

## 전기싸이클론의 집진 성능 해석

### Numerical analysis of collection performance for electro-cyclone

김 완 수\*, 강 윤 호\*\*, 이 진 원\*\*  
W. S. Kim, Y. H. Kang, J. W. Lee

**Key words** : Electrocyclone(전기 싸이클론), Numerical simulation(수치해석), Collection efficiency (집진효율)

#### Abstract

The characteristics of flow and particle collection for an electrocyclone with a central wire inside a high efficiency Stairmand cyclone was numerically analysed. Turbulent flow field was modeled by the Reynolds stress model and solved with an FVM code FLUENT. Particle motion and in-situ charging were simultaneously solved by a Lagrangian integration with time. The flow field obtained was in good agreement with experiments in the outer region. The characteristics of collection enhancement due to electric force were well manifested and well explained based on first principles. The effect of the in-situ charging process was very similar to the case of a simplified assumption of saturated charging, and the effect of the hopper was proved negligible.

#### 1. 서 론

싸이클론은 그 구조가 단순하여 제작이 쉽고, 고온고압에서도 작동할 수 있는 장점 때문에 널리 사용되어지지만, 수 마이크로 이하의 작은 크기의 입자들에 대해서는 집진성능이 떨어지는 단점을 갖고 있다. 원통의 중심축에 전극을 설치하고 벽면과의 사이에 수 kV 이상의 전압을 가하면, 전기 집진기내에서와 마찬가지로 가느다란 전극의 주위에 강한 전장이 형성되어 주위의 공기분자를 이온화 시키면서 방전이 일어나며, 이 이온들이 전장을 따라 벽면으

로 이동하다가 입자에 충돌, 부착되어 입자를 하전(charging)시키고, 하전된 입자는 원심력과 정전기력에 의해 벽쪽으로 이동하여 부착되므로, 단순한 싸이클론에 비하여 집진효율이 향상된다.

이 경우에 입자에 작용하는 원심력은 대략 입경의 3제곱에 비례하고 전기력은 입경의 제곱에 비례하므로, 작은 입자일수록 원심력에 대한 전기력의 영향이 상대적으로 크다. 따라서 전기력에 의한 집진효율 증가의 정도는 미세입자에서 더 현저하게 되어, 기존 싸이클론의 단점을 크게 보완할 수 있다. 이러한 개념은 이미 1960년대 초기부터 실험적으로 시작되었으나, 이론적인 연구는 극히 소수이고 또한 실험과 이론과의 일치도도 매우 낮은 수준에 있다.<sup>(1)</sup> 이는 싸이클론 내부의 유동 특성과 또한 입자운동의

\* LG전자 리빙시스템 연구소

\*\* 정희원, 포항공과대학교 기계공학과

비평형성에서 기인하는 것으로서, 전기싸이클론이 아닌 보통 싸이클론의 성능해석이론도 실험과 매우 큰 차이를 보이는 것과 무관하지 않다.

전기 집진기나 싸이클론처럼 입자에 외력이 계속 가해지는 경우에, 입자의 속도는 외력과 유동저항 사이의 평형으로 결정되는데, 이제까지 대부분의 이론에서는 입자의 속도가 주위의 유동장 및 전장과 순간적으로 평형에 도달한다고 가정하였다.(quasi-state drag assumption) 이러한 평형입자모델에서는 유동에 대한 입자의 상대속도를 소위 종단속도(terminal velocity)라는 항으로 구하고, 입자의 속도( $v_p$ )는 종단속도( $v_p$ )와 유동속도( $u$ )의 합으로 표현한다.

그러나 주위 유동속도나 전장의 세기가 완만하게 변하는 경우에는 입자의 속도가 거의 평형을 유지하면서 변하므로  $v_p$ 를 위치의 함수로 볼 수 있어 이러한 평형모델이 성립하지만, 전장과 유동장이 크게 불균일하고 유동저항이 상대적으로 작은 경우에는 외력의 변화에 따른 입자의 속도변화가 평형에 도달하지 못하므로, 입자의 속도가 그 위치에서의 유체 속도만으로부터 결정되는 것이 아니라, 입자의 출발점이나 유동에 유입된 이후의 시간에 따른 운동궤적에 따라 달라지게 된다.

이런 경우에는  $v_p$ 가 위치의 함수가 아니기 때문에 Eulerian 해석방법은 불가능하고, 입자의 운동을 직접해석하는 수밖에 없으며, 유입지점에서부터 입자의 운동방정식을 시간에 따라 계속 적분하여 입자가 집진판에 도달하는가의 여부를 판단하는 Lagrangian 방법을 사용해야 한다. 이러한 Lagrangian 방법은 수학적 이론해가 불가능하므로 Dietz<sup>(1)</sup>와 Plucinski<sup>(2)</sup>와 같은 이제까지의 이론들은 거의 모두 종단속도를 이용한 정적모델을 사용한 것이었으며, 그 결과 실험과의 일치도가 매우 낮았고, 극히 최근에 와서야 Kim과 Lee<sup>(3)</sup>에 의해 단순 싸이클론에 대한 준 Lagrangian해석이 처음 성공적으로 수행된 바 있다.

또한, 전기 싸이클론에서는 유입된 입자가 싸이클론내를 선회하면서 이온과의 충돌에 의해 하전이 되는 것이므로, 유입된 이후의 시간에 따라 하전량이 계속 증가한다. 전기싸이클론내의 전기장은 거의 축대칭이기는 하지만 벽쪽으로 갈수록 반경방향으로

전장의 세기가 감소하므로, 반경방향 및 축방향 위치에 따라 입자의 평균하전량이 다르다. 이 경우 입자의 하전량변화는 하전방정식을 시간에 따라 적분하는 Lagrangian 방법에서만 해석이 가능하다.

따라서 본 연구에서는 전기싸이클론의 집진 특성을 파악하기 위하여 전기싸이클론 내부의 유동장을 수치해석하여 전체적인 속도 분포와 난류특성을 파악한 후, 이 결과를 그대로 전기장 내에서의 입자의 거동방정식에 대입하여 입자의 하전과정과 거동 및 집진효율을 동시에 계산함으로써, 전기력에 의한 집

Table 1 Dimensions of the Stairmand high-efficiency cyclone design

Dimension	Dimension ratio (dimension/D)	Actual length (m)
Cyclone diameter, $D$	1.000	0.305
Gas outlet diameter, $D_e$	0.500	0.152
Inlet height, $a$	0.500	0.152
Inlet width, $b$	0.200	0.061
Outlet duct length, $h_e$	0.500	0.152
Cylindrical body height, $h$	1.500	0.457
Cyclone height, $H$	4.000	1.220
Dust outlet diameter, $B$	0.375	0.114

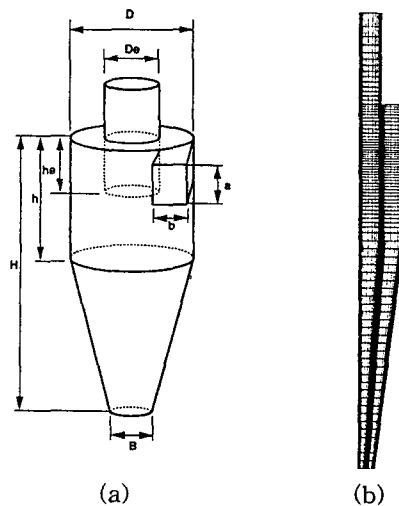


Fig.1 (a) Definition of geometric dimensions (b) Mesh system

진성능 변화를 예측하고자 하였다. 본 연구에서 고려한 싸이클론은 점선유입식 역류형 싸이클론으로 널리 알려져 있는 Stairmand<sup>(4)</sup>의 고효율 싸이클론으로서, 몸체 직경은 0.305m로 Dirgo and Leith<sup>(5)</sup>가 실험한 싸이클론과 같은 크기이며, 자세한 치수는 Table 1과 Fig.1(a)에 나타나 있다.

