

## 쌍극자전하분포를 가진 정전섬유를 이용한 대전된 초미립자의 집진

### Ultrafine Particle Collection Using an Electret Fiber with a Dipole Charge Distribution

이명화 · 오타니 요시오<sup>1)</sup> · 김종호<sup>2),\*</sup> · 김신도<sup>3)</sup>

미국 워싱턴대학교 환경공학프로그램

<sup>1)</sup>일본 가나자와대학교 물질화학공학과

<sup>2)</sup>한서대학교 환경공학과, <sup>3)</sup>서울시립대학교 환경공학부

(2004년 11월 9일 접수, 2005년 3월 30일 채택)

Myong-Hwa Lee, Yoshio Otani<sup>1)</sup>, Jong-Ho Kim<sup>2),\*</sup> and Shin-Do Kim<sup>3)</sup>  
*Environmental Engineering Science Program, Washington University in St. Louis, USA*

<sup>1)</sup>*Department of Chemistry and Chemical Engineering, Kanazawa University, Japan*

<sup>2)</sup>*Department of Environmental Engineering, Hanseo University, Korea*

<sup>3)</sup>*Faculty of Environmental Engineering, University of Seoul, Korea*

(Received 9 November 2004, accepted 30 March 2005)

### Abstract

An electret fiber with a dipole charge distribution was used to capture charged ultrafine particles in this study. Brownian diffusion and Coulombic force are the dominant collection mechanisms in the electret filtration of charged ultrafine particles. The interaction between Brownian diffusion and Coulombic force for the deposition of ultrafine particles onto a dipolarly charged fiber is studied by solving the convective diffusion equation including Coulombic force as an external force, and the numerical results are compared with the experimental data. As a result, it is shown that there is a negative interaction between Brownian diffusion and Coulombic force, *i.e.*, Coulombic capture efficiency is reduced with decreasing *Pe*. These results suggest that Brownian diffusion and Coulombic capture efficiency,  $\eta_{CD}$  is not a simple sum of Brownian diffusion efficiency,  $\eta_D$  and Coulombic capture efficiency,  $\eta_C$ .

**Key words** : Electret filter, Brownian diffusion, Coulombic force, Dipole charge distribution, Ultrafine particle

### 1. 서 론

여과집진기술은 대기오염방지장치뿐만 아니라 작업환경 등에서 마스크와 같은 인체보호구로써 그동

\* Corresponding author  
Tel : +82-(0)41-660-1431, E-mail: kimjh@hanseo.ac.kr

안 많은 발전을 이루어왔으며(Brown, 1993), 그 중에서도 정전기력을 응용한 정전필터(electret filter)가 고안되었다. 정전필터는 반영구적으로 대전되어 있는 필터로서 기본적인 여과메카니즘인 관성력, 직접차단 및 확산뿐만 아니라, 무대전입자에는 대전섬유의 영향으로 입자가 분극을 일으켜 집진되는 유기력(Induced force)이 작용하게 되고, 대전된 입자에는 유기력 뿐만 아니라 쿨롱력(Coulombic force)이 작용하게 된다. 이와 같은 이유로 기계적인 필터에 비해 낮은 압력손실에서 높은 집진효율을 얻을 수 있다.

정전필터의 제작은 기본적으로 폴리머 자체를 마찰대전시키거나 폴리머에 코로나하전을 가해 대전시켜 만들게 된다. 그러나 이 자체로는 전하가 쉽게 빠져나가기 때문에 폴리머의 존재형태를 변형시키면서 제조하는 방법이 주를 이루고 있다. 폴리머의 온도를 높이면 유전율이 높아져 전하가 쉽게 폴리머로 이동할 수 있으며, 다시 온도를 낮추면 유전율이 낮아져 전하가 쉽게 빠져 나가지 못하게 된다. 그러나 Tsai *et al.* (2000)은 거꾸로 온도가 높아지면 전하의 이동이 크고, 온도가 낮아지면 전하가 들어가기 어렵기 때문에 코로나하전의 장소를 폴리머의 존재상태에 따라 신중하게 결정하는 것이 중요하다고 지적하고 있다. 최근에는 정전필터의 집진효율향상을 위해 폴리머에 첨가제를 주입하기도 한다(Nifuku, 2001).

이러한 정전필터의 연구로서는, Brown에 의해 각종 필터의 특성, 입자의 궤적 추적에 의한 집진효율의 예측, 전하밀도 측정 등이 이루어졌다(Brown, 1993). 그 이후 Otani *et al.* (1993)과 Siag *et al.* (1994)은 각 집진기작간의 가산성을 가정함으로써 집진효율예측이 가능하다는 것을 보였다. 최근의 연구는 정전필터의 집진효율을 높이기 위한 방법들이 연구되고 있다.

