{1/4} \quad (21)$$

매끈한 면과 경성 재료는 낮은 ψ 의 값을 가지므로 접촉은 거의 탄성적이며, 거친 면과 연성재료는 높은 ψ 값을 가지므로 거의 소성적으로 변형된다. 접촉은 공칭 접촉면적 $A_n = 1 \text{ cm}^2$, 탄성계수 $E_1 = E_2 = 2.07 \times 10^{11} \text{ Pa}$, 브리넬(Brinell) 경도 $H = 1.96 \times 10^9 \text{ Pa}$, 포아슨비 $\nu_1 = \nu_2 = 0.29$, 내부 분자간 거리 $\epsilon = 0.4 \text{ nm}$, $K = 0.6$ 으로 가정되는 금속의 경우를 예제로 활용한다. 소성지수 $\psi = 0.25$ 에서 $\psi = 2.5$ 의 영역에 대해 접촉의 마찰계수에 관한 표면거칠기의 영향을 해석하였다. 또, 점착 표면에너지 $\Delta\gamma$ 의 3가지 조건(5, 2.5, 0.5 J/m²)에 대해 이 값의 마찰계수에 대한 영향을 조사하였으며, 이 조건은 점착인자의 넓은 영역을 보장한다. Greenwood & Williamson [4]의 발견에 따라 선정된 $\beta = 0.04$ 의 조건에 대해, 사용된 ψ 값의 영역에 대응하는 무차원 인자들을 Table 1에 정리하였다. 점착력 F_s 는 Chang 등에 의해 제시된 방법[2]으로, 접선의 전단력 Q 는 돌기높이의 무차원 정규분포함수 $\phi^*(z^*)$ 에 대해 식 (20)에서, 접촉하중 P 는 GW, CEB 및 ZMC 모델에 대해 각각 계산하고 정적 마찰계수는 식 (6)에서 구하였다.

소성지수 $\psi = 0.5, 1.0, 2.5$ 의 경우, 무차원 접촉하중 P^* 의 함수로서 접촉면 사이의 무차원 평균간격 h^* 을 GW, CEB 및 ZMC 모델로 예측한 결과를 Figs. 1, 2, 3에 나타내었다. 매끈한 면을 나타내는 $\psi = 0.5$ 의 낮은 소성지수의 조건에서, 3 모델에 의해 예측된 표면 간격은 계산된 무차원 하중의 전체 영역에서 Fig. 1과 같이 거의 동일하게 나타난다. 이 결과는 돌기접촉이 거의 탄성적 혹은 탄소성 영역의 초기단계에 있다는 것을 의미한다. 중간정도 거칠기를 나타내는 소성지수 $\psi = 1.0$ 의 경우, CEB 탄소성 모델에 의해 예측된 간격은 고하중에서 다른 2 모델에 의해 계산된

Table 1. Surface parameters for $\beta = 0.04$

ψ	σR	ϵ/σ
0.25	2.49×10^{-4}	4.0×10^{-2}
0.5	9.77×10^{-4}	1.39×10^{-2}
0.6	1.41×10^{-3}	9.67×10^{-3}
0.7	1.92×10^{-3}	7.1×10^{-3}
0.8	2.5×10^{-3}	5.44×10^{-3}
0.9	3.17×10^{-3}	4.29×10^{-3}
1.0	3.91×10^{-3}	3.48×10^{-3}
2.5	2.44×10^{-2}	1.4×10^{-3}

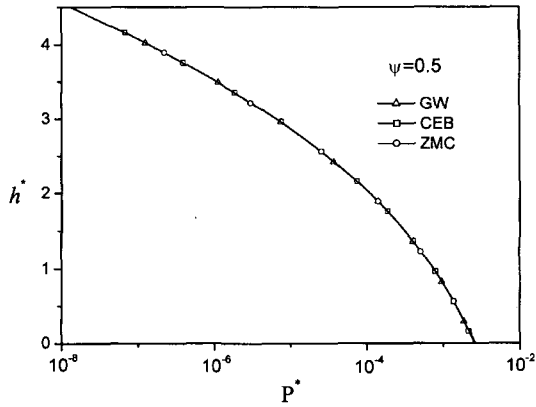


Fig. 1. Mean separation of smooth surface versus contact load.

