

집진기내 입자 포집과 비산 문제에 대한 수치적 연구

김주현* · 권순철** · 권기환** · 이상환*** · 이주희****†

Numerical Study of Particle Collection and Entrainment in Electrostatic Precipitator

Ju-hyeon Kim*, Soon-cheol Kweon**, Ki-hwan Kwon**, Sang-hwan Lee***, Juhee Lee****†

Key Words : Electrostatic precipitator (전기집진장치), Corona discharge (코로나방전), Electrohydrodynamic flow(이온풍), Particle-Wall Collision (입자-벽 충돌)

ABSTRACT

A numerical simulation for particle collection efficiency in a wire-plate electrostatic precipitator (ESP) has been performed. Method of characteristics and finite differencing method (MOC-FDM) were employed to obtain electric field and space charge density, and lattice boltzmann method (LBM) was used to predict the Electrohydrodynamic (EHD) flow according to the ion convection. Large eddy simulation (LES) was considered for turbulent flow and particle simulation was performed by discrete element method (DEM) which considered field charging, electric force, drag force and wall-collision. One way coupling from FDM to LBM was used with small and low density particle assumption. When the charged particle collided with the collecting plate, particle-wall collision was calculated for re-entertainment effect and the effect of gravity force was considered.

1. 서 론

전기집진장치는 유동내의 포함된 미세 입자를 제거하는 장치로 인체에 유해한 물질이나 미세 먼지 등을 포집할 수 있으며 대량의 유량을 처리할 수 있고 포집 효율이 높아 산업체에서 널리 쓰이고 있다. 전기집진장치가 개발된 것은 1900년대 초지만 물리적 현상의 복잡성으로 인하여 최근까지도 연구가 계속되고 있다. 전기집진 장치는 평행한 금속 평판과 와이어로 구성되며 와이어에는 고전압이 인가되며 코로나 방전을 일으킨다. 이러한 코로나 방전현상에 의해 입자들이 대전되고 대전된 입자는 전기장에 의한 힘을 받아 운동하게 된다. 또한 코로나 방전에 의해 생성된 이온들이 유동장에 영향을 주어 Electrohydrodynamic(EHD) 유동을 형성시킨다. 입자에 작용하는 복잡한 물리적 현상으로 인하여 유동/전기장 해석을 복합적으로 수행해야하며 입자의 거동

을 모사하는데 어려움이 따른다.

코로나 방전에 의해 생성된 이온밀도분포를 예측하고 이온밀도에 의한 전기장을 해석하려는 연구가 수행되어 왔다. McDonald 등⁽¹⁾은 처음으로 이온밀도분포와 전기장해석을 위한 수치적 모델을 제시하였으며 유한차분법(finite difference method, FDM)을 이용하여 해석하였다. Butler 등⁽²⁾은 이온 밀도 분포를 구하기 위하여 특성곡선법(method of characteristics, MOC)를 사용하였으며, 유한요소법(finite element method, FEM)을 결합하여 전기장을 해석하였다. 또한 Lami 등⁽³⁾은 MOC와 FDM을 이용하여 전기장과 이온밀도를 해석하였다. Anagnostopoulos와 Bergeles⁽⁴⁾은 MOC-FDM에 직교곡선좌표계(orthogonal curvilinear coordinate)를 이용하여 Lami의 방법을 보완하였으며 다른 연구의 결과들과 비교연구를 수행하였다. Yamamoto와 Velkoff⁽⁵⁾는 전기 집진장치의 코로나 방전에 의한 이온들이 유동장에 영향을 미치는 EHD 유동을 발견하였으며 2차원 수치적 모델을 제시하였다. 그 후 EHD유동에 대한 많은 실험과 수치적 연구가 수행되어 왔으며 Chun 등⁽⁶⁾과 Chun과 Yeom⁽⁷⁾은 Chen-Kim modified k-e 난류 모델을 이용하여 집진장치 내부의 유동을 해석하였다.

* 한양대학교 대학원
** 삼성전자 DMC 연구소 ECO solution team
*** 한양대학교 기계공학과
**** 호서대학교 메카트로닉스공학과
† 교신저자, E-mail : juheelee@hoseo.edu

최근에는 집진장치 내부의 입자 거동에 대한 연구가 수행되고 있으며 Farnoosh 등⁽⁸⁾은 EHD유동 내부에 discrete phase model(DPM)을 이용하여 유동장내 입자 거동을 해석하였으며 입자 크기와 유속에 따른 입자포집 효율에 대해 연구하였다. 또한 Long과 Yao⁽⁹⁾은 전기장내부에서 입자가 대전되는 현상(field charging)에 대한 연구를 종합하여 각각의 방법에 따른 입자 포집에 대한 연구를 수행하였다. 하지만 기존의 연구들에서는 집진판에 충돌한 입자들은 완전히 포집되었다는 가정을 사용하였기 때문에 입자의 평판과 충돌 후 거동을 해석할 수 없는 한계를 가지고 있다. 전기집진 장치의 재 비산문제는 산업에서 중요한 관심사이며 이와 관련된 실험연구가⁽¹⁰⁾ 수행되었으며 집진판과 입자 충돌 모델을 이용한 수치적 연구가⁽¹¹⁾ 있었다.

본 연구에서는 입자와 집진판의 충돌에 의한 재 비산현상에 대한 수치적인 연구를 수행하였다. 또 충돌 효과와 중력이 포집효율에 미치는 영향을 비교하였다. 이를 위하여 유동과 입자거동에 있어 일방향으로 연관지어(one-way coupling) 연산을 수행하였다. 이온밀도는 FDM를 사용하였으며, 채널 내부의 이온 밀도와 전기장에 의한 EHD유동은 LBM를 이용하여 해석하였다. 또한 DEM을 이용하여 전기장과 유동장 내의 입자 거동을 해석하였다. 속도가 빠르고 입자의 크기가 클수록 재 비산의 효과가 크며 이로 인하여 포집효율이 감소함을 알 수 있었다.

