

〈論 文〉

원형 임팩터의 성능에 관한 수치적 연구

허 재 영* · 김 상 수**

(1990년 8월 16일 접수)

Numerical Study on the Performance of the Round Type Impactor

Jae-Young Her and Sang-Soo Kim

Key Words : Round Type Impactor(원형 임팩터), High Particle Mass Loading(입자질량 고적재), Dilute Flow(희박유동), Dense Flow(농축유동), One-Way Coupled Flow(일방연계유동), Two-Way Coupled Flow(쌍방연계유동), Collection Efficiency(포집효율)

Abstract

Previous studies on the performance of the round type impactor were reexamined and extended to the case of high particle mass loading. It was pointed out that the previous numerical studies need to be supplemented in the numerical process. The impactor performance was calculated under the same conditions as previous studies by the exact calculation process and it was found out that a tail of the collection efficiency curve, which have not been found in the previous studies, appeared in the results of ours. Numerical results for high particle mass loading show that the value of the collection efficiency in the impactor decreases but better particle-cut characteristics can be obtained, as the amount of the particle mass loading increases.

기 호 설 명

C_0 : Cunningham의 수정계수

D_p : 입자지름

$D_{p,s}$: 기하평균 입자지름

D_o : 노즐지름

D_s : 노즐도입부지름

F_r, F_z : 반지름과 축방향의 기체-입자간 무차원 상호작용력(interacting force)

f : 식 (7)에 의해 정의되는 보정계수

M_a : 공기 총질량유량

M_p : 입자 총질량유량

m : 입자 질량유량

N : 입자수

P : 압력

Re : 레이놀즈수

Re_p : 국부입자(local particle) 레이놀즈수

r, z : 반지름과 축방향의 무차원 좌표

S : 노즐과 포집판사이의 거리

T : 노즐목길이

St : Stokes수

t : 시간

U, V : 반지름과 축방향의 무차원 기체속도

U_o : 노즐출구 평균속도

u, v : 반지름과 축방향의 무차원 입자속도

V : 기체속도

v : 입자속도

V_{cell} : 셀(cell) 체적

X_j : 노즐도입부에서 도입되는 입자 총질량유량에 대한 j 위치를 통과하는 입자 질량유량의 비

Y_p : 노즐도입부에서의 공기 질량유량에 대한 입

* 한국과학기술원 기계공학과

** 정회원, 한국과학기술원 기계공학과

- 자 질량유량의 비
- $\Delta\tau$: 셀(cell) 내 체재시간
 - λ : 공기분자의 평균자유경로
 - μ : 공기의 절대점성계수
 - ν : 공기의 운동점성계수
 - ρ : 공기밀도
 - ρ_p : 입자밀도
 - ρ_s : 입자물질밀도
 - σ : 로그기하 표준편차
 - τ_a : 기체역학적 반응시간(aerodynamic response time)
 - τ_c : 입자충돌간 평균시간(average time between particle collisions)
 - ω_i : 모든 크기의 입자에 대한 입자크기군 i 의 질량비

하첨자

- i : 입자크기군 (particle size class) i 를 나타냄, (i 도 마찬가지로)
- j : 노즐도입부에서 입자가 도입되는 위치를 나타냄

1. 서론

일반적인 공학문제에서뿐 아니라 위생이나 군사적인 장비에서도 기체-입자 유동문제의 응용은 매우 중요하다. 그러나, 이러한 중요성에 비추어 아직도 기체유동내에서의 입자운동에 대한 해석은 잘 정리되어 있지 못한 편이다. 임팩터(impactor)라는 장치는 공기에 부유된 입자를 입자의 관성을 이용하여 걸러내는 장치인데, 이 임팩터 역시 내부유동에서의 입자운동에 대한 해석이 명확히 정리될 필요가 있다고 보여진다. 이 장치는 가격이 우선 비싸지 않고 작동이나 성능특성의 분석이 용이하다는 등의 장점을 가지고 있어서, 공해나 산업위생의 연구에 폭넓게 사용되고 있다. 이 장치에 대한 개략도가 계산에 사용된 격자와 함께 Fig. 1에 나타내어져 있다.

