

<학술논문>

DOI <http://dx.doi.org/10.3795/KSME-B.2015.39.10.805>

ISSN 1226-4881(Print)
2288-5324(Online)

비전도성 벽과의 상호작용에 따른 한 쌍 입자의 직류 유전영동 운동

강 상 모*†

* 동아대학교 기계공학과

Direct-Current Dielectrophoretic Motions of a Pair of Particles due to Interactions with a Nearby Nonconducting Wall

Sangmo Kang*†

* Dept. of Mechanical Engineering, Dong-A Univ.

(Received April 22, 2015 ; Revised June 24, 2015 ; Accepted July 31, 2015)

Key Words: Electric Conductivity(전기전도도), Maxwell Stress Tensor(Maxwell 응력텐서), Particle-Particle Interactions(입자-입자 간 상호작용), Wall-Induced Direct-Current Dielectrophoresis(벽-유발 직류 유전영동)

초록: 본 연구에서는 외부에서 균일한 직류전기장이 벽과 평행하게 인가될 때 점성유체 안에 자유롭게 잠겨있는 한 쌍의 입자들이 근처의 비전도성 평면 벽과의 상호작용 때문에 유발되는 2차원 유전영동 운동에 대하여 수치연구를 수행하였다. 해석 결과 운동 특성은 입자들이 가지는 전기전도도 부호 조합과 입자들과 벽 사이 간격에 따라 크게 달라졌다. 두 입자가 서로 같은 전도도 부호를 가지면 입자들은 공전을 하다가 최종적으로 전기장과 평행하게 정렬한다. 반면에 서로 다른 부호를 가지면 입자들은 반대방향으로 공전하다 결국 전기장과 수직하게 정렬한다. 동시에 입자들은 전도도 조합과 무관하게 반발력을 받아 벽으로부터 멀어지는 쪽으로 이동한다. 입자들이 벽으로부터 멀리 떨어져 있을수록 입자들과 벽 사이 유전영동 상호작용 효과는 서서히 사라지며 대신 입자와 입자 사이 효과가 점점 두드러진다.

Abstract: The present study numerically investigated two-dimensional dielectrophoretic motions of a pair of particles suspended freely in a viscous fluid, interacting with a nearby nonconducting planar wall, under an external uniform electric field. The results show that the motions depend strongly on the set of two electric conductivity signs and the particles-wall separation gap. When both particles have the same sign, they revolve and finally align parallel to the electric field. In contrast, with different signs, they revolve in the opposite direction and finally align perpendicular to the field. Simultaneously, they are repelled to move farther away from the wall regardless of their conductivity set. With further separation from the wall, the particles-wall interaction effect diminishes and the particle-particle effect dominates.

1. 서론

본 연구에서는 점성유체 안에 자유롭게 잠겨있는 한 쌍의 입자(particles)가 완전 비전도성(nonconducting or insulating)인 벽 근처에서 균일한 외부 직류전기장(direct-current electric field)이 벽과 평행하게 인가될 때 발생하는 입자들의 유

전영동 운동(dielectrophoretic motions)에 대하여 직접수치모사(direct numerical simulations) 연구를 수행하였다. 여기서 직접수치모사란 Maxwell 방정식을 수치적으로 풀어 전기장을 구한 후 입자표면 위에서 Maxwell 응력텐서를 직접 적분하여 입자에 작용하는 유전영동 힘(dielecterophoretic force)을 구하는 방법을 말한다. 이는 어떠한 근사도 사용하지 않기 때문에 기존의 반-해석적(semi-analytical) 방법에 비해 정확도가 매우 높은 방법이다.(1-5)

† Corresponding Author, kangsm@dau.ac.kr

© 2015 The Korean Society of Mechanical Engineers

벽이 없는 무한 점성유체 안에 잠겨있는 다중 입자들이 균일한 외부 직류전기장이 인가될 때 겪는 유전영동 운동에 대하여 직접수치모사를 수행한 연구는 지금까지 적지 않게 이루어져 왔다. Ai & Qian⁽¹⁾은 외부 직류전기장이 인가될 때 한 쌍의 원통 입자들이 겪는 2차원 유전영동 운동에 대해 ALE 법(arbitrary Lagrangian-Eulerian method)을 적용하여 직접수치모사를 수행하였다. 이때 입자들은 완전 비전도성, 즉 전기전도도(electric conductivity)가 0이라고 가정하였다. 이어 Kang & Maniyeri⁽²⁾는 SPM(smoothed profile method)을 적용하여 동일한 연구를 2~5개 비전도성 입자들의 유전영동 운동에까지 확장하였다. 두 연구에 따르면 모든 비전도성 입자들은 외부로부터 균일한 직류전기장이 인가될 때 초기 배열에 따라 다른 공전(revolution)을 거쳐 최종적으로 전기장과 평행하게 정렬된다는 결론을 도출하였다. 그렇지만 실제응용에 활용되는 대부분의 입자들은 완전 비전도성이 아닌 어느 정도 크기의 전도도를 가지고 있기 때문에 도출된 결론은 아직 충분하지 않았다. 따라서 0이 아닌 유한한 크기의 전기전도도를 수반하는 일반적인 문제를 다루기 위한 후속연구가 몇 연구자들에 의해 이루어졌다. Hossan 등⁽³⁾은 전기장과 유동장 해석에 각각 IIM(immersed interface method)과 f-IBM(feedback-forcing based immersed-boundary method)을 적용하여 2~3개 입자들이 가지는 2차원 유전영동 운동에 대하여 직접수치모사를 수행하였다. 이어 Kang⁽⁴⁾은 동일한 연구에 대해 SIM(sharp interface method)과 d-IBM(direct-forcing based immersed-boundary method)을 적용하여 보다 다양한 전도도 조합으로까지 확장하여 직접수치모사 연구를 수행하였다. 최근 Xie 등⁽⁵⁾도 이와 매우 유사한 연구를 ALE 법을 활용하여 수행한 적이 있다. 후속 연구를 통해 얻어진 결과에 따르면 균일한 외부 직류전기장이 인가될 때 두 입자가 서로 같은 전기전도도 부호[유체보다 전기전도도가 높으면 양(positive)으로 낮으면 음(negative)으로 각각 정의함]를 가지면 입자들은 전도도 크기와 초기 배열에 상관없이 최종적으로 외부 전기장과 평행하게 정렬하였다. 반면에 서로 다른 전도도 부호를 가지면 입자들은 결국 전기장과 수직인 방향으로 정렬하였다. 이와 같이 다중 입자들 사이의 유전영동 상호작용에 대한 수치연구는 그 동안 꾸준

히 이루어져 왔으나, 다중입자와 벽 사이 상호작용에 관한 직접수치모사 연구는 지금까지 거의 이루어지지 않았다.

최근에 Kang⁽⁶⁾은 외부로부터 균일한 직류전기장이 인가될 때 비전도성 평면 벽 근처에 있는 단일 입자가 겪는 2차원 유전영동 운동에 대하여 직접수치모사를 수행하였다. 결과에 따르면 비전도성 벽 근처에 있는 입자는 벽과 상호작용으로 인하여 유전영동 힘이 유도되었으며, 이 때문에 유전영동 운동이 발생하였다. 또한 입자는 입자 전도도의 크기와 상관없이 비전도성 벽에 의해 항상 반발력을 받게 되어 벽으로부터 멀어지는 방향으로 이동하였다. 이는 비록 단일 입자에 대한 연구이지만 이를 통해 벽은 유전영동 운동을 유발하거나 변화시키는데 중요한 역할을 수행할 수 있음을 충분히 알 수 있다. 따라서 벽 근처에 있는 다중입자의 유전영동 운동도 벽의 영향을 작지 않게 받을 것으로 예상된다.