2. 수치모사

2.1 전기장과 코로나 방전

집진판 내부의 와이어에서는 임계 전압을 초과하게 되면 코로나 방전이 일어나며 와이어로부터 집진판까지 미세전류가 흐르게 된다. 이러한 코로나 방전현상은 와이어에 인가하는 전압에 따라 양의 코로나와 음의 코로나로 분류한다. 양의 코로나와 음의 코로나가 방전되는 메커니즘은 다른 것으로 알려져 있다⁽¹²⁾. 양의 코로나에서는 와이어 주위의 플라즈마 영역에서 가스분자가 전자와 이온으로 나누어지며 전자는 빠르게 와이어로 향하여 흘러가 버리며 이온은 전기력을 받아 채널 쪽으로 이동하며 유동장내 입자에 부착되어 입자를 대전시킨다. 반면 음의 코로나에서는 플라즈마 영역에서 형성된 전자들이 채널 쪽으로 이동하며 높은 에너지를 가지게 된다. 이런 전자들이 다른 가스 분자들과 충돌하여 또 다시 이온과 전자를 생성하며 이러한 과정을 반복하게 된다. 본 연구에서는 양의 코로나만을 고려하였다.

전기장의 지배방정식은 맥스웰 방정식이며 전기장을 정상상태로 가정하면 푸아송방정식(Poisson's equation)의 형태로 나타난다.

$$\nabla^2 \phi = -\frac{\rho_{ion}}{\epsilon_0}, \quad \vec{E} = -\nabla \phi \quad (1)$$

여기서 $\phi(V)$ 는 전기 퍼텐셜을 나타내며 $\vec{E}(V/m)$ 는 전기장 벡터, $\rho_{ion}(C/m^3)$ 는 이온 밀도, $\epsilon_0(F/m)$ 는 진공에서의 유전 상수를 나타낸다. 이온 밀도를 구하기 위해서는 위의 (1)식과 함께 전류 보존 방정식을 풀어야 하며 정상상태의 전기장에서 다음과 같은 식으로 나타난다.

$$\nabla \cdot \vec{j} = 0, \quad \vec{j} = \rho_{ion} b \vec{E} \quad (2)$$

여기서 $\vec{j}(A/m^2)$ 는 전류 밀도를 나타내며 $b(m^2/Vs)$ 는 이온의 mobility를 나타내며 상수로 가정하였다. Butler⁽²⁾가 제안한 MOC를 사용하기 위해 식(1)과 식(2)를 결합하면 다음과 같이 변형된다.

$$b \vec{E} \cdot \nabla \rho_{ion} = -b \rho_{ion}^2 / \epsilon_0 \quad (3)$$

여기서 이온의 흐름 즉 전류가 전기장 벡터방향을 따라 흐른다면 식(3)은 특성곡선(characteristic line)을 따라 상미분방정식으로 나타낼 수 있고 아래와 같이 표현된다.

$$\frac{d\rho_{ion}}{ds} = -\frac{\rho_{ion}^2}{\epsilon_0 E} \quad (4)$$

식(4)를 특성곡선을 따라 적분하게 되면 아래와 같은 해가 나오며 이 해를 와이어의 초기 이온밀도로부터 계산해 나가면 전체 이온밀도 분포를 계산할 수 있다.

$$\frac{1}{\rho_1} = \frac{1}{\rho_0} + \frac{1}{\epsilon_0} \int_{s_0}^{s_1} \frac{ds}{E(s)} \quad (5)$$

2.2 전류-전압 관계

와이어에서의 이온밀도를 계산하기 위해 임계전기장과 계산된 전기장의 비를 이용하여 수렴시키는 방법⁽⁴⁾은 본 연구에서와 같이 사각 격자를 이용하는 경우 와이어 부근의 전기장을 계산하는데 있어서 수치적 오차가 크게 나타났다. 본 연구에서는 McDonald 등⁽¹⁾과 Cooperman⁽¹³⁾이 제안한 전압-전류 관계를 이용한 방법으로 전체 전류를 구한 후 전류를 이용하여 수렴하는 방법을 사용하였으며 다음과 같이 구하였다.

먼저 임계전기장 세기는 다음(Peek's law)과 같이 계산된다.

$$E_c = A\delta + B(\delta/a)^{1/2} \quad (6)$$

여기서 A, B 는 실험에 의한 계수이며 보통 $3.1 \times 10^6, 9.06 \times 10^4$

의 값을 사용하며 여러 연구들 마다 조금씩 다른 값을 사용하였다⁽⁴⁾. 그리고 a 는 와이어의 반지름 길이이며 δ 는 공기의 상대 밀도 값을 나타내며 보통 1의 값을 사용한다. 임계전압장 세기로부터 임계 전압을 계산하면 다음과 같다.

$$V_c = a \ln(r_o/a) E_0 \quad (7)$$

여기서 r_c 는 등가 실린더 반지름을 나타내며 $r_c \cong 2l_y/\pi$ 로 계산되며 Cooperman⁽¹³⁾ 의 논문에서 자세히 나타나 있다. 임계전압과 인가한 전압의 관계로부터 와이어의 전류 밀도와 전류를 구하면 다음과 같다.

$$j_p = \frac{\pi \epsilon_0 b}{8l_x l_y^2 \ln(r_o/a)} V_w (V_w - V_c), \quad I = j_p A_p \quad (8)$$

여기서 j_p 는 집진판에서 평균 전류 밀도를 나타내며, A_p 는 집진판의 단면적을 나타낸다. 그리고 집진판에서의 전류를 수치적 계산을 통하여 구하면 다음과 같다.

$$I' = \frac{\sum_N \rho_{ion} b \vec{E}_y}{N} A_p \quad (9)$$

와이어에서 이온 밀도를 계산하기 위하여 (8)식에서 구한 전류와 (9)식에서 계산된 전류가 같아지도록 다음과 같이 수립시킨다.

$$\rho_w^{k+1} = \rho_w^k \frac{I'}{I} \quad (10)$$

2.3 격자 볼츠만 기법과 EHD 유동

집진 장치 내부의 유동은 와이어 주변에서 생성된 이온들의 움직임 때문에 복잡한 형상이 나타난다. 이를 채널 입구로부터 흘러가는 메인 유동과 전기력에 의한 2차 유동의 결합으로 고려할 수 있으며 이에 대한 영향은 무차원수인 EHD수 (N_{EHD})와 레이놀즈수(Re)에 의해 결정 되는 것으로 알려져 있다. 이러한 2차 유동 때문에 와이어 근처에서의 유동이 가속되는 현상이 생기며 와이어 근처에서 집진판 쪽으로 하류(downstream)이 생기며 집진판 후류에서 상류(upstream)이 생겨 입자 포집 효율에 영향을 미치는 것으로 알려져 있다⁽⁵⁾.