정전필터의 집진효율 예측은 여러 가지 집진메카니즘을 계산하여 합산해야 하는데, 먼저 브라운 확산에 대한 효율예측은 여러 연구자들에 의해 제안되었으며(Kirsch *et al.*, 1968; Stechkina *et al.*, 1966; Fuchs *et al.*, 1963), 쿨롱력에 의한 효율예측은 Brown(1981)과 Otani *et al.* (1993)에 의해 제안되었다. 대부분의 기존 연구들(Siag *et al.*, 1994; Chen *et al.*, 1993; Otani *et al.*, 1993)은 집진효율을 예측하는데 있어서 여러 집진기작에 대한 단일섬유집진효율의 가산성을 가정

하였다. 집진기작간의 가산성에 대해서 Kanaoka *et al.* (1987)은 유기력과 쿨롱력 사이에는 음의 상호작용이 존재한다고 지적하였으나 실험적으로는 증명하지 못하였다. 또한 이제까지 정전필터에 대한 이론적인 해석은 서브마이크로미터 이상의 큰 입자에 유효한 궤적계산에 의해 이루어졌다. 그러나 최근 문제가 되고 있는 초미립자에 대해서 지배적인 집진기작인 브라운 확산과 쿨롱력간의 상호작용에 대해서는 아직 밝혀지지 않은 실정이다.

따라서 본 연구에서는 브라운 확산과 쿨롱력간의 상호작용을 밝히기 위해 외력으로서 쿨롱력이 작용할 때, 기존의 입자궤적계산에 의한 방법(Lagrangian method)과 대류확산방정식의 계산(Eulerian method)에 의한 두가지 방법을 검토하였으며, 최근에 개발된 고효율정전필터에 대해서 측정된 실험결과와 비교 고찰하였다.

## 2. 입자의 운동방정식을 이용한 쿨롱력에 의한 단일섬유집진효율

여과집진의 경우, 필터의 효율을 나타내는 척도로서 단일섬유집진효율이 주로 사용된다. 단일섬유집진효율이란, 섬유경을 1로 하였을 때 단일섬유에 전부 집진되는 상류층의 길이로 정의된다. 그러므로, 쿨롱력이 크게 작용할 때의 경우와 같이 섬유경보다 넓은 범위에 존재하는 입자들이 섬유에 전부 집진될 경우, 단일섬유집진효율이 1을 초과하게 된다. 필터의 충전율을 고려하게 되면, 이론적인 단일섬유집진효율의 최대값은  $0.5\sqrt{\pi/\alpha}$ 이다. 단일섬유집진효율과 입자의 통과율, P와의 사이에는 다음과 같은 관계가 성립된다.

$$\eta = -\frac{\pi}{4} \frac{1-\alpha}{\alpha} \frac{d_f}{L} \ln P \quad (2-1)$$

여기에서,  $\alpha$ 는 필터의 충전율,  $d_f$ 는 섬유경,  $L$ 은 필터의 두께를 나타낸다.

이러한 정전섬유의 단일섬유집진효율을 계산하는 방법으로서 입자의 유동함수가 널리 이용되어지고 있다. 섬유주위에서 입자의 흐름을 계산하기 위해서는 우선 유체의 유동함수가 필요하게 된다. 유체의 흐름은 다음 식과 같이 표현된다. 수력학적 인자  $h_k$

는 Kuwabara 흐름을 이용하였다.

$$\Psi(r, \theta) = f(r) \sin \theta = \frac{rU_0}{2h_k} \left( 2 \ln \frac{r}{R} - 1 + \frac{R^2}{r^2} \right) \sin \theta \quad (2-2)$$

$$h_k = -0.5 \ln \alpha + \alpha - 0.25 \alpha^2 - 0.75 \quad (2-3)$$

$$U_r = \frac{1}{r} \frac{\partial \Psi}{\partial \theta} = \frac{f(r) \cos \theta}{r} \quad (2-4)$$

$$U_\theta = -\frac{\partial \Psi}{\partial r} = -f'(r) \sin \theta \quad (2-5)$$

여기에서,  $r$ 은 섬유의 중심으로부터의 거리,  $R$ 은 섬유의 반경,  $\theta$ 는 섬유의 상류측으로부터의 각도이며, 각 섬유들간의 상호작용을 최소화하기 위하여  $\alpha = 0.001$ 의 값이 사용되었다.

입자의 흐름은 입자의 운동방정식으로 계산이 가능하다.

$$m \frac{dv}{dt} = -F_D + F_E \quad (2-6)$$

입자의 가속을 무시할 수 있다면,

$$-\frac{U-v}{B} + neE = 0 \quad (2-7)$$

여기에서,  $U$ 는 유속,  $v$ 는 입자의 속도,  $B$ 는 입자의 이동도,  $n$ 은 입자의 대전수,  $E$ 는 전기장을 나타낸다.

$r, \theta$ 좌표에서,

$$v_r = U_r - BneE_r \quad (2-8)$$

$$v_\theta = U_\theta - BneE_\theta \quad (2-9)$$

계산에 사용된 정전섬유모델은 그림 1과 같다. 본 모델은 Brown (1981)이 사용한 것과 같은 쌍극자 섬유 모델이다. 여기에서  $\theta_0$ 는 섬유의 상류측으로부터 쌍극자축까지의 각도이다. 섬유에서의 전위분포는 코사인 커브를 가진다고 가정하였다. 여기에서 정전섬유주위에서의 전위분포는,

$$E_r = \frac{\sigma d_f^2 \cos(\theta + \theta_0)}{4(1 + \epsilon_f) \epsilon_0 r^2} \quad (2-10)$$

$$E_\theta = \frac{\sigma d_f^2 \sin(\theta + \theta_0)}{4(1 + \epsilon_f) \epsilon_0 r^2} \quad (2-11)$$

과 같고,  $\epsilon_f$ 는 섬유의 유전상수,  $\epsilon_0$ 는 진공에서의 유전율을 나타낸다.

