

전기습윤 현상에서의 선장력과 전기 이중층의 영향에 대한 해석

정상국* · 강관형* · 이정묵† · 강인석**

Analysis of Effects of Line Tension and Electrical Double Layers on Electrowetting Phenomenon

Sang Kug Chung*, Kwan Hyoung Kang*, Choung Mook Lee†, and In Seok Kang**

Key Words : Electrowetting(전기습윤), Electrical Double Layer(전기 이중층), Droplet(액적), Line Tension(선장력), Contact Angle(접촉각).

Abstract

The Lippmann–Young equation has been widely used in electrowetting to predict the contact-angle change of a droplet on a insulating substrate with respect to the externally-applied electrical voltage. The Lippmann–Young equation is derived by assuming a droplet as a perfect conductor, so that the effect of the electrical double layer and the line tension are not taken into account. The validity of the assumption has never been checked before, systematically. In the present investigation, a modified Lippmann–Young equation is derived taking into account of the effect of the electrical double layer and the line tension. To assess their influence on contact-angle change in electrowetting, the electrostatic field around the three-phase contact line is analyzed by solving the Poisson–Boltzmann equation numerically. The validity of the numerical methods is verified by using the past theoretical results on the electrostatic field around a wedge-shaped geometry, which shows fairly good agreement. The results of the present investigation clearly indicate that the effect of the electrical double layer and the line tension is negligible for a millimeter-sized droplet. On the other hand, for a micron-sized droplet, the effect of the line tension can become a dominating factor which controls the contact-angle change in electrowetting.

기호설명

d	절연체 두께	α	접촉각
e	단위 전하의 전하량($1.602 \times 10^{-19} \text{C}$)	β	v_e/kT
F_l	선장력(line tension)	ε	유전율(electric permittivity)
G	자유에너지	γ	계면 장력
k	Boltzmann 상수($1.38 \times 10^{-23} \text{J/K}$)	φ	전위
L	액적과 절연체 계면의 원주 길이	κ^{-1}	전기이중층의 유효 두께(Debye length)
n^∞	이온의 수밀도(number density)	$\Pi(\varphi)$	삼투압(osmotic pressure)
R	액적과 절연체 계면 접촉면의 반경	ρ	전하 밀도
S	계면	σ	표면 전하 밀도
T	절대 온도(K)	ν	원자가(valence)
V	전압		

1. 서론

최근 바이오 테크놀로지(bio-technology) 및 나노 테크놀로지(nano-technology)와 함께 micro total analysis system(μTAS)에 대한 관심이 증가되고 있다.⁽¹⁻³⁾ μTAS 는 시료를 채취하고, 이를 반응시키기

† 포항공대 기계공학과
E-mail: cmlee@postech.edu
TEL : (054)279-5900 FAX : (054)279-3199

* 포항공대 기계공학과

** 포항공대 화학공학과

전의 전처리 과정을 거쳐, 실제로 반응시키고, 분리 및 분석하는 모든 과정을 한 개의 칩 위에서 구현하는 장치이다.⁽³⁾ 현재 이러한 μ TAS 을 구현하는데 가장 중요한 과제로 떠오르고 있는 것이 μ TAS 안에서 여러 과정들을 수행하기 위한 미세 유동장의 제어이다.^(1,3)

지금까지 μ TAS 에서 미세 유동장의 제어를 위해 다양한 방법들이 사용되어 왔다.⁽³⁾ 그중에서 최근 부각되고 있는 방법중의 하나가 전기습윤 (electrowetting) 현상을 응용하는 것이다. 전기습윤은 절연체로 코팅된 전극 상의 전해질 액적에 외부전압(V)을 가하면 액적의 접촉각(α)이 변화되는 현상을 의미한다 (Fig. 1). 전기습윤 현상은 낮은 전압을 사용하여, 빠르고 효과적으로 유동을 제어할 수 있으며, 가역적으로 유체의 이송 및 제어가 가능한 장점들을 가지고 있다.⁽⁴⁻⁶⁾ 이러한 장점들을 미세 액적의 빠른 이송^(6,7) 및 코팅 속도의 향상⁽⁸⁾ 그리고 광학 스위치⁽⁹⁾ 등에 응용하고자 하는 연구가 현재 활발히 진행되고 있다.