May⁽¹⁾에 의해 임팩터가 처음 사용된 이후, Mercer와 Stafford⁽²⁾, Ranz와 Wong⁽³⁾, Marple과 Liu⁽⁴⁾등의 많은 사람들에 의해 여러가지 형태의 것들이 개발되어져 왔으며 그 성능에 대한 해석이 실험이나 혹은 해석, 수치적 방법으로 연구되어져 왔다. 특히 Marple과 Liu⁽⁴⁾는 Marple등⁽⁵⁾의 유동장

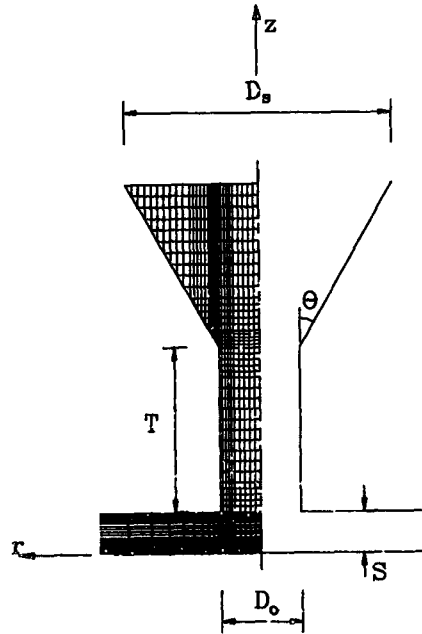


Fig. 1 Schematic diagram of the impactor and grid lines used in the calculation

해석 결과를 바탕으로 하여 여러가지 기하적 혹은 유동조건에서 임팩터의 입자포집효율을 수치적으로 계산하므로써 이들 조건이 입자의 포집에 어떤 영향을 미치는지를 밝혀내었다. 그러나 이들의 계산은 엄밀한 입자운동의 개념과 계산과정상에서 약간의 보완이 필요하며 본 연구의 일부로써 이 보완의 중요성을 지적하고자 하였다.

위에서 언급된 기존의 연구에서는 입자질량고적재(high particle mass loading)의 경우가 전혀 고려되지 않았으며, 이것은 물론 임팩터가 사용되는 대부분의 경우, 즉, 대기중입자를 포집하는 경우에 입자의 적재량이 미소하기 때문이다. 그러나 임팩터 혹은 이와 유사한 기능을 하는 장치의 응용은 매우 광범위하여 이중에는, OWG(optical wave guide) 제작이나 페인트 스프레이(paint spray) 또 입자공급장치에서 큰 입자를 걸러 낼 때와 같이, 입자의 적재량이 큰 경우도 적지 않다. 이러한 입자질량 고적재인 경우에는 입자운동이 기체유동장을 변화시키며 이에 따라 입자운동 자체도 변화되어진다. 본 연구에서는 이러한 관계를 분석하여 입자질량의 적재량정도가 입자의 포집효율에 미치는 영향을 밝혀내었다.

2. 기체-입자 유동의 이론

기체-입자 유동을 해석함에 있어서 가장 먼저 염두에 두어야 할 것은 입자의 농도이다. 이것은 입자농도의 정도에 따라 기체-입자 유동해석의 접근방법이 많이 달라지기 때문이다. 우선은 입자의 적재량, 즉, 농도에 따라 희박유동(dilute flow)과 농축유동(dense flow)으로 크게 나눌 수 있다. 희박유동에서는 입자의 운동이 입자 주변의 기체흐름에 지배되어지는 반면, 농축유동에서는 입자운동이 입자들간의 충돌에 의해 지배되어진다는 점이 다르다. 희박유동과 농축유동의 구분은 기체역학적 반응시간(τ_a)과 입자충돌간 평균시간(τ_c)의 크기비로 가능할 수 있다. 여기서 기체역학적 반응시간은 일정한 속도로 흐르는 유체에 정지된 입자를 방출했을 때 이 입자가 유체속도의 63%에 도달하기까지 걸리는 시간으로 정의한다. $\tau_a/\tau_c \ll 1$ 이면 입자는 입자끼리의 충돌과 충돌 사이에 이미 주위 기체의 흐름에 반응하여 움직이기 때문에 입자는 주위 기체 유동에 지배되며 따라서 이 유동은 희박유동이다. 반면에 $\tau_a/\tau_c \gg 1$ 이면 입자끼리의 충돌사이에 입자가 기체흐름에 반응할 시간적 여유를 가지지 못하므로 입자운동은 입자간 충돌에 의해 지배되며 이 유동은 농축유동이다⁽⁶⁾.