식(2-8), (2-9)에 식(2-10), (2-11)를 대입하여 정리하면,

$$v_r = \frac{f(r)}{r} \cos \theta + \frac{K_C \cos(\theta + \theta_0)}{r^2} \frac{d_f^2 U_0}{4} \quad (2-12)$$

$$v_\theta = -f'(r) \sin \theta + \frac{K_C \sin(\theta + \theta_0)}{r^2} \frac{d_f^2 U_0}{4} \quad (2-13)$$

여기에서,  $K_C = \frac{-C_c \sigma n e}{3 \pi \mu d_p (1 + \epsilon_f) \epsilon_0 U_0}$ 로 정의되고,  $\sigma$ 는 표면전하밀도이다.

$v_r$ 과  $v_\theta$ 가 0이 되는  $r, \theta$ 가 결정되면 입자의 흐름함수로부터 단일섬유집진효율이 계산된다.

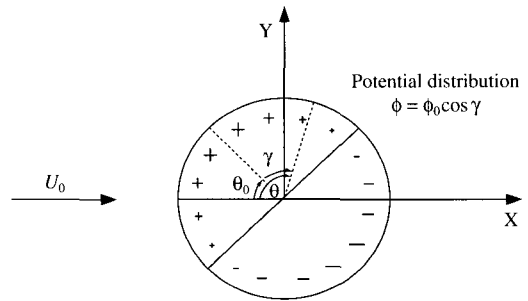


Fig. 1. Charge distribution of an electret fiber and its orientation to air flow.

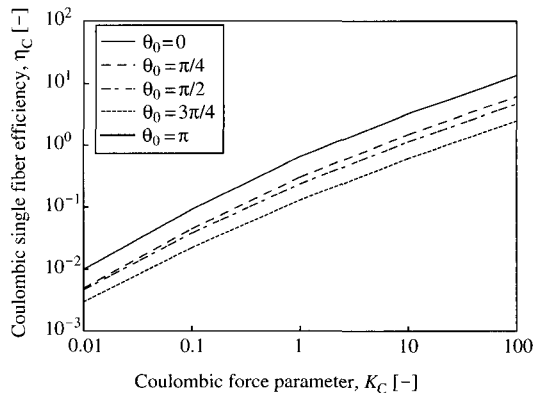


Fig. 2. Coulombic capture efficiency as a function of  $K_C$  at different  $\theta_0$ .

$$\Psi_p(r, \theta) = f(r)\sin\theta + \frac{K_C \sin(\theta + \theta_0)}{r} \frac{d_f^2 U_0}{4} \quad (2-14)$$

그림 2에 외력으로서 쿨롱력이 작용할 때의 음으로 대전된 입자에 대한 단일섬유집진효율을 각  $\theta_0$ 에 대하여 쿨롱력파라미터,  $K_C$ 의 함수로서 나타내었다. 그림에서 볼 수 있는 바와 같이 입자와 반대극성을 띤 섬유의 부분이 상류측을 향할 때 가장 높은 효율을 나타내며, 같은 극성이 오면 효율이 0이라는 것을 알 수 있다. 또한 쿨롱력파라미터의 값이 증가함에 따라 쿨롱력 단일섬유집진효율이 증가하는 것을 알 수 있다.

### 3. Eulerian 방법에 의한 단일섬유집진 효율

#### 3.1 계산 모델 및 지배방정식

상기에서는 Lagrangian 모델을 이용하여 쿨롱력만이 작용할 때의 단일섬유 집진효율이 계산되었다. 그러나, 정전섬유를 이용해 대전된 초미립자를 제거할 경우에 브라운 확산과 쿨롱력 모두가 중요한 집진기작으로 작용한다. 여기에서는 브라운 확산과 쿨롱력 간의 상호작용을 밝히기 위해 쿨롱력을 포함한 대류 확산방정식이 계산되었다. 계산에는 범용유체해석프로그램인 Fidap (Fluent Inc.)이 이용되었다. 사용된 섬유모델은 그림 1과 동일하다.

본 시뮬레이션에서 유체는 정상상태, 비압축성이고, 입자가 가지는 전하에 의해 전기장이 변형되지 않는다는 조건하에서 수행되었다. 지배방정식은 섬유 직경,  $d_f$ , 공기의 접근속도,  $U_0$ , 입자의 유입농도,  $C_0$ , 섬유상의 표면전위,  $\Phi_0$ 에 의해 무차원화되었다. 계산에 사용된 무차원 지배방정식은 다음과 같다.

