

〈 논문 〉

탄성기반에서 과도 열탄성 접촉에 대한 열 접촉 저항의 영향

장 용 훈[†] · 이 승 욱^{*}

(2006년 1월 26일 접수, 2006년 5월 2일 심사완료)

Effect of Thermal Contact Resistance on Transient Thermoelastic Contacts for an Elastic Foundation

Yong Hoon Jang and Seung Wook Lee

Key Words: Transient Thermoelastic Contact(과도열탄성접촉), Elastic Foundation(탄성지지기반), Thermal Contact Resistance(열접촉저항)

Abstract

The paper presents a numerical solution to the problem of a hot rigid indenter sliding over a thermoelastic Winkler foundation with a thermal contact resistance at constant speed. It is shown analytically that no steady-state solution can exist for sufficiently high temperature or sufficiently small normal load or speed, regardless of the thermal contact resistance. However the steady state solution may exist in the same situation if the thermal contact resistance is considered. This means that the effect of the large values of temperature difference and small value of force or velocity which occur at no steady state can be lessened due to the thermal contact resistance. When there is no steady state, the predicted transient behavior involves regions of transient stationary contact interspersed with regions of separation regardless of the thermal contact resistance. Initially, the system typically exhibits a small number of relatively large contact and separation regions, but after the initial transient, the trailing edge of the contact area is only established and the leading edge loses contact, reducing the total extent of contact considerably. As time progresses, larger and larger numbers of small contact areas are established, until eventually the accuracy of the algorithm is limited by the discretization used.

1. 서 론

두 개의 물체가 상대적인 미끄러짐 운동을 할 때, 접촉면에서 발생한 마찰열은 열탄성 변형을 일으키고 이로 인해 접촉압력 분포의 변화가 일어난다. Hills와 Barber⁽¹⁾는 열탄성 Green함수를 Bessel함수의 적분 방정식 문제로 간략화하여 Hertz 접촉의 미끄러짐 운동에 대한 이론해를 제시하였다. 이 결과의 두드러진 특색은 한쪽면 접촉 구속조건이 위배되지 않는 어떤 특정범위의

하중과 미끄러짐 속도 하에서 정상 상태가 아닌 해가 존재한다는 것이다. Yevtushenko와 Ukhanska⁽²⁾는 압력의 함수가 아닌 접촉면의 열 접촉 저항 문제에 대한 비슷한 결과를 증명하였다. Jang⁽³⁾은 접촉이 되는 반무한 물체를 탄성기초로 대체하여 이와 같은 문제에 대해서 전체 시간에 따른 수치해를 얻었다. 그는 이 경우에 과도 문제에 대해서 수치적 알고리즘을 개발하였고, 미끄러짐 운동이 진행됨에 따라 접촉 면적이 다수의 작은 영역으로 나타나는 것을 보여주었다. 더 놀라운 점은 이러한 과정이 끊임없이 나타나서 점점 더 많은 수의 작은 접촉면으로 발전한다는 것이다. 이러한 과도 문제에 대한 해의 존재성을 증명할 수 있으므로, 어느 특정한 매개변수의 화범위에서 접촉시스템이 주기적으로 또는 무작위적인 과도 변이

[†] 책임저자, 회원, 연세대학교 기계공학부

E-mail : jyh@yonsei.ac.kr

TEL : (02)2123-5812 FAX : (02)312-2159

^{*} 연세대학교 기계공학과 대학원

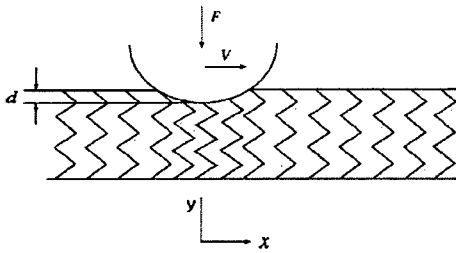


Fig. 1 Geometry configuration of transient thermal contact

를 겪는다고 결론을 내릴 수 있다. 이 문제에 대한 보다 깊은 이해는 많이 이루어지지 않고 있지만, 국내에서는 유사한 연구들^(4,5)이 진행이 되었다.

본 연구에서는 뜨겁고 강체인 완벽한 도체의 접촉물체가 선형 Winkler 탄성기반 위를 마찰 없이 미끄러지고 열 접촉 저항이 압력에 관한 함수가 아닌 경우 Jang⁽³⁾의 해석을 확대 적용함으로써 과도 열탄성 접촉 문제에 대한 열 접촉저항의 영향을 조사할 것이다.

2. 열탄성 접촉문제

Fig. 1과 같이, 온도가 T_0 인 접촉물체가 탄성기반을 힘 F 로 누르면서 일정한 속도 V 로 오른쪽 방향으로 이동한다. 기반의 기계적 거동은 국부적 접촉 압력 p 와 국부적 변형량 u 와 비례한다. 즉 $\dot{u}(x,t) = cp(x,t)$ 이고, 여기서 c 는 탄성 지지기반의 컴플라이언스이다. 또 측면 방향의 열전도를 무시할 수 있으므로, 탄성기반은 접촉면과 수직방향인 각각의 가느다란 선 모양으로 주변과 독립적으로 위치한다고 가정한다.