본 연구에서는 이러한 EHD유동을 LBM을 이용하여 해석하였다. LBM은 Kinetic Theory로부터 시작하여 그 지배방정식은 볼츠만방정식(Boltzmann equation)이다. 여기에 선형 충돌(collision model)을 통하여 Navier-Stokes 방정식의 형태로 유도될 수 있으며 Chen과 Doolen⁽¹⁴⁾이 이를 통하

여 유동장을 시뮬레이션 하였다. LBM은 충돌과정과 스트리밍(streaming)과정을 통하여 유동장을 계산하며 다음과 같이 나타난다.

Collision step:

$$\tilde{f}_\alpha(x_i, t + \Delta t) = f_\alpha(x_i, t) - \frac{1}{\tau} [f_\alpha(x_i, t) - f_\alpha^{eq}(x_i, t)] \quad (11.a)$$

Streaming step:

$$f_\alpha(x_i + e_\alpha \Delta t, t + \Delta t) = \tilde{f}_\alpha(x_i, t + \Delta t) \quad (11.b)$$

여기서 τ 는 무차원 완화시간을 나타내며 동점성계수와와의 관계는 $\nu = (\tau/3 - 1/6)\Delta t$ 로 계산된다. f_α 는 각 방향에 대한 밀도 분포함수를 나타내며 \tilde{f}_α 는 충돌 이후의 분포함수를 나타낸다. 본 연구에서는 3차원 D3Q19 모델을 사용하였으며 경계조건은 Hecht과 Harting⁽¹⁵⁾의 논문을 참조하였다.

D3Q19 모델에서 식(11.a)의 평형상태의 분포함수를 구하는 식은 다음과 같다.

$$f_\alpha^{eq} = \rho w_\alpha \left[1 + \frac{3}{c^2} e_\alpha \cdot \vec{u} + \frac{9}{2c^4} (e_\alpha \cdot \vec{u})^2 - \frac{3}{2c^2} \vec{u} \cdot \vec{u} \right] \quad (12)$$

여기서 c 는 $\Delta x/\Delta t$ 를 나타내며 w_α 는 격자 내 각 방향에 대한 가중함수를 나타내며 다음과 같이 나타난다.

$$w_\alpha = \begin{cases} 2/36, & \alpha = 1 \sim 6 \\ 1/36, & \alpha = 7 \sim 18 \\ 12/36, & \alpha = 19 \end{cases} \quad (13)$$

또한 각각의 격자에서의 밀도와 운동량은 다음과 같이 계산된다.

$$\rho = \sum_{\alpha=1}^{19} f_\alpha, \quad \vec{\rho u} = \sum_{\alpha=1}^{19} e_\alpha f_\alpha \quad (14)$$

EHD유동은 와이어 후류에 난류가 형성되므로 난류 모델링을 적용하였다. Premnath 등⁽¹⁶⁾의 논문을 참조하여 LBM에 LES모델을 추가하였으며 난류 점성계수는 다음과 같이 나타낸다.

$$\nu_t = C_s^2 \overline{\Delta}^2 |\vec{S}| \quad (15)$$

여기서 C_s 는 Smagorinsky 계수를 나타내며 $\overline{\Delta}$ 는 격자 필터 사이즈를 나타내며 LBM에서는 $\overline{\Delta} = \Delta x$ 이다. $|\vec{S}|$ 는 전단 변형율을 나타내며 다음과 같이 계산된다.

$$|\bar{S}| = \sqrt{2\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij}}, \quad \bar{S}_{ij} = \frac{1}{2}(\partial_i \bar{u}_j + \partial_j \bar{u}_i) \quad (16)$$

EHD유동을 풀기 위해서는 유체에 작용하는 체적력을 고려해야 한다. 지배 방정식은 Navier-Stokes 방정식의 외력 항에 전기력을 추가시키는 형태로 되어있으며 다음과 같이 나타낸다.

$$\rho \left[\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \nabla) \vec{u} \right] = -\nabla p + \mu \nabla^2 \vec{u} + \rho_{ion} \vec{E} \quad (17)$$

식(17)을 LBM을 적용시키기 위해서는 충돌항의 식(11.a)에 외력항을 추가시켜 다음과 같이 적용할 수 있다⁽¹⁷⁾.

$$\begin{aligned} \tilde{f}_\alpha(x_i, t + \Delta t) = & f_\alpha(x_i, t) - \frac{1}{\tau} [f_\alpha(x_i, t) - f_\alpha^{eq}(x_i, t)] \\ & + \Delta t 3w_\alpha e_\alpha \cdot \vec{F}_{electric} \end{aligned} \quad (18)$$

여기서 $\vec{F}_{electric}$ 은 이온밀도 분포와 전기장 벡터에 의해 생기는 힘을 나타내며 물리적 단위를 Lattice 단위로 환산하여 계산해야 하며 레이놀즈 상수를 통하여 계산해야 한다.