본 논문에서는 다중입자와 벽 사이 유전영동 상호작용을 좀 더 깊이 이해하기 위하여 한 쪽에 비전도성 평면 벽과 접촉하고 있는 무한한 점성유체 안에 자유롭게 잠겨있는 한 쌍의 원형 입자들의 2차원 유전영동 운동에 대하여 직접수치모사 연구를 수행하였다. 이럴 경우 입자와 벽 사이 유전영동 상호작용뿐만 아니라 입자와 입자 사이의 상호작용이 복합적으로 관련되어 있다. 이어 입자들의 전기전도도 조합과 입자들과 벽 사이 초기 간격을 체계적으로 바꾸어 가면서 유전영동 운동 특성이 어떻게 바뀌는지에 대한 매개변수 연구를 수행하였다.

2. 수치 방법

2.1 수학적 모델링

점성계수(viscosity)가 μ_f^* 이고 전기 전도도와 유전율(permittivity)이 각각 σ_f^* 와 ϵ_f^* 인 무한 점성유체 안에 반경(radius)이 a_p^* 인 한 쌍의 입자가 자유롭게 잠겨 있으며, 아래쪽에는 비전도성 평면 벽과 접촉하고 있다. 그리고 크기가 E_0^* 인 직류전기장이 외부로부터 벽과 평행하게 인가된다(Fig. 1 참조). 본 논문에서 도입한 별표(*)가 없는 모든 변수는 무차원화(normalization)된 상태이며, 무차원화는 앞서 소개한 별표가 딸린 변수들(a_p^* , μ_f^* ,

σ_f^* , ε_f^* 및 E_0^*)을 특성변수로 삼아 이루어졌다. 특히 공간좌표 $\mathbf{x} = (x, y, z) = \mathbf{x}^*/a_p^*$ 를 포함한 모든 길이는 반경 a_p^* 에 의해 무차원화 되었다. 아래 첨자 ‘ p ’와 ‘ f ’는 각각 입자와 유체를 가리킨다. 편의상 아래 설명에서는 단 하나의 입자(σ_p^*)만이 유체 안에 잠겨있다고 가정한다.

먼저 전기장 $\mathbf{E} = \mathbf{U}(\mathbf{E}_f, \mathbf{E}_p) = \mathbf{E}^*/E_0^*$ (\mathbf{U} 는 합집합을 의미함)은 다음과 같이 Maxwell 방정식 (Gauss 법칙)을 해석하여 얻어진다.

$$\mathbf{E} = -\nabla\phi \quad (1)$$

$$\nabla \cdot (\sigma\nabla\phi) = 0 \quad (2)$$

여기서 $\phi = \mathbf{U}(\phi_f, \phi_p)$ [$\phi = \phi^*/(a_p^*E_0^*)$]와 $\sigma = \mathbf{U}(1, \sigma_p)$ [$\sigma = \sigma^*/\sigma_f^*$]는 유체와 입자영역에 걸쳐 분포하는 전기포텐셜(electric potential)과 전기전도도를 각각 가리킨다. 일반적으로 순수 직류 유전영동은 유전율의 영향이 전혀 없이 단지 전도도에 의해서만 영향을 받는다고 잘 알려져 있다.⁽³⁾ 따라서 본 연구에서는 유전율을 전혀 고려하지 않았다. Maxwell 방정식 (2)는 입자-유체 경계(Γ)에서 다음과 같은 계면조건(interface condition)을 만족해야 된다.

$$\phi_f = \phi_p \quad (3)$$

$$\mathbf{n} \cdot \nabla\phi_f = \mathbf{n} \cdot (\sigma_p\nabla\phi_p) \quad (4)$$

여기서 \mathbf{n} 은 경계에서 유체방면 법선방향을 가리키는 단위벡터이다. 식 (2)는 입자-유체 경계에서 불연속적으로 급격히 변화하는 전도도를 포함하고 있기 때문에 수치해석 상의 많은 어려움이 따르며, 이를 극복하기 위한 별도의 수치기법이 필요하다. 벽은 비전도성이기 때문에 벽-유체 경계에는 비침투 경계조건(no-penetration condition) $\mathbf{n} \cdot \nabla\phi = 0$ 을 적용하였다.

이어 유동장(flow field)은 다음과 같이 연속방정식과 운동량(Navier-Stokes)방정식에 의해 지배를 받는다.

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (5)$$

$$\text{Re} \left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u}\mathbf{u}) \right) = -\nabla p + \nabla^2 \mathbf{u} \quad (6)$$

여기서 \mathbf{u} [$\mathbf{u} = (u, v, w) = \mathbf{u}^*/U_0^*$]와 p [$p = p^*/(\varepsilon_f^*E_0^{*2})$]는 각각 속도장(velocity field)과

압력장(pressure field)이며, t [$t = t^*(\varepsilon_f^*E_0^{*2})/\mu_f^*$]는 시간이다. $\text{Re} = (\rho_f^*U_0^*a_p^*)/\mu_f^*$ 는 Reynolds 수이며, $U_0^* = (\varepsilon_f^*a_p^*E_0^{*2})/\mu_f^*$ 는 본 연구에서 도입한 특성속도(characteristic velocity)이다. 방정식 (5)와 (6)은 입자-유체 경계에서 다음과 같은 계면조건을 만족해야 한다.

$$\mathbf{u}|_{\Gamma} = \mathbf{U}_p + \boldsymbol{\Omega}_p \times (\mathbf{x}|_{\Gamma} - \mathbf{X}_p) \quad (7)$$

여기서 \mathbf{U}_p 와 $\boldsymbol{\Omega}_p$ 는 각각 입자의 이동속도와 회전속도이다. 또한 벽-유체 경계에서는 비활 경계조건(no-slip condition) $\mathbf{u} = 0$ 을 적용하였다.

입자운동을 해석하기 위해서는 입자에 작용하는 전기장 및 유동장과 관련된 힘(\mathbf{F}_q , $q = e, h$)과 토크(\mathbf{T}_q)를 구할 필요가 있으며, 이들은 다음과 같이 입자표면 위에서 Maxwell과 Cauchy 응력텐서 [$\sigma_q = \sigma_q^*/(\varepsilon_f^*E_0^{*2})$]를 적분하여 각각 얻을 수 있다.

$$\mathbf{F}_q = \int_{\Gamma} \mathbf{f}_q dS \quad (8)$$

$$\mathbf{T}_q = \int_{\Gamma} (\mathbf{x} - \mathbf{X}_p) \times \mathbf{f}_q dS \quad (9)$$

$$\mathbf{f}_q = \sigma_q \cdot \mathbf{n} \quad (10)$$

$$\sigma_{q=e} = \mathbf{E}\mathbf{E} - \frac{1}{2}E^2\mathbf{I} \quad (11)$$

$$\sigma_{q=h} = -p\mathbf{I} + [\nabla\mathbf{u} + (\nabla\mathbf{u})^T] \quad (12)$$

여기서 \mathbf{X}_p 는 입자 위치이며, dS 는 입자표면 위 미소면적이고, $E^2 = \mathbf{E} \cdot \mathbf{E}$ 이며, \mathbf{I} 는 항등행렬(identity matrix)이다. 특히 유전영동에 의한 힘 밀도($\mathbf{f}_{q=e}$)는 다음과 같이 간단히 표시될 수 있다.

$$\mathbf{f}_e = \frac{1}{2}(E_{n,f}^2 - E_{t,f}^2)\mathbf{n} + E_{n,f}E_{t,f}\mathbf{t} \quad (13)$$

여기서 $E_{n,f}$ 와 $E_{t,f}$ 는 유체-입자 경계의 유체방면에서 각각 전기장의 법선과 접선방향 성분을 가리키며, \mathbf{t} 는 경계에서 접선방향을 나타내는 단위 벡터이다.