만약 물체가 표면과 시간 $t=t_0$ 일 때 접촉하고 열 저항이 $1/hA$ 이면, 여기서 A 는 접촉 면적이다. 온도 T 는 수직 좌표축 $y < 0$ 이고 시간 $t > t_0$ 일 때 다음과 같이 주어진다.⁽⁶⁾

$$T = T_0 \left[\operatorname{erfc} \left(\frac{y}{2\sqrt{\kappa(t-t_0)}} \right) - e^{-a} \times \operatorname{erfc} \left(\frac{y}{2\sqrt{\kappa(t-t_0)}} + \frac{h}{k} \sqrt{\kappa(t-t_0)} \right) \right] \quad (1)$$

단 a 는 다음과 같다.

$$a = \frac{h\sqrt{\kappa(t-t_0)}}{k \left[y/\sqrt{\kappa(t-t_0)} + h\sqrt{\kappa(t-t_0)}/k \right]}$$

여기서 κ 와 k 는 각각 열 확산도와 열 전도도이다. 이와 상응하는 표면의 열 변위는 다음과 같다.

$$\delta(x,t) = T_0 \left[\frac{2\alpha\sqrt{\kappa(t-t_0)}}{\sqrt{\pi}} + \frac{\alpha k}{h} e^{h^2\kappa(t-t_0)/k^2} \times \operatorname{erfc} \left(\sqrt{\frac{h^2\kappa(t-t_0)}{k^2}} - \frac{ak}{h} \right) \right] \quad (2)$$

여기서 α 는 열팽창계수이다. 만약 x 에서 접촉이 $t=t_1$ 일 때 끝난다면 열 변위는 $t > t_1$ 동안 $\delta(x,t_1)$ 의 값으로 일정하게 유지될 것이다. 이 결과를 이용하여 접촉간격함수를 다음과 같이 정의할 수 있다.

$$g(x,t) = g_0(x,t) - d(t) - \delta(x,t) + u(x,t) \quad (3)$$

여기서

$$g_0(x,t) = (x - Vt)^2 / 2R \quad (4)$$

은 접촉물체와 변형되지 않은 부분과의 간격이고 d 는 시간에 따라 변화하는 미지의 강체변위이다. 접촉영역과 분리 영역에 대한 경계조건은 다음과 같고

$$\text{분리 } p(x,t) = 0 ; g(x,t) > 0$$

$$\text{접촉 } p(x,t) > 0 ; g(x,t) = 0 \quad (5)$$

평형 조건은 다음과 같다.

$$F = \int_C p(x,t) dx \quad (6)$$

여기서 C 는 접촉 영역이다.

3. 무차원화

독립적인 매개변수들의 수는 접촉물체의 형상에 대한 자기 유사성을 이용해서 줄일 수 있다. 문제 속에 두 개의 길이 척도, 원주 R 과 힘과 관련된 양 $L = \sqrt[3]{cFR}$ 이 있다. 우리는 무차원 좌표를 다음과 같이 정의한다. 즉 $\hat{x} = x/L$, $\hat{t} = Vt/L$ 이다. 다른 무차원화 양들은 $\hat{p} = cRp/L^2$

$\hat{\delta} = R\delta/L^2$, $\hat{g} = Rg/L^2$, $\hat{H} = k/h\sqrt{V/(\kappa L)}$,
 $\hat{d} = Rd/L^2$ 이다. 이 정의들을 식 (2)-(4)와 (6)에 대입하면

$$\hat{\delta}(\hat{x}, \hat{t}) = \sqrt{\frac{3\pi\lambda}{8}} \left[2\sqrt{\frac{\hat{t} - \hat{t}_0(\hat{x})}{\pi}} - \hat{H} + \hat{H}e^{[(\hat{t} - \hat{t}_0(\hat{x}))/\hat{H}^2]} \operatorname{erfc}\left(\frac{\sqrt{\hat{t} - \hat{t}_0(\hat{x})}}{\hat{H}}\right) \right] ; \hat{t}_0(\hat{x}) < \hat{t} < \hat{t}_1(\hat{x}) \quad (7)$$

$$\hat{g}(\hat{x}, \hat{t}) - \hat{p}(\hat{x}, \hat{t}) = \frac{(\hat{x} - \hat{t})^2}{2} - \hat{d}(\hat{t}) - \hat{\delta}(\hat{x}, \hat{t}) \quad (8)$$

$$\int_{\hat{c}} \hat{p}(\hat{x}, \hat{t}) d\hat{x} = 1, \quad (9)$$

과 같고 여기서 $\lambda \equiv 8\alpha^2 T_0^2 \kappa R / (3\pi c FV)$ 이다.