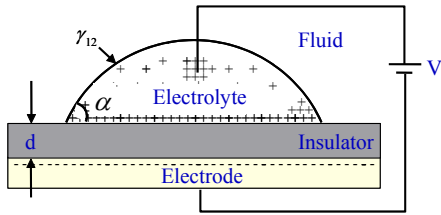


Fig. 1 Schematic figure of electrowetting

기존의 많은 연구자들은 전기습윤 현상에 대한 해석을 위해 거시적(macroscopic) 관점의 에너지 접근 방법을 이용하여 왔다.⁽¹⁰⁻¹¹⁾ 기존의 거시적 관점의 에너지 접근 방법을 이용하여 유도된 아래의 Lippmann-Young 식은 지금까지 전기 습윤 현상에서 외부에서 가해진 전압에 대한 접촉각의 변화를 설명하는 중요한 식으로 인정되어 왔다.⁽⁹⁾

$$\cos \alpha = \cos \alpha_0 + \frac{1}{2} \frac{\epsilon_3}{\gamma_{12} d} V^2. \quad (1)$$

위식에서 ϵ_3 는 절연체의 유전율, d 는 절연체의 두께, γ_{12} 는 유체-액적 계면의 계면 장력, 그리고 $\cos \alpha_0 = (\gamma_{23} - \gamma_{13}) / \gamma_{12}$ 는 전기장이 없을 때 유체와 액적 그리고 절연체가 만나는 삼상접점(three-phase contact line, TCL)에서의 각각의 계면장력과 접촉각과의 관계식이다 (Fig. 2 참고).

그러나 위의 Lippmann-Young 식은 액적을 이상적인 전도체(perfect conductor)로 가정하여 유도되

었으며, 또한 TCL 근처의 전기장의 영향이 자세히 나타나 있지 않다. 미시적(microscopic) 관점에서 TCL 에서의 자세한 전기장의 영향을 고려하면 기존의 Lippmann-Young 식에 나타나지 않은 액적의 경계면에서 발생하는 전기 이중층(electrical double layer)과 TCL 에서 발생하는 선장력(line tension)의 영향이 추가적으로 나타나는 것을 알 수 있다.

전기습윤 현상에서 TCL 근처의 전기장의 영향에 대한 연구는 자세한 전기습윤 현상에 대한 이해와 전기습윤 현상에서 아직 밝혀지지 않은 포화 및 불안정성⁽⁹⁾ 등과 같은 현상들에 대한 원인의 분석을 위해 필요하다. 그러나 전기습윤 현상에 전기이중층과 선장력이 어떤 의미를 갖는지에 대해서는 현재까지 체계적인 연구가 이루어진 사례가 없어 이에 대한 고찰이 필요하다.

본 논문에서는 이와 관련된 연구의 첫 시도로서, 전기습윤 현상에서 나타나는 제반 현상을 보다 미시적 관점에서 분석하기 위하여 먼저 전기 이중층과 선장력의 영향이 고려된 수정된 Lippmann-Young 식을 유도하였다. 그리고 Lippmann-Young 식에 추가적으로 나타나는 전기 이중층과 선장력의 영향을 정량적으로 구하기 위해서 수치해석 방법을 적용하였다. 이는 전기 이중층과 선장력의 영향을 구하기 위해서는 TCL 근처에서의 자세한 전기장의 해석이 필요하기 때문이다. 미시적 관점의 수치해석을 사용함으로써 기존에 거시적 관점의 에너지 접근 방법에서는 구할 수 없었던 전기습윤 현상에서 전기 이중층의 영향과 Digilov 등⁽¹⁰⁾이 정성적으로만 제시하였던 전기 습윤 현상에서의 선장력의 영향들을 정량적으로 파악할 수 있었다.

2. 이 론

전기습윤 시스템은 절연체와 절연체 위에 위치한 축 대칭의 액적, 그리고 액적을 둘러싼 유체로 구성된다.⁽⁹⁾ 그러나 본문에서는 이론 및 수치해석의 편의상 유체와 액적 그리고 절연체가 만나는 TCL 을 원점으로 Fig. 2 와 같은 z 축 방향의 단위 길이를 갖는 평면 시스템을 고려하였다.

Fig. 2 에서 시스템*의 전체 자유에너지를 역학적 부분(G_{mech})과 정전기적 부분(G_{el})으로 구분하면 아래와 같다.

$$G_{mech} = \gamma_{12} S_{12} + \gamma_{13} S_{13} + \gamma_{23} S_{23}, \quad (2)$$

* 본 논문에서 시스템은 액적 및 전극을 하전 시키는 전하 저장 장치(charge reservoir)를 포함한다.

$$G_{el} = -\int_{\Omega_{tot}} \left[\frac{1}{2} \varepsilon_i |\nabla \varphi|^2 + \Pi(\varphi) \right] d\Omega. \quad (3)$$

