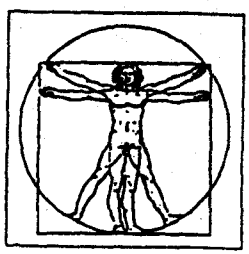


# 공기부유입자의 기초이론 (Ⅱ, 입자의 가속 및 곡선운동)



생산기술 연구원 (KAITECH)  
조교수 오 명 도

지난 호에서는 입자의 가장 단순한 운동 형태인 등속직선운동이 고찰되었다.

이번호에서는 좀 더 복잡한 입자 운동형태로써 일정한 힘 혹은 변하는 힘을 받는 경우에 생기는 가속운동 및 곡선운동에 대하여 알아본다.

이러한 입자운동은 필터, 폐 (lung), 캐스케이드 충돌기 (cascade impactor) 등의 포집구조를 묘사하는데 매우 중요하다.

### 1. 완화시간(Relaxation Time)

Stokes 영역에서 움직이는 입자의 종단속도 (V) 는 입자에 작용하는 외력에 비례하며, 그 비례 상수로는 지난 호에서 정의 되어진 mechanical mobility B 가 된다.

$$\text{즉, } V = BF \dots\dots\dots (1)$$

특히, 외력이 중력일때 식 (1) 은 다음과 같다.

$$V_{TS} = Bmg \dots\dots\dots (2)$$

입자질량 (m) 과 mobility (B) 의 곱인 mB는 부유입자의 해석에 자주 나타나는 양으로써 완화시간 (τ) 이라 한다. 완화시간이라 불리는 이유는 완화시간이 입자가 새로운 외력 조건에서 가속되어 종단속도에 도달하는 특성을 나타내기 때문이다.

입자의 지름 (d) 으로써 완화시간 τ를

나타내면 다음과 같이 된다.

$$\tau = mB = \rho_p \frac{\pi}{6} d^3 \left( \frac{C_c}{3\pi\eta d} \right) = \frac{\rho_p d^2 C_c}{18\eta} \dots\dots (3)$$

완화시간은 단지 입자질량과 mobility 에만 영향을 받으며 외력의 크기나 특성에는 무관하다. 비록 완화시간이 입자특성을 나타내는 양으로 생각되어지나 그것은 점성과 미끄럼 보정 (Slip correction) 을 포함하므로 기체의 온도와 압력에도 영향을 받는다. 식(3)은 Stokes영역인 레이놀즈 수  $Re < 1$  인 곳에서만 사용 가능하다.

표. 1 표준조건에서 단위밀도의 입자에 대한 완화시간

Particle Diameter ( $\mu\text{m}$ )	Relaxation Time (s)
0.01	$6.8 \times 10^{-9}$
0.1	$8.8 \times 10^{-8}$
1.0	$3.6 \times 10^{-6}$
10.0	$3.1 \times 10^{-4}$
100	$3.1 \times 10^{-2}$

표. 1은 입자크기에 따른 완화시간을 나타내는데 입자가 커짐에 따라 완화시간이 급속히 증가함을 보여 준다.

한편, 완화시간은 종단속도를 계산하는데도 사용될 수 있는데 식(2)를  $\tau$  를 이용하여 다시 쓰면 다음과 같다.

$$V_{TS} = \tau g \dots\dots\dots (4)$$

일정한 외력  $F$  가 작용하는 경우의 종단속

도는 아래와 같다.

$$V_{TF} = \tau \frac{F}{m} \dots\dots\dots (5)$$

2. 입자의 가속운동

공기중에서 정지상태로부터 자유낙하하는 입자의 운동을 고려하여 보자

Newton의 운동법칙을 사용하면 다음과 같이 된다.

$$\sum F = \frac{d[mV(t)]}{dt} \dots\dots\dots (6)$$

여기서,  $V(t)$  는 입자의 순간속도이다.

입자의 질량이 변하지 않는 경우 식 (6) 은 다음과 같이 간단히 쓰여질 수 있다.

$$\sum F = m \frac{dV(t)}{dt} = ma \dots\dots\dots (7)$$

자유낙하하는 입자에 작용하는 힘으로는 중력 ( $F_G$ ) 과 항력 ( $F_D$ ) 이 있으며, 항력은 Stokes법칙에 의해 순간속도  $V(t)$  의 방향으로 표시될 수 있다. 중력이 작용하는 방향을 양으로하고 미끄럼 보정을 무시한다면 아래 관계식이 성립한다.

$$F_G - F_D = mg - 3\pi\eta V(t)d = m \frac{dV(t)}{dt} \dots\dots (8)$$

완화시간  $\tau = mB$  와 mobility  $B = (3\pi\eta d)^{-1}$  을 이용하여 식(8)을 다시 쓰면

$$\tau g - V(t) = \tau \frac{dV(t)}{dt} \dots\dots\dots (9)$$

이다.