농축유동에서 입자간 충돌로부터 파생되는 물리적 현상은 매우 복잡하다. 입자들은 충돌하여 뭉쳐지기도 하고 뭉쳤던 입자들이 충돌로 인하여 부서지기도 하므로 이것은 분자충돌과는 다른 차원의 해석이 불가피하다. 입자가 유동에 미치는 영향은 이들 뭉쳐진 입자들에 의한 것들이 지배적이므로 충돌에 의해 파생되는 여러가지 입자크기들에 대한 지식이 없으면 농축유동의 해석은 불가능하다. 유감스럽게도 입자충돌에 대한 이론은 제대로 정립되어 있지 않으며 이러한 이유로, 공학적으로는 농축유동에 대한 연구가 중요한데도 불구하고, 농축유동에 대한 수치적 연구는 매우 미미한 상태이다⁽⁷⁾.

희박유동은 입자의 적재량에 따라 또다시 일방연계유동(one-way coupled flow)과 쌍방연계유동(two-way coupled flow)으로 나누어진다. 입자의 적재량이 적어서 입자의 존재 여부가 기체유동에 미치는 영향의 무시될 수 있을 정도의 유동에서는 입자운동만이 기체유동의 영향을 받고 이 유동을 일방연계유동이라고 말한다. 입자의 적재량이 다소

커져서 입자운동이 기체유동에 영향을 줄 정도가 되면 입자운동과 기체유동은 서로 영향을 주게 되며 이러한 유동을 쌍방연계유동이라고 말한다⁽⁸⁾. 쌍방연계유동일 때의 입자적재량 정도를 입자질량 고적재(high particle mass loading)라고 말한다.

3. 지배 방정식

본 연구에서는 희박유동에 국한하였으며 따라서 입자간의 충돌은 무시하였다. 이차원 축대칭 비압축성 정상유동이고 희박유동일 때의 기체유동에 대한 지배방정식은 다음과 같다^(9,10).

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(Ur) + \frac{\partial V}{\partial z} = 0 \quad (1)$$

$$U \frac{\partial U}{\partial r} + V \frac{\partial U}{\partial z} = -\frac{1}{\rho U_0^2} \frac{\partial P}{\partial r} + \frac{1}{Re} \left[\frac{\partial^2 U}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial U}{\partial r} - \frac{U}{r^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} \right] + Fr \quad (2)$$

$$U \frac{\partial V}{\partial r} + V \frac{\partial V}{\partial z} = -\frac{1}{\rho U_0^2} \frac{\partial \rho}{\partial z} + \frac{1}{Re} \left[\frac{\partial^2 V}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial r} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} \right] + F_z \quad (3)$$

여기서

$$Re = U_0 D_0 / \nu \quad (4)$$

입자운동 방정식은 입자의 관성력과 항력의 평형을 나타내는 식으로서, 이때의 항력은 기본적으로 Stokes법칙에 따른다. Stokes법칙의 유도과정에서는 입자의 표면에서 속도의 불연속이 없는 것으로 가정하였으나, 입자가 아주 작을 때에는 주위 기체분자의 평균자유경로와 연관된 운동량전달의 불연속이 나타난다. 이러한 효과를 보정하기 위한 수정계수, C_D ,를 커닝함의 수정계수라고 하고 다음과 같은 반실험식으로 구해질 수 있다⁽¹¹⁾.