2.4 입자 시뮬레이션

EHD 유동장 내에서의 입자 시뮬레이션을 DEM을 통하여 수행하였다. DEM 은 Cundall과 Strack⁽¹⁸⁾이 처음으로 제시하였으며 개별의 입자를 구 모양으로 모델링 하여 각각의 힘들을 계산하는 방법으로 입자가 받는 힘들은 다음과 같이 고려하였다.

$$m_i \frac{d\vec{v}_i}{dt} = \vec{F}_{collision} + \vec{F}_{drag} + \vec{F}_{Efield} \quad (19)$$

$$I_i \frac{d\vec{w}_i}{dt} = \vec{T}_{collion} \quad (20)$$

입자의 충돌력은 스프링과 댐퍼로 구성된 Voigt model을 사용하였으며 법선방향과 접선방향의 힘으로 고려된다. 법선 방향의 힘은 Hertz의 접촉이론에 근거하며 다음과 같이 나타낼 수 있다⁽¹⁹⁾.

$$\vec{F}_{ni} = -k_{nij} \delta_{nij}^{3/2} - c_{nij} (\vec{v}_{ij} \cdot \vec{n}_{ij}) \quad (21)$$

$$k_{nij} = \frac{4}{3} \sqrt{\frac{r_i r_j}{r_i + r_j} \left(\frac{1 - \nu_i^2}{E_i} + \frac{1 - \nu_j^2}{E_j} \right)} \quad (22)$$

$$c_{nij} = \alpha_{ij} \sqrt{\frac{m_i m_j}{m_i + m_j} k_{nij} |\delta_{nij}|^{1/4}} \quad (23)$$

여기서 k_{nij} 는 스프링 계수를 말하며 δ_{nij} 는 접촉 변 E_i 는 탄성계수 ν_i 는 푸아송 비, r_i 는 입자의 반지름을 나타낸다. 또한 c_{nij} 는 감쇠 계수를 나타내며 m_i 는 질량, α_{ij} 는 실험에 의한 감쇠상수를 나타낸다.

입자가 받는 접선방향의 힘은 다음과 같이 나타낸다.

$$\vec{F}_{ti} = -k_{tij} \delta_{tij} - c_{tij} \vec{v}_{tij} \quad (24)$$

$$k_{tij} = 8 \sqrt{\frac{r_i r_j}{r_i + r_j} \left(\frac{2 - \nu_i}{G_i} + \frac{2 - \nu_j}{G_j} \right) |\delta_{nij}|^{1/2}} \quad (25)$$

$$c_{tij} = \alpha_{ij} \sqrt{\frac{m_i m_j}{m_i + m_j} k_{tij}} \quad (26)$$

여기서 G_i 는 전단탄성계수 이며 탄성계수와 푸아송 비에 의해 결정되며 $G_i = E_i/2(1 + \nu_i)$ 로 계산할 수 있다. 또한 입자가 완전한 구형이 아니기 때문에 다각형 모델을 사용하였으며 입자가 잘 구르지 못하도록 다음과 같이 구름저항을 추가하였다.

$$\vec{F}_{ti} = -\frac{F_{ni}}{2} \tan(\pi/N_{pol}) \cdot \frac{\vec{v}_i}{|\vec{v}_i|} \quad (27)$$

여기서 N_{pol} 은 정 다각형에서의 각의 개수를 나타낸다.

유동장 내부에 입자가 받는 항력은 스토크스의 법칙(Stokes' law)에 의해 다음과 같이 계산된다.

$$\vec{F}_{drag} = -\frac{6\pi\mu r_i \vec{v}_i}{C(Kn)} \quad (28)$$

$$C(Kn) = 1 + Kn [1.165 + 0.483 \exp(-0.997/Kn)] \quad (29)$$

여기서 Kn 은 Kundsens수를 나타내며 $\lambda/2r_i$ 로 계산되며 상온 1기압에서 $\lambda \approx 67.3nm$ 로 평균자유행정(mean free path)을 나타낸다. 그리고 μ 는 유체의 점성계수이며 $C(Kn)$ 은 보정계수를 나타낸다⁽²⁰⁾.

집진 장치 내부의 입자들이 코로나 방전에 의해 대전되는 현상인 field charging을 고려하여 입자들이 시간에 따라 대전되는 q_i 는 Farnoosh 등⁽⁸⁾의 논문을 참조하였다. 대전된 입자가 받는 힘은 다음과 같다.

$$\vec{F}_{Efield} = q_i \vec{E} \quad (30)$$

여기서 시간에 따른 입자대전은

$$\frac{dq_i}{dt} = \begin{cases} \frac{q_s \left(1 - \frac{q_i}{q_s}\right)^2 + \frac{4\pi r_i \alpha_q \rho_i b k_B T}{e}}{\tau_q}, & q_i < q_s \\ \frac{\alpha_q}{4\tau_q} (q_s - q_i) \exp\left(\frac{e(q_s - q_i)}{4\pi r_i \epsilon_0 b k_B T}\right), & q_i > q_s \end{cases} \quad (31)$$

또

$$\alpha_q = \begin{cases} 1, & e_{norm} < 0.525 \\ \frac{1}{(e_{norm} + 0.457)^{0.575}}, & e_{norm} > 0.525 \end{cases} \quad (32)$$

$$e_{norm} = \frac{r_i e}{k_B T} |\vec{E}| \quad (33)$$

$$q_s = \pi \frac{12\epsilon_0 \epsilon r_i^2}{\epsilon + 2} |\vec{E}| \quad (34)$$

여기서 q_s 포화 대전량을 의미하며 ϵ 는 입자의 유전율, $\tau = 4\epsilon_0 / b\rho_{ion}$ 는 입자가 대전되는 무차원 시간, k_B 는 볼츠만 상수를 의미한다.

3. 결과 및 고찰

3.1 ESP의 형상

Fig.1 은 와이어 채널 형상의 집진장치의 형상을 나타낸다. 채널의 $0.5l_x, 0.5l_y$ 의 위치에 와이어가 존재하며 와이어에는 ϕ_w 의 전압이 걸리게 된다. 또한 위아래 채널에는 접지되어 $\phi_p = 0$ 의 조건으로 해석하였다. 그리고 입구 유동 속도를 U_{in} 으로 하였다.