위에서 ε_i 는 각각의 영역에 있어서의 유전율 (electric permittivity), i 는 영역 $i=1, 2, 3$, φ 는 전위 (electrostatic potential), Ω_i 는 z 축 방향의 단위 길이를 갖는 i 영역의 체적, Ω_{tot} 는 $\Omega_1 \cup \Omega_2 \cup \Omega_3$, 그리고 $\Pi(\varphi)$ 는 삼투압으로 아래와 같이 주어진다.⁽¹²⁾

$$\Pi(\varphi) = 2n^\infty kT [\cosh(\nu e \varphi / kT) - 1]. \quad (4)$$

위에서 k 는 볼츠만 상수 ($1.38 \times 10^{-23} \text{J/K}$), T 는 절대 온도, ν 는 원자가 (valence), e 는 단위 전자의 전하량 ($1.602 \times 10^{-19} \text{C}$), 그리고 n^∞ 는 TCL 에서 멀리 떨어진 곳에서의 이온의 수 밀도 (number density) 이다.

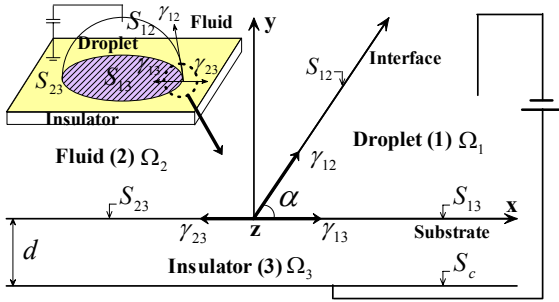


Fig. 2 Coordinate system and definition of variables.

전위에 대한 각 영역에서의 지배방정식은 영역 1 에서 식(17), 영역 2 및 영역 3 에서는 식(18)이 된다. 경계조건은 원방 경계면에서는 전압이 영이고 기타면에서는 접선 방향으로 $\nabla \varphi$ 가, 법선 방향으로 $\varepsilon \nabla \varphi$ 이 연속성을 갖는다는 조건이 적용되었다.

시스템의 정전기적 자유에너지 (G_{el}) 는, 유체와 액적의 영역에서 TCL 의 영향을 배제한 자유 에너지 ($G_{el}^{(b)}$) 와 절연체에서 TCL 의 영향을 배제한 자유에너지 ($G_{el}^{(c)}$), 그리고 TCL 의 영향에 의한 잉여 자유에너지 ($G_{el}^{(e)}$) 의 합으로 아래와 같이 나타낼 수 있다.

$$G_{el} = G_{el}^{(b)} + G_{el}^{(c)} + G_{el}^{(e)} \quad (5)$$

먼저, 영역 1, 2 에서 $G_{el}^{(b)}$ 는 아래와 같이 나타난다.

$$G_{el}^{(b)} = -\int_{S_{13}+S_{23}} \int_{y=0}^{\infty} \left[\frac{1}{2} \varepsilon_i \left| \frac{d\varphi^{(b)}(y)}{dy} \right|^2 + \Pi(\varphi_i^{(b)}) \right] dy dS. \quad (6)$$

위식에서 $\frac{d\varphi^{(b)}}{dy} = -2 \frac{\kappa}{\beta} \sinh(\beta \varphi^{(b)} / 2)$ 이므로, 단위 면적당 자유에너지 ($g_{el}^{(b)}$) 는 아래와 같이 구할 수 있다.^(12,13)

$$g_{el}^{(b)} = \frac{4\varepsilon_i \kappa}{\beta^2} \left[1 - \cosh\left(\frac{\beta \varphi_{i\infty}}{2}\right) \right]. \quad (7)$$

위식에서 $\varphi_{i\infty}$ 는 TCL 의 영향이 고려 되지 않은 액적과 절연체의 계면에서의 전위, 그리고 κ 와 β 는 아래와 같이 정의된다.

$$\kappa^2 = 2n^\infty \nu^2 e^2 / \varepsilon kT,$$

$$\beta = \nu e / kT.$$

영역 3 에서 $G_{el}^{(c)}$ 는 이온의 수밀도가 영이므로 삼투압이 영이 되며 ($\Pi(\varphi) = 0$), 아래의 벡터 항등식과

$$(\nabla \varphi) \cdot (\nabla \varphi) = \nabla \cdot (\varphi \nabla \varphi) - \varphi \nabla^2 \varphi$$

Gauss 정리를 식(3)에 적용하면 아래와 같이 구할 수 있다(참고 문헌 (14), Appendix III 참조).

$$G_{el}^{(c)} = -\int_{S_c} \frac{\varepsilon_3}{2} \frac{(V - \varphi_{1\infty})^2}{d} dS. \quad (8)$$

위식에서 단위 면적당 자유에너지 ($g_{el}^{(c)}$) 는 아래와 같다.

$$g_{el}^{(c)} = \frac{\varepsilon_3}{2} \frac{(V - \varphi_{1\infty})^2}{d}. \quad (9)$$

TCL 에서 $G_{el}^{(e)}$ 는 F_t 를 선장력으로 나타내면 다음과 같이 주어진다.

$$G_{el}^{(e)} = F_t L. \quad (10)$$

위식에서 L 은 액적과 절연체가 접하는 면의 둘레 (perimeter) 의 단위길이를 나타낸다.