끝으로 입자에 작용하는 힘과 토크는 다음 운동방정식(motion equations)을 만족하여야 한다.

$$\text{Re} \left(m_p \frac{\partial \mathbf{U}_p}{\partial t} \right) = \mathbf{F}_e + \mathbf{F}_h \quad (14)$$

$$\text{Re} \left(I_p \frac{\partial \boldsymbol{\Omega}_p}{\partial t} \right) = \mathbf{T}_e + \mathbf{T}_h \quad (15)$$

여기서 m_p 와 I_p 는 각각 입자의 질량과 관성모멘트(inertial moment)이다. 식 (14)와 (15)로부터 입자속도(\mathbf{U}_p)를 구한 후 다음과 같은 식에 의해 입자의 궤적(\mathbf{X}_p)을 추적한다.

$$\frac{d\mathbf{X}_p}{dt} = \mathbf{U}_p \quad (16)$$

2.2 수치 과정

본 연구에서는 z -방향을 무시하고 2차원 유전영동 운동에 대한 직접수치모사를 수행하였다. 따라서 입자에 작용하는 힘과 입자의 위치 및 속도는 각각 $\mathbf{F}_q = (F_{q,x}, F_{q,y}, 0)$ ($q = e, h$), $\mathbf{X}_p = (X_{p,x}, X_{p,y}, 0)$, $\mathbf{U}_p = (U_{p,x}, U_{p,y}, 0)$, $\boldsymbol{\Omega}_p = (0, 0, \Omega_p)$ 가 된다. 뿐만 아니라 유전영동이 적용되는 대부분의 미세유체역학 분야에서는 Re 수가 매우 낮기 때문에($Re \approx 0$), 본 연구에서는 운동량방정식 (6)과 운동방정식 (14)와 (15)의 좌변을 다음과 같이 생략하였다.

$$-\nabla p + \nabla^2 \mathbf{u} = 0 \quad (17)$$

$$\mathbf{F}_e + \mathbf{F}_h = 0 \quad (18)$$

$$\mathbf{T}_e + \mathbf{T}_h = 0 \quad (19)$$

따라서 입자운동과 유체유동은 항상 준정상(quasi-steady) 상태를 유지하며 단지 입자 위치에 의해서만 결정된다.

Fig. 1은 본 연구에서 고려한 기하학적 형상과 계산영역을 개략적으로 보여준다. 원점(origin)은 두 입자의 초기 위치 중앙에 있으며, 따라서 입자들은 초기에 극좌표로 각각 $\mathbf{X}_{p,1} = (r_0, \theta_0)$ 와 $\mathbf{X}_{p,2} = (r_0, \theta_0 + 180^\circ)$ 의 위치에 놓여있다. 편의상 초기에 1사분면과 3사분면에 있는 입자들을 각각 ‘입자 1’과 ‘입자 2’로 부르기로 한다. 비전도성 벽은 원점으로부터 아래로 g_0 만큼 떨어져 있으며 ($y = -g_0$), 계산영역은 무한 규모를 고려하여 입자 크기에 비해 가능한 크게 설정하였다($L \gg 1$). 입자들의 전기전도도 조합은 $(\sigma_{p1}, \sigma_{p2})$ 이다. 본 연구에서는 벽을 비전도성이라 가정하였기 때문에($\sigma_w = 0$), 주로 입자 전도도 조합 $(\sigma_{p1}, \sigma_{p2})$ 과 두 입자와 벽 사이의 초기 간격 g_0 가 벽-유발 직류 유전영동(wall-induced direct-current dielectrophoresis)에 결정적인 영향을 미칠 것으로 판단된다.

다중 입자의 유전영동 운동을 해석하기 위하여 Kang⁽⁴⁾이 개발하고 검증한 동일한 유한체적 기반

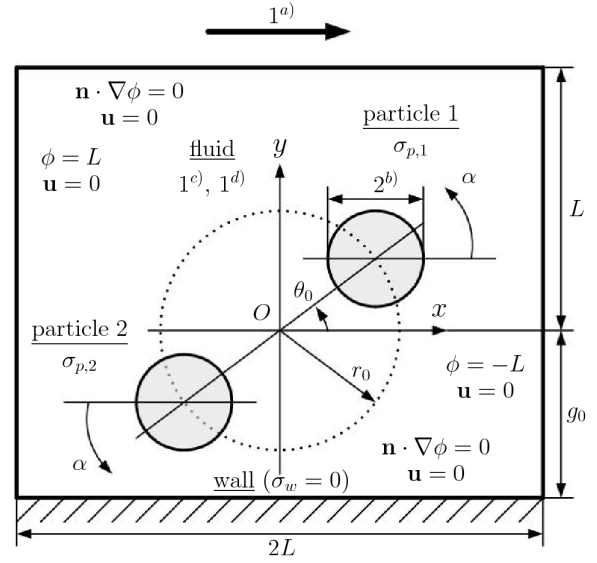


Fig. 1 Normalized schematic diagram of the flow geometry and computational domain, including the boundary conditions. Here, the numbers with superscripts, a), b), c) and d), denote the normalized external electric field, particle diameter, and electric conductivity and permittivity of the fluid, respectively

수치방법을 본 연구에서 그대로 적용하고 수치모사를 수행하였다. 전기장 해석의 경우에는 입자-유체 경계에서 불연속적으로 급격히 변화하는 계수(전기전도도) 때문에 일어날 수 있는 수치적 어려움을 극복하기 위하여 Liu 등⁽⁷⁾이 개발한 SIM을 적용하여 Maxwell 방정식 (2)를 해석하였다. 반면에 유동장의 경우에는 Kim 등⁽⁸⁾이 제안한 d-IBM을 적용하여 연속방정식과 운동량방정식 (5)와 (17)을 해석하였다. 계산영역 크기는 $L = 20$ 이며, 입자 반경에 비해 매우 크게 설정하였다. 원거리(far-field) 경계에 적용된 경계조건들은 Fig. 1에 나타내었다. 입자가 실제로 운동하는 계산영역의 중앙 부분과 벽 근처에는 밀집된 균일 격자계($\Delta x = \Delta y = h$)를 적용하였으며, 반면에 외곽 부분은 보다 성근 비균일 격자계를 사용하였다. 또한 전기장과 유동장 해석에는 서로 다른 해상도 $(h_e, h_f) = (1/24, 1/12)$ 를 가진 복합 격자계를 채택하였다. 위 해상도는 이전 연구에서 충분히 검증되었다.⁽⁴⁾