## 2. 해석 기법

### 2.1 유동장

싸이클론의 내부유동은 3차원의 비등방성 난류유동으로 매우 복잡한 형태를 가지고 있으므로, 유동장의 특성을 파악하기 위해서는 정확한 지배방정식을 수치해석하는 것이 필요하다. 지배방정식은 연속방정식과 각 방향의 평균속도에 대한 운동량방정식, 그리고 운동량방정식에서 비선형 특성으로 생성된 레이놀즈 응력항에 대한 난류모델식으로 구성되어 있다.

일반적으로 난류유동장 계산에 가장 널리 사용되는  $k-\epsilon$  모델은 선회성이 강한 싸이클론 내부유동의 계산에는 부적합하다고 알려져 있으므로, 본 연구에서는 싸이클론 내부유동과 같은 강한 선회유동의 해석에 비교적 정확하다고 알려져 있는 레이놀즈 응력모델(Reynolds stress model, RSM 모델)을 이용하였다. 축유입식 싸이클론의 경우와 달리 점선유입식 싸이클론에서는 유동장이 축대칭이 아니고 3차원적인 특성이 있지만, 본 연구의 목표는 전기력에 의한 집진특성 변화의 파악이므로 기억용량과 계산시간의 절감을 위해 축대칭으로 가정하였다.

코로나 방전이 발생하면 이온화된 공기분자가 전기장의 영향으로 전기력을 받으면서 내부 유동장에 영향을 미치는데(corona wind), 전기집진기처럼 전기력이 유체의 주유동 방향을 바꾸는 경우이면서 전기력이 강하고 방전극이 주기적으로 배치되어 있는 경우에는 그 영향을 무시할 수 없지만, 싸이클론에서는 방전극과 벽체의 기하학적 구조상 전기력의 분포가 거의 균일하므로 전기장의 구배가 유동장에 미치는 영향은 크지 않다고 가정할 수 있다. 따라서 전기장에 의한 유동장의 변화는 무시하였다.

싸이클론의 내부유동은 축대칭이라 가정하고 수치해석을 위한 격자는 Fig.1(b)와 같이 구성하였다. 일반적으로 싸이클론에서는 포집된 입자들을 제거

하는 방법에 따라 싸이클론의 원추형 몸체의 밑부분의 개폐여부가 달라지는데, 본 연구에서는 그 영향을 살펴보기 위해 싸이클론의 밑부분이 원추형 끝부분에서 막힌 경우와 싸이클론 밑부분에 호퍼가 연결되어 있는 경우 두가지를 고려하였다. 각각의 경우 격자수는 축방향과 반경방향으로  $86 \times 39$ 와  $107 \times 48$ 개로 하였으며, 급격히 유동방향이 바뀌는 출구시작 부분과 중심축 부분 그리고 벽면 근처에서 격자의 간격을 조밀하게 하였다. 경계조건으로는 실제의 싸이클론과 모델싸이클론의 입구에서의 유량 및 각운동량이 같도록 입구에서의 반경방향 속도와 점선방향 속도성분을 결정하였으며, 축방향 속도성분은 0으로 주었다. 벽면 근처의 격자점에서는 벽법칙을 사용하였고, 출구에서는 압력조건을 주었다. 유동계산은 유한체적법 상용소프트웨어인 Fluent를 이용하였다.

### 2.2 전장분포

전하들이 분포된 공간영역에 대하여 전기장의 분포를 구하는 기본식은 맥스웰 방정식이며, 이 식들을 전위( $V$ )와 전하밀도( $\rho_c$ )로 표현한 다음의 두 식이 가장 대표적으로 쓰인다.

$$\nabla V \cdot \nabla \rho_c = \rho_c^2 / \epsilon_0 \quad (1)$$

$$\nabla^2 V = -\rho_c / \epsilon_0 \quad (2)$$

여기서  $\epsilon_0$ 는 공기의 유전율이다.

이 두 식은 서로 연립되어 있으므로, 대개의 경우에 적절한 경계조건을 이용해서 반복법에 의해 구해진다. 해석에 필요한 경계조건은  $V$ 에 대한 것과 전하밀도에 대한 것이 있는데,  $V$ 의 경계조건은 전극과 집진판에 인가되는 전압으로 간단히 결정되는 반면, 경계면에서의 전하밀도의 값은 현재로서는 이론적인 해석이 불가능한 것으로 알려져 있다. 따라서 전장의 분포계산에 필요한  $\rho_c$ 의 경계조건은 전극으로부터의 전류의 세기를 측정하여 실험적으로 구하는 것이 거의 유일한 일반적인 방법이다.

전기집진기에서는 형상이 규칙적인 2차원이므로 방전극의 길이 방향으로 전류가 균일하게 분포한다고 가정할 수 있어서, 실험에서 구한 총전류와 인가된 전압의 관계식을 그대로 이용하여 내부의 전기

장 및 전하밀도를 구할 수 있지만, 싸이클론의 경우에는 구조가 원추형이어서 전극이 밑부분까지 도달해 있다면 싸이클론의 밑부분에 가까울수록 전극과 집진면과의 거리가 줄어들게되어 방전극의 단위길 이당 흐르는 전류의 양이 방전극의 밑부분으로 갈수록 증가한다. 이 경우에는 거의 모든 전류가 방전극의 끝부분에 흐르고 위의 원통형 부분에서는 전류가 거의 흐르지 않기 때문에 전기싸이클론으로서의 성능을 발휘하기 힘들므로, 실제의 전기싸이클론에서는 방전극이 원통형 부분은 전체에 걸쳐 있거나 원추형 부분에서는 아주 작은 길이만 내려와 있어서, 전체적으로 보아 싸이클론 몸체 전체에 걸쳐 거의 균일한 전류가 흐르도록 조절하고 있다. 이러한 균일전류상태는 가장 바람직한 상태이기도 하므로, 본 연구에서는 이러한 이상적인 전장분포를 대상으로 하여 해석을 수행하였으며, 이 때 싸이클론내의 전기장의 세기는 원통과 원통 중심의 방전극으로 이루어진 1차원 문제로 단순화가 가능하다.