식(5)의 정전기적 자유에너지 (G_{el}) 를 위에서 언급한 세 가지 자유에너지의 합으로 다시 나타내면 아래와 같다.

$$G_{el} = \int_{S_{13}+S_{23}} g_{el}^{(b)} dS + \int_{S_c} g_{el}^{(c)} dS + F_t L. \quad (11)$$

정온 및 정적 조건 과정에서 평형 상태에 대하여 시스템은 최소의 자유에너지를 가지게 된다. 본 논문에서 고려하는 영역을 액적 전체로 확장하면 R 을 액적과 절연체가 접하는 면의 반지름으로 두었을 때, L 은 $L=2\pi R$ 이 된다. 이와 같은 시스템이 최소의 자유에너지를 갖을 때는 변수들 간에 특정한 관계를 갖게 되는데,⁽¹⁵⁾ 이를 구하기 위해 액적의 팽창이나 수축의 변분에 대한 변분법을 사용하면 다음과 같은 식을 구할 수 있다.

$$\delta G_{tot} = 2\pi R \delta R (\gamma_{12} \cos \alpha + \gamma_{13} - \gamma_{23} + g_{el}^{(c)} + g_{el}^{(b)} + F_t / R) = 0. \quad (12)$$

위식이 임의의 δR 에 대해서 항상 식을 만족하기 위해서는 괄호 안의 항이 영이 되어야 한다. 이를 통해 아래와 같은 수정된 Lippmann-Young 식을 구할 수 있다.

$$\cos \alpha = \cos \alpha_0 + \frac{1}{2} \frac{\epsilon_3}{\gamma_{12} d} (V - \phi_{1\infty})^2 - \frac{4\epsilon_i \kappa}{\gamma_{12} \beta^2} \left[1 - \cosh \left(\frac{\beta \phi_{1\infty}}{2} \right) \right] - \frac{F_t}{R \gamma_{12}}. \quad (13)$$

위식은 기존의 Lippmann-Young 식에서 등호 오른쪽 세 번째 항인 전기 이중층의 영향과 네 번째 항인 선장력의 영향이 추가된 식이 된다.

3. 수치해석

3.1 지배방정식

액적 내에서 전위는 아래와 같은 Poisson 방정식을 만족한다.

$$\nabla^2 \phi = -\rho / \epsilon. \quad (14)$$

위식에서 전하 밀도(ρ , charge density)는 대칭 전해질(symmetric electrolyte)의 경우 아래와 같아진다.

$$\rho = ve(n^+ - n^-). \quad (15)$$

여기에서 n^+ 은 양이온의 수 밀도이고 n^- 은 음이온의 수 밀도이다. 그리고 약 전해질(weak electrolyte)에 대하여 양이온과 음이온의 수 밀도와 전압은 아래와 같은 Boltzmann 분포를 따른다.

$$\begin{aligned} n^+ &= n^\infty e^{-ve\phi_1 / kT} \\ n^- &= n^\infty e^{+ve\phi_1 / kT} \end{aligned} \quad (16)$$

식(15), (16)을 식(14)에 대입하면 다음과 같은 Poisson-Boltzmann 방정식을 얻을 수 있다.⁽¹²⁾

$$\nabla^2 \phi = \frac{2n^\infty ve}{\epsilon} \sinh \beta \phi. \quad (17)$$

절연체로 가정한 유체 영역(Ω_2)과 절연체 영역(Ω_3)에서는 전하의 밀도가 영이 되므로 식(14)에서 등호 오른쪽 항이 영이 되어 Laplace 방정식이 된다.

$$\nabla^2 \phi = 0. \quad (18)$$

절연체, 액적, 그리고 유체가 서로 만나는 계면에서는 다음과 같은 전위 및 전기장($\nabla \phi$)의 연속 조건이 적용된다.

$$\phi_i = \phi_j, \quad \epsilon_i \phi_n^{(i)} = \epsilon_j \phi_n^{(j)}, \quad \phi_s^{(i)} = \phi_s^{(j)}. \quad (19)$$

위식에서 i, j 는 영역 1, 2, 3 이고 $i \neq j$, \mathbf{n} 는 영역의 경계면에서 영역의 외부로 수직하게 나가는 방향 벡터, \mathbf{s} 는 계면에 평행한 방향 벡터이다.