3. 결과 및 토론

본 장에서는 한 쌍의 입자와 벽 사이에 존재하는 유전영동 상호작용에 대한 직접수치모사를 수

Table 1 DEP forces on and translational velocities of a pair of particles with different sets of the electric conductivity at $(r_0, \theta_0) = (2, 45^\circ)$ and $g_0 = 3.5$, compared with those of Kang⁽⁴⁾ obtained for the case without a wall

$(\sigma_{p,1}, \sigma_{p,2})$	properties	without wall	with wall
(1/100, 1/100)	$\mathbf{F}_{e,1}$	(0.15, -0.11)	(0.19, -0.09)
	$\mathbf{F}_{e,2}$	(-0.15, 0.11)	(-0.19, 0.33)
	$\mathbf{U}_{p,1}$	(0.020, -0.017)	(0.021, -0.017)
	$\mathbf{U}_{p,2}$	(-0.020, 0.017)	(-0.017, 0.014)
(100, 100)	$\mathbf{F}_{e,1}$	(0.11, -0.15)	(0.13, -0.12)
	$\mathbf{F}_{e,2}$	(-0.11, 0.15)	(-0.13, 0.30)
	$\mathbf{U}_{p,1}$	(0.018, -0.020)	(0.014, -0.017)
	$\mathbf{U}_{p,2}$	(-0.018, 0.020)	(-0.013, 0.012)
(1/100, 100)	$\mathbf{F}_{e,1}$	(-0.14, 0.13)	(-0.15, 0.14)
	$\mathbf{F}_{e,2}$	(0.13, -0.13)	(0.15, 0.01)
	$\mathbf{U}_{p,1}$	(-0.019, 0.019)	(-0.015, 0.020)
	$\mathbf{U}_{p,2}$	(0.019, -0.019)	(0.015, -0.000)
(100, 1/100)	$\mathbf{F}_{e,1}$	(-0.13, 0.13)	(-0.17, 0.13)
	$\mathbf{F}_{e,2}$	(0.14, -0.13)	(0.17, 0.03)
	$\mathbf{U}_{p,1}$	(-0.019, 0.019)	(-0.016, 0.020)
	$\mathbf{U}_{p,2}$	(0.019, -0.019)	(0.016, 0.000)

행하고 얻어진 결과를 소개하였다. 두 입자 사이에 존재하는 상호작용은 이전 연구⁽⁴⁾에서 충분히 논의되었기 때문에 여기에서는 비전도성 벽이 입자들 사이의 상호작용에 미치는 영향을 주로 살펴볼 예정이다. 이를 위하여 입자 전기전도도 $\sigma_p = 1/100$ 와 100으로 구성된 총 네 가지 조합, 즉 $(\sigma_{p,1}, \sigma_{p,2}) = (1/100, 1/100)$ 와 $(100, 100)$, 그리고 $(1/100, 100)$ 와 $(100, 1/100)$ 을 채택하였다. 여기서 처음 두 조합은 입자들이 같은 전도도 부호를 가진 경우이며, 반면에 마지막 두 조합은 서로 다른 전도도 부호를 가진 경우이다.

3.1 전기장과 유동장, 그리고 유전영동 힘

비전도성 벽의 영향을 파악하기 위하여 두 입자들이 $(r_0, \theta_0) = (2, 45^\circ)$ 와 $g_0 = 3.5$ 의 위치에 배열되었을 때에 입자들 주변에 형성되는 전기장과 유동장, 그리고 각 입자들에게 유도되는 유전영동 힘을 고찰하였다. 이를 위하여 네 가지 서로 다른 전기전도도 조합에 대해 직접 수치모사를 수

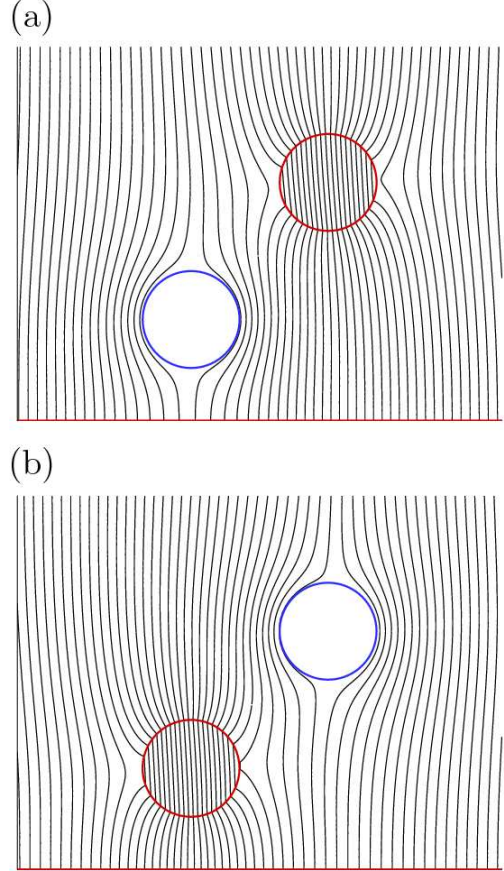


Fig. 2 Contours of the electric potential ($\Delta\phi = 0.2$) for $(\sigma_{p,1}, \sigma_{p,2}) =$ (a) $(1/100, 100)$ and (b) $(100, 1/100)$ at $g_0 = 3.5$. Here, the particles are located at $(r_0, \theta_0) = (2, 45^\circ)$

행하였으며, 그 대표적인 결과들을 Table 1과 Figs. 2-5에 제시하였다.

Table 1은 각 전기전도도 조합에 대해 두 입자에 작용하는 유전영동 힘과 입자의 이동속도를 나타내었다. 여기에서 벽이 없는 무한 유체 안에 두 입자가 잠겨있을 때 얻어진 결과⁽⁴⁾와 직접 비교하였다. 결과에 따르면 벽이 존재할 때와 그렇지 않을 때 사이에 유전영동 힘과 이동속도에서 뚜렷한 차이가 있었다. 특히 각 입자에 작용하는 힘을 보면 벽으로부터 보다 멀리 떨어져 있는 입자 1은 변화가 그리 크지 않았으나, 보다 가까이 있는 입자 2는 비교적 큰 변화를 가져왔다. 참고로 입자 중심과 벽과의 거리는 입자 1과 2의 경우 각각 $g_{p,1} = 2.79$ 와 $g_{p,2} = 4.21$ 이다. 모든 전도도 조합에서 입자 2에 작용하는 힘의 수직성분이 벽의 존재 때문에 위쪽으로 크게 증가하였음을 알 수 있다. 그렇지만 입자의 이동속도는 벽의 영향, 즉

벽의 마찰(friction)과 비침투성(impermeability) 때문에 오히려 크게 줄었다.