전기가 흐르지 않고 전압만 인가된 경우에는 방전극-원통형상내의 반경방향 위치  $r$ 에서의 전기장 ( $E$ )은 인가된 전압( $V_w$ )과 방전극의 반지름( $r_i$ ) 및 원통의 반지름( $r_o$ )으로 결정된다.

$$E(r) = \frac{V_w}{r \ln(r_o/r_i)} \quad (3)$$

전압이 증가하여 방전극 주위에 코로나 방전이 시작되어 전류가 흐르기 시작하면, 전자나 이온화된 공기 또는 전하를 띤 입자의 수가 증가하며 이들 공간 전하의 영향으로 공간중의 전기장도 영향을 받는다. 공간전하가 존재할 때의 전기장은 원통좌표계에서 다음과 같은 포와송식을 계산함으로써 구할 수 있다.

$$\frac{d^2 V}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dV}{dr} + \frac{\rho_c}{\epsilon_o} = 0 \quad (4)$$

위의 식은 전기장과 전압의 관계인 식(5)와 전류 밀도( $j$ )와 방전극의 단위길이당 흐르는 전류( $i$ )의 관계인 식(6)을 이용하고 이온의 전기이동도(electric mobility,  $B_g$ )를 도입하면 식(7)과 같이 표현된다.

$$E = -\frac{dV}{dr} \quad (5)$$

$$j = \frac{i}{2\pi r} \quad (6)$$

$$rE \frac{dE}{dr} + E^2 - \frac{i}{2\pi\epsilon_o B_g} = 0 \quad (7)$$

위식의 경계조건은 코로나 방전 영역 표면에서의 전기장의 세기는 공기의 절연파괴가 시작되는 세기인 임계전기장세기( $E_c$ ) 라는 것인데, 코로나방전 영역의 크기가 방전극의 크기와 거의 같고 싸이클론의 외경에 비해 매우 작으므로,  $E(r_i) = E_c$ 인 조건을 경계조건으로 하면 반경( $r$ )에 대한 전기장의 세기는 다음과 같이 계산된다.

$$E(r) = -\left[ \left( \frac{r_i E_c}{r} \right)^2 + \frac{i}{2\pi\epsilon_o B_g} \left( 1 - \frac{r_i^2}{r^2} \right) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (8)$$

$$E_c = 3 \times 10^6 f \left( \frac{T_o P}{TP_o} + 0.03 \sqrt{\frac{T_o P}{TP_o r_o}} \right) \quad (9)$$

여기에서  $T_o P / (TP_o)$ 는 기준온도 ( $T_o = 293K$ )와 압력( $P_o = 760\text{torr}$ )에 대한 상대적인 공기밀도를 나타내고,  $f$ 는 방전극의 거칠기계수로 0.6~0.9의 값을 가지는데 본 연구에서는 0.6으로 정하였다. 인가된 전압( $V_w$ )은 전기장( $E$ )을  $r$ 에 대해 적분하면 얻어 지는데, 이것이 전류-전압의 관계식이 된다.

$$V_w = \int_{r=r_i}^{r=r_o} \left[ \left( \frac{r_i E_c}{r} \right)^2 + \frac{i}{2\pi\epsilon_o B_g} \left( 1 - \frac{r_i^2}{r^2} \right) \right]^{\frac{1}{2}} dr \quad (10)$$

### 2.3 입자 운동방정식

집진해석의 최종단계인 입자의 거동은, 확산계수가 알려져 있고 입자의 하전량이 일정한 경우에는 농도방정식으로 해석할 수 있으나, 본 연구에서 고려하는 입자는 그 크기가 관성력의 영향이 지배적인 경우이고, 입자의 하전량이 계속 변화하는 하전특성의 해석을 위해서 입자의 운동방정식을 시간에 따라 직접 적분하는 Lagrangian 방법을 이용하였다. La-

grangian 방법에서는 입구의 여러지점에서 입자를 동시에 유입시키면서 이들의 운동을 직접 해석하여 입자의 확산과 벽면부착 여부를 파악함으로써 전체 집진효율을 계산한다.

입자의 운동에 영향을 미치는 힘은 유체의 저항력, 압력구배, added mass항, Basset history항, 속도구배에 의한 양력(lift force), 중력, 브라운확산력, 정전기력 그리고 그 이외의 외부 체적힘이 있으며, 이들 중에서 입자의 밀도가 유체보다 매우 큰 경우에는 added mass항, 압력구배항, 그리고 Basset history항은 무시할 수 있다. 또한 입자의 크기가 마이크로 단위보다 큰 경우는 브라운 확산은 무시할 수 있고, 양력은 벽면 경계층내 속도구배가 큰 지점에서 그 크기가 증가하지만, 본 연구에서와 같이 강한 회전운동을 하는 경우에는 원심력에 비해 양력은 무시할 만하다. 따라서 원통 좌표계에 대해서 입자의 운동방정식을 다음과 같이 직접 적분이 가능한 속도의 시간변화를 형태로 표현하였다.

$$\frac{dv_x}{dt} = F_D(u_x - v_x) + F_{e,x} \quad (11)$$

$$\frac{dv_r}{dt} = F_D(u_r - v_r) + F_{e,r} + \frac{v_\theta^2}{r} \quad (12)$$

$$\frac{dv_\theta}{dt} = F_D(u_\theta - v_\theta) + F_{e,\theta} - \frac{v_r v_\theta}{r} \quad (13)$$

여기에서  $u_i$ 와  $v_i$  ( $i=x, r, \theta$ )는 각각 유체와 입자의 축방향( $x$ ), 반경방향( $r$ ) 그리고 접선방향( $\theta$ ) 속도성분이며,  $F_e$ 는 입자질량당 각 방향으로의 외력이고,  $F_D(u_i - v_i)$ 는 입자의 단위질량에 미치는 유체항력으로서, 일반적으로 많이 쓰이는 유체저항계수( $C_D$ )를 이용하여  $F_D$ 를 표현하면 다음과 같다.

$$F_D = \frac{18\mu}{\rho_p d_p^2} \frac{C_D Re_p}{24} \quad (14)$$

여기서,  $\rho_p$ 와  $d_p$ 는 입자의 밀도와 직경이고,  $Re_p$ 는 소위 입자 레이놀즈수라고 불리는 것으로서, 유체와 입자의 평균속도( $\underline{u}$ ,  $\underline{v}$ )차이에 따라 유체밀도  $\rho$ 와 점성계수  $\mu$ 에 의해 다음과 같이 정의된다.

$$Re_p = \frac{\rho d_p |\underline{u} - \underline{v}|}{\mu} \quad (15)$$

유체저항계수는 입자레이놀즈수의 함수로 다양하게 표현될 수 있는데, 본 연구에서는 관심대상 입자레이놀즈수 영역에서 잘 맞으면서 계산이 용이한 Morsi and Alexander<sup>(6)</sup>의 다음 식을 사용하였다.

$$C_D = a_1 + a_2/Re_p + a_3/Re_p^2 \quad (16)$$

여기서 계수  $a_1, a_2, a_3$ 은 일정영역내의 값에 대해서는 일정한  $Re_p$ 값으로 정해지는데,  $0.1 < Re_p < 1.0$ 일 때  $a_1, a_2, a_3$ 은 각각 3.69, 22.73, 0.0903의 값을 가진다.

위의 식들을 적분하면 입자의 속도를 구할 수 있고, 또한 시간에 따른 입자의 위치를 계산할 수 있다.