연속방정식 :

$$\nabla^* \cdot U^* = 0 \quad (3-1)$$

Navier-Stokes 방정식 :

$$(U^* \cdot \nabla^*)U^* = -\nabla^* p^* + \frac{1}{Re} \nabla^{*2} U^* \quad (3-2)$$

Laplace 방정식 :

$$\nabla^* \cdot (\nabla^* \Phi^*) = 0 \quad (3-3)$$

대류확산방정식 :

$$\begin{aligned} \nabla^* \cdot (U^* C^*) &= \frac{1}{Pe} \nabla^* \cdot (\nabla^* C^*) \\ &+ K_C \nabla^* \cdot (C^* \nabla^* \Phi^*) \end{aligned} \quad (3-4)$$

또한 식(3-1)~(3-4)에서 사용된 무차원 파라메타는 다음과 같다.

$$Re = \frac{\rho U_0 d_f}{\mu} \quad (3-5) \quad Pe = \frac{U_0 d_f}{D} \quad (3-6)$$

$$K_C = \frac{2C_0 n e \Phi_0}{3\pi \mu d_p d_f U_0} \quad (3-7) \quad U^* = \frac{U}{U_0} \quad (3-8)$$

$$\nabla^* = d_f \nabla \quad (3-9) \quad \Phi^* = \frac{\Phi}{2\Phi_0} \quad (3-10)$$

$$C^* = \frac{C}{C_0} \quad (3-11) \quad p^* = \frac{p}{\rho U_0^2} \quad (3-12)$$

여기에서 정의된 쿨롱력파라미터,  $K_C$ 는 입자의 계적계산에 의해 정의된 것과 같은 값을 가진다 (Pich et al., 1987). 본 시뮬레이션에 사용된 경계조건을 그림 3에 나타내었다. 계산영역은 섬유주변에서 유동장, 농도장, 전기장의 변화가 없을 정도로 충분히 크게 결정되었으며, 계산결과에 영향을 미치지 않을 만큼 충분히 작은 메쉬를 이용하였다. 전위는 입구와 출구에서 0, 위쪽과 아래쪽에서 대칭조건을 이용하였다.

유동장과 전위분포는 식(3-1)~(3-3)에 의해 얻어지고, 그 속도분포와 전위분포를 이용해 식(3-4)를 계산함으로써 농도분포를 결정하였다. 계산조건 ( $Re = 0.1, 0.1 < Pe < 1000$ )은 비교에 사용된 실제여과조건 ( $0.5 \text{ cm/s} < U_0 < 50 \text{ cm/s}, d_f = 2.64 \mu\text{m}, 0.01 \mu\text{m} < d_p < 0.3 \mu\text{m}$ )을 만족할 수 있도록 결정되었다.

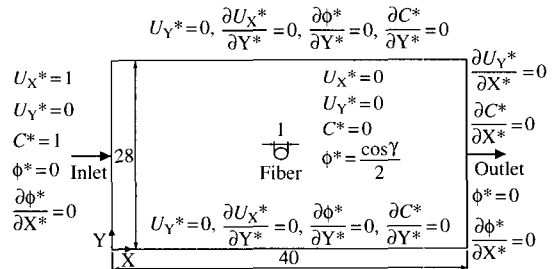


Fig. 3. Boundary conditions for simulation.

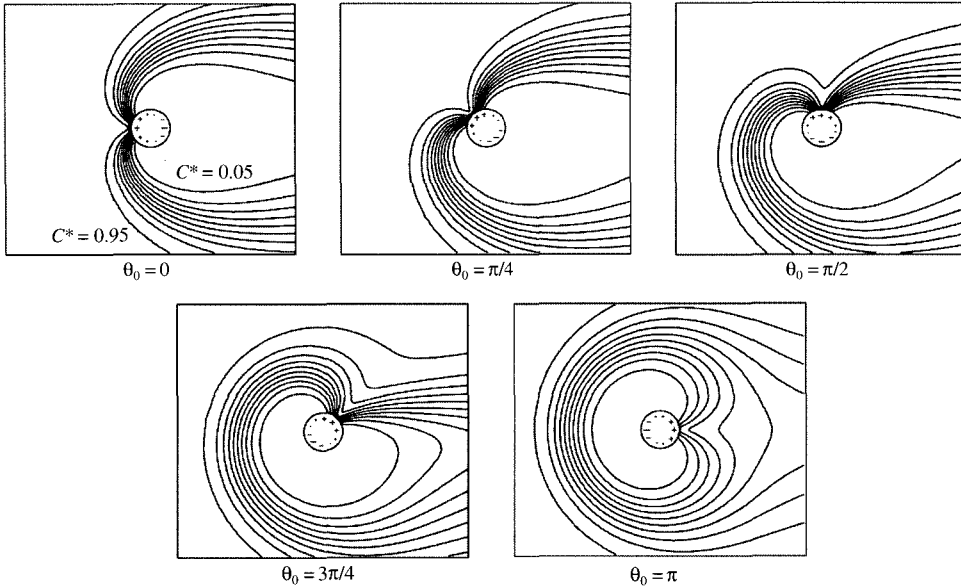


Fig. 4. Concentration contours of negatively charged particles around an electret fiber at different  $\theta_0$  ( $K_C = 10$ ,  $Pe = 10$ ,  $Re = 0.1$ ,  $H/d_f = 28$ ).