3.2 전기장과 이온밀도

집진장치 내부의 전기장과 이온밀도는 z방향으로 대칭이므로 2차원 해석을 하였다. Anagnostopoulos과 Bergeles⁽⁴⁾의 연구에서 인용한 실험값과 비교하였다. $l_x = 152.4mm$, $l_y = 228.6mm$ 의 채널에서 와이어 반지름은 $1.02mm$ 의 조건에서 해석하였으며 b (ion mobility)는 1.82를 사용하였다. 그리고 식(6)의 계수 A와 B는 각각 3.01, 9.06의 값을 사용하

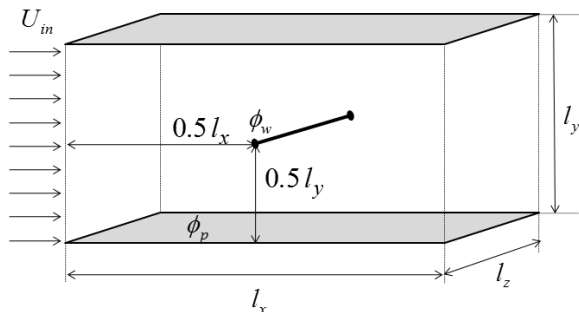


Fig. 1 Geometry of electrostatic precipitator

였다. 와이어의 전기 퍼텐셜은 각각 30.0 46.2kV의 값을 사용하였다. 그리고 격자수는 76×114 개로 하였다.

Fig. 2의 (a)는 $0.5l_x, 0.5l_y$ 에서 $0.5l_x, 0$ 의 라인을 따라 전기퍼텐셜 값을 나타내며 (b)는 $l_x, 0.5l_y$ 에서 $l_x, 0$ 의 라인을 따라 전기퍼텐셜 값을 나타낸 결과이다. 코로나 방전에 의해 형성된 이온분포가 영향을 미쳐 전기퍼텐셜이 라플라스 방정식의 해보다 높게 나온 것을 확인 할 수 있었으며 실험 결과의 경향을 잘 따라가는 것을 볼 수 있었다. Fig. 3은 $0.5l_x, 0.5l_y$ 에서 $0.5l_x, 0$ 의 라인을 따라 이온밀도 분포를 나타낸 값이다. 30.0kV에서는 임계전압을 넘지 않았으므로 이온이 생성되지 않는 것으로 나타났으며 전압이 높을수록 이온밀도 분포가 높게 나타나는 것을 확인하였다.

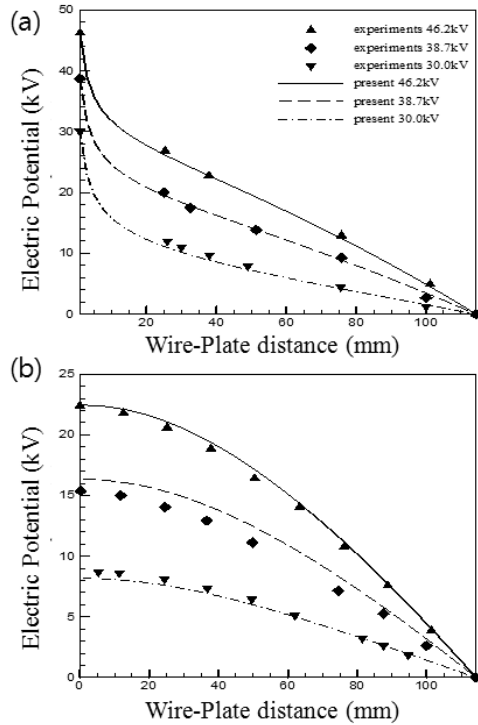


Fig. 2 Electric potential (a) along the wire-plate line and (b) from midway between wires to the plate

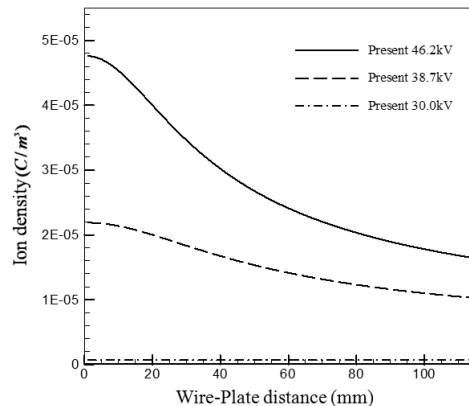


Fig. 3 Ion density along the wire-plate line

3.3 EHD 유동

LBM을 통해 얻은 유동장에 FDM을 이용한 전기력을 추가하여 EHD유동을 해석하였다. Lattice단위와 실제 물리적 단위는 레이놀즈 상수를 통하여 맞추었다. EHD유동은 Chun과 Yeom⁽⁷⁾의 논문과 같은 조건으로 해석하여 결과와 비교하였다. Fig. 4와 같이 유동장 경계조건을 사용하였으며 격자수는 240×40×40개로 LBM 적합한 정육면체 격자를 사용하였다. 또한 와이어에 의한 유동장 변화가 크지 않을 것이라 가정하여 와이어 위치에 1개의 고체 노드를 사용하였다. 그리고 LES 난류모델 계수인 Smagorinsky수 C_s 는