3.2 수치해석 방법

수치해석은 다음의 무차원 변수들을 이용하여 수행되었다.

$$\tilde{x} = \kappa x, \quad \tilde{y} = \kappa y, \quad \tilde{\phi}_j = \beta \phi_j, \quad \tilde{\sigma}_j = \frac{\beta \sigma_j}{\epsilon_i \kappa}, \quad \tilde{G}_{el} = \frac{\kappa \beta^2}{\epsilon_i} G_{el} \quad (20)$$

수치 계산에는 약 40,000 개의 node 를 삼각 격자(triangular grid)를 이용하여 계산 영역을 차분화 시킨 후 이차원 Laplace 방정식과 Poisson 방정식을 유한요소법(FEM)과 유한체적법(FVM)을 이용하여 해석하였다.

3.3 수치해석의 검토

수치해석을 통한 전기장의 해석 결과의 타당성을 검증하기 위해 전기습윤 현상과 유사한 시스템에서의 Chou⁽¹⁶⁾의 전기장 해석의 이론 및 수치해석 결과들과 비교하여 보았다. 그리고 wedge 의 경우에 대해 선장력을 이론적으로 구한 Duplantier⁽¹⁷⁾의 이론식과도 비교하였다.

Chou⁽¹⁶⁾가 해석한 영역은 전기습윤 현상에서 절연체가 없는 것으로 각 영역이 만나는 계면에 표면 전하밀도(σ)가 Fig. 3 과 같이 주어진 경우이다. Chou⁽¹⁶⁾는 선형 해석을 통하여 이러한 경우에 있어서 TCL 에서의 전위 분포를 아래와 같은 이론식으로 구하였다.

$$\tilde{\varphi}_o(\alpha) \equiv \left(\frac{1}{2} \right) \frac{\tilde{\sigma}_1 + \tilde{\sigma}_2 + \tilde{\sigma}_m}{[(\varepsilon_2 / \varepsilon_1 - 1)\alpha / \pi - 1]} \quad (21)$$

위의 이론식과 수치해석의 결과를 이용하여 접촉각을 변화 시키며 TCL 에서의 전위 값들을 비교하여 보았다.

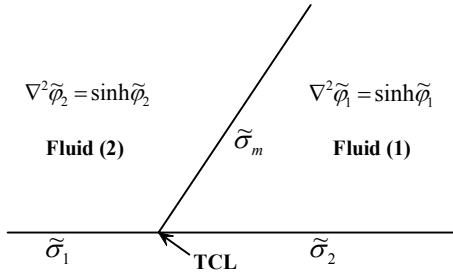


Fig. 3 Schematic figure of numerical calculation

Fig. 4 는 선형 이론식과 FEM, FVM, 그리고 선형 FVM 수치해석 결과를 비교한 것이다. 선형 이론식과 선형 FVM 수치해석의 결과는 비교적 잘 일치하였으나, 비선형 FEM 과 FVM 의 수치해석 결과와는 접촉각이 60° 이하에서 비선형성의 증가로 인해 선형 이론식 보다는 낮은 전위치를 나타내었다. 이는 선형 이론식에서 Poisson-Boltzmann 방정식의 등호 오른쪽 항의 전하 밀도가 다음과 같이 $\rho = zen^\infty \sinh(ze\varphi) \cong zen^\infty ze\varphi$ 작게 평가되기 때문으로 판단된다.⁽¹⁸⁾

Duplantier⁽¹⁷⁾는 전기습윤 현상의 경우 보다 단순한 Fig. 5 와 같은 wedge 의 경우에 대해 z 방향의 단위 길이당 잉여 자유에너지를 다음과 같은 이론식을 통하여 구하였다.

$$G_{el}^{(e)} = \frac{2\sigma_0^2}{\varepsilon\kappa^2} f(\alpha) = \frac{2\sigma_0^2}{\varepsilon\kappa^2} \int_0^\infty [\tanh(\pi x) / \tanh(\alpha x) - 1] dx \quad (22)$$

위 식에서 σ_0 는 경계면에서의 표면 전하 밀도이다. $G_{el}^{(e)}$ 는 식(10)에서 정의된 바와 같이 선장력에 기인한 자유 에너지이다.