#### 2.4 입자 하전

전기사이클론의 입구에 입자의 하전을 위한 하전장치가 별도로 있는 경우에는 전기사이클론내에서의 입자의 전하를 포화하전된 것으로 가정할 수 있지만, 별도의 하전장치가 부착되지 않은 경우에는 전기사이클론내에서 하전과 집진이 동시에 일어나고, 이같이 불균일한 전장이 형성된 복잡한 난류유동장 내에서 입자의 평균전하가 얼마인지는 잘 알려져 있지 않다. 난류에 의한 입자의 확산 속도가 무한하다고 가정하는 기존의 이론들에 있어서는 모든 입자가 균일한 전하를 갖는다고 가정하는 것과 같지만, 확산계수가 유한한 실제의 경우에 입자들의 전하를 계산하는 것은 Lagrangian 해석으로만 가능하다. 따라서 본 연구에서는 이제까지 다른 연구에서 널리 사용되어 왔으면서 동시에 Lagrangian 하전과정을 해석하는데 가장 편리한 모델을 사용하고자 한다.

단극 전장하전의 대표적 모델은 White<sup>(7)</sup>의 모델로서, 총하전속도(total charging rate,  $\frac{dq}{dt}$ )를 전장하전속도( $\frac{dq_f}{dt}$ )와 확산하전속도( $\frac{dq_d}{dt}$ )의 합으로 쓰고, 총하전량은 이 총하전속도를 입자의 궤적에 따라 시간적으로 적분하여 구한다.

$$\frac{dq}{dt} = \frac{dq_f}{dt} + \frac{dq_d}{dt} \quad (17)$$

이러한 모델이 절대적인 전하총량을 예측하는데

있어서 서브마이크론입자에 대해서는 정확하지 않을 수 있지만, 수 마이크론 크기의 입자에 대해서는 만족스러우며, 비정상 하전계산에 있어서는 매우 효과적이다. 단극 전장하전량에 대한 White의 모델은 전장하전시의 포화전하( $q_{sat}$ )를 도입하여 다음과 같이 표현한다.

$$\frac{dq_f}{dt} = \rho_c B_g \frac{q_{sat}}{4\epsilon_o} \left(1 - \frac{1}{q_{sat}}\right)^2 \quad (18)$$

$$q_{sat} = \frac{3x_d}{x_d + 2} \pi \epsilon_o d_p^2 |E| \quad (19)$$

또한 확산하전에 대해서는 Fuchs<sup>(8)</sup>의 단극자 확산 하전식이 이용되었다.

$$\frac{dq_d}{dt} = \frac{2\pi D_{ion} d_p \rho_c}{I_F} \quad (20)$$

$$I_F = \int_1^\infty \left(\frac{1}{\eta^2}\right) \exp\left[\frac{q_e}{2\pi\epsilon_o k_b T d_p} \left(\frac{q}{\eta} - \frac{x_d - 1}{x_d + 1} \frac{q_e}{2\eta^2(\eta^2 - 1)}\right)\right] d\eta \quad (21)$$

여기에서  $x_d$ 는 입자의 유전상수이며,  $D_{ion}$ 은 이온의 확산계수,  $k_b$ 는 Boltzmann 상수,  $q_e$ 는 단위전하, 그리고  $\eta$ 는 입자중심으로부터의 거리와 관련있는 적분을 위한 매개변수이다.

### 3. 결과 및 토의

#### 3.1 전류-전압 분포 특성

본 연구에서는 이상적인 전장분포를 가정하여 1차원적인 전압과 전류의 관계식 식(10)을 이용하였으므로, 실제의 전기싸이클론에서 형상이 축대칭의 2차원에 가까운 형상임을 상기하면 1차원적인 가정에 의한 전류-전압 관계와는 다소 차이를 보일 것으로 예상된다. 따라서 본 연구에서 전압전류분포를 구하는데 사용하는 식의 타당성을 검증하기 위하여 기존의 실험결과(김용진외, 1995)<sup>(9)</sup>와 계산결과를 비교하여 보았다(Fig.2). 비교를 위한 계산은 실험에 사용된 것과 같도록 하기 위하여 몸체직경이 0.25m와 0.50m인 전기싸이클론을 대상으로 하였다. 그림에서 보면 코로나 방전이 시작되어 전류가 흐르기 시

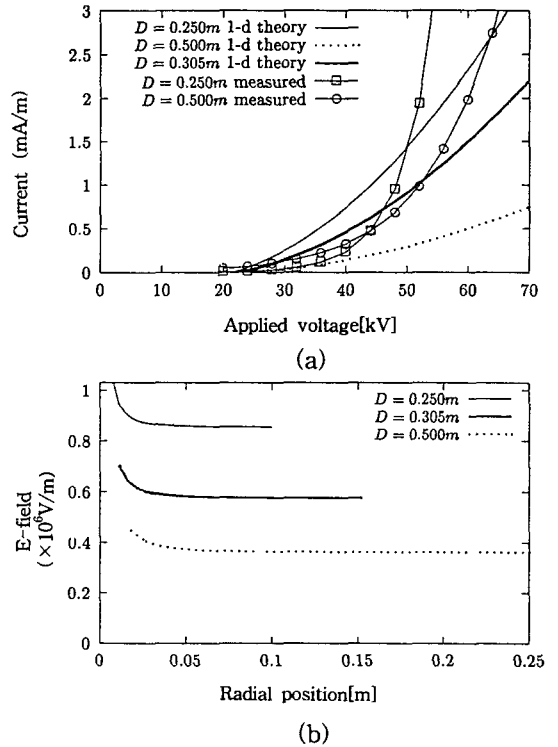


Fig.2 Electric field characteristics : (a) comparison of voltage-current characteristics between calculation of this study and experiment of Kim et al.<sup>(9)</sup> for a cyclone of 25cm and 50cm diameter (b) electric field distribution for V=50kV

작하는 전압값의 예측은 매우 정확하나 그후 전압증가에 따른 전류증가경향은 상당히 다르다. 이론모델에서는 전류가 전압과 싸이클론 크기에 따라 완만한 변화를 보이는데 반해, 실험장치에서는 일정전압 이상에서 급격한 변화를 보인다. 이는 인가전압이 증가할수록 실제 싸이클론의 원추부분의 영향이 커지기 때문인 것으로 보여지며, 특히 작은 싸이클론에서 이러한 급격한 변화 경향이 두드러진 점이 이를 뒷받침한다. 실험에서 사용된 전기싸이클론의 경우 방전극이 출구나 아래 원추부분에서 벽면과 너무 가깝게 위치하게 되면 국소적으로 불꽃방전이 발생할 수 있으므로 고전압에서는 방전극의 밑부분에서 매우 많은 양의 전류가 급격히 흐르게 된다. 따라서 일반적인 전기싸이클론의 성능해석을 위해서는 방전극의 위치별 전류량분포 또는 싸이클론 벽체를 통한 전류분

포에 대한 실험결과가 반드시 필요함을 확인하였다.