3. 2 브라운 확산과 쿨롱력간의 상호작용

그림 4는 각  $\theta_0$ 에 대해서 정전섬유주위에서 음으로 대전된 입자의 농도분포를 나타낸다. 음으로 대전된 입자는 강한 인력 때문에 반대극성을 가지고 있는 부분에서 최대치를 보이고 있다. 이는 이 부분에서의 플럭스가 가장 큰 것을 의미한다. 섬유에서의 입자의 플럭스는 식(3-13)과 같이 표현되고, 또한 그 무차원 식은 식(3-14)과 같다.

$$J = D \frac{\partial C}{\partial r} \Big|_{r=\frac{d_f}{2}} \tag{3-13}$$

$$J^* = \frac{J}{C_0 U_0} = \frac{1}{Pe} \frac{\partial C^*}{\partial r^*} \Big|_{r^*=\frac{1}{2}} \tag{3-14}$$

대전입자에 대한 단일섬유집진효율,  $\eta_{CD}$ 는 식(3-15)과 같이 섬유표면에서의 플럭스를 적분함으로써 얻어진다.

$$\eta_{CD} = \frac{\int_0^{2\pi} D \frac{\partial C}{\partial r} \Big|_{r=\frac{d_f}{2}} \cdot \frac{d_f}{2} d\theta}{U_0 d_f C_0} = 0.5 \int_0^{2\pi} J^* d\theta \tag{3-15}$$

그림 5는  $K_C$ 의 함수으로써 음으로 대전된 입자의

$\eta_{CD}$ 에 미치는 배향각,  $\theta_0$ 의 영향을 보여준다.  $K_C < 0.01$ 에서는  $\theta_0$ 가  $\eta_{CD}$ 에 영향을 미치지 않지만,  $\theta_0 \leq \pi/2$ 인 경우에는  $K_C$ 가 점점 증가함에 따라  $\eta_{CD}$ 가 증가한다. 반면,  $\pi/2 < \theta_0 < \pi$ 인 경우에는 오히려 감소하는 경향을 나타낸다. 이것은 입자의 대전상태와 반대의 대전상태가 섬유의 상류측에 와야 쿨롱력에 의한 집진효율의 증가를 기대할 수 있다는 것을 의미한다.

그림 6은  $\theta_0$ 가 0일 때의 단일섬유집진효율,  $\eta_{CD}$ 를 보여준다. 같은  $Pe$ 수에 대해서  $K_C$ 가 작은 영역에서는  $\eta_{CD}$ 의 변화가 없지만,  $K_C$ 가 증가함에 따라  $\eta_{CD}$ 의 값이 증가하는 것을 볼 수 있다. 이는 집진기작이 확산에서 점점 쿨롱력으로 옮겨간다는 것을 의미한다.  $Pe$ 수 및  $K_C$ 의 값에 따라 브라운 확산 및 쿨롱력의 어느쪽이 지배적인 집진기작인지를 파악하기 위하여 단일섬유집진효율에서 쿨롱력이 차지하는 비율을 가리키는 파라메타  $Q$ 를 도입하였다.

$$Q = \frac{\eta_{CD} - \eta_D}{\eta_{CD}} \tag{3-16}$$

$\pi/2 < \theta_0 \leq \pi$ 에서는  $Q$ 가 음의 값을 가지는 반면,  $0 \leq \theta_0 \leq \pi/2$ 인 경우에는  $Q$ 가 양의 값을 가진다. 쿨롱

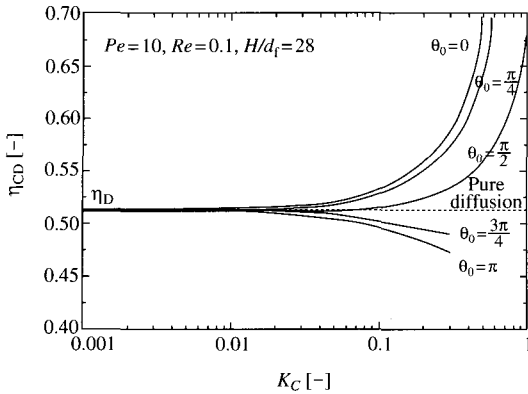


Fig. 5. Influence of  $\theta_0$  on  $\eta_{CD}$  as a function of  $K_C$ .

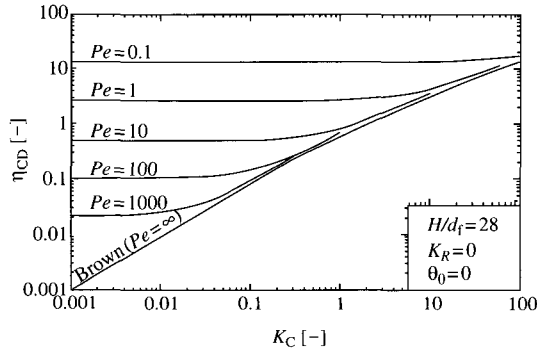


Fig. 6. Brownian diffusion and Coulombic capture efficiency.

력이 지배적인 집진기작인 경우에는 1에 접근하게 되고, 확산이 지배적인 집진기작인 경우에는 0에 접근하게 된다. 여기에서  $Q \leq 0.1$ 인 영역을 확산 지배 영역,  $Q \geq 0.9$ 인 영역을 쿨롱력 지배영역이라 정의하였다. 또한  $0.1 < Q < 0.9$ 의 영역에서는 확산과 쿨롱력 모두가 중요한 집진기작으로 작용한다. 그림 7은  $\theta_0 = 0$ 일 때, 브라운 확산 및 쿨롱력의 지배적인 영역을  $Pe$ 수 및  $K_C$ 의 함수로서 표현한 것이다.  $\theta_0 = 0$ 일 때, 브라운 확산 및 쿨롱력의 지배 영역은 다음의 식으로 표현된다.