이 식들에서 주목할 것은 진행 전개를 지배하는 무차원화된 매개변수는 열탄성과 탄성 효과를 나타내는 λ 와 열접촉저항을 나타내는 \hat{H} 로 나타낼 수 있다는 것이다.

접촉 경계조건 (5)에 의해 모든 \hat{x} 에 대해서 \hat{g} , \hat{p} 중 최소한 하나는 0이 되어야 하고 다른 것들은 음수가 될 수 없다.

그러므로 식 (8)의 오른쪽이 계산될 수 있고, 그 결과 값 중에 양수 값은 분리된 영역을 가리키고 \hat{g} 과 같게 된다. 마찬가지로 음수 값은 접촉영역에 해당하고, $(-\hat{p})$ 와 같아지게 된다.

4. 정상 상태의 해

접촉물체가 일정한 속도로 움직이기 때문에, 장기간 거동은 물체와 같이 움직이는 기준 축에서는 변하지 않을 것으로 기대된다. 이 경우 특히 \hat{d} 는 \hat{t} 에 대해서 독립적이다. 이 상수 값을 d_0 로 나타낸 후 식 (8)에 $\hat{g} = 0$, $\hat{p} = 0$ 조건을 대입하여 접촉면의 선단부 $\hat{a}(\hat{t})$ 를 찾으면 다음과 같다.

$$\frac{(\hat{a} - \hat{t})^2}{2} = d_0 \quad (10)$$

여기서 접촉이 시작되기 전에 열팽창은 반드시 0이어야 한다. 이때 $\hat{a}(\hat{t}) = \sqrt{2d_0} + \hat{t}$ 또는

$\hat{t}_0(\hat{x}) = \hat{x} - \sqrt{2d_0}$ 이 된다. 접촉면적에서의 변형량은 식 (7)에 의해, 접촉압력은 식 (8)에 의해 계산될 수 있다.

$$\hat{p}(\hat{x}, \hat{t}) = \frac{-(\hat{x} - \hat{t})^2}{\pi} + d_0 + \sqrt{\frac{3\pi\lambda}{8}} \left[2\sqrt{\frac{\hat{t} - \hat{x} + \sqrt{2d_0}}{\pi}} - \hat{H} + \hat{H}e^{[(\hat{t} - \hat{x} + \sqrt{2d_0})/\hat{H}^2]} \operatorname{erfc}\left(\frac{\sqrt{\hat{t} - \hat{x} + \sqrt{2d_0}}}{\hat{H}}\right) \right] \quad (11)$$

접촉 영역의 후미부 $\hat{b}(\hat{x})$ 는 접촉 압력이 0이 되는 조건에 의해 구할 수 있다. 식 (11)로부터 하나의 해인 $\hat{a}(\hat{t})$ 와, 다른 하나인 $\hat{p}(\hat{x}, \hat{t}) = 0$ 을 구할 수 있다. \hat{a} , \hat{b} 가 결정되면 λ 을 식 (9)로부터 얻을 수 있다. 특히 $d_0 = 0$ 일 경우, 식 (10)으로부터 $\hat{a}(\hat{t}) = \hat{t}$, 식 (11)로부터 $\hat{b}(\hat{t})$ 를 구할 수 있다. 상응하는 압력 분포는 식 (9)로부터

$$\hat{p}(\hat{x}, \hat{t}) = -\frac{(\hat{x} - \hat{t})^2}{\pi} + \sqrt{\frac{3\pi\lambda}{8}} \left[2\sqrt{\frac{\hat{t} - \hat{x}}{\pi}} - \hat{H} + \hat{H}e^{[(\hat{t} - \hat{x})/\hat{H}^2]} \operatorname{erfc}\left(\frac{\sqrt{\hat{t} - \hat{x}}}{\hat{H}}\right) \right] \quad (12)$$

구할 수 있고 다음을 산출할 수 있다.

$$1 = \int_{\hat{b}}^{\hat{a}} \hat{p}(\hat{x}, \hat{t}) d\hat{x} \quad (13)$$

$$= \frac{-\xi}{12} [2\xi^2 + \sqrt{6\lambda} (3\hat{H}\sqrt{\pi} - 4\sqrt{\xi})] + \frac{\hat{H}}{2} \sqrt{\frac{3\pi\lambda}{2}} \left[\frac{2\hat{H}}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\xi} + e^{(\xi)/\hat{H}^2} \hat{H}^2 \times \operatorname{erfc}\left(\frac{\sqrt{\xi}}{\hat{H}}\right) - \hat{H}^2 \right] \quad (14)$$