여기서,  $\tau_g$ 를  $V_{TS}$ 로 대치하고 정리하면

$$\int_0^t \frac{dt}{\tau} = \int_0^{V(t)} \frac{dV(t)}{V_{TS} - V(t)} \dots\dots (10)$$

식 (10)을 적분하면

$$\frac{t}{\tau} = -\ln[V_{TS} - V(t)] + \ln V_{TS} \dots\dots (11)$$

이 식에서  $V(t)$ 에 대해 정리하면 다음과 같이 된다.

$$V(t) = V_{TS}(1 - e^{-t/\tau}) \dots\dots (12)$$

식 (12)는 중력장에서 입자가 자유낙하할 때  $t$ 시간 후의 입자속도  $V(t)$ 를 나타낸다.

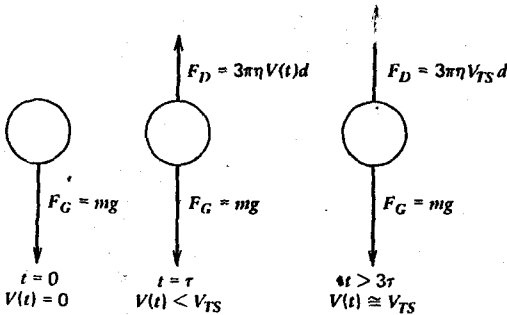


그림 1. 정지된 공기중에서 입자의 가속

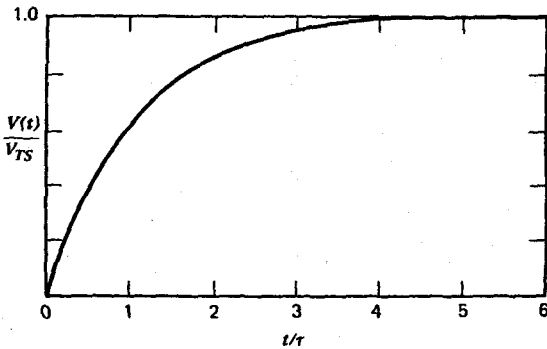


그림 2. "입자가 가속될 때 시간에 따른 속도

그림 1과 2에서와 같이 식 (12)는 수학적으로 무한대의 시간이 경과한 후 입자의 속도가 종단속도에 도달되나, 실제적으로  $t=3\tau$ 에서 종단속도의 93%에 해당하는 속도가 되므로 이 정도의 시간을 가속시간이라 볼 수 있다.

표. 2 단위밀도의 입자가 표준조건에서 종단속도까지 도달하는데 걸리는 시간

Partical Diameter ( $\mu\text{m}$ )	Time to Reach Terminal Velocity <sup>a</sup> (ms)
0.01	0.00002
0.1	0.00026
1.0	0.011
10	0.94
100	92

<sup>a</sup>Defined as  $3\tau$ .

표. 2에서 처럼 종단속도에 도달하는데 걸리는 시간은 입자지름이  $10\mu\text{m}$ 이하인 경우에는 1ms보다 작다.

만약  $t=0$ 에서 속도가 0이 아닌 초속도  $V_0$ 를 갖고  $V_f$ 가 종단속도라면 식(12)는 다음과 같이 표현된다.

$$V(t) = V_f - (V_f - V_0)e^{-t/\tau} \dots\dots (13)$$

식 (13)은 처음 속도와 모든 힘이 같은 방향이고 처음속도와 마지막 속도가 알려진 경우에 응용가능하다. 일정한 힘이 작용하

는 많은 경우에 이러한 속도들은 간단한 해석으로 구해질 수 있다.

식 (13)을 응용할 수 있는 몇가지 상황을 고려하여 본다.

속도  $U$ 인 수평기류안에 입자가 놓여 질 때가 그 한 예이다.

만약, 중력을 무시한다면 입자의 처음 속도는 0이고 마지막 속도는  $U$ 가 된다. 이것을 식 (13)에 대입하면 식 (12)와 같은 표현을 얻는다.

또한, 속도  $U$ 인 기류안으로  $V_0$ 의 속도로써 입자를 방출시키는 경우를 고려하자  $U$ 와  $V_0$ 가 같은 방향이라면 입자는 기류 속도가 될때까지 가속되거나 감속되며,  $U$ 와  $V_0$ 가 반대 방향이라면 입자는 기류 속도가 될 때까지 역방향으로 가속 혹은 감속된다.

위에서 열거한 경우에 있어서 종단속도에 도달하는 시간은 실제로  $3\tau$ 이며 속도의 크기나 속도차에 무관하다.

표. 2에서 처럼 심지어 지름이  $100\mu\text{m}$ 인 입자도 종단속도에 도달하는 시간은  $0.1\text{s}$ 보다 작으며, 지름이  $10\mu\text{m}$ 인 입자는  $1\text{ms}$ 보다도 작다.

실제로 입자들은 종단속도에 도달될 때까지 좀 더 오래 걸리나, 입자가 종단속도에 순간적으로 도달한다는 가정은 거의 오차를 발생시키지 않는다. 이러한 가정은 여러가지 부유입자 역학문제를 간단화 시

킬 수 있다.

지금까지는 외력의 크기가 변하지 않는 경우를 살펴보았다.

외력의 크기가 변하는 경우는 만약 외력이 변화하는 시간보다 입자가 힘의 변화에 따라 종단속도에 도달하는 시간이 훨씬 빠르다고 가정한다면 쉽게 해석될 수 있다.