$$C_D = 1 + 2A(\lambda/D_p) \quad (5)$$

여기서

$$A = \alpha + \beta \exp(-\gamma D_p / 2\lambda) \quad (6)$$

공기분자의 평균자유경로, λ ,는 23°C, 76cmHg에서 0.0653 μm 인 것으로 알려져 있다. α, β, γ 의 값들은 상수로서 여기서의 계산에서는 Reif⁽¹²⁾의 것($\alpha=1.26, \beta=0.45, \gamma=1.08$)으로 하였다.

Stokes법칙에는 커닝함의 수정계수 이외에, 또 하나의 수정계수가 필요하다. Stokes법칙의 유도

과정에서는 Navier-Stokes방정식을 선형화하기 위하여 관성항을 삭제하였으나 이것은 속도가 아주 느릴 때, 즉, 크리핑유동(creeping flow)에서만 가능한 일이다. 크리핑유동영역을 벗어날 때의 보정을 위하여 여러가지 수정계수를 사용하는데 본 계산에서는 Scheler와 Nauman⁽¹³⁾의 것을 사용하였다. 이 식은 Re_p 가 700을 넘지 않을 때에만 사용할 수 있고 다음과 같다.

$$f = 1 + 0.15Re_p^{0.687} \quad (7)$$

여기서

$$Re_p = D_p |V - v| / \nu \quad (8)$$

위에서 언급된 두가지 수정계수를 사용하면 무차원화된 Stokes법칙은 다음과 같이 표현될 수 있다.

$$\frac{du}{dt} = -\frac{2}{St} (u - U) f \quad (9)$$

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{2}{St} (v - V) f \quad (10)$$

여기서

$$St = \rho_s C_0 U_0 D_p^2 / 9\mu D_0 \quad (11)$$

4. PSI-Cell모델

일반적으로 기체-입자유동내의 입자크기분포는 로그노말(log-normal)분포를 따르는 것으로 알려져 있기 때문에 본 연구에서는 다음과 같은 입자크기분포 방정식을 사용하였다⁽¹⁴⁾.

$$f_{n,i} = \frac{1}{\sigma\sqrt{1\pi}} \exp\left(-\frac{(1nD_{p,i} - 1nD_{p,g})^2}{2\sigma^2}\right) \quad (12)$$

여기서 기하평균 입자지름, $D_{p,g}$, 와 로그기하 표준편차, σ ,는 다음과 같이 정의된다.

$$D_{p,g} = [\prod_i D_{p,i}^{N_i}]^{(\sum_i N_i)^{-1}} \quad (13)$$

$$\sigma = \left[\frac{\sum_i N_i \left[\ln \frac{D_{p,i}}{D_{p,g}} \right]^2}{\sum_i N_i} \right]^{0.5} \quad (14)$$

위의 입자크기분포식을 이용하면 입자크기군 i (particle size class i)의 입자질량비분포를 다음과 같이 구할 수 있다.

$$\omega_i = \frac{f_{n,i} D_{p,i}^3}{\sum_j f_{n,j} D_{p,j}^3} \quad (15)$$

식 (2), (3)에 포함되어 있는 무차원 상호작용력 F_r

과 F_z 를 구하기 위해서는 각 입자크기군의 상호작용력을 구하여 다음과 같이 그 총합을 구하여야 하는데 이것은 똑같은 국부점에서도 여러가지 크기의 입자들이 제각기 다른 속도를 가지기 때문이다⁽¹⁵⁾.