여기서 $\xi = \hat{t} - \hat{x}$ 이다. d_0 가 양수일 때만 허용이 되고, $d_0 > 0$ 인 범위에서 식 (9)의 적분은 d_0 에 대한 단순 증가함수로 나타난다. 그러므로 식 (14)의 우변이 1보다 클 경우 정상상태의 해는 존재하지 않는다. 식 (14) 적분의 두 매개변수 λ , \hat{H} 로부터 정상상태의 해의 존재 여부를 판단한다. Fig. 2는 열 접촉 저항을 포함한 정상/비정상 상태영역을 보여준다. λ 가 1보다 작으면 \hat{H} 의 값에 관계없이 정상상태의 해를 얻을 수 있다. 그러나 λ 가 1보다 크고 \hat{H} 도 특정한 값을 넘으면 비정상상태의 해가 존재한다. 일반적으로 정상상태의 해는 온도차이가 충분히 클 경우 또는 힉과 속도

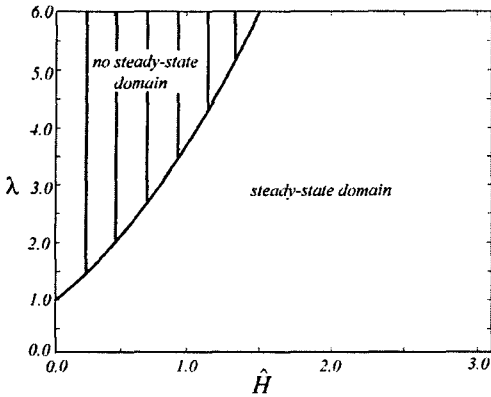


Fig. 2 Stability diagram for λ and \hat{H}

가 매우 작을 경우에는 존재하지 않는다. 그러나 정상상태가 아닌 경우에 발생하는 이러한 값들 (충분히 큰 온도차, 충분히 작은 힘과 속도)의 영향은 열 접촉 저항으로 인해 줄어들 수 있다.

$\lambda > 1$, $\hat{H} > 0$ 일 때 시간에 따라 시스템이 어떻게 나타나는지 검사하기 위해 수치해를 구하며 이는 다음 절에서 설명한다.

5. 수치계산 알고리즘

접촉 문제는 탄성기반의 폭이 Δx 인 분리된 구간에 대해 시간이 Δt 씩 증가하면서 진행되는 시간과 공간 문제로 분리할 수 있다. 아래에서 설명된 수치 알고리즘은 Jang⁽⁹⁾에 의해 개발되었다. 수직 강체의 변위 $\hat{d}(t_j)$ 를 진행 전개에 기본 변수로 취하면 편리하다. 만약 $\hat{d}(t_j)$ 가 모든 j 에 대해 알려져 있다면 움직이는 물체의 모든 점에 대한 궤적 역시 알 수 있으며, x_i 에서 어떤 주어진 요소가 접촉하는 시간 $\hat{t}_0(x_i)$ 를 결정할 수 있다. 이후 열팽창은 \hat{x}_i 에 대해 식 (7), 접촉 압력 $\hat{p}(x_i, t_j)$ 식 (8)로부터 구할 수 있다. 접촉요소에 대한 음의 값 $\hat{p}(x_i, t_j)$ 는 분리되었음을 나타내고 $\hat{t}_1(x_i)$ 값을 정하는데 사용된다. 물론 $\hat{d}(t_j)$ 의 이전 값은 알 수 없다. 그 대신 지정된 값들은 평형조건(9)를 만족해야 하고, 평형방정식에 대한 이산화 식은 다음과 같다.

$$S \equiv \sum_{i \in C} \hat{p}(x_i, t_j) \Delta x = 1 \quad (15)$$

여기서 \hat{C} 는 접촉점들의 집합이다. 접촉영역 \hat{C} 는 \hat{d} 와 함께 변하기 때문에 S 와 \hat{d} 는 비선형관계이다. 그러므로 우리는 수치적 해법에서 각 시간 단계마다 반복하여 \hat{d} 를 결정해야 한다. 초기 값은 추측을 통해 얻고 다음 단계부터는 이전 단계의 \hat{d} 을 취한다. 식 (8)의 우변은 모든 점에 대해 계산할 수 있고 접촉된 점에서는 음수값을 얻을 수 있으며 식 (15)에 의해 합산된다. 계산된 S 의 값은 일반적으로 1과 다르기 때문에 다음 연산을 이용하여 \hat{d} 를 정정해주어야 한다.

$$\hat{d}_{new} = \hat{d}_{old} + \frac{1-S}{N_C \Delta x} \quad (16)$$

여기서 N_C 는 이전 반복단계에서 \hat{C} 안의 요소의 수이다. 식 (15)에 의해 만약 반복 후에도 \hat{C} 가 변하지 않는다면 정확한 \hat{d} 값이 산출된다. 물론 이것은 접촉점들의 집합에 영향을 주지 않을 만큼 \hat{d} 가 충분히 작은 경우 매우 빠르게 수렴하게 된다.