힘이 입자의 완화시간  $\tau$ 보다 훨씬 큰 시간  $t_0$ 내에서  $\frac{1}{m}$ 만큼 변화한다면 입자는 순간적으로 종단속도에 도달하고, 어떤 순간에 입자의 속도는 다음과 같이 주어진다.

$$\tau \ll t_0 \text{ 일때 } V(t) = \tau \frac{F(t)}{m} \dots (14)$$

식 (14)가 응용될 수 있는 경우로는 크기가 변하는 관내를 흐르는 부유입자의 경우나 반지를 방향으로 원심력이 증가하는 곳에 놓여 있는 입자의 경우가 될 수 있다

### 3. 정지거리 (Stopping Distance)

일정한 외력으로 가속되는 입자의 변위  $x(t)$ 는 순간속도  $V(t)$ 를 적분하여 구할 수 있다.

$$\int_0^{x(t)} dx = \int_0^t V_f dt - \int_0^t (V_f - V_0) e^{-t/\tau} dt \quad (15)$$

$$x(t) = V_f t - (V_f - V_0) \tau (1 - e^{-t/\tau}) \quad (16)$$

이전 절에서 토의했던 경우에 대해 식 (16)을 사용하면 입자의 위치를 결정할 수 있다.

외력이 존재하지 않을때 처음속도  $V_0$ 를

가진 입자가 정지된 공기중에서 갈 수 있는 최대거리를 구하여 보자 그러한 경우는  $V_f = 0$  이고  $t \gg \tau$  이므로 식 (16) 은 다음과 같이 된다.

$$S = V_0 Z \dots\dots\dots (17)$$

여기서, S는 입자가 움직인 전체거리로써 정지거리라 한다. 정지거리는 입자가 움직이면서 공기저항으로 인해 상실한 일종의 평균 운동량을 의미한다.

$\tau = mB$ 를 식 (17) 에 대입하면 다음과 같은 식을 얻는다.

$$S = B_m V_0 \dots\dots\dots (18)$$

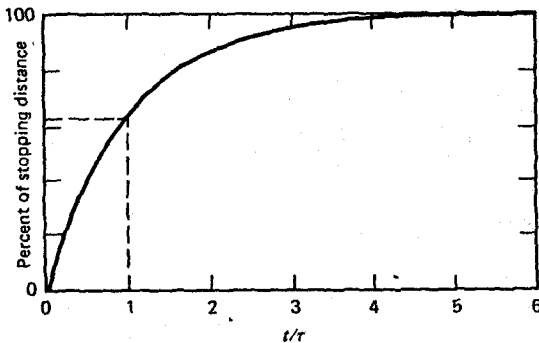


그림 3. 정지된 공기중에서 초속도  $V_0$  를 가진 입자의 시간에 따른 변위

수학적 의미에서 입자가 정지거리까지 도달하는데 걸리는 시간은 무한대이나, 실제적 관점에서 보면 입자는  $3\tau$  동안 정지거리의 95%에 도달하게 된다 [그림 3\*].

정지거리는 전기력과 같이 정지된 공기

중의 입자에 순간적으로 가해졌다 사라지는 경우에 입자가 도달할 수 있는 최대거리를 나타낸다. 또한, 정지거리의 개념은 휘어진 유선을 따라 이동하는 입자의 운동 특성을 이해하는데 중요하게 사용된다. 예를 들면,  $90^\circ$  회전을 하는 유체내에서 입자의 정지거리는 회전에 유선에서 입자가 이탈되는 정도를 나타낸다.

정지거리를 나타낸 식 (17) 은 입자의 초기 레이놀즈 수 ( $Re_0$ ) 가 Stokes 영역을 벗어나는 경우에는 사용할 수 없게 된다. 그러나 정지거리는 적어도 초기에는 높은 속도를 가진 경우, 즉 Stokes 영역 밖일 때 종종 중요하게 된다. 이러한 경우는 항력과 속도사이의 비례 관계가 속도에 따라 변하기 때문에 매우 해석하기 어렵다.

1973년 Mercer는 초기 레이놀즈 수가 1 ~ 400 인 경우에 다음과 같은 실험식을 제안하였다.

$$S = \frac{\rho_p d}{\rho_g} [Re_0^{\frac{1}{2}} - \sqrt{6} \arctan (Re_0^{\frac{1}{2}} / \sqrt{6}) ] \dots\dots\dots (19)$$

여기서,  $Re_0 = \frac{\rho_g V_0 d}{\eta}$  이고  $\arctan$ 는

라디안 (radian) 으로 표시되었다.

표 3 은 초기속도가 1,000 cm/s 이고 지름이 0.01 ~ 100  $\mu$ m 로 변하는 경우에 단위 밀도의 입자에 대한 정지거리를 나타낸다.

심지어 높은 초기속도를 가진 입자라 할

지라도 정지거리는 매우 작으며 입자는 급속히 거의 정지된 상태로 들어간다. 따라서, 부유입자 분사기나 자연대류와 같은 상

황에서 입자의 운동은 기체의 운동에 의해 지배되며, 식 (17)이나 (19)는 입자의 운동 경로를 결정하기 위해 사용될 수 없다.