$$F_r = \sum_i F_{r,i} \quad (16)$$

$$F_z = \sum_i F_{z,i} \quad (17)$$

여기서

$$F_{r,i} = \frac{\rho_{p,i}}{\rho} \frac{2}{St_i} (u_i - U) f_i \quad (18)$$

$$F_{z,i} = \frac{\rho_{p,i}}{\rho} \frac{2}{St_i} (v_i - V) f_i \quad (19)$$

수치과정에서 가장 어려운 부분은 각 입자크기군 i 의 입자밀도, $\rho_{p,i}$,를 계산하는 일이며 이것을 하기 위한 방법이 바로 PSI-cell 모델 (particle source in cell model)이다⁽¹⁶⁾. 이 방법으로 $\rho_{p,i}$ 를 계산하려면 노즐도입부에서 시작되는 여러개(본 계산에서는 400개로 하였으며 모두 등간격을 이룬다)의 입자 추적중 j 번째 것을 따라가는 입자들의 질량유량이 먼저 계산되어야 하는데 이것은 다음과 같다.

$$\dot{m}_{i,j} = \omega_i X_j \dot{M}_p \quad (20)$$

여기서

$$\dot{M}_p = \frac{Y_p}{1 - Y_p} \dot{M}_a \quad (21)$$

각 셀에서 입자크기군 i 의 밀도, $\rho_{p,i}$,는 다음과 같이 계산될 수 있다.

$$\rho_{p,i} = \sum \dot{m}_{i,j} \Delta\tau / V_{cell} \quad (22)$$

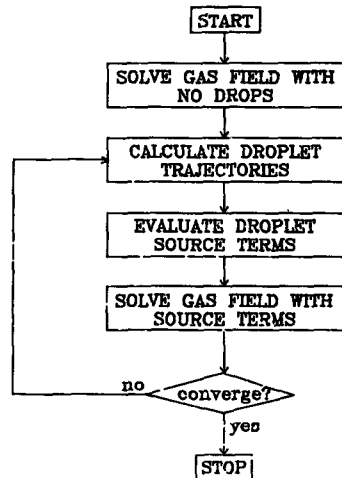


Fig. 2 Flow chart for computational scheme

기체-입자유동장에 관한 모든 계산과정은 Fig.2에 기술되어져 있다. 계산은 입자가 적재되지 않은 기체유동장의 해를 구하므로써 시작된다. 이 유동장을 이용하여 400개의 입자궤적들이 구해진다. 그러면 각 셀에서의 F_r, F_z 값들이 구해지고 이 값들을 대입하여 기체유동장을 다시 푼다. 새로운 유동장이 구해지면 다시 입자궤적을 구하고 이와 같은 과정은 미리 정해진 정확도에 도달될 때까지 되풀이 된다.

5. 결과 및 고찰

입자운동방정식을 적분해 나갈 때 걸리는 시간은 고체표면에서 먼 곳에서는 그리 오래 걸리지 않는다. 고체표면 가까운 곳에서는 입자의 운동이 매우 느려지므로 그만큼 적분시간이 오래 걸리는데 Marple과 Liu⁽⁴⁾의 계산에서는 이것을 피하기 위하여, 입자가 벽에서 가장 가까운 격자선(grid line)을 통과하면서부터는 기체의 벽에 수직방향 속도가 벽으로부터의 수직거리에 따라 선형적으로 변한다는 가정을 하였다. 이러한 가정을 하면 입자운동방정식이 해석적 방법으로 해결되기 때문에 컴퓨터 사용시간을 상당히 줄일 수 있다. 그러나 이것은 입자가 벽에 수직으로 다가설 때에만 가능한 가정이고 입자가 Fig. 3과 같이 움직일 때 R점과 Q점의 속도가 달라지므로 계산결과에 약간의 차이가 있을 수 있다. 따라서 정확한 해를 구하기 위해서는 계산시간이 더 걸리더라도 벽에 도달할 때까지 적분을 계속해나가는 것이 바람직하다.