$\hat{d}(t_j)$ 가 확립되면 식 (7)속의 \hat{t}_0, \hat{t}_1 에 관계된 값을 조합하기 위해 j 번째 단계 동안 분리된 영역과 접촉된 영역의 변화가 있는지 여부를 자세하게 조사한다. 다음 식을 통해 시간을 갱신하고 과정을 무한 반복한다.

$$\hat{t}_{j+1} = \hat{t}_j + \Delta \hat{t} \quad (17)$$

수치적 시뮬레이션에서 사용된 미분량 $\Delta x = 0.001$ 이고 시간의 증분량 $\Delta \hat{t} = 0.001$ 이다.

6. 결 과

6.1 접촉 영역과 강체의 운동

$\lambda < 1$ 인 경우, 시스템은 \hat{H} 값에 상관없이 정상상태임을 할 수 있다. Fig. 3은 접촉 영역의 면적과 강체 변위 \hat{d} 를 시간에 따른 함수로 나타낸다. 접촉 물체가 시간 $\hat{t} = 0$ 일 때 탄성지지기반을 누르면서 속도 V 로 움직이기 시작한다. 초기 과도기에는 선단부 접촉면은 시간에 따라 포물선으로 움직이는 반면 후미부는 선형적으로 움직인다. 그러나 총 접촉 면적의 변화는 매우 작다. 이 기간 동안 열팽창으로 인한 힘은 강체를 떨어뜨려서 \hat{d} 는 감소하게 된다. 결국 팽창은 중지되고 접

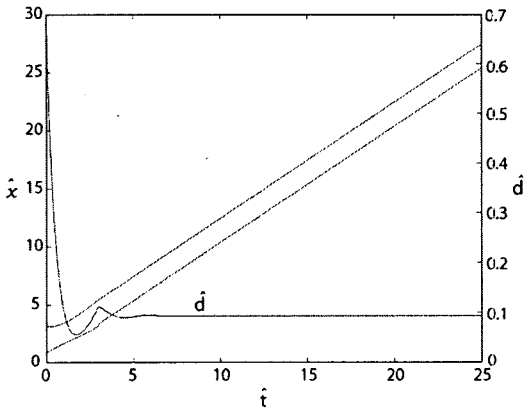


Fig. 3 Extent of contact area and \hat{d} as a function of time for $\lambda=0.9$ and $\hat{H}=0.5$

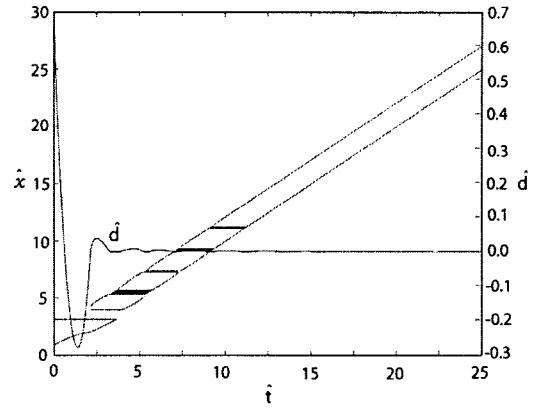


Fig. 5 Extent of contact area and \hat{d} as a function of time for $\lambda=6.0$ and $\hat{H}=1.5$

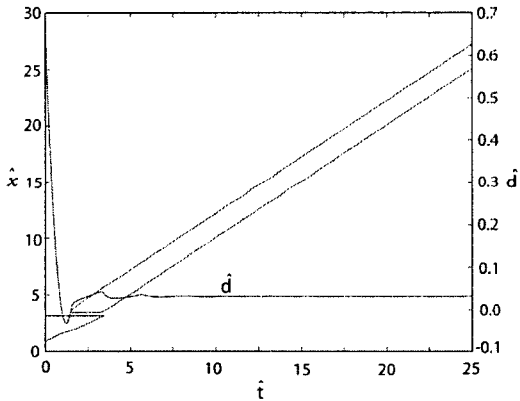


Fig. 4 Extent of contact area and \hat{d} as a function of time for $\lambda=6.0$ and $\hat{H}=2.0$

촉면적의 감소로 인한 탄성변위가 증가하여(당연히 접촉압력도 늘어나게 된다)정상 접촉 면적이 될 때까지 \hat{d} 가 다시 증가하게 된다. 두 경계가 속도 V 로 움직이는 단일 접촉 영역의 경우 $\hat{t}=3$ 일 때 정상상태가 된다.