표. 3 초기속도가 1,000 cm/S 인 단위밀도의 입자에 대한 초기레이놀즈 수, 정지거리, 정지거리 95%에 도달하는데 걸리는 시간

Particle Diameter ( $\mu\text{m}$ )	$Re_p$	Stopping Distance, <sup>a</sup> $V_0 = 1000 \text{ cm/s}$ (cm)	Time to Travel 95% of Stopping Distance <sup>a</sup> (S)
0.01	0.0066	$6.8 \times 10^{-6}$	$2.0 \times 10^{-8}$
0.1	0.066	$8.8 \times 10^{-5}$	$2.6 \times 10^{-7}$
1.0	0.66	$3.6 \times 10^{-3}$	$1.1 \times 10^{-5}$
10	6.6	0.23 <sup>b</sup>	$8.5 \times 10^{-4b}$
100	66	12.7 <sup>b</sup>	0.065 <sup>b</sup>

#### 4. 곡선운동과 Stokes 수

입자의 곡선운동은 주로 다음 두가지 다른 경우로부터 기인한다.

1) 정지된 공기 혹은 균일 유동을 하는 공기중에서 입자에 작용하는 힘들이 서로 다른 방향에서 작용하면서, 즉 서로 다른 작용선을 가지면서 위치와 시간에 따라 각각 변할때, 입자는 곡선운동을 하게 된다. 각 작용선을 따른 입자의 운동은 이전절에서 토의했던 것과 마찬가지로이다.

2) 기류가 한 곳으로 모일 때 혹은 방향을 바꾸거나 혹은 장애물을 지나갈때 기류의 유선은 곡선이 되며 기류중의 입자도

곡선운동을 하게 된다.

첫번째 경우는 힘들을  $x$ ,  $y$  (혹은  $z$ ) 성분으로 분리하여 각각에 대해 해석하면 된다. 이것은 보통 Stokes 영역에서는 힘들이 서로 독립적이고 분리 가능하므로, 즉  $x$  방향의 입자운동은  $y$  방향의 입자운동에 영향을 끼치지 않으므로 타당하게 된다. 만약 입자의 레이놀즈수가 1보다 커지면 이러한 사실은 더이상 타당하지 않게 되어 더욱더 복잡한 해석이 요구되어 진다.

첫번째 경우의 곡선운동으로서는 정지된 공기중에서 입자를 초기속도  $V_0$  로써 수평으로 방출하였을 때 입자의 운동경로를 들

수 있다.

이러한 경우  $x$ 와  $y$ 방향으로의 운동방정식은 다음과 같다.

$$\begin{aligned} x(t) &= V_0 \tau (1 - e^{-t/\tau}) \quad \dots\dots (20) \\ y(t) &= V_{TS} t - V_{TS} \tau (1 - e^{-t/\tau}) \end{aligned}$$

이러한 식을  $t = \tau, 2\tau, 3\tau$ 에 대해 각각 풀면 입자의 운동경로가 그림 4와 같이 결정될 수 있다.

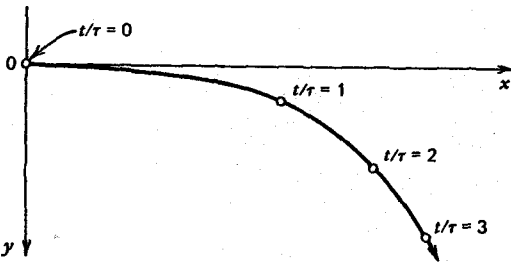


그림 4. 수평방향으로 초속도를 가진 입자의 운동경로의 예

두번째 경우로써 장애물에 지나는 유동은 더욱 복잡하다.

관성을 무시할 수 있을 정도의 매우 작은 입자는 유선과 완전히 일치하여 움직이나, 매우 크고 무거운 입자는 관성으로 인해 유선을 정확히 따르지 않는다.

우리의 주된 관심이 되는 입자의 크기는 이러한 두 극단적인 입자 크기의 사이에 있다. 이러한 형태의 운동을 해석하기 위해서는 먼저 장애물을 지나는 기류의 유선형태부터 구해야 할 것이다. 이러한 것은 어

려운 유체역학문제가 될 수 있다.

일단 유동장이 해석되고 나면, 즉 장애물 주위의 모든 점에서 유동의 방향과 속도가 결정되고 나면 실제입자의 경로를 구해야만 할 것이다.

이러한 해석은 단지 간단한 기하학적 형태를 가진 구나 실린더에 대해서만 해석적으로 행해질 수 있다. 복잡한 형태인 경우는 수치해석적으로 결정될 수 있다.

입자의 곡선운동 특성을 나타내는 무차원 수로 Stokes 수 ( $Stk$ )가 있는데, Stokes수는 유동장내의 특성길이에 대한 입자의 정지거리의 비로 표시된다. 예를 들어 지름이  $d_c$ 인 실린더를 지나는 유동인 경우에 Stokes수는 다음과 같다.

$$Stk = \frac{s}{d_c} = \frac{\tau U_0}{d_c} \quad \dots\dots\dots (21)$$

여기서,  $U_0$ 는 실린더에서 충분히 떨어진 곳에서의 기류속도이다.