Fig. 4에 Marple과 Liu⁽⁴⁾의 결과와 벽까지 적분을 했을 때의 결과를 비교하였다. 여기서 종축은 포집효율로써 유입된 입자 총질량유량에 대한 포집되는 입자 총질량유량의 비이다. 이 그림에 나타낸 결과들은 모두 입자의 적재량이 유동장에 영향을 미치지 않는, 즉, 일방연계유동의 경우이다. Marple과 Liu의 결과와 벽까지 적분했을 때의 결과에서 발견할 수 있는 차이(Marple과 Liu의 계산에서는 수정계수 f 를 고려하지 않았으므로 'without f '라고 표시된 곡선과 비교시)는 실험치에서도 나타나는 곡선의 꼬리부분(작은 Stokes 수 쪽, 즉, Stokes수는 제곱근값이 0.45이하인 부분, Stokes수의 제곱근의 무차원화된 입자크기를 나타내므로 이 부분은 입자크기가 작은 부분이다.)이다. 상대적으로 큰 입자(Stokes수의 제곱근값이 0.

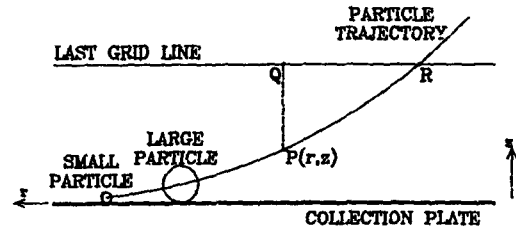


Fig. 3 Particle trajectories in the region between the last grid line and the collection plate

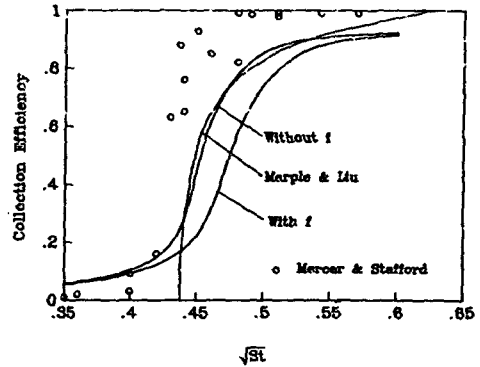


Fig. 4 Correction of the results by Marple & Liu(1974) and the experimental results by Mercer & Stafford(1969) when $S/D_0=1/2, T/D_0=2$ and $Re=3000$

45이상인 입자)의 경우에는 근사적으로 입자가 벽에 수직인 방향으로 움직이므로 Marple과 Liu의 해석적인 방법과 별 차이가 없게 된다. 'with f '로 표시된 곡선은 수정계수 f 를 고려하였을 때의 결과로 수정계수 f 가 결코 무시될 수 없음을 보여준다. 수정계수 f 가 고려되지 않으면 입자의 항력이 과소평가되고, 이에 따라 기체의 유선에서 이탈하여 벽에 포집되는 양이 과대평가된다는 사실을 나타내기도 한다. Mercer와 Stafford (2)의 실험치는 대체로 계산치보다 크게 나타나고 수정계수 f 를 고려하였을 때의 계산결과와 비교하면 그 차이는 더 벌어지는데 이것은 실험에서는 노즐안내벽(nozzle guide wall, Fig. 1에서 상단부에 경사진면)에서의 입자손실을 고려하지 않았기 때문에 생기는 차이라고 추정된다. 실제로 다단입팩터(multi-stage impactor)인 경우, 즉 입자를 크기별로 포집하기 위하여 여러개의 입팩터를 연결하여 사용하는 경우에는 노즐안내벽이 맨윗단에만 존재하기 때문에 나