Fig. 2는 네 가지 전기전도도 조합에 대하여 직접 수치모사를 수행하고 얻어진 결과 중 대표적으로 $(\sigma_{p,1}, \sigma_{p,2}) = (1/100, 100)$ 와 $(100, 1/100)$ 에 대한 전기포텐셜 분포를 등고선(contours) 형태로 보여준다. 결과에 따르면 각 입자 주변의 포텐셜 분포는 입자 전도도에 따라 주로 결정되었다. 먼저 $\sigma_p = 1/100$ 을 가진 입자(적색으로 표시)의 경우에는 포텐셜 등고선들이 유체방면에서 입자-유체 경계에 거의 직각으로 접근하였다. 이와 반대로 $\sigma_p = 100$ 을 가진 입자(청색으로 표시)의 경우에는 등고선들이 유체방면에서 입자-유체 경계와 거의 평행하거나 접하였다. 이러한 수치모사 결과는 다음과 같은 이론적인 예측과 정확히 일치하였다. 전자의 경우에는 입자의 전도도가 유체에 비해 매우 낮기 때문에($\sigma_p \ll \sigma_f = 1$) 계면조건(4)로부터 $E_{n,f}|_G = -(\partial\phi_f/\partial n)|_G \approx 0$ 이 된다. 반면에 후자의 경우에는 입자의 전도도가 유체에 비해 매우 높기 때문에($\sigma_p \gg 1$) 입자영역에서 포텐셜이 거의 일정하고 따라서 전기장이 0이 된다. 이는 결국 입자-유체 경계에서 $E_{t,f}|_G = -(\partial\phi_f/\partial t)|_G \approx 0$ 이 됨을 의미한다.

Fig. 3은 네 가지 전기전도도 조합에 대하여 입자표면(입자-유체 경계)에 작용하는 유전영동 힘 밀도의 법선성분 분포를 보여준다. 이때 α 는 Fig. 1에서 보여주듯이 입자-유체 경계를 따라 x -축으로부터(입자 1과 2는 각각 양의 축과 음의 축을 서로 다르게 기준으로 삼았음) 반시계방향으로의 원주각을 가리킨다. 벽의 영향을 살펴보기 위하여 벽이 없는 무한 유체 안에 잠겨있는 두 입자에 대한 결과⁽⁴⁾도 함께 제시하였다. 결과에 따르면 힘 밀도 분포는 해당 입자가 가지는 전기전도도에 따라 공통적인 특징을 가지고 있다. 먼저 $\sigma_p = 1/100$ 인 입자의 경우(Fig. 3에서 모두 적색으로 표시)에는 입자-유체 경계의 유체방면에서 전기장의 법선성분이 사라지기 때문에($E_{n,f}|_G \approx 0$) 식(13)으로부터 힘 밀도는 다음과 같이 축약된다.

$$\mathbf{f}_e \approx -\frac{1}{2} E_{t,f}^2 \mathbf{n} \quad (20)$$

이는 힘 밀도가 항상 입자 중심 방향으로 작용하며 ($-E_{t,f}^2 \leq 0$), 이 때문에 모든 표면에 순수 압축력

이 작용함을 의미한다. Fig. 3에서 $\sigma_p = 1/100$ 을 가진 모든 입자들은 이론적 예측과 정확히 일치하는 수치모사 결과를 보여주고 있다. 또한 힘 밀도는 경

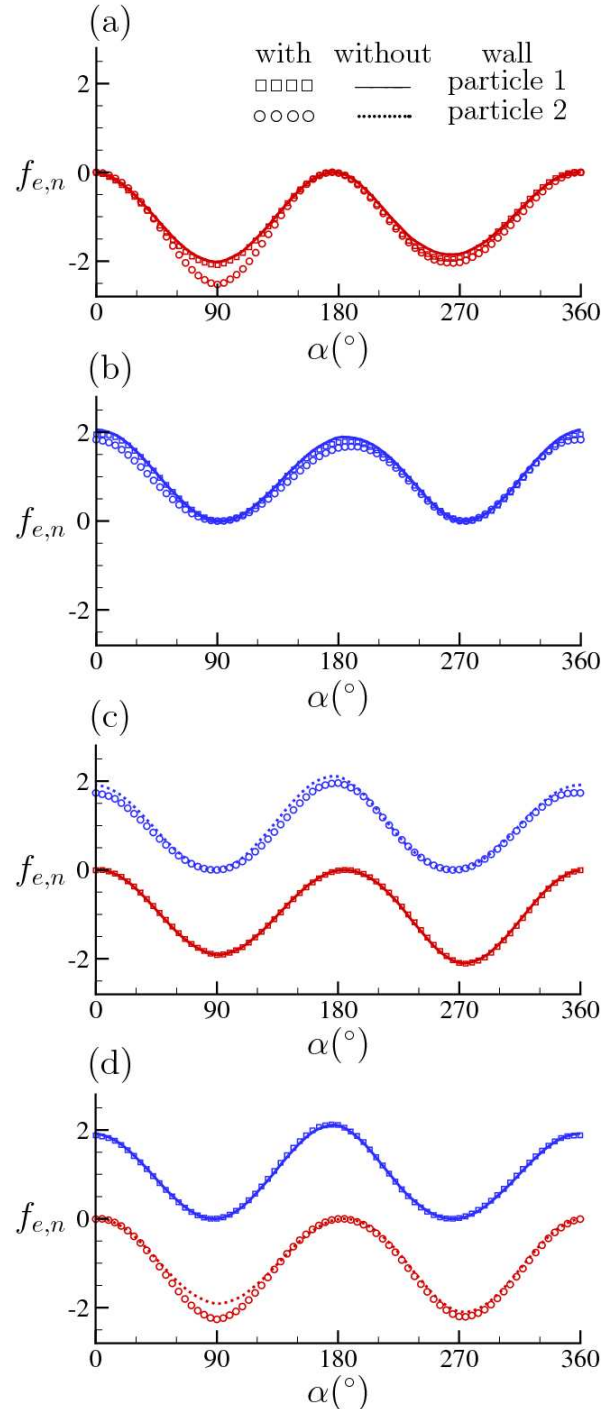


Fig. 3 Profiles of the force density along the particle-fluid interface for $(\sigma_{p,1}, \sigma_{p,2}) =$ (a) $(1/100, 1/100)$, $(100, 100)$, $(1/100, 100)$, and $(100, 1/100)$ at $g_0 = 3.5$. Here, the particles are located at $(r_0, \theta_0) = (2, 45^\circ)$

계에 따라 정현파(사인곡선) 양상을 보여 주는데, 특히 강한 압축력이 입자의 위쪽방면(입자 1과 2인 경우 각각 $\alpha \approx 90^\circ$ 와 270°)과 아래쪽방면(각각 $\alpha \approx 270^\circ$ 와 90°)에 극대 값을 가지며 작용하였다. 이와 반대로 $\sigma_p = 100$ 인 입자의 경우(모두 청색으로 표시)에는 입자-유체 경계의 유체방면에서 전기장의 접선성분이 0이 되기 때문에($E_{t,f|\Gamma} \approx 0$) 식 (13)으로부터 힘 밀도는 다음과 같이 간단히 유도된다.

$$f_e \approx \frac{1}{2} E_{n,f}^2 \mathbf{n} \quad (21)$$

마찬가지로 이는 힘 밀도가 항상 입자 바깥쪽으로 작용하며($E_{n,f}^2 \geq 0$), 따라서 모든 입자 표면에 인장력이 작용함을 의미한다. 이 이론적인 예측은 Fig. 3에 제시한 $\sigma_p = 100$ 을 가진 입자들이 보여주는 수치모사 결과와 정확히 일치하였다. 또한 힘 밀도는 경계에 따라 역시 정현파 양상을 보여 주는데, 특히 강한 인장력이 입자의 오른쪽방면(입자 1과 2인 경우 각각 $\alpha \approx 0^\circ$ 와 180°)과 왼쪽방면(각각 $\alpha \approx 180^\circ$ 와 0°)에 극대 값을 가지며 작용하였다.