실린더의 크기가 서로 다른 경우에 입자의 운동이 기하적으로 같다면 그것은 유동의 레이놀즈 수와 Stokes수가 같아야됨을 의미한다.

Stokes수가 0으로 갈수록 입자의 운동경로는 유선과 일치하며, Stokes수가 커질수록 입자의 운동경로는 유선에서 벗어나게 된다.

Stokes수는 또한 관성충돌을 특징 짓는데에도 사용된다.

5. 관성충돌 (Inertial Impaction)

충돌은 곡선운동의 한 경우로서 부유입자의 포집과 측정에 광범위하게 이용되고 있다. 충돌은 그것이 가지는 중요성으로 인하여 이론적과 실험적으로 철저히 연구되어 왔다. 금세기 전반부만 하더라도 충돌은 먼

지를 포집하는데 범용적 방법이었으며, 지난 20년 동안 이러한 원리를 질량으로써 입자크기의 분포를 측정하는 캐스케이드 충돌기 (cascade impactor)에서 사용되었다.

모든 관성 충돌기 (inertial impactor)는 같은 원리로 작동한다.

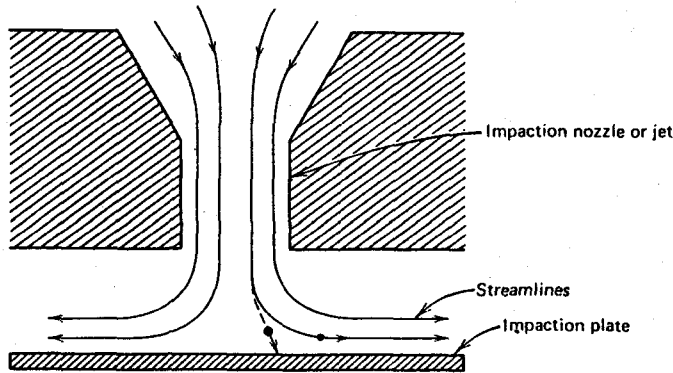


그림 5. 충돌기의 단면도

그림 5에서와 같이 부유입자가 노즐이나 제트를 통해 분사된 후에 충돌평판 (impaction plate)에 의해 90°로 유로가 꺾인다. 이때 관성이 큰 입자는 유선을 따라가지 못하고 평판에 충돌하여 정착됨으로써 출구에서는 특정크기 이상의 입자는 제거된 상태가 된다.

따라서 유동변수를 적절히 조절하면, 부유입자를 크기별로 포집할 수 있다. 충돌기 이론은 주로 그림 6에서 처럼 입자 크기에 따른 포집효율이 중요하다.

포집효율은 Stokes 수 (혹은 충격 인자)에 관계되는데 Stokes수는 다음과 같다.

$$Stk = \frac{\tau U}{D_j/2} = \frac{\rho_p d_p^2 U C_c}{9\eta D_j} \dots\dots\dots (22)$$

여기서 U는 노즐 출구에서의 평균속도이며  $D_j/2$ 는 노즐의 반지름이다.

과거에는 노즐의 특성 길이로써 지름과 반지름이 함께 사용되어 혼란스러웠으나 요즘은 반지름으로 통일되었다. 노즐의 단



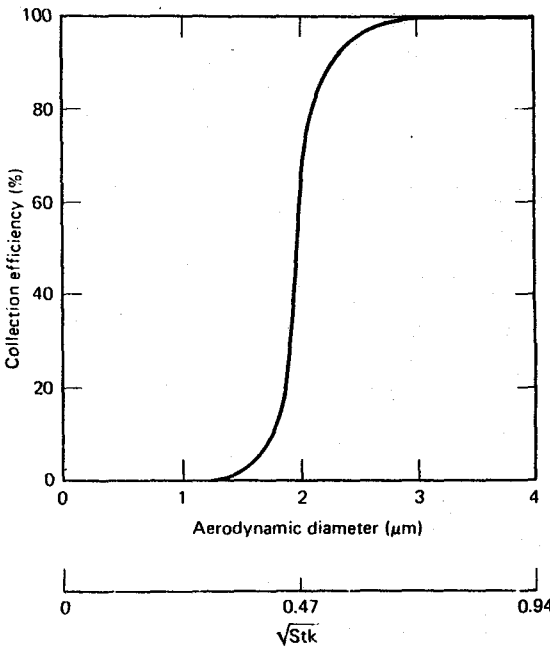


그림 6. 전형적 충돌기의 포집효율 곡선

면이 사각형인 경우는 특정길이를 노즐폭의 1/2로 한다.

충돌기에서 포집 효율을 나타내는 곡선은 보통 Stokes 수의 제곱근  $\sqrt{Stk}$ 로 통일하여 표시된다.