브라운 확산 지배영역 :

$$K_C < 2.7Pe^{0.043 \ln Pe - 1.16}$$

쿨롱력 지배영역 :

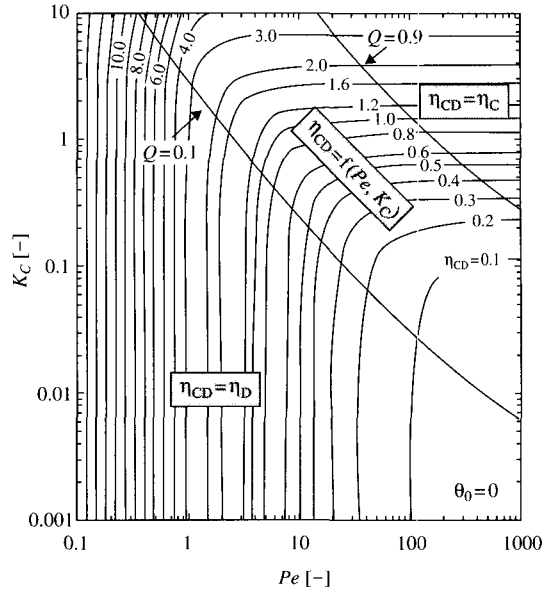


Fig. 7. Dominant collection mechanisms of electret filter.

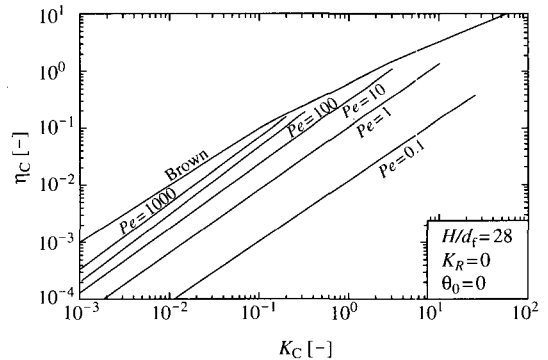


Fig. 8. Effect of Brownian diffusion on Coulombic capture efficiency.

$$K_C > 340Pe^{0.076 \ln Pe - 1.56}$$

확산, 쿨롱력 모두가 중요한 천이영역을 명확하게 하기 위해서  $\eta_C$ 와  $\eta_D$ 의 사이에 가산성이 존재한다고 가정하였다. 그 가산성의 타당성을 검토하기 위하여,  $\eta_{CD}$ 에서  $\eta_D$ 를 뺀으로써  $\eta_C$ 를 계산하였다.

$$\eta_C = \eta_{CD} - \eta_D \tag{3-17}$$

그림 8에 얻어진  $\eta_C$ 를 각  $Pe$ 수에 대하여  $K_C$ 의 함

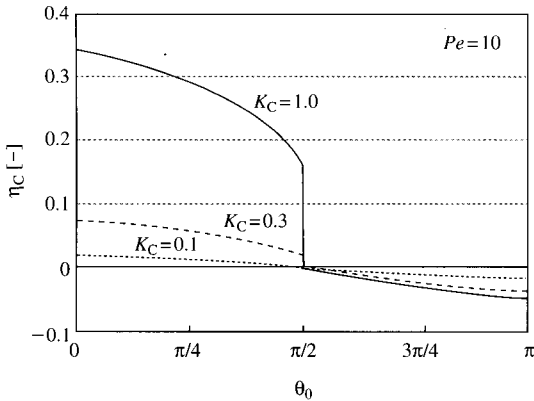


Fig. 9. Change in Coulombic capture efficiency,  $\eta_c$  with different orientation angle,  $\theta_0$ .

수로서 나타내었다. 참고로 쿨롱력만이 작용할 경우에 대해서 입자의 궤적계산에 의해 2절에서 구해진 값을 함께 나타내었다. 만약 브라운 확산과 쿨롱력이 독립적으로 작용한다면,  $\eta_c$ 는  $Pe$ 수에는 관계없이  $K_C$ 에 대해서 동일한 선상에 존재하게 되고, 그 값은 입자의 궤적계산에 의해 구하여진 것과 동일한 선상에 위치하여야만 한다. 그러나, 그림 8에서 볼 수 있는 바와 같이,  $Pe$ 수가 줄어들수록 따라 동일한  $K_C$ 에서  $\eta_c$ 의 값이 줄어든다. 이는 브라운 확산과 쿨롱력의 사이에 음의 상관관계가 있다는 것을 의미한다.