엄밀한 전류전압특성을 구하려면 실험장치 등으로부터 불균일한 전류분포를 얻어야 하는데, 현재로서는 이와 같은 결과가 알려져 있지 않으므로, 본 연구와 같은 해석연구에서는 어느 정도의 타당한 전기적특성하에서 전기력의 효과를 계산하는 수밖에 없고, 따라서 1차원적 처리를 할 수밖에 없었다. 그러나 실험자료가 없이는 하지만 본 연구의 대상범위인 50kV 이하에서는 25cm와 50cm에 대한 기존 실험결과로부터 30cm 해석 모델일 경우에 대한 실험측정치를 대략 추정할 수 있는데, 본 연구에서 해석하는 30cm 크기에서는 이론해석결과와 실험과의 차이가 크지 않을 것을 Fig.2에서 유추할 수 있으며, 따라서 본 연구에서 사용된 전기특성은 어느 정도 타당하다고 판단된다.

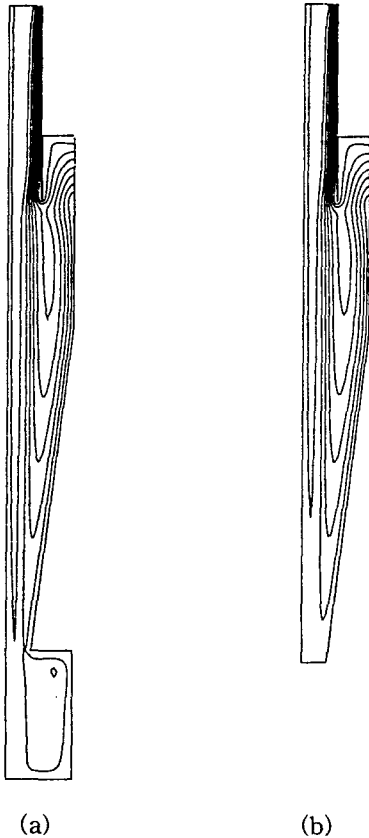


Fig.3 Typical streamlines (a) with and (b) without the hopper

### 3.2 유동장 특성

싸이클론 내부의 전체적인 평균유동장 분포는 우선으로 잘 나타내진다. 유량함수의 분포를 보면(Fig. 3), 입구의 윗부분으로 유입된 유체는 출구의 바깥쪽 벽면 근처를 따라 출구의 밑부분에서 꺾여 출구로 빠져나가지만, 나머지는 싸이클론의 몸체벽면을 따라 어느 정도 하강하다가 방향이 바뀌는 것을 볼 수 있다. 호퍼가 있는 경우 호퍼의 전체가 순환영역으로 되어 있는 것을 볼 수 있으며 그 중심은 호퍼의 윗부분 바깥쪽에 존재하는 것으로 나타났다.

싸이클론 내의 평균속도 분포를 보면(Fig.4), 먼저 입자의 집진기구의 중요한 요소인 접선속도 성분은, 출구반경보다 작은 부분에서는 중심축으로부터 거리가 증가할수록 접선속도의 크기가 증가하고 바깥쪽 부분에서는 반경방향의 거리가 증가할수록 접선속도의 크기가 감소하는, 강제선회류와 자유선회

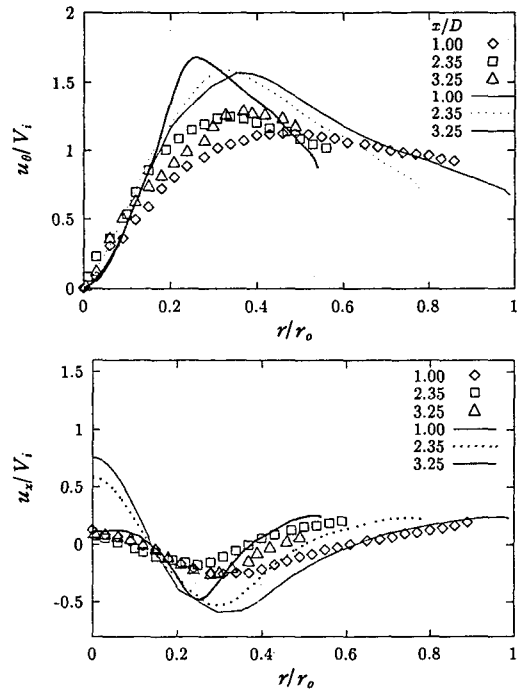


Fig.4 Mean velocity distribution,  $u_\theta$  and  $u_x$ , expressed as a ratio to the inlet velocity  $V_i$ , at different positions. Curves are calculated results and symbols are experimental results of Boysan et al.<sup>(10)</sup>

류가 연결되어 있는 구조를 갖고 있다. 그리고 벽면 근처에서는 급격하게 속도가 감소하며, 이러한 구조는 싸이클론 축방향 전 영역에 걸쳐 비슷한 양상을 나타내는데, 원추형 부분에서 몸통의 직경이 줄어드는 부분에서도 접선속도의 최대값은 그다지 변하지 않음을 볼 수 있다(Fig.4(a)). 축방향 속도성분도 싸이클론 전영역에 걸쳐서 거의 닮은 형태를 가지고 있으며, 다만 축방향으로 내려갈수록 최대속도가 약간씩 감소하지만 그 차이는 크지 않다(Fig.4(b)).

이상의 유동장에 대한 계산결과를 실제 싸이클론에서 측정된 평균속도 및 난류성분과 비교하면 다음과 같다. 측정에 이용된 싸이클론 역시 Stairmand의 고효율 싸이클론으로서, 직경이 0.2m로 본 연구에서 고려한 싸이클론의 66% 크기이며 입구에서의 속도는 30m/s이다.<sup>(10)</sup>

축방향으로 세 지점에서의 접선방향과 축방향의 평균속도성분을 비교하면, 축중심쪽에서 값의 크기에 조금 차이가 나는 것을 제외하고는 바깥쪽에서는 거의 비슷한 결과를 예측하고 있다. 이와같은 경향은 축중심 부근에서의 아주 강한 선회성을 적절히 처리하지 못한 결과이며, 현재 사용되고 있는 수치해석 기술의 한계로서, 당분간은 국내외적으로 해결이 쉽지 않을 전망이다. 그러나 입자의 집진계산이 중요한 부분은  $r/r_0 > 0.5$ 인 바깥쪽의 하향류부인데 이 부분에서는 실험과 해석결과가 상당히 잘 일치하고 있으므로, 유동장에 대한 수치해석결과는 싸이클론의 집진계산에 적합한 것으로 판단된다.

난류성속도 성분은 계산결과와 실험결과가 비교적 잘 일치하며, 중심축 부근에서 계산결과가 측정치보다 낮은 값을 예측하는 차이를 보이지만, 평균속도와 마찬가지로 바깥쪽의 하향류부에서는 비교적 잘 일치하고 있으므로, 포집효율 계산에 미치는 영향은 적을 것으로 보인다(Fig.5).

싸이클론 내부의 유동이 호퍼에 의해 받는 영향을 알아보기 위해 호퍼가 있을 때와 없을 때의 유동장의 변화를 살펴보면, 축방향속도와 접선방향속도 모두 차이가 거의 없으며, 단지 호퍼에 가까운 원추아랫부분에서 차이가 조금 증가하는 것을 볼 수 있다(Fig.6).