그림 6에서와 같은 전형적인 포집효율 곡선을 이론적으로 구하기 위해서는 먼저 Navier-Stokes 방정식을 풀어 유선의 형태를 결정하여야 한다. 그런 다음, 입자의 운동경로가 각각의 유선에 대해 구해져야 한다. 이러한 과정이 특성곡선을 얻기 위해 반복되어야 하며, 그러한 특성곡선은 실험적으로 보정되어야 할 것이다. 충돌기가 같은 레이놀즈 수와 Stokes 수로 작동될

때 비슷한 형태의 충돌기는 같은 효율을 갖는다.

충돌의 과정과 그에 관계된 인자들의 중요성을 살펴보기 위해 다음과 같이 근사적인 해석을 하여 본다.

우선 그림 7에서와 같이 단면이 사각형인 노즐에서 유동은 균일하고 유선은 중심이 A인 원의 호라고 가정한다.

대칭성으로 인해 충돌기의 한쪽 부분만이 고려되었다.

유선을 따라 움직이는 입자는 유선을 이탈하게 하는 원심력을 받게 된다. 만약 입자가 유선에서 이탈하는 정도가 작다면 입자는 유선이 휘어진 부분에서 반지름 방향 속도  $V_r$ 을 가지고 이탈할 것이다.

$$V_r = \tau a_r = \frac{\tau U^2}{r} \dots\dots\dots (23)$$

여기서,  $r$ 은 유선의 곡률반경이며 속도  $U$ 는 유선의 휘어진 부분에서도 변하지 않는다고 가정한다.

입자가 유선에서 반지름 방향으로 이탈한 전체거리를  $\Delta$ 라 하면  $\Delta$ 는 반지름 방향 속도와 입자가 유선의 휘어진 부분을 지날때 걸리는 시간과의 곱이 된다.

$$\Delta = V_r t = \frac{\tau U^2}{r} \left( \frac{2\pi r}{4U} \right) = \frac{\pi}{2} \tau U \dots\dots (24)$$

그림 7에서 보면 노즐의 중심선에서 거리  $\Delta$ 이내에 있는 모든 입자는 그들의 원래 유선으로부터 약간 벗어나지만 충돌 평면에

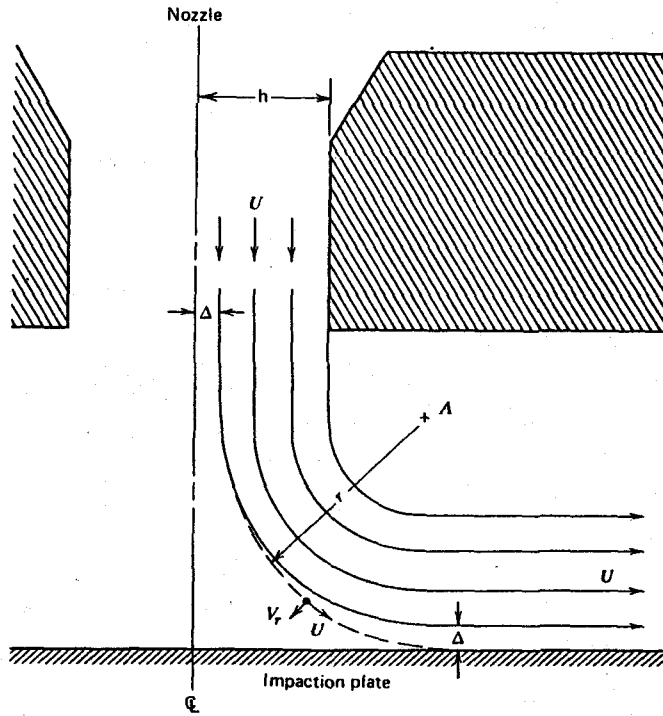


그림 7. 단순화된 총돌기의 모델

부딪히지는 않는다.

이러한 경우에 포집효율은 길이 Δ와 h의 비와 같다.

$$E_f = \frac{\Delta}{h} = \frac{\pi r U}{2h} = \frac{\pi}{2} (Stk) \dots\dots\dots (25)$$

지금까지의 간단한 해석은 충분히 정확하지는 않지만 적어도 Stokes수가 총돌을 특징짓는데 중요한 인자라는 것을 보여준다.

대부분의 총돌기에 있어서 완전한 포집효율곡선이 요구되지는 않는다.

이상적인 총돌기는 효율곡선이 계단함수로서 어떤 공기역학적 크기보다 큰 입자는

모두 포집되며 작은 입자는 포집되지 않는다.

실제로 잘 설계된 총돌기는 거의 이상적인 총돌기와 같으며 그러한 총돌기의 효율곡선은 하나의 수인  $Stk_{50}$ 으로써 대체될 수 있다.  $Stk_{50}$ 이란 포집효율이 50%일때의 Stokes수이다.

실제 총돌기가  $Stk_{50}$ 으로 특정지워질 수 있다는 사실은 그림 8에서 밀출된 윗면적과 아래면적이 같다고 가정하는 것과 같다.