벽이 없는 무한 유체 안에 잠겨 있는 단일 입자의 경우에는 입자 전기전도도에 상관없이 정현파 양상의 힘 밀도 분포가 입자의 중심에 대해 완전 대칭이 된다. 이 때문에 힘 밀도를 입자 표면에 대해 적분하면 유전영동 힘은 0이 되어 어떠한 운동도 발생하지 않는다. 그러나 단일 입자 근처에 또 다른 입자를 위치시키면, 즉 무한 유체 안에 두 입자가 존재하면 입자들 사이 상호작용 때문에 각 입자의 힘 밀도 분포가 변하게 되어 대칭성이 깨진다. 이럴 경우 유한한 유전영동 힘이 유도되어, 결국 유전영동 운동이 발생한다.⁽¹⁻⁵⁾ 참고로 벽이 없는 무한 유체 안에 동일한 두 입자가 $(r_0, \theta_0) = (2, 45^\circ)$ 의 위치에 잠겨 있을 때 각 입자들에 작용하는 힘과 이에 해당하는 입자들의 이동속도를 비교 목적 상 Table 1에 제시하였다.⁽⁴⁾ 결과에 따르면 두 입자가 양이든 음이든 상관없이 같은 전기전도도 부호를 가지면 두 입자는 힘을 받아 시계방향으로 공전하였다. 반대로 서로 다른 전도도 부호를 가지면 두 입자는 반시계방향으로 공전하였다.

Fig. 3에서 보여주듯이 무한 유체 안에 두 입자가 잠겨있고 그 아래에 비전도성 벽을 위치시키

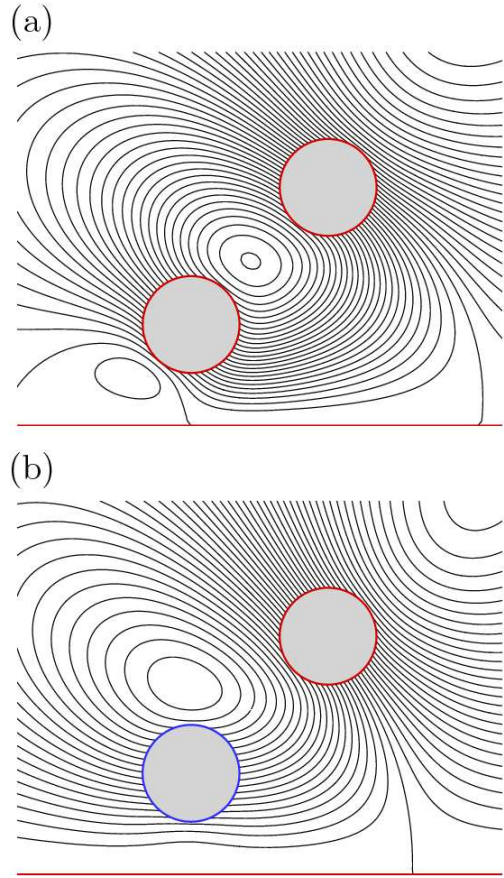


Fig. 4 Streamlines ($\Delta\psi = 0.002$) for $(\sigma_{p,1}, \sigma_{p,2}) =$ (a) $(1/100, 1/100)$ and (b) $(1/100, 100)$ at $g_0 = 3.5$. Here, the particles are located at $(r_0, \theta_0) = (2, 45^\circ)$ and revolve (a) clockwise or (b) counterclockwise

면($g_0 = 3.5$) 입자의 유전영동 운동은 벽으로부터 의미 있는 영향을 받았다. 다시 말하면, 벽의 존재 때문에 각 입자들 주변에 전기포텐셜(또는 전기장) 분포가 변하며, 따라서 입자-유체 경계에 따라 힘 밀도 분포도 역시 변한다. 특히 벽으로부터 거리 때문에 $(r_0, \theta_0) = (2, 45^\circ)$ 의 위치에서 입자 1에 작용하는 유전영동 힘은 큰 변화가 없으나 입자 2에 작용하는 힘은 크게 변화가 있었다. 따라서 유전영동 운동은 입자 2에 의해 주로 지배를 받는다.

먼저 입자 2가 $\sigma_p = 1/100$ 를 가지는 경우[Fig. 3(a,d)에서 적색으로 표시]에는 입자와 벽이 모두 같은 음의 전도도 부호를 가지기 때문에 입자와 벽 사이 영역(입자의 아래쪽방면)에서 전기장의 세기가 커지게 된다.⁽⁶⁾ 따라서 입자 2는 아래쪽방면에서 힘 밀도가 증가하고 결국 압축력이 커지

게 되어 위쪽방향으로 입자를 밀어내는 힘을 추가로 발생시킨다[Table 1 참조]. Fig. 3(a,d)에서 제시한 힘 밀도 분포 그래프는 이를 명백히 증명하고 있다. 그래프를 보면 $\alpha \approx 0 \sim 180^\circ$ 영역, 특히 $\alpha \approx 90^\circ$ 부근에서 힘 밀도(음의 값)가 크게 증가함을 알 수 있다. 반면에 입자 2가 $\sigma_p = 100$ 를 가지는 경우[Fig. 3(b,c)에서 청색으로 표시]에는 입자와 벽이 서로 다른 전도도 부호를 가지기 때문에 입자와 벽 사이 영역에서 전기장의 세기가 약해진다.⁽⁶⁾ 따라서 입자 2는 아래쪽방면에서 힘 밀도가 감소하고 결국 인장력이 작아지게 되어 위쪽으로 입자를 밀어내는 힘을 추가로 발생시킨다[Table 1]. Fig. 3(c,d)에서 제시한 그래프를 자세히 살펴보면 비록 그 차이는 미세하지만 벽이 존재하지 않을 때보다 $\alpha \approx 0 \sim 180^\circ$ 영역 전체에서 힘 밀도(양의 값)가 작아짐을 알 수 있다. 특히 $\alpha \approx 0^\circ$ 와 180° 부근에서 그 차이가 다른 영역보다는 조금 더 컸다. Table 1에 따르면 모든 전기 전도도 조합에서 입자 2에 작용하는 힘의 수직 성분은 입자 전도도에 상관없이 벽의 존재 때문에 위쪽으로 향하는 힘이 추가되었다.

Fig. 4는 $(\sigma_{p,1}, \sigma_{p,2}) = (1/100, 1/100)$ 와 $(1/100, 100)$ 에 대한 유선(streamlines) 분포를 대표적으로 보여준다. Fig. 4(a)는 입자들이 시계방향으로 공전하는 모습이고, 반면에 Fig. 4(b)는 반시계방향으로 공전하는 모습이다. 위 두 경우 모두 벽의 영향에도 불구하고 두 입자들은 입자들 사이 상호작용에 따라 유도된 힘에 의해 여전히 공전하였다. 벽이 없을 때와 비교해서 비록 입자 2가 벽으로부터 위쪽으로 밀어내는 힘이 추가된다 하더라도 벽의 영향 때문에 이동속도는 전체적으로 크게 감소하였다[Table 1 참조]. 끝으로 $(\sigma_{p,1}, \sigma_{p,2}) = (100, 100)$ 와 $(100, 1/100)$ 의 경우에도 Fig. 4에서 보여준 결과와 매우 유사하게 각각 시계방향과 반시계방향으로 역시 공전하였다.