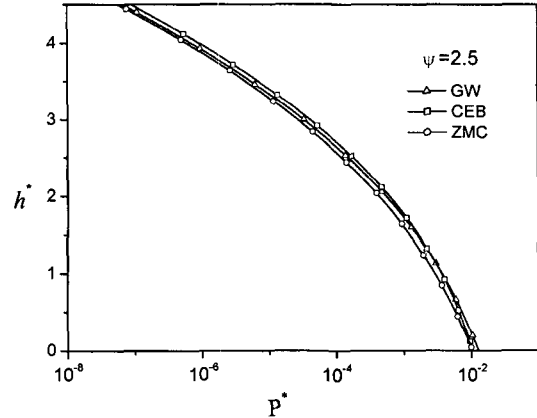


Fig. 3. Mean separation of rough surface versus contact load.

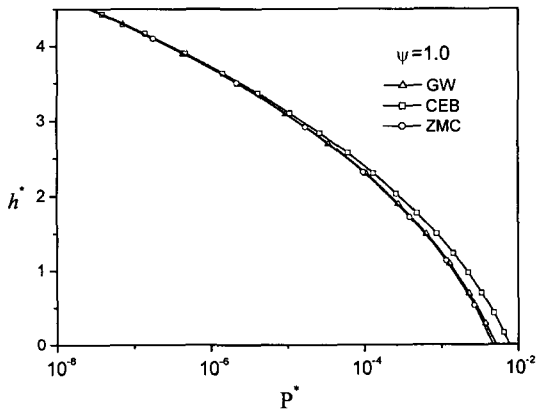


Fig. 2. Mean separation of intermediate surface versus contact load.

값에서 상당히 벗어나, 높은 평균간격이 Fig. 2와 같이 나타난다. 이 높은 간격은 CEB 모델의 주된 특성인 소성변형으로서는 물리적으로 타당하지 않으며, 접촉돌기의 소성모델에 의해서는 더 낮은 간격이 나타나야 한다. 하지만, $P^* = 10^{-4}$ 이상의 고하중 접촉하중조건에서 ZMC 모델은 GW 탄성모델보다 평균간격을 작게 예측하므로 물리적으로 타당하게 된다. 돌기접촉의 밀도 증가에 의해 소성변형이 강화되는 높은 소성지수 $\psi = 2.5$ 의 경우, $P^* = 10^{-2}$ 부근의 고하중 조건에서 CEB 모델은 GW 모델보다 더 작은 평균 간격을 Fig. 3과 같이 예측한다. 이 결과는 변형의 주 형태를 소성변형으로 고려하는 모델과는 정성적으로 일치하며, 타당한 결과로 설명되고 있다[6]. 하지만, 이 구간 외에는 CEB 모델의 평균 간격은 GW 및 ZMC 모델보다 항상 크게 예측되므로 물리적으로 부적절하게 된다. CEB 모델에 의해 예측되는 부적절한 평균면 간격

의 값은 돌기의 탄성변형에서 완전 소성유동으로의 급격한 변동에 의해 발생된다. 이와 같은 불연속적 급격한 증가에 의해, Figs. 2, 3과 같은 중간 수준 이상의 소성지수의 경우 CEB 모델의 평균간격은 GW 및 ZMC 모델에 의한 값보다 크게 된다. 이상의 결과에서, 동일 접촉하중 조건에서 탄소성의 과도영역을 포함하는 ZMC 모델의 평균간격이 다른 2 모델보다 항상 작게 예측되며, CEB 모델의 평균간격은 대체적으로 가장 크게 계산된다. 또, 동일한 평균간격의 조건에서 ZMC 모델의 접촉하중이 항상 가장 작게, CEB 모델은 대체적으로 가장 크게 예측된다. 일반적으로, 소성 모델은 탄성모델보다 동일한 조건에서 평균간격 및 접촉하중이 작게 예측되어야 하므로 ZMC탄소성모델이 CEB모델보다 물리적으로 타당하게 된다.