### 3.3 입자거동 및 집진효율

하나의 입자에 대해 입자운동방정식을 적분하여 시

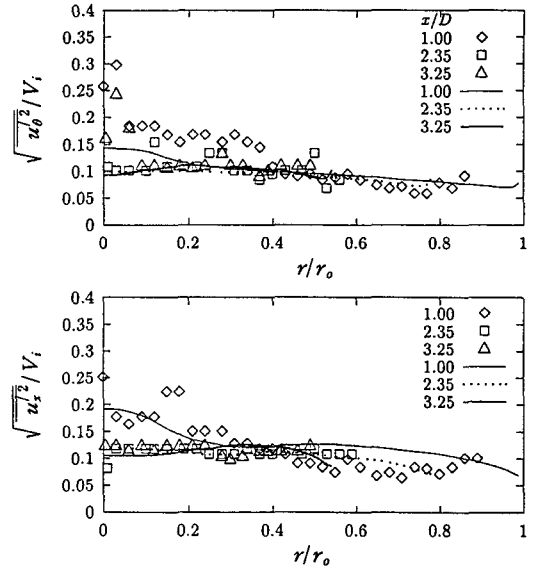


Fig.5 Fluctuation velocity components,  $u'_r$  and  $u'_z$ , at various axial positions

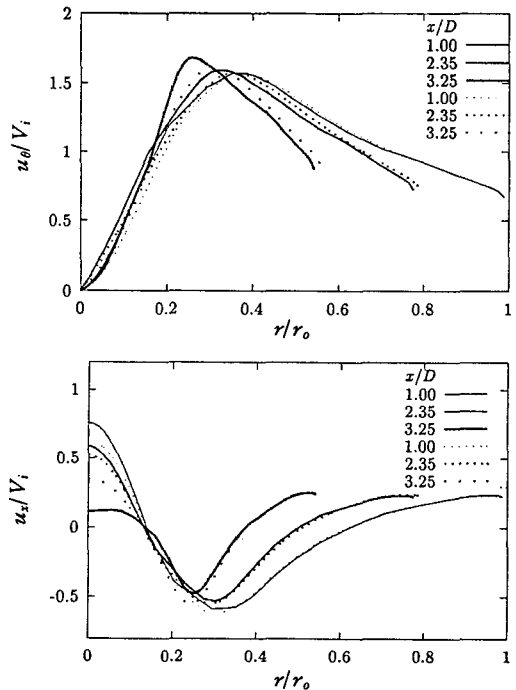


Fig.6 Effect of the presence of a hopper on the velocity distribution. Solid lines are for without a hopper and dotted lines with a hopper



간에 따른 입자의 위치를 계산하고 이러한 계산을 입구의 여러 위치에서 출발하는 입자들에 대해 반복하여 그 결과들로부터 입자의 포집효율을 계산한다.

전기장이 걸리지 않았을 때 입자의 포집효율은 입구속도가 증가할수록 증가한다. 이는 입자의 포집효율( $\eta$ )이 입자가 싸이클론을 통과하는데 필요한 잔류시간(residence time)과 입자가 집진되는 벽면까지 이동하는데 필요한 횡단시간(migration time)의 비로써 결정되기 때문이다.

$$\eta \propto \frac{\text{잔류시간}}{\text{횡단시간}} \quad (22)$$

잔류시간은 유체의 입구속도에 반비례하는 반면 원심력은 접선속도의 제곱에 비례하므로, 횡단시간은 입구속도의 제곱에 반비례한다. 따라서 입구속도가 증가할수록 횡단시간은 잔류시간보다 더 급격히 감소하므로 포집효율은 증가하게 된다. 이러한 결과는 입자의 운동을 난류에 의한 확산을 무시하고 평균속도장의 값으로 계산하여 산출한 포집효율결과에 잘 나타나 있다(Fig.7(a)).

만일 입자가 전하를 띄고 전기장이 존재할 경우에는 입자의 횡단시간이 원심력외에 전기력의 크기에 도 반비례한다. 입자에 미치는 전기력이 원심력에 비해 클 때, 횡단시간은 입구의 속도에 대해 변화가 없게 되고 입구속도가 줄어들면 입자에 대한 잔류시간만 증가하므로, 이 경우 집진효율은 증가하게 된다. 입자의 하전이 싸이클론내에서 이루어지는 경우를 고려하더라도, 유체속도가 낮아서 잔류시간이 클수록 입자의 하전량이 증가하거나 포화하전상태로 머무는 시간이 증가하여 싸이클론내에서 입자의 평균하전량이 증가하므로, 이 경우에도 입구속도의 감소는 효율을 더 증가시키는 방향으로 작용한다. 따라서 전기장에 의한 힘이 원심력에 비해 지배적일 때에는(특히  $4\mu\text{m}$  이하의 작은 입자에 대해서는) 입구속도가 감소할수록 오히려 입자의 포집효율이 증가하기도 한다(Fig.7(c)). 이같은 경향은 김용진등<sup>(9)</sup>의 실험결과에서도 볼 수 있다. 전기력과 원심력의 영향이 비슷한 경우에는 입구속도에 따른 전기력과 원심력에 의한 영향이 서로 상쇄되어 입구속도의 영향이 줄어드는 것을 볼 수 있다(Fig.7(b)).

입구속도가 일정하게 유지되고 있을 때 인가된 전

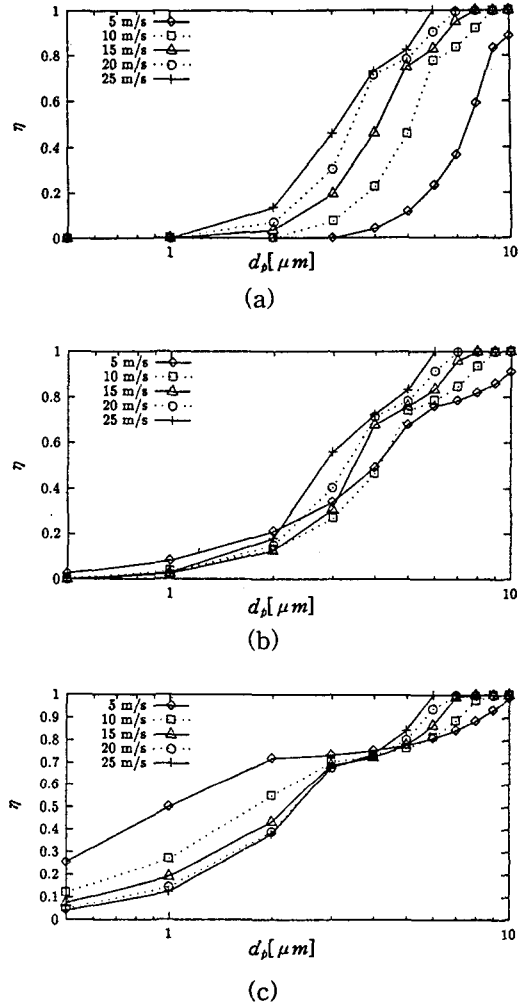


Fig.7 Collection efficiency at various inlet velocities : (a) 0kV, (b) 30kV, and (c) 50kV