3.2 입자들의 궤적

지금까지 $g_0 = 3.5$ 와 $(r_0, \theta_0) = (2, 45^\circ)$ 일 때 각 전기전도도 조합에 대하여 순간 전기장과 유동장을 검토하고 입자-유체 경계를 따라 유도된 힘 밀도의 변화를 통해서 비전도성 벽의 영향을 살펴보았다. 결과에 따르면 벽의 존재 유무에 상관없이 두 입자가 같은 전도도 부호를 가지면 각 입자에 유도된 힘에 따라 시계방향으로 공전하였

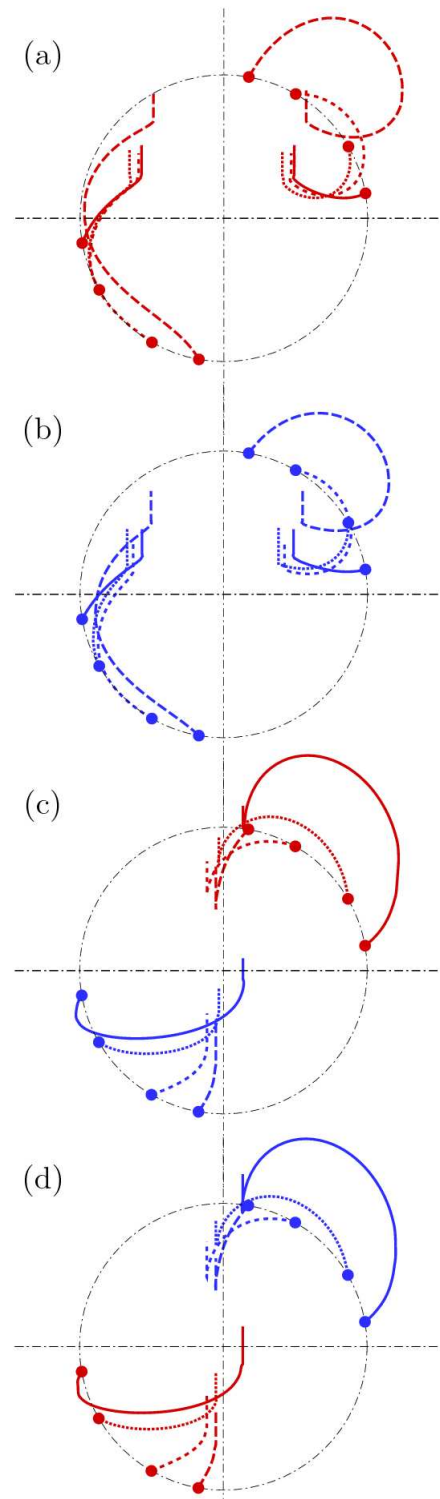


Fig. 5 Trajectories taken by a pair of particles in the vicinity of a nonconducting planar wall: $(\sigma_{p,1}, \sigma_{p,2}) =$ (a) $(1/100, 1/100)$, (b) $(100, 100)$, (c) $(1/100, 100)$, and (d) $(100, 1/100)$ at $g_0 = 3.5$

다. 반면에 서로 다른 부호를 가지면 반시계방향으로 공전하였다. 그렇지만 벽이 존재함에 따라

입자에 작용하는 유전영동 힘과 입자의 이동속도는 크게 영향을 받았다. 본 절에서는 실제로 이를 확인하기 위하여 초기에 배열된 입자들의 중심과 벽까지의 거리 $g_0 = 3.5$ 와 7에 대하여 입자의 궤적을 추적하는 직접수치모사를 수행하였고 그 결과를 Figs. 5와 6에 제시하였다. 이때 입자 운동은 각각 $r_0 = 2$ 와 $\theta_0 = 10^\circ, 30^\circ, 60^\circ$ 그리고 80° 에서 출발하였다. 입자들이 정렬(alignment)된 이후에는 비교적 큰 시간증분(time increment) 때문에 수치적으로 서로 접근하여 중첩될 수가 있는데, 이는 실제로 일어날 수 없는 반-물리적인 현상이다. 따라서 그러한 중첩을 막기 위하여 Glowinski 등⁹⁾이 제안한 소위 충돌기법(collision strategy)을 적용하였으며, 이때 두 입자표면들 사이에 허용할 수 있는 최소 간극으로 $\Delta g = 1.5h_h$ 을 택하였다.

Fig. 5는 $g_0 = 3.5$ 일 때의 해석결과를 보여준다. 입자들이 전체적으로 벽에 매우 가까이 있기 때문에 벽으로부터 큰 영향을 받았다. 같은 전기전도도 부호를 가지는 경우[Fig. 5(a,b)]에는 벽이 없을 때와 마찬가지로 시계방향으로 공전하다 결국 전기장 방향과 평행하게 정렬하였다. 그렇지만 벽의 영향 때문에 두 입자는 공전하는 도중에 벽으로부터 멀어지는 쪽으로(위쪽으로) 반발력을 받아 운동하였다. 따라서 벽이 없는 무한 유체 안에 입자들이 존재할 때⁴⁾ 두 입자가 원점을 중심으로 그리는 점대칭 공전궤적을 가지게 되는데, 이러한 점대칭은 더 이상 존재하지 않았다. 특히 입자 2는 입자 1보다 더 가까이 있기 때문에 벽으로부터의 영향을 보다 많이 받았다. 또한 입자들은 최종적으로는 전기장과 평행하게 되는데, 이후에도 수평 정렬상태를 유지하면서 벽으로부터 멀어지는 쪽으로 운동을 계속하였다. 반면에 서로 다른 전도도 부호를 가지는 경우[Fig. 5(c,d)]에는 반시계방향으로 공전하다 결국에는 전기장 방향과 수직하게 정렬하였다. 동시에 벽의 영향 때문에 두 입자는 공전 도중에 벽으로부터 멀어지는 쪽으로 역시 반발력을 받아 위쪽으로 밀리면서 운동하였다. 최종적으로는 전기장과 수직하게 정렬되었는데, 그 이후에도 수직정렬상태를 유지하면서 벽으로부터 멀어지는 쪽으로 운동을 계속 하였다.