Fig. 4 Comparison of various numerical results of φ with the analytical solution ($\tilde{\sigma}_1 = 1$, $\tilde{\sigma}_2 = 1$, $\tilde{\sigma}_m = 2$, $\kappa_1 = \kappa_2$, $\varepsilon_2 / \varepsilon_1 = 4$)

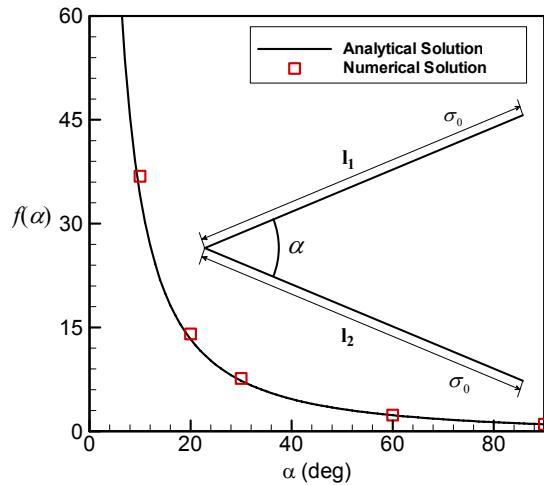


Fig. 5 Comparison of the numerical result of F_i with the analytical solution ($\tilde{\sigma}_1 = \tilde{\sigma}_2 = \tilde{\sigma}_0 = 1$)

Fig. 5 는 wedge 의 각도에 따른 잉여 자유에너지 ($G_{el}^{(e)}$)에서 식(22)의 함수 $f(\alpha)$ 를 선형 FVM 방법으로 구한 결과를 비교한 것이다. Fig. 5 의 결과를 통하여 본 수치해석의 결과는 이론식과 잘 일치하는 것을 알 수 있었다.

4. 결과 및 토론

본 논문에서는 절연체의 두께가 매우 얇은 경우에 대한 전기습윤 현상에 대해서 수치해석 방법을 사용하여 해석하였다. 이는 최근 전기습윤 실험에서 낮은 전압을 이용하여 효과적으로 전기습

운 현상을 구현하기 위해 절연체의 두께를 얇게 만들어 가는 추세를 고려한 것이다. 본 수치해석에 적용된 절연체의 두께는 3nm로 이는 박막분야에서 사용하고 있는 Self-Assembled Monolayers를 절연체로 이용한 것과 유사한 조건이다.⁽¹⁹⁾

Fig. 6은 접촉각의 변화에 따른 선장력의 변화를 나타낸 것이다. 선장력(F_t)는 식(11)을 이용하여 아래와 같이 구했다.

$$F_t = \frac{1}{L} \left[G_{el} - \int_{S_{13}+S_{23}} g_{el}^{(b)} dS - \int_{S_c} g_{el}^{(c)} dS \right]. \quad (23)$$

이 때 외부에서 가해진 전압은 0.5V, 각 영역에서의 유전율은 $\epsilon_1 = 78\epsilon_0$ ($\epsilon_0 = 8.854 \times 10^{-12}$ C/J/m, 진공의 유전율), $\epsilon_2 = \epsilon_0$, $\epsilon_3 = 2\epsilon_0$, 그리고 절연체의 두께는 $d = 3$ nm, 그리고 $L = 1$ m인 경우에 대해 선장력을 계산한 결과이다. 결과에서와 같이 선장력의 크기는 접촉각이 감소함에 따라 증가하는 것을 알 수 있었으며, 특히 선장력은 접촉각이 $\alpha = 50^\circ$ 이하에서 크게 증가하다가 접촉각이 최소가 될 때 최대값을 갖는 것으로 나타났다.

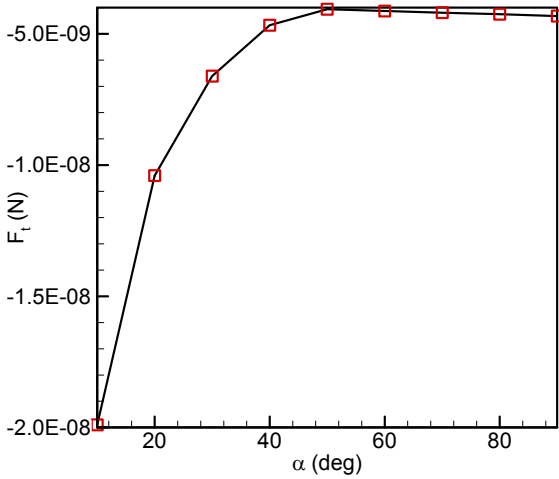


Fig. 6 Line tension versus contact angle (α)

본 수치해석에서 발견한 사실은 G_{el} , $G_{el}^{(c)}$ 및 $G_{el}^{(e)}$ 는 같은 크기이고 $G_{el}^{(b)}$ 은 한 소수점이 낮은 크기를 갖는다는 것이다. 즉 선장력에 가장 큰 영향을 끼치는 자유에너지는 절연체에서 기인한다는 것이다.