접촉의 표면에너지 $\Delta\gamma = 5 \text{ J/m}^2$, 소성지수 $\psi = 0.25, 0.5, 0.6, 0.7, 0.8, 0.9, 1.0, 2.5$ 의 조건에서, 무차원 평균간격 h^* 에 대한 무차원 점착력 F^* 을 Fig. 4에 나타내었다. 거친면의 접촉에서 점착력의 중요성은 접촉하중에 대한 점착력의 비 F/P 에 근거하여 조사할 수 있으므로, 표면에너지 5 J/m^2 , 소성지수 $0.5 \sim 2.5$ 의 영역에서 무차원 외력 F^* 에 대한 F/P 의 값을 Fig. 5에 나타내었다. 외력이 동일하게 작용하는 조건에서, 소성지수가 증가함에 따라 점착력은 감소한다. 표면에너지 $\Delta\gamma = 5 \text{ J/m}^2$ 를 갖는 깨끗한 면의 경우, Fig. 5에 나타난 바와 같이 힘의 비율 F/P 는 비교적 높은 외력에서도 상당한 크기를 갖는다. 즉, 무차원 외력 $F^* = 10^{-3}$ 의 조건에서 $\psi < 1$ 일 때 ZMC 모델의 경우 F/P 는 0.19 보다 크고, $\psi < 2.5$ 의 경우 0.073의 수준이므로 점착은 무시될 수 없다. 일반적으로, 경성의 철(hard

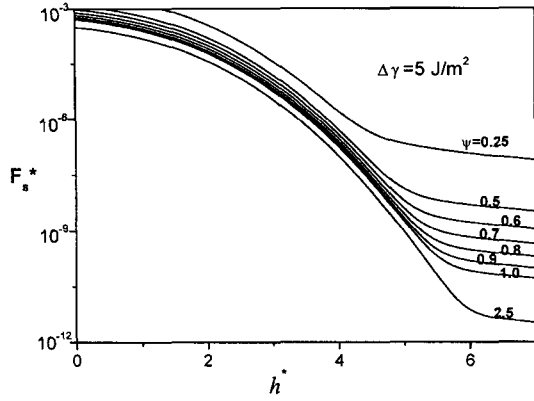


Fig. 4. Adhesion force versus mean separation.

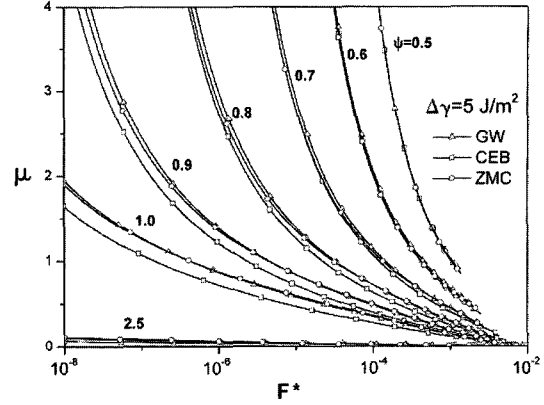


Fig. 6. Static friction coefficient versus external force.

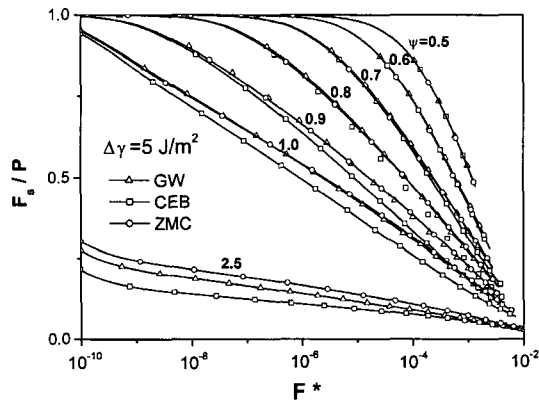


Fig. 5. Force ratio versus external force.

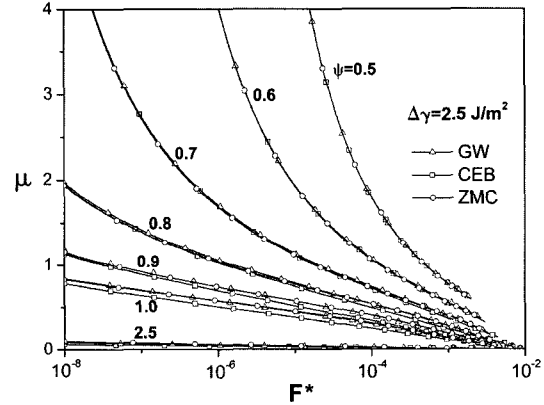


Fig. 7. Static friction coefficient versus external force.

steel)의 경우 소성 지수가 2.5보다 크거나 혹은 표면에너지 $\Delta\gamma$ 가 0.5 J/m^2 보다 작고 무차원 외력은 10^{-3} 보다 클 때에만 접착력은 무시할 수 있는 것으로 알려져 있다[6].