압을 증가시키면 포집효율은 예측한 바와 같이 유체의 속도가 작을수록 그 효과가 커져, 낮은 속도에서는 전압의 증가에 따라 효율곡선이 급격히 위로 상승하며 속도가 높은 경우에는 상대적으로 아주 조금 밖에는 효율증가 효과가 나타나지 않는다(Fig.8). 또한 입자가 작을수록 상대적인 효율증가가 커져서, 전기력이 없을 때에는 입자의 크기증가에 따라 효율이 급격히 변하던 것이, 전기력이 증가할수록 작은 입자의 효율증가가 두드러져서 전체적으로 효율곡선의 기울기가 완만해진다. 그 결과 입구속도가 5m/s 일 때 전압을 50kV 인가하면  $1\mu\text{m}$  정도의 작은 입

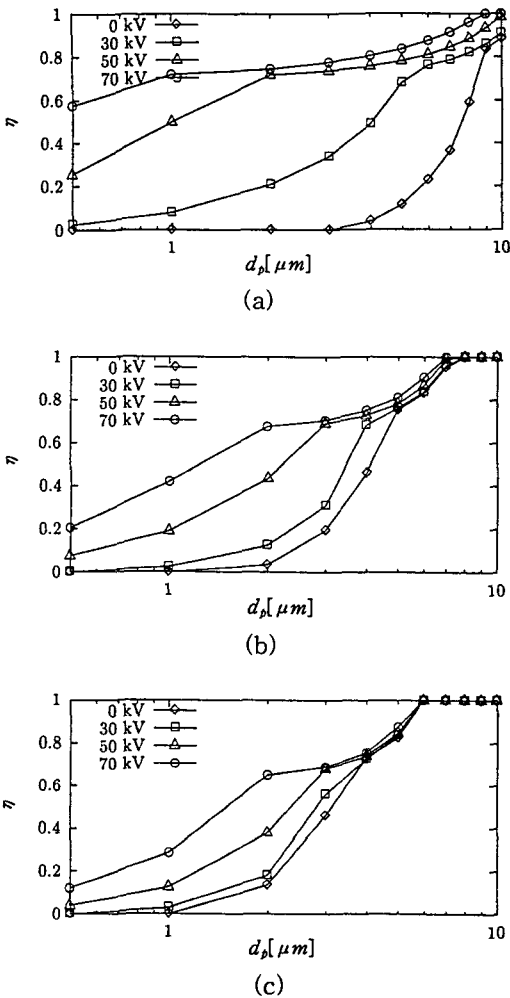


Fig.8 Effect of the applied voltage on the collection efficiency : (a) Vic 5m/s, (b) 15m/s, and (c) 25m/s

자들에 대해서도 집진효율이 50% 정도로 높은 것을 볼 수 있으며, 반면 입구속도가 25m/s로 매우 크거나, 7 $\mu\text{m}$  이상의 큰 입자의 경우에는 관성에 의한 효율이 이미 매우 높으므로 전기력에 의한 부가적인 효율증가가 별로 크지 않다(Fig.8).

효율곡선이 3 $\mu\text{m}$  근처에서 한번 꺾이는 것처럼 보이는 일종의 shoulder 형태를 보이는 것은, 싸이클론내의 유동계산에서 3차원 유동을 2차원 축대칭으로 가정하여 입자가 상면에서 끌고루 유입되는 것으로 가정한 결과로서, 이 경우에 입구윗쪽면으로 유입된 입자가 바로 출구로 빠져나가는 효과때문이며,

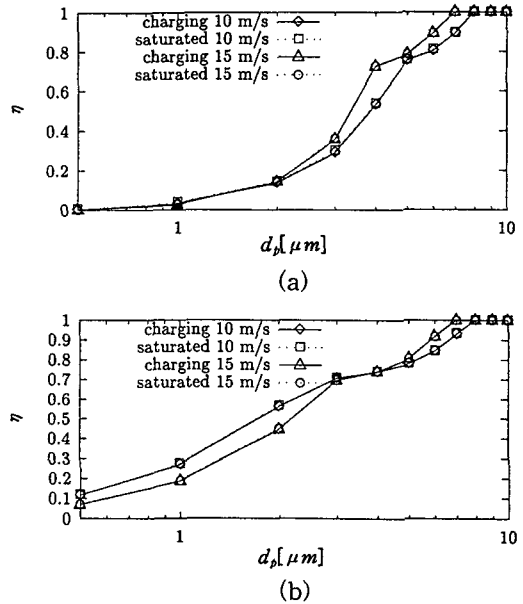


Fig.9 Effect of the charging model : (a) 30kV and (b) 50kV

실제의 3차원 유동을 처리하면 shoulder 부분을 자연스럽게 위로 편 형태를 가질 것이다. 다만 전기싸이클론의 효과는 이 이하의 크기에서 크게 나타나는 것이므로, 전체적인 특성은 이것에 의해 크게 영향을 받지 않는다.

유체의 평균속도장만을 고려하여 효율을 계산했을 때, 입자의 하전과정을 고려한 경우와 각 지점에서의 포화하전량으로 가정하는 경우 사이에는 그 차이가 거의 없는 것으로 나타났다(Fig.9). 그 이유는 입자가 포화상태가 될 때까지 걸리는 시간이 그다지 길지 않고, 차이가 나더라도 포집되는 위치가 달라지는 경우가 대부분이어서 결과적으로 전체적인 효율에는 큰 영향이 없기 때문이다.

호퍼의 영향을 살펴보면, 전기장이 걸리지 않는 경우에는 벽면을 따라 싸이클론 밑부분까지 내려온 입자들이 호퍼로 내려가면 집진될 확률이 커지므로 호퍼는 약간의 효율증대를 가져오며, 유속이 빠른 경우 그 효과는 커지지만 인가된 전압이 증가하면서 속도가 25m/s일 때 호퍼가 있는 경우가 오히려 효율이 감소하는 것을 볼 수 있는데(Fig.10), 이는 호퍼까지 내려갔던 입자가 호퍼를 빠져나오지 못하고 내부 순환영역에서 계속 머무르는 경우로서 효율계산시에는 집진되지 않을 경우로 계산했기 때문이다.