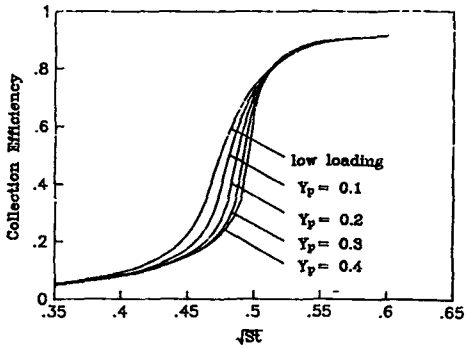


Fig. 5 The effect of high particle mass loading on the collection efficiency

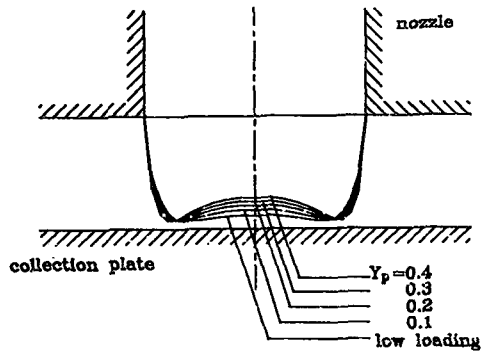


Fig. 6 Dimensionless air velocity profile at the nozzle exit

머지 밑에 있는 단에서는 노즐안내벽에서의 입자손실이 생기지 않는다. 계산상으로는 노즐출구에서의 기체속도분포를 임의로 줄 수 없기 때문에 안내벽이 있는 것으로 하였으며 만약 안내벽에서의 입자손실을 고려하지 않는다면 포집효율의 값이 커져서 포집효율곡선은 왼쪽으로 이동한다.

Fig.5는 $S/D_o=1/2$, $T/D_o=2$, $Re=3000$, $\sigma=0.3$, $D_{p,g}=3.5\mu m$ 일 때 입자의 적재량이 포집효율에 주는 영향을 보여주고 있다. 이 그림에서 볼 수 있듯이, 입자의 적재량을 수치적으로 나타내는 Y_p 의 값이 클수록 포집효율의 값 자체는 감소되나 채집효율곡선의 기울기는 가파라져서 입자분리특성 (particle-cut characteristics)은 좋아진다. 이러한 현상은 입자운동에 의해 기체유동장이 바뀌어지므로써 생기는 현상이며 이것을 가시화하기 위하여 노즐출구에서의 기체속도가 입자적재량에 따라 어떻게 달라지는가를 Fig. 6에 나타내었다. 입자적재량이 커지면 중심부근의 기체가 입자에 끌려서 속도가 작아지고 벽근처에서는 중심에서의 속도감소를 상쇄하기 위해 속도가 증가하는 것을 볼 수 있다. 노즐도입부의 경사진 안내면때문에 큰 입자들은 대부분 중심쪽으로 몰리게 되며 이것이 Fig. 6과 같은 기체속도변화의 현상을 유발시킨다. 포집효율을 계산하기 위해서는 노즐입구로 균일하게 유입되는 입자중 포집판에 포집되게 되는 입자와 그렇지 않은 입자를 구분해 내야하는데 이것은 항상 임계위치 (critical position)라고 하는 노즐입구에서의 특정위치를 구함으로써 가능해진다. 이 임계위치가 경계가 되어 입자가 이 위치보다 중심쪽에서 유입되면 포집판에 포집되고 벽쪽에서 유입되면 포

집되지 않고 빠져나간다. 입자가 작을 수록 임계위치는 중심에 가까우며 입자가 클 수록 벽 쪽에 가까워진다. 입자적재량이 커지면 노즐출구의 중심부근에서 기체속도가 느려지게 되고 이 부근을 지나가는 입자들의 관성은 줄어들게 된다. 그러므로 특정 크기의 입자에 대한 임계위치가 이 부근을 지나가는 입자체적을 가지면 이 임계위치는 입자적재량이 커질 수록 중심쪽으로 움직여져야 하며 포집효율은 따라서 줄어든다. 임계위치가 벽쪽에 위치할 수록 이러한 현상은 사라지며 임계위치를 출발한 입자가, 입자적재량 증가에 의해 속도가 증가하는 벽근처를 지나가면 미미하지만 반대의 현상이 일어나는 것을 Fig. 5에서 확인할 수 있다. 이러한 이유때문에 입자적재량이 증가하면 포집효율곡선의 기울기가 커지게 되어 입자분리특성이 좋아지게 되는 것이다. 이들 그림에서 'low loading'으로 표시된 것은 일방연계유동의 경우를 말한다. 두 그림에서 볼 수 있는 것과 같이 입자와 공기의 질량비가 0.1정도 이상이면 입자운동이 기체유동에 미치는 영향을 무시할 수 없게 된다.