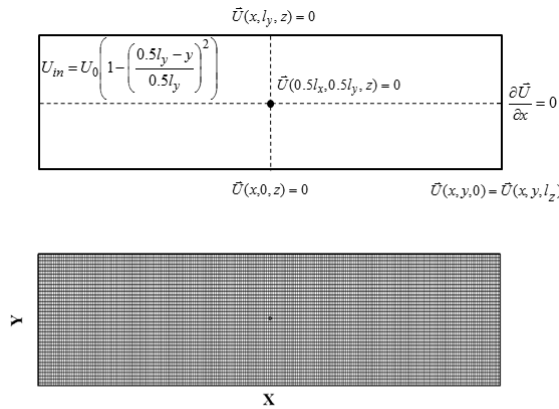


Fig. 4 Boundary condition and Grids used in present calculation

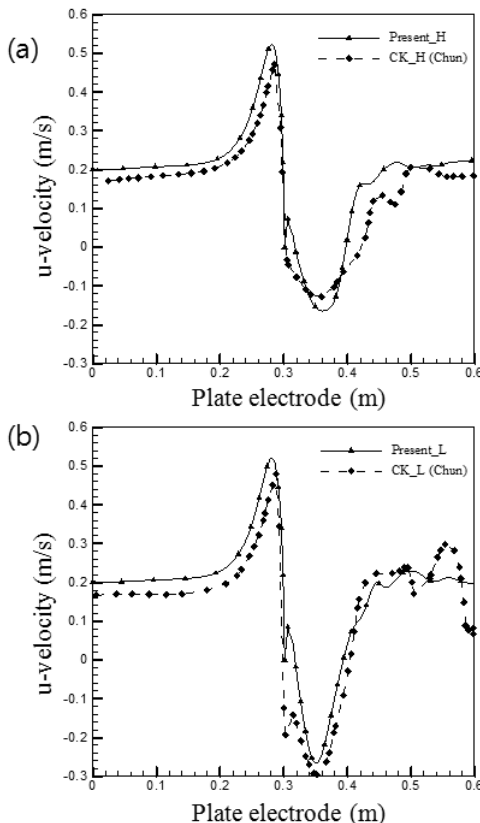


Fig. 5 EHD flow of u velocity in the at $y=0.5l_y$, wire voltage 29.1kV

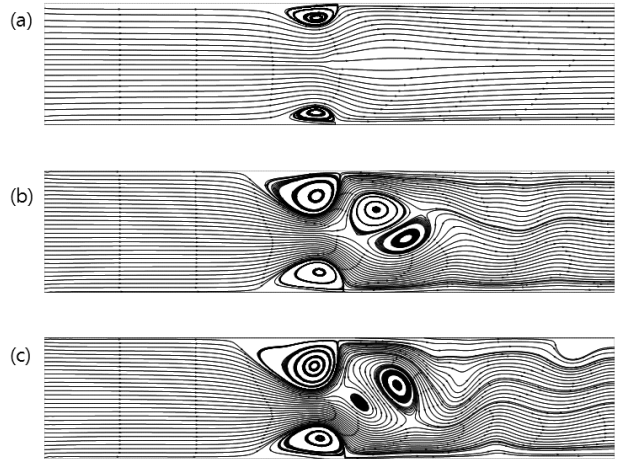


Fig. 6 Stream line of EHD flow at wire-voltage
(a) 19.9kV, (b) 24.1kV, (c) 29.1kV

0.155값을 사용하였다. EHD 유동은 채널 유동인 메인 유동과 이온의 전기 체적력에 의한 이차 유동으로 결합 되는 것으로 알려져 있기 때문에⁽⁶⁾ 메인 유동이 층류 유동 영역에서는 이차 유동에 의한 체적력에 의해서만 난류가 형성된다고 가정하였다. 또한 메인 유동이 난류 유동 영역에서는 난류 경계층을 고려하여 van Driest damping function을 사용하였으며 식(15)에 $\bar{\Delta} = \delta_x [1 - \exp(-y^+/26)]$ 를 적용하였다⁽¹⁶⁾. 그리고 와이어의 전기 퍼텐셜은 각각 19.9 ~ 29.1kV의 조건을 주었고 전류는 20 ~ 90 μA 의 조건을 주었다.

Fig. 5는 입구 속도 0.2m/s, 와이어 전압은 29.1kV, 전류 90 μA 의 조건에서 해석한 결과이고 $y = 0.5l_y$ 에서의 u 속도의 크기를 나타낸 그래프이다. Chun과Yeom⁽⁷⁾의 결과와 유동장을 비교했을 때 유사한 경향을 가지고 있었지만 와이어 후류 부분에 있어서는 정확하게 일치하지는 않았다. 이러한 원인은 난류 모델링의 차이에 의해 나타났다고 판단되며 실제로 Chun과 Yeom⁽⁷⁾의 결과에 의하면 각각의 난류 모델링에 따라 와이어 후류 부분의 유동장이 다르게 나오는 결과를 확인할 수 있다.

Fig. 6은 EHD유동장의 순간적인 유선(stream line)을 나타낸다. 그림과 같이 임계 전압을 넘었을 때 채널 위아래에 와류가 생기기 시작하며 전압이 높아질수록 와류 크기가 점점 커지며 와이어 후류에서는 카르만 와류와 유사한 형태의 유동이 나타나는 것을 확인하였다. 또한 z 방향으로 대칭이기 때문에 유동장 결과에서 3차원 효과가 나타나지 않았다.

3.4 포집효율

본 연구에서는 DEM법을 이용하여 전기 집진장치 내부의 입자들의 포집과 재 비산에 대해 시뮬레이션 하였다. 입자들의 1~200 μm 까지의 포집효율에 대해서 수행하였고 충돌 효과를 고려하였을 때와 고려하지 않았을 때의 포집에 대해 비

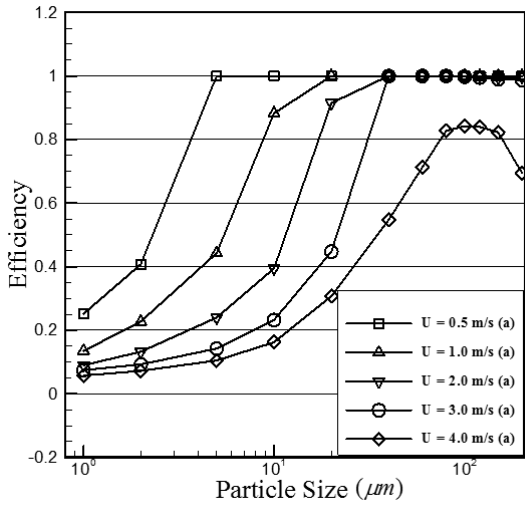


Fig. 7 Particle efficiency without wall-collision

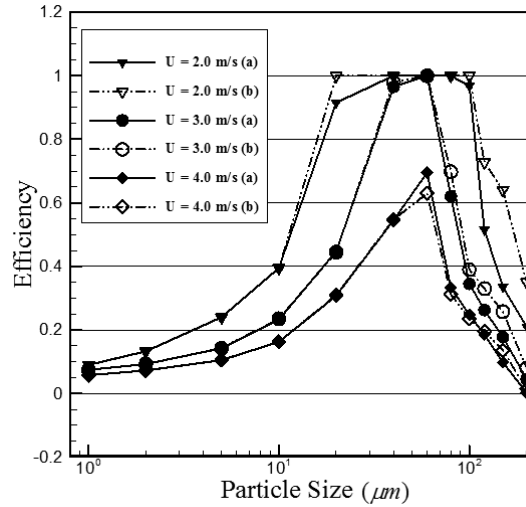


Fig. 9 Particle efficiency (a) with wall-collision (b) with wall-collision and gravity force