일반적인 전기습윤 실험에서 외부에 전압이 가해졌을 경우 접촉각의 변화에 대한 선장력과 전기 이중층의 영향을 검토하였다. 액적은 수 mm 크기의 반지름을 가진 0.01M 전해질, 그리고 액적을

둘러싼 유체는 공기(air)로 가정하였을 경우 액적과 유체의 표면장력(γ_{12})은 $\gamma_{12} \cong 72$ mN/m 이 되고 F_t 는 크기가 $10^{-9} \sim 10^{-8}$ N 이 되므로 식(13)에서 접촉각의 변화에 대한 선장력의 영향은 $\cos \alpha$ 에 대해 $10^{-6} \sim 10^{-5}$ 의 크기로 매우 작게 나타나는 것을 알 수 있다. 그리고 접촉각의 변화에 대한 전기 이중층의 영향인 $g_{el}^{(b)}$ 는 선장력의 영향 보다 더 작게 나타나는 것을 알 수 있으므로 얇은 절연체를 이용한 일반적인 전기습윤 현상에서는 선장력과 전기 이중층의 영향이 고려되지 않은 기존의 Lippmann-Young 식이 타당성이 있는 것으로 판단된다. 그러나 본 계산에서는 전기습윤 현상에서 각 계면에 발생하는 표면 전하 밀도를 고려하지 않았다. 각 계면에서의 표면 전하 밀도를 고려하게 되면 선장력과 전기 이중층의 영향이 더 커질 수도 있기 때문에 이에 대한 검토가 추 후에 필요하다고 본다.

전기습윤 현상에서의 액적의 크기는 식(13)을 통하여 알 수 있는 바와 같이 접촉각의 변화에 대한 선장력의 영향 ($F_t/(R\gamma_{12})$)에 직접적인 관계가 있다. 현재 전기습윤 실험은 주로 수 mm 크기의 반지름을 가진 액적을 이용하고 있으나, 추 후 다양한 시약의 검사시 시약 절감 등의 이유로 전기습윤 현상에서 크기가 수 μ m 인 액적이 사용될 수도 있다. 이러한 경우에는 식(13)에 의해 전기습윤 현상에서 선장력의 영향이 크게 증가하여 접촉각의 변화에 영향을 미칠 수 있음을 알 수 있다.

Fig. 7은 $\alpha = 30^\circ$ 일 때 구한 선장력을 이용하여 식(13)에서 액적의 반경의 변화에 따른 접촉각에 대한 선장력의 영향의 변화를 나타낸 결과이다. 결과에서와 같이 액적의 반지름이 $R = 10^{-5}$ m 이상에서는 전기습윤 현상에서의 선장력에 의한 영향은 작게 나타났다. 그렇지만 액적의 반지름이 $R = 10^{-6}$ m 이하에서는 식(13)에서의 다른 어떤 항들의 영향 보다도 선장력의 영향이 접촉각의 변화에 가장 중요하게 작용할 것이라는 것을 알 수 있다.

5. 결론

본 연구에서는 기존의 에너지 접근 방법에 수치해석 기법을 도입하여 전기 습윤 현상에 대한 보다 체계적인 해석 기법을 개발하였다. 먼저, 이론적 연구에서는 전기습윤 현상에 대한 보다 일반적인 해석을 위해서 전기 이중층과 선장력의 영향이 추가된 수정된 Lippmann-Young 식을 유도하였으며, 이 식에서 나타난 항들의 영향을 수치해석

방법을 통하여 정량적으로 구하였다.

수치해석의 결과를 통하여 액적의 반지름이 수 mm 의 크기를 가지는 일반적인 전기습윤 현상에서는 전기 이중층과 선장력이 접촉각에 미치는 영향이 작게 나타났다. 따라서 이러한 경우는 기존의 Lippmann-Young 식이 잘 만족되는 것을 알 수 있었다. 그러나 액적의 크기가 μm 단위로 작아질 때는 선장력이 지배적인 영향을 끼칠 수 있는 가능성도 있음을 제시하였다.