소성지수 $\psi = 0.25 \sim 2.5$ 의 영역과 표면에너지 $\Delta\gamma = 0.5, 2.5, 5.0 \text{ J/m}^2$ 조건에서 외력에 대한 정적 마찰계수를 Figs. 6, 7, 8에 나타내었다. 이 결과에서, CEB 모델은 완전 탄성 및 소성의 2 가지 상태만 고려하는 소성모델이므로 GW 탄성모델 및 ZMC 탄소성모델보다 접촉하중이 크게 계산되어 소성지수의 모든 조건에서 가장 작은 마찰계수의 값을 예측한다. 소성지수가 작은 $\psi = 0.5, 0.6$ 의 경우, 3 모델에 의한 마찰계수의 값은 Fig. 6에서 거의 동일하게 예측된다. 소성지수의 값이 더 증가되면, CEB 모델의 마찰계수 값이 가장 작게, GW 모델의 값이 가장 크게 해석된다. 즉, GW 모델은 탄성변형만 고려하여 접촉하중이 가장 작게 계산되므로 마찰계수는 3 모델 중 가장 크게 계산된다.

ZMC 모델은 돌기의 탄성에서 완전 소성유동의 천이 영역을 가정하므로, 가장 큰 마찰계수를 계산하는 GW 모델과 가장 작은 계수를 예측하는 CEB 모델 사이에서 소성지수의 값에 따라 변동되는 것을 볼 수 있다. 표면에너지 $\Delta\gamma = 0.5, 2.5 \text{ J/m}^2$ 조건의 Figs. 7, 8에서도, 이와 같은 결과는 일관되게 유지되지만 중간정도 거칠기 $\psi = 0.9, 1.0$ 의 값에서 돌기모델에 따라 마찰계수의 값에 차이가 발생된다.

일정한 외력이 작용하는 조건에서, 소성지수가 감소함에 따라 정적 마찰계수는 증가한다. 낮은 소성지수는 돌기높이의 표준편차가 작고 돌기반경은 큰, 매끈한 면을 나타내므로 대부분의 돌기들은 탄성접촉을 하고, 큰 돌기반경에 의해 점착력도 크므로 정적 마찰계수는 증가한다. 높은 소성지수는 돌기높이의 표준편차가 크고 돌기반경이 작은 것을 나타내므로 대부분의 돌기들은 소성적으로 변형되고, 작은 돌기 반지름은 점착력을 감소시키므로 정적 마찰계수도 감소된다.

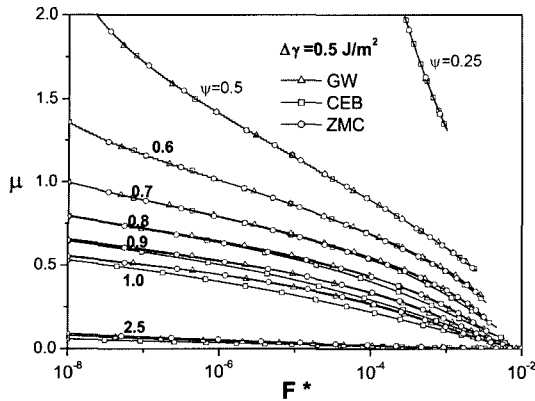


Fig. 8. Static friction coefficient versus external force.