$\lambda > 1$ 일 때는 시스템의 과도 동작은 \hat{H} 값에 따라 달라진다. Fig. 4는 $\lambda=6.0, \hat{H}=2.0$ 일 때 접촉 면적과 강체의 변위 \hat{d} 를 시간 \hat{t} 의 함수로 나타낸 것이다. 초기과도 상태에서 선단부 접촉면은 바뀌지 않지만 후미부 접촉면은 움직여서 총 접촉 면적은 줄어든다. 이 기간 동안 Fig. 3의 경우와 비슷한 과도 접촉동작이 보여진 후 새로운 분리 영역이 형성된다. 접촉면의 두 경계가 속도 V 로 움직이는 단일 접촉 영역을 갖는 정상접촉 상태가 $\hat{t}=3$ 후에 형성된다. \hat{H} 가 감소하면 초기

과도기간은 증가하여 일련의 접촉으로부터 분리된 면이 나타나며 \hat{d} 가 진동하게 된다. 그러나 접촉거동의 과도반응은 여전히 \hat{H} 에 영향을 받는다. Fig. 5는 $\lambda=6.0, \hat{H}=1.5$ 일 때 접촉면과 시간의 함수인 \hat{d} 의 변화 결과이다. $\hat{t}=12$ 이후에는 단일 접촉면이 형성이 되어 정상상태가 되며 이는 Fig. 2 통해 정상상태 판별을 한 결과 시스템이 정상상태로 귀착됨을 확인할 수 있다.

\hat{H} 가 더 감소하면 시스템은 정상상태로 가지 않고 초기 과도기간이 증가하며 접촉과 분리가 끊임없이 나타면서 \hat{d} 값이 진동하게 된다. 게다가 상태가 진행됨에 따라서 접촉과 분리가 반복되는 구간이 접촉되는 시간동안 계속해서 발생하며 접촉영역은 줄어드는 현상을 보인다. 이는 초기 과도기 이후에는 후미부만 접촉되고 선단부는 분리되기 때문이다. Fig. 6과 Fig. 7은 각각 $\lambda=6.0, \hat{H}=1.0$ 그리고 $\lambda=6.0, \hat{H}=0.5$ 일 때 결과들이다. Fig. 6을 보면 시스템이 정상상태로 가지 않고 $\hat{t}=4$ 이후에는 작은 분리된 영역들과 접촉된 영역들이 엇갈려 나타나는 것을 볼 수 있다. 따라서 이와 상응하는 강체 변위 \hat{d} 는 작은 진동을 하게 된다. Fig. 7의 경우 초기 단계에서는 Fig. 6과 같은 현상이 발생하고 더 넓은 접촉 면적이 형성되어 변화하는 것을 볼 수 있다. Fig. 6과 비교했을 때 변위 \hat{d} 는 새로 형성되는 접촉 영역에서 더 증가하는 것을 알 수 있다. $\lambda=6.0, \hat{H}=0.1$ 일 때에는 보다 큰 분리 영역에 비해 비교적 작은 접촉 영역들이 번갈아서 나타난다(Fig. 8).

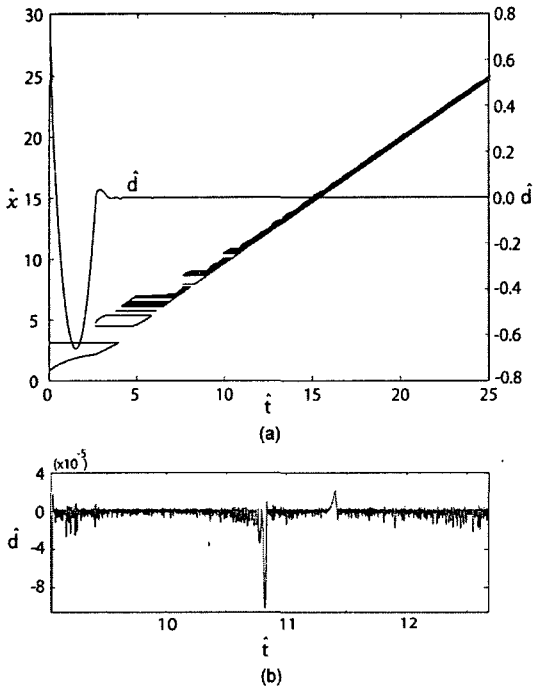


Fig. 6 Extent of contact area and \hat{d} as a function of time for $\lambda=6.0$ and $\hat{H}=1.0$

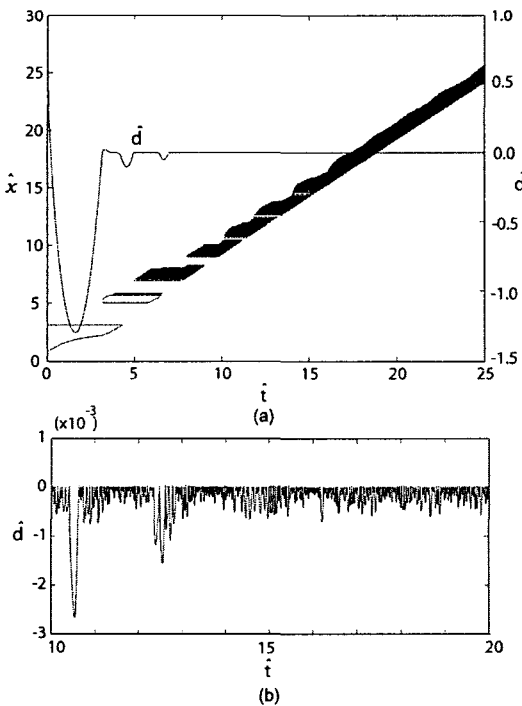


Fig. 7 Extent of contact area and \hat{d} as a function of time for $\lambda=6.0$ and $\hat{H}=0.5$