#### 4. 실험결과와의 비교

Meltblown형 정전필터는 쌍극자분포를 가진 섬유들이 불규칙하게 분포하고 있다. 그러므로 실험결과와의 비교를 위해서는 각  $\theta_0$ 를 고려한 평균적인 쿨롱력 집진효율,  $\bar{\eta}_C$ 가 필요하다. 그림 9는  $Pe=10$ 일 때의 각  $\theta_0$ 에 대한  $\eta_c$ 의 변화를 보여주며, 쿨롱력 집진효율의 평균치,  $\bar{\eta}_C$ 는 식(4)에 의해 계산된다.

$$\bar{\eta}_C = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi \eta_c d\theta_0 \quad (4)$$

쿨롱력 단일섬유집진효율의 실험치는 대전입자의 단일섬유집진효율,  $\eta_{C1M}^{exp}$ 과 무대전입자의 단일섬유집진효율,  $\eta_{InM}^{exp}$ 의 차이로 얻어진다. 본 연구에 사용된 실험장치 및 실험방법에 대한 구체적인 내용은

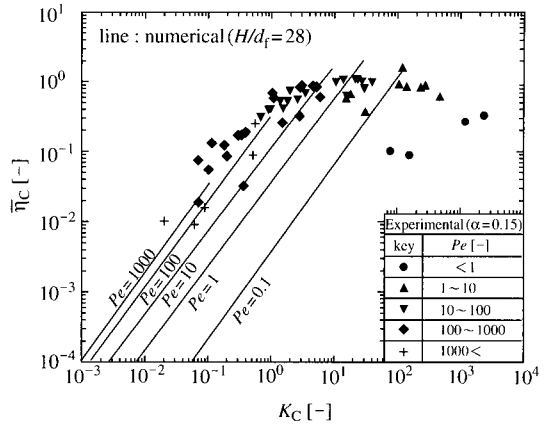


Fig. 10. Comparison of the theoretical result with experimental data.

선행연구에서 저자들이 이미 보고한 바 있다(Lee *et al.*, 2002). 시뮬레이션에 의한 계산치 및 실험치가 그림 10에 비교되어졌다. 쿨롱력파라메타인  $K_C$ 는 입경과 유속에 반비례하고,  $Pe$ 수는 입경과 유속에 비례하기 때문에, 실제의 실험에 있어서 같은  $K_C$ 에서 다양한  $Pe$ 수의 값을 조절하기는 상당히 힘들다. 이로 인하여  $Pe$ 수가 작은 영역에서의 실험데이터 수가 적고, 비록 같은  $K_C$ 에서  $Pe$ 수의 변화에 따른  $\bar{\eta}_C$ 의 변화를 관찰하기는 힘들지만, 적어도 같은  $K_C$ 에서  $Pe$ 수가 작아짐에 따라  $\bar{\eta}_C$ 의 값이 작아지는 경향을 나타내고 있다.

이론치와 실험치의 차이는 실제의 정전필터에서 인접섬유의 영향에 의한 것으로 사료된다. 즉 인접섬유에 의해 전기장의 중첩에 의한 영향 및 필터의 충전율에 의한 단일섬유집진효율의 최대치가 존재하는 것이 그 원인이라 사료되어진다. 그러므로 브라운 확산과 쿨롱력간에는 음의 상호작용이 존재하며,  $Pe$ 수가 줄어들수록 따라 그것이 커진다는 것을 알 수 있다.

#### 5. 결 론

쌍극자 전하분포를 가진 정전섬유에 대해서 브라운 확산과 쿨롱력간의 상호작용에 대한 수치시뮬레이션과 실험치와의 비교를 통해 다음과 같은 결과를 얻었다.

1) 섬유에서의 집진입자의 플렉스는 쿨롱력이 강할 때는 쌍극자축의 배향각에는 관계없이 쌍극자 축에서 최대 및 최소치를 가진다.

2) 쿨롱력에 의한 집진효율을 증가시키기 위해서는 입자의 대전상태와 반대의 극성이 섬유의 상류측에 와야 한다. 즉  $\theta_0$ 가  $\pi/2$  이하일 필요성이 있다.

3) 브라운 확산 및 쿨롱력 어느것이 지배적인 집진 기작인지를  $Pe$ 수와  $K_C$ 의 함수로서 나타냈으며, 브라운 확산과 쿨롱력간에는 음의 상호작용이 존재하며, 그 음의 상호작용은  $Pe$ 수가 작아짐에 따라 커진다. 그러므로, 확산 및 쿨롱력 집진효율,  $\eta_{CD}$ 가 확산집진효율,  $\eta_D$ 와 쿨롱력집진효율,  $\eta_C$ 의 단순한 합이 아니다.

4)  $\eta_C$ 의 실험치 또한 브라운 확산과 쿨롱력간에 음의 상호작용이 존재한다는 시뮬레이션 결과를 뒷받침하고 있다. 즉, 같은  $K_C$ 에서  $Pe < 1$ 일때의  $\eta_C^{exp}$ 가  $Pe > 1$ 에서의  $\eta_C^{exp}$ 보다 훨씬 낮은 값을 보이고 있다.

### 감사의 글

본 연구는 한일공동연구프로그램에서 재정적인 지원을 받아 수행되었다. 또한 테스트 필터의 제공에 대해 일본 스미토모 쓰리엠에 깊은 감사를 표한다.