Fig. 6는 $g_0 = 7$ 일 때의 해석결과를 보여준다. $g_0 = 3.5$ 에서와 마찬가지로 입자들은 전기전도도

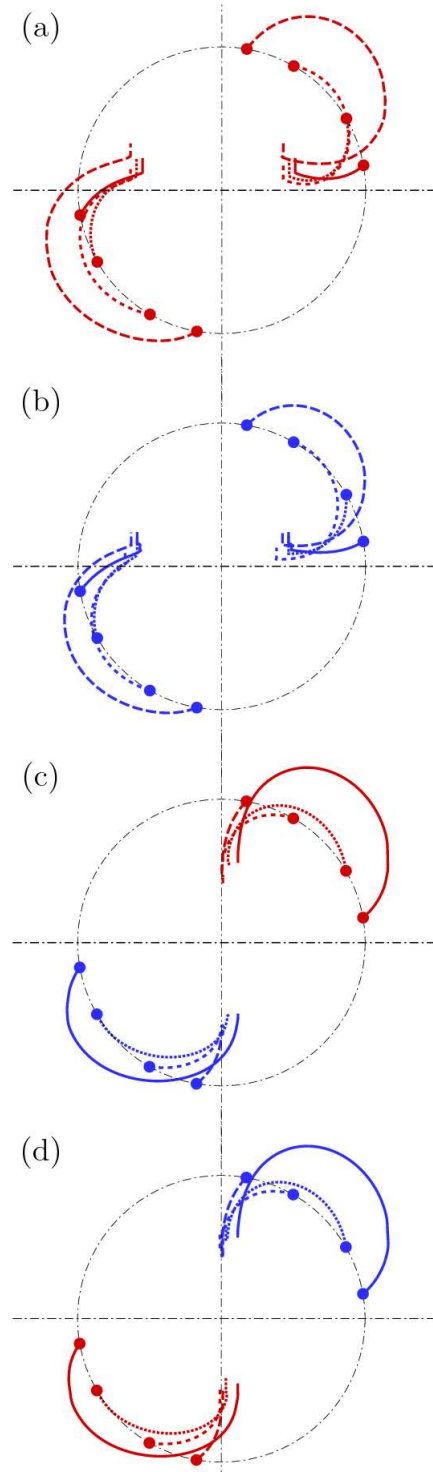


Fig. 6 Trajectories taken by a pair of particles in the vicinity of a nonconducting planar wall: $(\sigma_{p,1}, \sigma_{p,2}) =$ (a) $(1/100, 1/100)$, (b) $(100, 100)$, (c) $(1/100, 100)$, and (d) $(100, 1/100)$ at $g_0 = 7$

부호 조합에 따라 공전하다 결국 전기장과 평행하거나[Fig. 6(a,b)] 수직하게[Fig. 6(c,d)] 정렬하였

다. 이 과정에서 벽의 영향 때문에 벽으로부터 반발력을 받아 떨어지는 쪽으로 밀리면서 운동을 하였다. 그렇지만 전체적으로 $g_0 = 3.5$ 의 경우와 비교할 때 입자들의 초기 배열이 벽으로부터 떨어져 있기 때문에 입자들과 벽과의 상호작용은 보다 약해졌으나 입자들 사이의 상호작용은 보다 강해졌다. 같은 전기전도도 부호를 가지는 경우 [Fig. 6(a,b)]에는 수평정렬 상태를 유지하면서 매우 느린 속도로 벽으로부터 떨어지는 운동을 계속하는데 반하여, 서로 다른 부호를 가지는 경우 [Fig. 6(c,d)]에는 수직정렬 상태를 유지하면서 거의 정지하고 있다. 만약에 입자들과 벽 사이 간격이 충분히 멀리 떨어져 있으면(예를 들면 $g_0 > 10$) 벽이 없는 무한 유체의 경우와 유사해질 것이다.

4. 결 론

유전영동 현상을 활용하는 대부분의 응용분야는 고체 벽으로 둘러싸인 미세유체(microfluidics) 채널(유로)을 수반하기 때문에 벽-유발 유전영동(wall-induced dielectrophoresis) 운동에 대한 철저한 이해가 필수적이다. 다중 입자들 사이의 유전영동 상호작용에 대한 직접수치모사 연구는 그동안 꾸준히 이루어져 왔으나, 다중입자와 벽 사이 상호작용에 관한 수치모사 연구는 지금까지 거의 이루어지지 않았다. 본 논문에서는 비전도성 평면 벽과 접촉하고 있는 무한 유체 안에 자유롭게 잠겨있는 한 쌍의 원형 입자가 균일한 외부 직류전기장이 벽과 평행하게 인가되었을 때 경험하는 2차원 유전영동 운동에 대하여 직접수치모사를 수행하였다. 이어 입자들 전기전도도 조합과 입자들과 벽 사이 간격을 포함한 입자들 초기 배열을 바꾸어 가면서 벽-유발 유전영동 운동에 대해 매개변수 연구를 실시하였다.

직접수치모사를 수행한 결과 외부 전기장이 인가되었을 때 비전도성 벽 근처에 있는 입자들은 벽의 존재 때문에 유전영동 운동에 많은 영향을 받았다. 또한 입자들 운동은 입자 전기전도도 조합과 입자들 초기 배열에 따라 크게 달라졌다. 먼저 두 입자는 같은 전기전도도 부호를 가지면 벽의 존재에도 불구하고 시계방향으로 공전하다 최종적으로 전기장과 평행하게 정렬하였다. 반면에 서로 다른 전도도 부호를 가지면 역시 반대방향으로 공전하다 최종적으로 전기장과 수직하게

정렬하였다. 그렇지만 공전이 이루어지는 동안 비전도성 벽 때문에 입자들은 입자 전도도에 상관없이 벽으로부터 떨어지는 쪽으로 반발력을 추가로 받았다. 특히 입자 2는 입자 1보다 벽에 가까이 있기 때문에 벽으로부터 보다 많은 영향을 받았다. 공전이 끝나고 전기장과 평행하게 또는 수직하게 정렬되었는데, 입자들은 벽으로부터 계속 반발력을 받기 때문에 정렬상태를 유지하면서 벽의 영향이 지속되는 한 위쪽으로 운동하였다. 입자들과 벽 사이 간격이 넓을수록 두 입자의 유전영동은 벽으로부터 영향이 점점 작아졌다. 다시 말하면 입자들과 벽 사이 유전영동 상호작용은 약해지는 데 반하여, 입자들 사이의 상호작용은 상대적으로 강해졌다.

후 기

본 연구는 동아대학교의 지원에 의해 이루어졌다.

참고문헌 (References)

- (1) Ai, Y. and Qian, S., 2010, "DC Dielectrophoretic Particle-Particle Interactions and Their Relative Motions," *Journal of Colloid and Interface Science*, Vol. 22, pp. 448-454.
- (2) Kang, S. and Maniyeri, R., "Dielectrophoretic Motions of Multiple Particles and Their Analogy with the Magnetic Counterparts," *Journal of Mechanical Science and Technology*, Vol. 26, pp. 3503-3513.
- (3) Hossan, M. R., Dillon, R., Roy, A. K. and Dutta, P., 2013, "Modeling and Simulation of Dielectrophoretic Particle-Particle Interactions and Assembly," *Journal of Colloid and Interface Science*, Vol. 394, pp. 619-629.
- (4) Kang, S., 2014, "Dielectrophoretic Motion of Two Particles with Diverse Sets of the Electric Conductivity under a Uniform Electric Field," *Computers and Fluids*, Vol. 105, pp. 231-243.
- (5) Xie, C., Chen, B., Ng, C.-O., Zhou, X. and Wu, J., 2015, "Numerical Study of Interactive Motion of Dielectrophoretic Particles," *European Journal of Mechanics B/Fluids*, Vol. 49, pp. 208-216.

- (6) Kang, S., 2015, "Direct-Current Dielectrophoretic Motions of a Single Particle due to Interactions with a Nearby Nonconducting Wall," *Trans. Korean Soc. Mech. Eng. B*, Vol. 39, pp. 425~433.
- (7) Liu, X.-D., Fedkiw, R. P. and Kang, M., 2000, "A Boundary Condition Capturing Method for Poisson's Equation on Irregular Domains," *Journal of Computational Physics*, Vol. 160, pp. 151~178.
- (8) Kim, J., Kim, D. and Choi, H., 2001, "An Immersed-Boundary Finite-Volume Method for Simulations of Flow in Complex Geometries," *Journal of Computational Physics*, Vol. 171, pp. 132~150.
- (9) Glowinski, R., Pan, T. W., Hesla, T. I. and Joseph, D. D., 1999, "A Distributed Lagrange Multiplier/Fictitious Domain Method for Particulate Flows," *International Journal of Multiphase Flow*, Vol. 25, pp. 755~794.