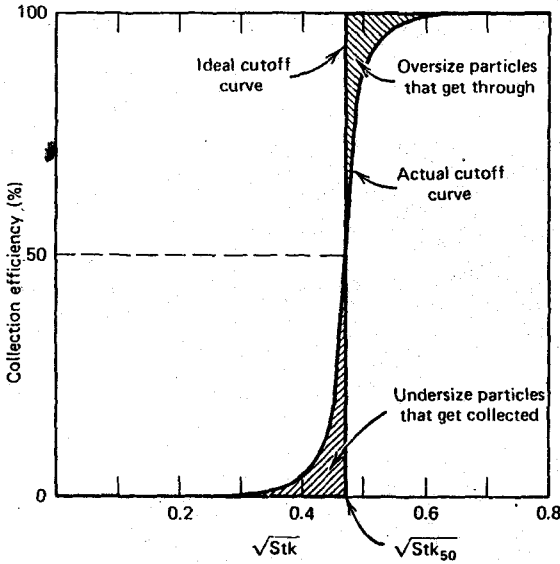


그림 8. 실제 충돌기와 이상 충돌기의 효율 곡선

표. 4 충돌기의 형태에 따른 50%포집 효율일때의 Stokes 수

Impactor Type	Stk <sub>50</sub>	√Stk <sub>50</sub>
Circular nozzle	0.22	0.47
Rectangular nozzle	0.53	0.73

\*500 < Re < 3000 and x/D<sub>j</sub> > 1.5.

표 4는 주어진 범위내의 레이놀즈 수와 기하학적 형태일 때 두가지 종류의 충돌기에 대해 Stk<sub>50</sub>을 보여 준다. 지금까지 살펴봐왔던 사각형 단면의 Stk<sub>50</sub>은 0.32로써 표 4에서의 정확한 값 0.53보다 훨씬 작다.

식 (22)는 포집효율이 50%인 입자지름 d<sub>50</sub>을 구하기 위해 표 4에서 주어진 Stk<sub>50</sub>

을 구하기 위해 표 4에서 주어진 Stk<sub>50</sub> 값을으로써 다시 정리될 수 있다.

$$d_{50}\sqrt{C_c} = \left[ \frac{9\eta D_j (\text{Stk}_{50})}{\rho_p U} \right]^{1/2} \dots\dots (26)$$

여기서 C<sub>c</sub>는 미끄럼보정계수 (slip correction factor)이다.

불행히도 이러한 식은 미끄럼보정이 무시되지 않는 한 쉽게 풀리지 않으며, 더구나 노즐의 하류에서는 미끄럼 보정이 고려되어야 한다.

미끄럼 보정계수는 다음식으로 계산될 수 있다.

$$C_c = 1 + \frac{2}{Pd} [6.32 + 2.01 \exp(-0.1095Pd)] \dots\dots\dots (27)$$

여기서 p는 절대압력 (cm·Hg)이고 d는 입자지름 (μm)이다.

하류에서의 압력 p<sub>d</sub>는 입구압력 p<sub>u</sub>에서 동압력을 뺀 것과 같다.

$$p_d = p_u - \frac{\rho_g U^2}{2} \dots\dots\dots (28)$$

d<sub>50</sub>의 값은 d에 따른 d√C<sub>c</sub>의 그래프를 사용하여 구할 수 있다.

이상적인 충돌기의 효율곡선과 잘 일치되도록 하는 충돌기의 조건은 다음과 같다.

먼저, 노즐목 (nozzle throat)에서 레이놀즈수가 500 ~ 3,000 이어야 하고, 노즐과 충돌평판 사이 거리와 노즐 지름 (혹

은 폭) 과의 비가 원형단면의 노즐인 경우 1.0, 사각형 단면의 노즐인 경우 1.5 보다 커야 할 것이다.

식 (26) 을 잘 살펴보면 입자의 포집여부에 기준이 되는  $d_{50}$  이 매우 작을 경우 높은 속도로 운전되는 작은 지름의 노즐이 요구된다. 이러한 이유때문에 실제적으로  $d_{50}$  은  $0.2 \sim 0.3 \mu\text{m}$  정도까지만 줄일 수 있다.

만약 매우 낮은 하류압력에서 충돌기가 구동된다면  $0.05 \mu\text{m}$  까지도 줄일 수 있다.

고체입자나 특별히 큰 입자들은 충돌평판에 부딪힐때 튕겨져 포집되지 않을 수 있는데 이러한 문제를 다음 절에서 토의해보기로 한다.

### 6. 캐스케이드 충돌기 (Cascade Impactors)

이전 절에서 토의했던 충돌기는 아주 미세한 입자를 포집하기 위해 하류에 필터를 부착하여 운전된다. 사용되는 필터는 충돌평판에 부착된 입자의 크기를 검사한 후 선택되어 진다. 따라서, 입자의 크기는 충돌평판에 부착될 수 있는 것과 부착되지 않고 필터에 걸러지는 두가지로 나뉘게 된다.

보통 이러한 부유입자는 약 30%가 충돌평판에 부착되고 70% 정도는 부착되지 않는다. 이러한 문제는 포집능력이 다른 여러 충돌기를 동시에 사용하여 해결될 수 있는데 보통 병렬보다는 직렬로 연결하여 사용하고 있다. 이렇게 서로 다른 충돌기를 직

렬로 연결한 것을 캐스케이드 충돌기라 한다.