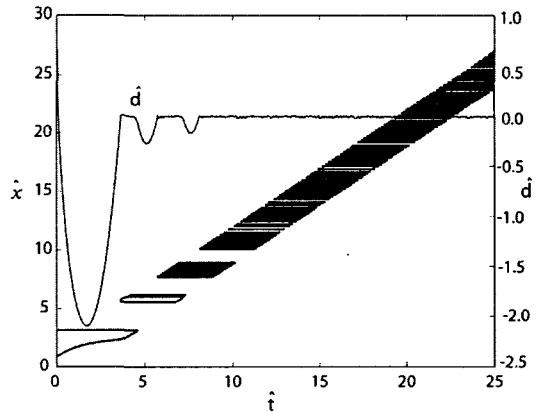


Fig. 8 Extent of contact area and rigid body penetration \hat{d} as a function of time for $\lambda=6.0$ and $\hat{H}=0.1$

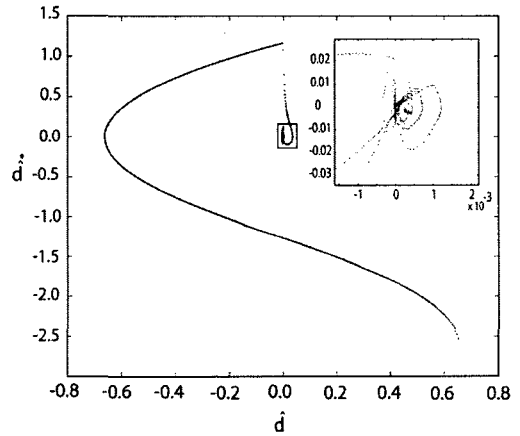
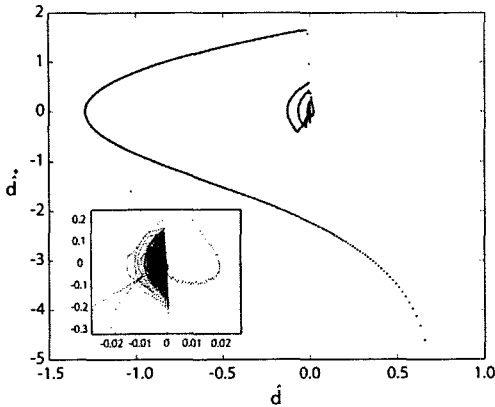


Fig. 9 Phase diagram for $\lambda=6.0$ and $\hat{H}=1.0$

변위 \hat{d} 는 충분히 증가하여 새로운 접촉 영역(그러므로 팽창된)을 형성하거나 후미부 접촉 영역은 측면 운동에 의해 분리 된다. 이 과도 상태는 하나의 동일한 접촉 면적을 갖는 정상 주기상태로 귀착하지 않는 경향이 있어서 접촉 면적의 크기는 시간에 따라 줄어들고, 결국 연산의 최소 격자단위 수준까지 접근한다.

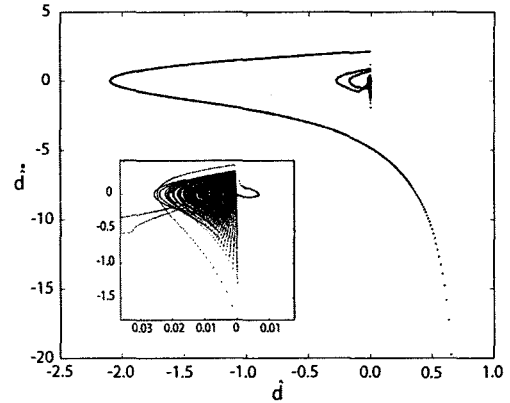
위 결과 중 $\lambda=6.0, \hat{H}=1.0, \lambda=6.0, \hat{H}=0.5, \lambda=6.0, \hat{H}=0.1$ 일 때 정상상태로 변화하는지 여부에 대한 보다 면밀한 판단을 하기 위하여 \hat{d} 와 \dot{x} 의 이차원 관계를 나타낸 위상그림을 이용하여 시스템의 안정도를 조사한다. 강체의 변위의 동적움직임을 오랜 기간 동안 정상상태가 아닌

Fig. 10 Phase diagram for $\lambda=6.0$ and $\hat{H}=0.5$

범위 내에서 관찰함으로써 정상상태인지 아닌지 정확히 구분할 수 있다. Fig. 9, 10, 11은 $\lambda=6.0$, $\hat{H}=1.0$, $\lambda=6.0$, $\hat{H}=0.5$, $\lambda=6.0$, $\hat{H}=0.1$ 각각의 경우에 대한 위상 상태를 나타낸다. 이 모든 경우 정상인 상태로 수렴하지 않음을 알 수 있다. 자세히 살펴보면 상태 궤적은 초기 과도기에는 커다란 자취를 가지며 어떤 일정한 자취로 수렴하다가 결국 그 자취를 이탈하게 된다. 또 시간이 흐름에 따라 궤적의 자취는 커지고 초기 과도기 이후의 움직임은 반복된다. 비록 궤적의 자취들이 작다고 하더라도 상태 궤적의 자취가 초기 과도기 이후에 증가하기 때문에 시스템이 불안정하다는 것을 확인할 수 있다.