외력의 작용으로 접촉면 사이의 평균간격이 감소함에 따라, 탄성적 변형돌기에 대한 소성적 변형돌기의 비는 증가하므로 정적 마찰계수는 외력이 증가함에 따라 감소한다. 즉, 고하중 조건에서, 대부분의 돌기들은 소성변형을 하게 되고 접촉하중과 비교하여 허용 가능한 접선력은 작으므로 정적 마찰계수는 작아진다. 높은 수직하중에서 외력이 증가함에 따라 정적 마찰계수가 감소하는 것은 실험적으로도 다양하게 검증되어 있다. Figs. 6, 7, 8에서 거친 면의 경우 정적 마찰계수는 작고 임의의 표면거칠기에서 접촉하중이 증가함에 따라 정적 마찰계수는 감소한다. 또, 표면 거칠기가 증가함에 따라 정적마찰계수는 표면 거칠기의 변화에 덜 민감해지고, 높은 표면 거칠기에서 정적 마찰계수에 대한 외력의 영향이 감소하는 것을 Figs. 6, 7, 8에서 관찰할 수 있다. 임의의 외력조건에서 정적 마찰계수 μ 는 소성지수가 $\psi=0.25$ 에서 $\psi=2.5$ 로 증가함에 따라 급격하게 감소한다. 낮은 소성지수에서는 마찰계수 μ 에 대한 외력의 영향이 강하지만 반면에 $\psi=2.5$ 에서 정적 마찰계수는 외력에 거의 영향을 받지 않는다. 표면에너지의 상승은 점착력의 증가를 발생시키므로 정적 마찰계수도 증가한다.

4. 결 론

미세장치에서 발생하는 경하중 거친 면 사이의 접촉하중, 점착력 및 마찰력을 고려하여 건마찰 접촉의 정적 마찰계수를 이론적으로 계산하였다. 접촉하중의 해석에 있어서, GW 탄성모델, CEB 소성모델 및 ZMC 탄소성모델을 이용하였으며, 그 특성을 비교하여 다음의 결론을 구하였다.

ZMC 탄소성모델이 다른 2 모델보다 평균간격 및 접촉하중을 작게 예측하므로 물리적 현상과 일치하는 적합한 모델로 간주된다. 마찰계수의 계산에 있어서도, ZMC 탄소성모델의 정적 마찰계수의 값은 CEB 소성모델을 하한 기준으로 GW 탄성모델을 상한으로 하여 변동되므로 타당한 해석모델로 고려할 수 있다. 주어진 외력조건에서, 소성지수가 감소하면 정적 마찰계수는 증가하고, 증가하면 마찰계수는 감소한다. 임의의 소성지수에서, 접촉하중이 작아지면 정적 마찰계수는 증가하고, 커지면 마찰계수는 작아진다. 점착 표면에너지의 상승은 정적 마찰계수를 증가시키고, 에너지의 감소는 마찰계수를 감소시킨다.

참고 문헌

1. Chang, W. R., Etsion, I., and Bogoy, D. B., "An Elastic-Plastic Model for the Contact of rough Surfaces," ASME Journal of Tribology, Vol. 109, pp. 257-263, 1987.
2. Chang, W. R., Etsion, I., and Bogoy, D. B., "Adhesion Model for Metallic Rough Surfaces," ASME Journal of Tribology, Vol. 110, pp. 50-56, 1988.
3. Chang, W. R., Etsion, I., and Bogoy, D. B., "Static Friction Coefficient Model for Metallic Rough Surfaces," ASME Journal of Tribology, Vol. 110, pp. 57-63, 1988.
4. Greenwood, J. A., and Williamson, J.B.P., "Contact of Nominally Flat Surfaces," Proc. Roy. Soc. London, Series A, Vol. 295, pp. 300-319, 1966.
5. McCool, J. I., "Comparison of Models for the Contact of Rough Surfaces," Wear, Vol. 107, pp. 37-60, 1986.
6. Zhao, Y., Maietta, D. M., and Chang, L., "An Asperity Microcontact Model Incorporating the Transition From Elastic Deformation to Fully Plastic Flow," ASME Journal of Tribology, Vol. 122, pp. 86-93, 2000.
7. Muller, V. M., Yushchenko, V. S., and Derjaguin, B. V., "On The Influence of Molecular Forces on the Deformation of an Elastic Sphere and Its Sticking to a Rigid Plane," Journal of Colloid and Interface Science, Vol. 77, pp. 91-101, 1980.
8. Muller, V. M., Derjaguin, B. V., and Toporov, Y. P., "On Two Methods of Calculating of the Force of Sticking of an Elastic Sphere to a Rigid Plane," Colloids and Surfaces, Vol. 7, pp. 251-259, 1983.
9. Pashley, M. D., Pethica, J. B., and Tabor, D., "Adhesion and Micromechanical Properties of Metal Surfaces," Wear, Vol. 100, pp. 7-31, 1984.
10. Pashley, M. D., "Further Consideration of the DMT Model for Elastic Contact," Colloids and Surfaces, Vol. 12, pp. 69-77, 1984.