6. 결 론

임팩터성능에 대한 기존의 계산방법과 개념에 대해 재검토 하였고 입자질량고적재의 영역까지 확충하여 계산하므로써 입자의 적재량이 포집효율에 주는 영향을 검토하였다. 입자운동방정식은 컴퓨터계산시간이 더 걸리더라도 벽근처까지 적분을 하여야만 정확한 계산을 할 수 있다. 수정계수 f 를 고려하지 않으면 포집효율은 과대평가되는 결과를 가져

오며 그 정도가 작지 않으므로 무시되어서는 안된다. 입자적재량이 커지면 포집효율의 값은 감소하나 입자분리특성은 좋아지며 이것은 입자운동과 기체유동사이에 작용하는 상호작용력이 증가하여 노즐출구에서 중심부근의 입자속도가 줄어들기 때문이다.

참 고 문 헌

- (1) May, K.R., 1945, "The Cascade Impactor: An Instrument for Sampling Coarse Aerosols", *J. Sci. Instr.*, Vol. 22, pp. 187~195.
- (2) Mercer, T.T. and Stafford, R.G., 1969, "Impaction from Round Jets", *Ann Occup. Hyg.*, Vol. 12, pp. 41~48.
- (3) Ranz, W.E. and Wong, J.B., 1952, "Impaction of Dust and Smoke Particles on Surface and Body Collectors", *Ind. and Eng. Chem.*, Vol. 44, pp. 1371~1381.
- (4) Marple, V.A. and Liu, B.Y.H., 1974, "Characteristics of Laminar Jet Impactors", *Environ. Sci. & Tech.*, Vol. 8, pp. 648~653.
- (5) Marple, V.A., Liu, B.Y.H. and Whitby, K.T., 1974, "Fluid Mechanics of the Laminar Flow Aerosol Impactor", *Aerosol Sci.*, Vol. 5, pp. 1~16.
- (6) Crowe, C.T., 1982, "Review-Numerical Models for Dilute Gas-Particle Flows", *Trans. ASME, J. Fluids Eng.*, Vol. 104, pp. 297~303.
- (7) Boothroyd, R.H., 1981, "Flowing Gas-Solids Suspensions", Chapman and Hall, p.30.
- (8) Di Giacinto, M., Sabetta, F. and Piva, R., 1982, "Two-Way Coupling Effects in Dilute Gas-Particle Flows", *Trans. ASME, J. of Fluids Eng.*, Vol. 104, pp. 304~312.
- (9) Marble, F.E., 1970, "Dynamics of Dusty Gases", *Ann. Rev. Fluid Mech.*, Vol. 2, pp. 397~447.
- (10) Val. Healy, J., 1970, "Perturbated Two-Phase Cylindrical Type Flows", *The Physics of Fluids*, Vol. 13, pp. 551~557.
- (11) Fuchs, N.A., 1964, "The Mechanics of Aerosols", Macmillan Co., New York, pp. 21~49.
- (12) Reif, A.E., 1958, "Aviation Medicine Selected Reviews(Edited by White, C.S., Lovelace II W.R. and Hirsh, F.G.)", Pergamon Press, pp. 168~244.
- (13) Schiller, L. and Nauman, A., 1933, *V.D.I.Zeits.*, Vol. 77, p. 318.
- (14) Fuchs, N.A. and Sutugin, A.G., 1966, "Aerosol Science(Edited by Davies, C.N)", Academic Press, New York, p.1.
- (15) Crowe, C.T. and Stock, D.E., 1976, "A Computer Solution for Two-Dimensional Fluid-Particle Flows", *Int. J. for Numerical Mehtods in Eng.* Vol. 10, pp. 185~196.
- (16) Crowe, C.T., Sharma, M.P. and Stock, D.E., 1977, "The Particle-Source-In Cell (PSI-CELL) Model for Gas-Droplet Flows", *Trans. ASME, J. of Fluids Eng.* Vol. 99, pp. 325~332.