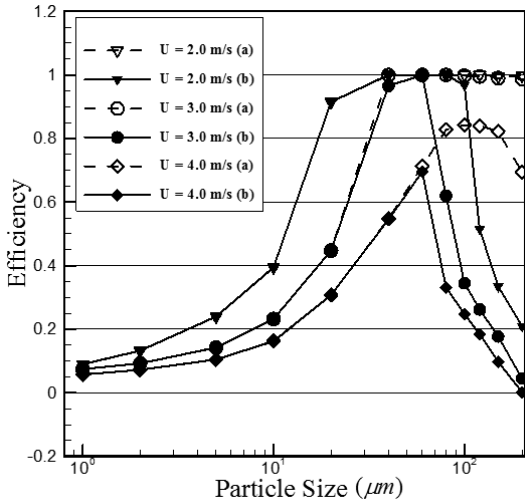


Fig. 8 Particle efficiency (a) without wall-collision (b) with wall-collision

교하였다. 또한 중력이 작용할 경우와 작용하지 않았을 경우로 추가로 비교하였다.

입자의 수는 400개를 이용하여 입구 속도와 함께 하여 등간격으로 들어오도록 하였으며 입구 유동속도는 0.5 ~ 4m/s의 조건에서 전체가 일정하게 들어오는 조건으로 해석하였다. $l_x = 50cm, l_y = 10cm, l_z = 10cm$ 로 하였으며 와이어 전압은 30kV의 조건으로 해석하였다. 입자밀도는 $900kg/m^3$ 로 가정하였으며 입자와 벽면의 충돌을 완전탄성 충돌로 가정하였고 입자와 벽의 탄성계수는 100Gpa, 푸아송비는 0.3으로 가정하였다. 또한 시간간격은 $10^{-7}s$ 를 사용하여 DEM계산을 수행하였다. 포집 효율은 $\eta = (N_{in} - N_{out}) / N_{in}$ 로 정의되며 집진장치 내부로 들어온 입자수와 포집된 입자수의 비를 의미한다. 또한 입자의 재 비산 효과는 벽과 입자의 충돌을 고려한 포집효율과 고려하지 않은 포집효율의 차이만큼 나타난다고 생각하

였다.

Fig. 7은 벽과 입자의 충돌을 고려하지 않고 입자가 완전히 포집되었다는 조건에서의 포집효율 결과를 나타낸다. 0.5 ~ 3m/s까지의 유동 조건에서는 유속이 빠를수록 입자 포집효율이 낮아지며 입자 사이즈가 커질수록 포집효율이 높은 것을 알 수 있다. 또한 40 μm 이상의 입자는 모두 포집되는 것을 확인하였다. 유동속도가 4m/s일 때는 입자 사이즈가 100 μm 부근에서 포집효율이 가장 높았지만 그 이상의 크기에서는 포집효율이 낮아지는 것을 확인하였다. 이는 입자 사이즈가 커질수록 관성력이 증가하여 전기력의 영향을 적게 받으며 유속이 빠름에 따라 입자가 충분히 대전되지 못했기 때문으로 생각된다. Fig. 8은 유속이 2 ~ 4m/s일 때 입자와 벽의 충돌을 고려한 것과 고려하지 않았을 때의 포집 효율을 나타내며 2m/s일 경우에는 100 μm 부근에서, 3m/s일 경우 80 μm 부근에서, 4m/s일 경우 60 μm 부근에서부터 충돌을 고려한 효율과 고려하지 않은 효율이 차이가 나타나는 것을 확인하였다. 그리고 이러한 영역부터 입자 사이즈가 커질수록 입자 포집효율이 점점 낮아지는 것을 확인하였으며 이는 관성력에 의해 입자 사이즈가 커질수록 튀어 오르는 높이가 높아지기 때문이다.

Fig. 9는 y방향의 중력의 효과를 고려하였을 때와 고려하지 않았을 때의 그래프를 나타낸다. 입자 크기가 10 μm 영역에서는 중력의 효과가 나타나지 않은 것으로 나타났다. 그리고 입자 사이즈가 커질수록 중력의 효과가 크게 나타났으며 포집 효율이 비슷하게 나왔지만 입자의 이동경로가 점점 달라지는 것을 확인하였다. 특히 100 μm 이상의 입자에서는 중력의 영향이 지배적으로 나타나는 것을 확인하였으며 입자가 와이어 윗면에 거의 달라붙지 못하고 밑면에 대부분 달라붙는 것을 확인하였다. 또한 큰 입자들이 와이어 보다 위쪽

경로를 통하여 지나갈 때 중력과 전기력이 서로 평형이 되는 영역이 존재하였으며 이 영역에서 포집효율이 낮아진 것을 확인하였다.

4. 결 론

본 연구에서는 기존 연구들을 바탕으로 FDM, LBM을 결합하여 전기집진 장치의 전기장, 이온밀도, EHD을 해석하였으며 DEM을 통하여 마이크로 사이즈의 입자의 거동 및 포집 효율을 해석하였다. 입자와 평판의 충돌을 고려한 모델을 사용함으로써 충돌에 의한 재 비산에 대한 효과를 알아보았다.