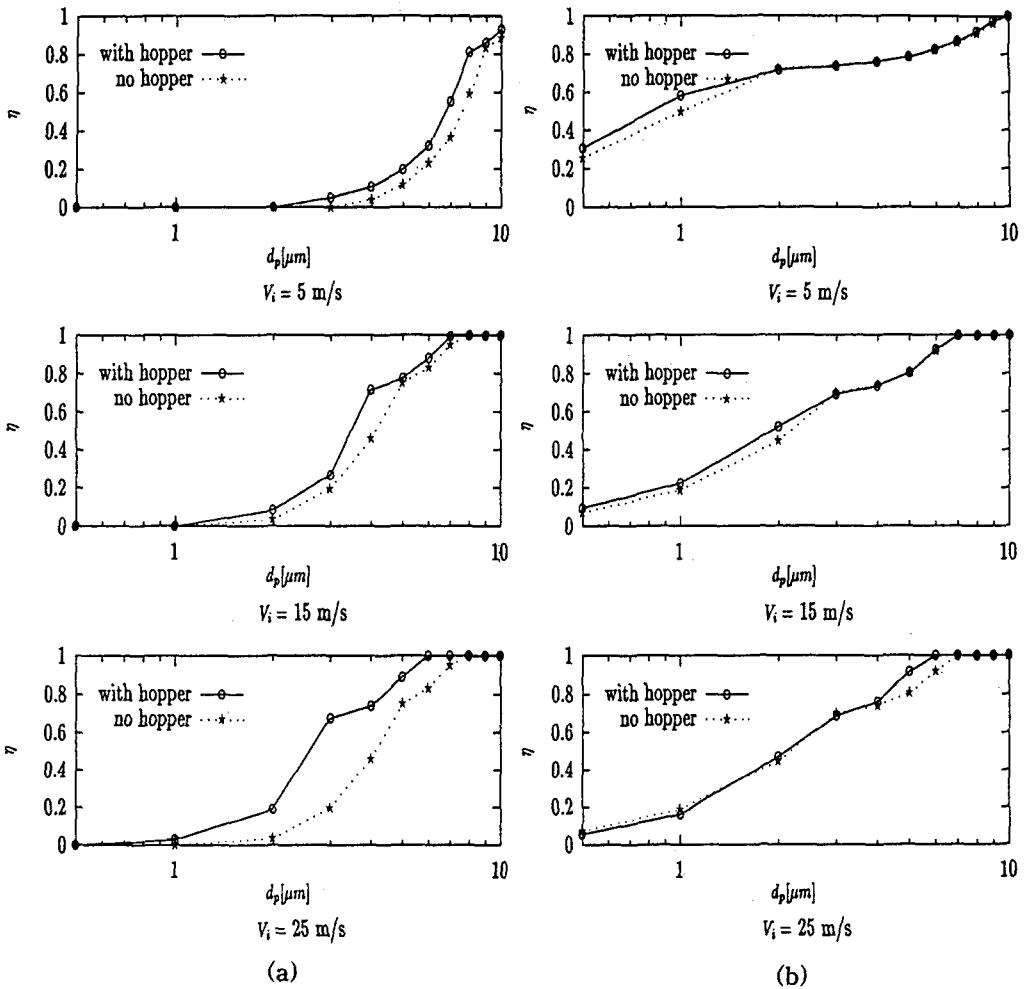


Fig.10 Effect of the hopper : (a) 0kV and (b) 50kV

전장이 걸리는 경우에는 벽면 가까이에서 벽면을 따라 내려가는 입자들이 호퍼에 도달하기 전에 전기력에 의해 집진되므로, 호퍼가 집진에 미치는 영향을 무시할 수 있다.

이와 같은 해석결과와 비교할만한 실험결과는 아직 발견하기 힘들며, 대부분의 실험결과에서는 약간 모순된 결과가 포함되어 있어서(예를 들면, 부분적으로 마이너스 효율을 예측한다) 앞으로 보다 정밀한 실험결과가 나오면(전기적 특성과 집진효율 등) 본 연구에서 개발된 기법으로 충분히 설명이 가능하다고 보며, 다만 현재로서는 전기싸이클론을 해석하는 기본 기법을 정립하고 유동장과 전기장을 해석하

는 근사 이론을 검증하였고, 이를 바탕으로 전기싸이클론이 충분히 기존 싸이클론의 단점을 보완하는 성능개선의 가능성이 있음만을 입증하였다.

#### 4. 결 론

본 연구에서는 싸이클론 내부유동장의 수치해석과 입자의 하전을 고려한 입자궤적 계산을 통하여 전기싸이클론의 집진성능을 예측하고 특성을 살펴보고 있다.

싸이클론 내부의 유동은 3차원의 비등방성 난류 유동으로서, 내부유동장 계산시 난류모델은 레이놀

즈용력 모델을 사용하였으며, 축대칭 가정하에서 계산된 유동장은 축중심 근처에서는 실험과 약간의 차이가 있으나, 입자의 집진계산에 중요한 바깥쪽 하향류 부분에서는 잘 일치하였다. 호퍼의 유무가 유동장에 미치는 영향은 싸이클론 밑부분의 유동에서 차이가 발생할 뿐 전체적으로 그 차이는 무시할 만 하였다.

입자의 포집효율은 입자의 잔류시간과 횡단시간의 비로서 결정되며, 전기장이 걸리지 않은 경우 입구속도의 증가에 따라 입자의 횡단시간은 잔류시간에 비해 더 급격히 감소하므로 입자의 포집효율은 증가한다. 전기장의 영향력이 원심력의 영향보다 클 경우, 입자의 횡단시간은 전기력에 의해 결정되어 속도변화에 관계없이 일정한 값을 가지는 반면 잔류시간은 유체속도에 반비례하므로, 유체속도가 감소할수록 입자의 포집효율은 증가하며 입구의 속도가 증가할수록 그 차이는 감소한다. 전기 싸이클론 내에서 입자의 하전과정을 고려한 경우와 항상 포화전상태로 가정한 경우에 입자의 포집효율 계산 결과의 차이는 무시할만 하였다.

전기장이 걸리지 않았을 때 호퍼를 고려한 경우는 고려하지 않은 경우보다 높은 집진효율을 예측하였으며, 유체의 속도가 증가할수록 그 차이는 커진다. 호퍼에 도달하는 입자들의 대부분은 벽면 근처에서 벽면을 따라 하강하는 입자들이므로, 전기장이 걸렸을 때는 이 입자들 대부분이 전기력에 의해 집진되므로 호퍼가 입자의 집진효율에 미치는 영향은 매우 적다.

## 후 기

본 연구는 1995년도 교육부 학술연구조성비(기계공학: ME95-F-09)에 의하여 연구되었으며, 이에 감사드립니다.

## 참 고 문 헌

1. Dietz, P. W., 1982, "Electrically enhanced cyclone separators", Powder Technology, Vol. 31, pp. 221~226.
2. Plucinski, J., Gradon, L., and Nowicki, J., 1989, "Collection of aerosol particles in a cyclone with an external electric field", J. Aerosol Sci., Vol. 20, No. 6, pp. 695~700.
3. Kim, W. S. and Lee, J. W., 1997, "Collection efficiency model based on boundary layer characteristics for cyclones", AIChE J. Vol. 43, No. 10, pp. 2446~2455.
4. Stairmand, C. J., 1951, "The design and performance of cyclone separators", Trans. Instn Chem. Engrs, Vol. 29, pp. 356~383.
5. Dirgo, J. and Leith, D., 1985, "Cyclone collection efficiency: Comparison of experimental results with theoretical predictions", Aerosol Science and Technology, Vol. 4, pp. 401~415.
6. Morsi, S. A. and Alexander, A. J., 1972, "An investigation of particle trajectories in two-phase flow system", J. Fluid. Mech., Vol. 55, p. 193.
7. White, H. J., 1963, Industrial Electrostatic Precipitation, Addison Wesley.
8. Fuchs, N. A., 1947, Izv. Akad. Nauk. SSR Ser. Geogr. Geofiz., Vol. 11, p. 341.
9. 김용진 외, 1995, "고효율 전기싸이클론 개발", 최종보고서 BSN 025-195.M, KIMM, 통상산업부.
10. Boysan, F., Ewan, B. C. R., Swithenbank, J. and Ayers, W. H., 1983, "Experimental and theoretical studies of cyclone separator aerodynamics", I. Chem. E. Symposium ser. No. 69, pp. 305~319.