### 기 호 설 명

$B$	= 입자의 이동도	[ m/N · s ]
$C$	= 농도	[ kg/m <sup>3</sup> ]
$C_0$	= 상류측 농도	[ kg/m <sup>3</sup> ]
$C_C$	= Cunningham's slip 보정계수	[ - ]
$D$	= 확산계수	[ m <sup>2</sup> /s ]
$d$	= 직경	[ m ]
$E$	= 전기장	[ V/m ]
$e$	= 기본전하 (= $1.6 \times 10^{-19}$ )	[ C ]
$F_D$	= 항력	[ N ]
$F_E$	= 외력	[ N ]
$H$	= 섬유간 거리	[ m ]
$h_k$	= 수동력학적 인자	[ - ]
$J$	= 플렉스	[ kg/(m <sup>2</sup> · s) ]

$K_C$	= 쿨롱력 파라메타 (쿨롱력과 항력의 비)	[ - ]
$K_R$	= 직접차단 파라메타 (= $d_p/d_f$ )	[ - ]
$L$	= 필터의 두께	[ m ]
$m$	= 입자의 질량	[ kg ]
$n$	= 입자의 전하수	[ - ]
$P$	= 입자의 통과율	[ - ]
$p$	= 압력	[ Pa ]
$Pe$	= Peclet 수	[ - ]
$Q$	= 단일섬유집진효율 중 쿨롱력집진효율의 비	[ - ]
$r$	= 섬유의 중심으로부터의 거리	[ m ]
$R$	= 섬유의 반경	[ m ]
$Re$	= 레이놀즈 수	[ - ]
$U$	= 유체의 여과속도	[ m/s ]
$U_0$	= 유체의 접근속도	[ m/s ]
$v$	= 입자의 속도	[ m/s ]
$\alpha$	= 필터의 충전율	[ - ]
$\gamma$	= 쌍극자축으로부터의 각	[ rad ]
$\epsilon_0$	= 진공상태에서의 유전율 (= $8.855 \times 10^{-12}$ )	[ F/m ]
$\epsilon_r$	= 섬유의 유전상수	[ - ]
$\Phi$	= 전위	[ V ]
$\Phi_0$	= 섬유의 표면전위	[ V ]
$\eta$	= 단일섬유집진효율	[ - ]
$\bar{\eta}$	= 단일섬유집진효율의 평균치	[ - ]
$\mu$	= 공기의 점도	[ Pa · s ]
$\rho$	= 유체의 밀도	[ kg/m <sup>3</sup> ]
$\sigma$	= 표면전하밀도	[ C/m <sup>2</sup> ]
$\theta$	= 섬유의 상류측으로부터의 각도	[ rad ]
$\theta_0$	= 섬유의 상류측으로부터 쌍극자축까지의 각	[ rad ]
$\Psi$	= 유동함수	[ m <sup>2</sup> /s ]
	상부첨자	
	* = 무차원	
	exp = 실험치	
	하부첨자	
	$C$ = 쿨롱력	
	$D$ = 브라운 확산	
	$f$ = 섬유	
	In = 유키력	
	$M$ = 기계적집진기작	



p = 입자  
 r = r축  
 $\theta$  =  $\theta$ 축  
 X = X축  
 Y = Y축

### 참 고 문 헌

- Brown, R.C. (1981) Capture on Dust Particles in Filters by Line-Dipole Charged Fibres, *J. Aerosol Sci.*, 12, 349-356
- Brown, R.C. (1993) Air Filtration : An Integrated Approach to the Theory and Applications of Fibrous Filters, Pergamon Press, Oxford, England
- Chen, C.C., M. Lehimäki, and K. Willeke (1993) Loading and Filtration Characteristics of Filtering Facepieces, *Am. Ind. Hyg. Assoc. J.*, 54, 51-60
- Fuchs, N.A. and I.B. Stechkina (1963) A Note on the Theory of Fibrous Aerosol Filters, *Ann. Occup. Hyg.*, 6, 27-30
- Kanaoka, C., H. Emi, Y. Otani, and T. Iiyama (1987) Effect of Charging State of Particles on Electret Filtration, *Aerosol Sci. Technol.*, 7, 1-13
- Kirsch, A.A. and N.A. Fuchs (1968) Studies on Fibrous Aerosol Filters-III Diffusional Deposition of Aerosols in Fibrous Filters, *Ann. Occup. Hyg.*, 11, 299-304
- Lee, M.-H., Y. Otani, N. Namiki, and H. Emi (2002) Prediction of Collection Efficiency of High-Performance Electret Filters, *Journal of Chemical Engineering of Japan*, 35, 1, 57-62
- Nifuku, M., Y. Zhou, A. Kisiel, T. Kobayashi, and H. Katoh (2001) Charging characteristics for electret filter materials, *Journal of Electrostatics*, 51-52, 200-205
- Otani, Y., H. Emi, and J. Mori (1993) Initial Collection Efficiency of Electret Filter and Its Durability for Solid and Liquid Particles, *KONA Powder and Particle*, 11, 207-214
- Pich, J., H. Emi, and C. Kanaoka (1987) Coulombic Deposition Mechanism in Electret Filters, *J. Aerosol Sci.*, 18 (1), 29-35
- Siag, A.M., K.B. Tennal, and M.K. Mazumder (1994) Determination of Fiber Charge Density of Electret Filters, *Particulate Science and Technology*, 12, 351-365
- Stechkina, I.B. and N.A. Fuchs (1966) Studies on Fibrous Aerosol Filters-I Calculation of Diffusional Deposition of Aerosols in Fibrous Filters, *Ann. Occup. Hyg.*, 9, 59-64
- Tsai, P.P., G. Qin, and C. Hassenboehler (2000) Comparison of Electrostatic Charging at Different Locations in the Melt Blowing Process, *INJ Fall 2000*, 8-14