1~10 μm 영역에서는 입자 사이즈가 커질수록 항력에 비해 전기력이 크게 작용하여 포집 효율이 높아지는 것을 확인하였다. 또한 이 크기영역의 입자들은 충돌에 의한 재 비산 효과가 거의 나타나지 않았다. 하지만 입자 크기가 더 커져서 100 μm 영역에서는 입자의 관성력이 점점 크게 작용하여 집진판과의 충돌에 의해 재 비산되는 효과가 점점 크게 작용하는 것을 확인하였다. 유동장의 속도가 빠를수록 충돌에 의해 재 비산되는 효과가 더 크게 작용하였다. 이는 유동 속도가 작을수록 재 비산 된 입자가 집진판과 여러 번 충돌하다 포집되기 때문이며 유동속도가 빨라질수록 한번 충돌 후 더 멀리 재 비산되기 때문이다. 10 μm 영역 이하에서는 중력에 의한 효과가 나타나지 않았으며 입자가 커질수록, 유속이 작아질수록 중력에 의한 효과가 크게 나타났다. 그리고 100 μm 이상의 입자들이 중력을 고려한 것과 하지 않은 것에 대하여 포집효율결과는 비슷하게 나왔으나 입자 운동 경로가 전혀 다르게 나타나는 것을 확인하였다.

후 기

본 연구는 삼성전자 DMC 연구소의 연구지원을 받아 수행한 연구입니다.

참고문헌

- (1) J. R. McDonald, W. B. Smith, H. W. Spencer, L. E. Sparks, 1977, "A mathematical model for calculating electrical conditions in wire duct electrostatic precipitation devices," J. Appl. Phys. Vol. 48, pp. 2231~2243.
- (2) A. J. Butler, Z. J. Cendes and J. F. Hoburg, 1999, "Interfacing the finite-element method with the method of characteristics in self-consistent electrostatic field models," IEEE Trans. Ind. Appl. Vol. 25, pp. 533~537.
- (3) E. Lami, F. Mattachini, I. Gallimberti, R. Turri and U. Tromboni, 1995, "A numerical procedure for computing the voltage-current characteristics in electrostatic precipitator

- configurations," J. Electrostat. Vol. 34, pp. 385~399.
- (4) J. Anagnostopoulos and G. Bergeles, 2002, "Corona discharge simulation in wire-duct electrostatic precipitator," J. Electrostat. Vol. 54, pp. 129~147.
- (5) T. Yamamoto, H. R. Velkoff, 1981, "Electrohydrodynamics in an electrostatic precipitator," J. Fluid Mech. Vol. 108, pp. 1~18.
- (6) Y. N. Chun, J.-S. Chang, A. A. Berezin and J. Mizeraczyk, 2007 "Numerical modeling of near corona wire electrohydrodynamics flow in a wire-plate electrostatic precipitator," IEEE. Trans. Dielectr. Electr. Insul. Vol. 14, pp. 119~124.
- (7) Y. N. Chun, D. S. Yeom, 1996, "On the modeling of electrohydrodynamic flow in a wire-plate electrostatic precipitator," Korean J. Chem. Eng. Vol. 23, pp. 560~565.
- (8) N. Farnooosh, K. Adamiak, G.S.P. Castle, 2010, "3-D numerical analysis of EHD turbulent flow and mono-disperse charged particle transport and collection in a wire-plate ESP," J. Electrostat. 68, pp. 513~522.
- (9) Z. Long, Q. Yao, 2010, "Evaluation of various particle charging models for simulating particle dynamics in electrostatic precipitators," J. Aerosol. Sci Vol. 41, pp. 702~718.
- (10) W. Theerachaisupakij, S. Matsusaka, Y. Akashi and H. Masuda, 2003, "Reentrainment of deposited particles by drag and aerosol collision," J. Aerosol. Sci Vol. 34 pp. 261~274.
- (11) X. Zhang, L. Wang and K. Zhu, 2005, "Particle tracking and particle-wall collision in a wire-plate electrostatic precipitator," J. Electrostat. Vol. 63, pp. 1057~1071.
- (12) J. S. Chang, P. A. Lawless, T. Yamamoto., 1991, "Corona discharge processes," IEEE Trans. Plasma Sci. Vol. 19, pp. 1024~1152.
- (13) G. Cooperman., 1981, "A New Current-Voltage Relation for Duct Precipitators Valid for Low and High Current Densities," IEEE Trans. ind. appl IA-17, (2) pp. 236~239.
- (14) S. Chen and G.D. Doolen., 1998, "Lattice Boltzmann Method for fluid flows," Anne. Rev. Fluid Mech Vol. 30, pp. 329~364.
- (15) M. Hecht and J. Harting., 2010 "Implementation of on-site velocity boundary conditions for D3Q19 lattice Boltzmann simulations," J. Stat. Mech. Theor. Exp P01018.
- (16) K. N. Premnath, M. J. Pattison, S. Banerjee. ,2009, "Dynamic Subgrid Scale Modeling of Turbulent Flows using Lattice-Boltzmann Method," PHYSICA A, Statistical Mechanics and its Applications Vol. 388, pp. 2640~2658.
- (17) J. S. Lee, and S. H. Lee 2010, "Boundary treatment for the lattice Boltzmann method using adaptive relaxation times," Computers & Fluids Vol. 39, pp. 900~909.
- (18) P. A. Cundall and O.D.L. Strack., 1979, "A discrete

- numerical model for granular assemblies,” *Geotechnique* Vol. 29, No. 1 , pp. 47~65.
- (19) B. K. Mishra ,2003, “A review of computer simulation of tumbling mills by the discrete element method: Part I-contact mechanics,” *Int. J. Miner. Process.* Vol. 71, pp. 73~93.
- (20) J. H. Kim, G. W. Mulholland, S. R. Kukuck. D.Y.H. Pui, 2005, “Slip Correction Measurements of Certified PSL Nanoparticles Using a Nanometer Differential Mobility Analyzer(Nano-DMA) for Knudsen Number From 0.5 to 83,” *J. Res. Natl. Inst. Stand. Technol.* Vol. 110, pp. 31~54.