7. 토의 및 결론

이 연구에서는 뜨거운 강체 접촉물체가 열 접촉 저항을 가지는 열탄성 지지기반을 일정한 속도로 미끄러지는 문제에 대한 수치적 결과를 보여준다. 수치해석 결과, 만일 정상 상태의 해가 존재한다면 부과된 초기 조건에 상관없이 최종적으로 정상상태에 도달함을 알 수 있다. 뿐만 아니라 정상 상태 역시 안정하다는 것을 보여준다. 반대로 정상 상태가 존재하지 않을 때 과도 거동은 접촉과 분리영역이 뒤섞여 나타난다. 초기 시스템은 적은 수의 상대적으로 큰 접촉과 분리영역을 가지지만 시간이 흐를수록 많은 수의 작은 접촉 영역이 만들어 지고 결국 알고리즘의 정확도는 사용된 최소요소길이에 의해 제한된다.

Fig. 11 Phase diagram for $\lambda=6.0$ and $\hat{H}=0.1$

결과에 따르면 열탄성과 탄성영향의 비에 대한 매개변수 λ 뿐만 아니라 열 접촉 저항 또한 시스템의 장기거동에 영향을 준다는 것을 알 수 있다. 따라서 λ 가 1보다 작은 경우에는 열 접촉 저항에 관계없이 정상상태의 해를 구할 수 있고 반대로 λ 가 1보다 큰 경우 정상상태의 해는 열 접촉 저항에 따라 존재하게 된다. 이는 정상상태가 아닐 경우 큰 온도 차이와 작은 힘 또는 속도로 인한 영향으로 인해 열 접촉 저항이 줄어들기 때문이다. 게다가 초기 과도기 이후에는 후미부에서만 접촉이 형성되고 선단부는 분리되어 전체 접촉 면적은 상당히 줄어들게 된다. 이러한 접촉 상태는 열 접촉 저항 없는 경우에는 나타나지 않는다. 그러나 탄성기초기반의 가정이 국지적인 변위와 비례하는 접촉 압력 상태인 경우에 접촉 거동에 얼마나 영향을 미치는지는 여전히 문제로 남아있다. 탄성기초기반(winkler) 가정에 제한점 중 중 하나는 전단 효과에 대한 고려를 하지 않았다는 것이다. 이 계산이 어찌면 실제 열탄성표면의 과도행동에 대해 정확한 예상을 하지 못하는 것일 수도 있지만 어떤 특정 범위 내에서 열 접촉 저항, 하중, 움직이는 속도, 온도에 의해 주기적인 또는 무작위로 발생하는 접촉현상을 설명하는 하나의 예시가 된다고 생각한다.

이러한 과도 열접촉현상은 마찰마모 시스템의 미끄러지는 상태에서 그 거동의 안정도를 파악하는데 중요한 정보를 제공한다. 또한 이러한 시스템을 시간에 따른 제어를 할 때 거동에 대한 정확한 예측을 및 파악을 할 때 유용하게 쓰일 수 있다.

참고문헌

- (1) Hills, D. A., and Barber, J. R., 1986, "Steady Sliding of a Circular Cylinder Over a Dissimilar Thermally Conducting Half-Plane," *Int. J. Mech. Sci.*, 28, pp. 613~622.
- (2) Yevtushenko, A. A., and Ukhanska, O. M., 1993, "Plane Contact Problem of Thermoelasticity With Quasi-steady Frictional Heating," *Int. J. Eng. Sci.*, 31, pp. 1565~1573.
- (3) Jang, Y. H., 2000, "Transient Thermoelastic Contact Problems for an Elastic Foundation." *Int. J. Solids Struct.*, 37, pp. 1997~2004.
- (4) Tea Won Lee, Woo Jin Sim, 1990, "Transient Coupled Thermoelastic Analysis by Finite Element Method," *Trans. of the KSME*, Vol. 14, No. 6, pp.1417~1425.
- (5) Teain yeo, 1998, "Finite Element Analysis of Thermoelastic Contact Stability with Sliding Friction," *Trans. of the KSME(A)*, Vol. 22, No. 7, pp. 1185~1192.
- (6) Schneider, P. J., 1955, *Conduction Heat Transfer*, Addison-Wesley, Reading, MA.