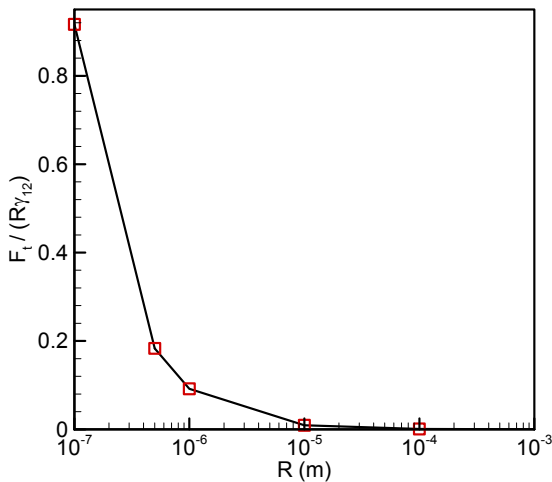


Fig. 7 The effect of line tension versus radius (R) at $\alpha = 30^\circ$

후 기

본 연구는 BK21 포항공과대학교 기계사업단의 지원과 2002 년도 POSCO 기술개발비의 지원하에 수행되었다(Contract No. 1UD02013). 저자중 강인석은 한국과학재단(KOSEF)의 과제비 지원하에 본 연구를 수행하였다(Contract No. R01-2001-00410). 이러한 지원에 대해 저자들의 감사를 표한다.

참고문헌

- (1) Prins, M. W. J., Welters, W. J. J. and Weekamp, J. W., 2001, "Fluid Control in Multichannel Structures by Electrocapillary Pressure," *Science*, Vol. 291, pp. 277~280.
- (2) Kim, C. -J., 2001, "Micropumping by Electrowetting," *ASME Int'l Mech. Eng. Congress and Exposition*, (IMECE2001/HTD-24200).
- (3) Reyes, D. R., Iossifidis, D., Auroux, P.-A. and Manz, A., 2002, "Micro Total Analysis Systems. I. Introduction, Theory, and Technology," *Anal. Chem.*, Vol. 74, pp. 2623~2636.
- (4) Welters, W. J. J. and Fokink, L. G. J., 1998, "Fast

- Electrically Switchable Capillary Effects," *Langmuir*, Vol. 14, pp. 1535~1538.
- (5) Berge, B., Vallet, M. and Vovelle, L., 1996, "Electrowetting of Water and Aqueous Solutions on Poly(ethyleneterephthalate) Insulating Films," *Polymer*, Vol. 37, No. 12, pp. 2465~2470.
- (6) Lee, J. H. and Kim, C. -J., 2000, "Surface-Tension-Driven Microactuation Based on Continuous Electrowetting," *J. of MEMS*, Vol. 9, No. 2, pp. 171~180.
- (7) Pollack, M. G. and Fair, R. B., 2000, "Electrowetting-Based Actuation of Liquid Droplets for Microfluidic Applications," *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 77, No. 11, pp. 1725~1726.
- (8) Blake, T. D., Clarke, A. and Stattersfield, E. H., 2000, "An Investigation of Electrostatic Assist in Dynamic Wetting," *Langmuir*, Vol. 16, pp. 2928~2935.
- (9) Quilliet, C. and Berge, B., 2001, "Electrowetting: a Recent Outbreak," *Curr. Opin. Colloid Interface Sci.*, Vol. 6, pp. 34~39.
- (10) Digilov, R., 2000, "Charge-Induced Modification of Contact Angle: the Secondary Electrocapillary Effect," *Langmuir*, Vol. 16, pp. 6719~6723.
- (11) Vallet, M., Vallade, M. and Berge, B., 1999, "Limiting Phenomena for the Spreading of Water on Polymer Films by Electrowetting," *Eur. Phys. J.*, Vol. B11, pp. 583~591.
- (12) Adamson, W. and Gast, A. P., 1997, *Physical Chemistry of Surfaces*, John Wiley & Son, New York; Chapters 2, 3, 5, 10.
- (13) Overbeek, J. T. G., 1990, "The Role of Energy and Entropy in the Electrical Double Layer," *Colloids and Surfaces*, Vol. 51, pp. 61~75.
- (14) Chung, S. K., 2003, *Analysis of Electrowetting Phenomena Based on Thermodynamics and Electromechanics*, Master's Thesis, Dept. of Mech. Eng., Pohang Univ. Sci. and Tech., 109p.
- (15) Neumann, A. W. and Spelt, J. K., 1996, *Applied Surface Thermodynamics*, Marcel Dekker, New York.
- (16) Chou, T., 2001, "Geometry-Dependent Electrostatics near Contact Lines," *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 87, No. 10, pp. 106101-1~4
- (17) Duplantier, B., 1991, "Can One "Hear" the Thermodynamics of a (Rough) Colloid?," *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 66, No. 12, pp. 1555~1558.
- (18) Kang, K. H., Kang, I. S. and Lee, C. M., 2002, "Finite Element Analysis of Electrical Double Layers near Triple Contact Lines," *Proc. of the Second National Congress on Fluids Engineering*, Muju, Korea, pp. 491~494.
- (19) Ulman, A., 1996, "Formation and Structure of Self-Assembled Monolayers," *Chem. Rev.*, Vol. 96, pp. 1533~1554.