캐스케이드 충돌기에서 각각의 충돌기를 충돌기에 단계 (stage)라 하며, 큰 입자를 포집하는 충돌기를 우선으로 하여 더 작은 입자를 포집할 수 있는 충돌기의 순서대로 정렬되어 있다 [그림 9].

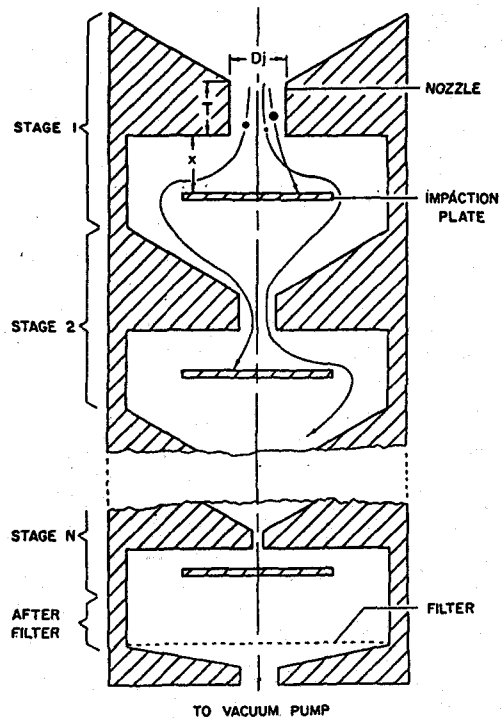


그림 9. 캐스케이드 충돌기의 개략도

충돌기의 마지막 단계 이후에는 필터를 설치하여 충돌평판에 부착되지 않고 남아 있는 모든 입자들을 포집한다.

캐스케이드 충돌기를 운전함에 있어서, 각 단계에서 포집가능한 입자들은 그 단계에서

모두 포집된다고 가정되어 진다. 즉 2 단계에서 포집되는 입자는 1 단계에서 포집된 입자보다는 작으며 3 단계에서 포집될 입자보다 크다.  
이러한 순차적인 포집은 전체부유입자를

공기역학적 지름 (aerodynamic diameter) 의 크기 별로 분류할 수 있게 해주어 부유입자의 질량분포를 알 수 있다.  
표 5에 이러한 질량분포가 잘 나타나 있다.

표. 5 캐스케이드 충돌기에 포집된 입자의 질량 분포

Stage Number	Initial Mass (mg)	Final Mass (mg)	Net Mass (mg)	Mass Fraction (%)	$d_{50}$ ( $\mu\text{m}$ )	Size Range of Collected Particles <sup>a</sup> ( $\mu\text{m}$ )	Cumulative Mass Fraction (%)
1	850.5	850.6	0.1	0.6	9.0	> 9.0	100.0
2	842.3	844.1	1.8	11.0	4.0	4.0-9.0	99.4
3	855.8	861.0	5.2	31.7	2.2	2.2-4.0	88.4
4	847.4	853.6	6.2	37.8	1.2	1.2-2.2	56.7
5	852.6	855.1	2.5	15.2	0.70	0.70-1.2	18.9
Downstream filter	78.7	79.3	0.6	3.7	0	0-0.70	3.7
			16.4	100.0			

<sup>a</sup>Cumulative mass fraction is plotted against the upper limit of each size range to construct a cumulative mass distribution curve.

표 5에 나타난 질량분포는 각 단계마다의 충돌기가 이상적이라고 가정함에 의해 구해진 것이다. 이것은 각 단계의  $d_{50}$  의 값이 충분히 떨어져 포집효율곡선이 겹치지 않아야 한다는 것을 의미한다. 만약 그렇지 않다면 정확한 포집효율곡선을 사용해야 하는 어려움이 따를 것이다.

또한 매단계에서 포집되는 입자의 질량과 포집되지 않고 통과하는 입자의 질량이 같다고 가정되어 진다. 그러나 항상 같지는 않으며, 그러한 경우에 입자의 크기분포는 심하게 찌그러질 것이다.

몇가지 상업용 캐스케이드 충돌기가 표 6에 나타나 있다.

여기에 나타난  $d_{50}$  의 범위는 전형적 유량일때의 값이며 다른 유량으로 충돌기가 구동될때는 식 (26) 을 사용하여  $d_{50}$  의 값을 구할 수 있다.

지금까지 우리는 입자들이 충돌평판에 부딪힐때 모두 부착된다고 가정하였다. 액체 입자인 경우는 거의 부착된다. 하지만 고체입자들은 충돌평판에 부딪혀 튕겨 나갈 수도 있으며, 설령 부착되었다 할지라도 어느때 떨어져 나갈지 모를 일이다. 또한

표. 6 몇가지 상업용 캐스케이드 충돌기의 특성

Model	Nozzle Type	Number of Stages	Flow rate (L/min)	Range of $d_{50}$ ( $\mu\text{m}$ )
Sierra 235 (Hi-Vol) <sup>a</sup>	9 slots/stage	5	1130	0.5-7.2
Andersen Ambient <sup>b</sup>	400 holes/stage	8	28.3	0.4-9.0
Casella MK II (BGI) <sup>c</sup>	1 slot/stage	4	17.5	0.47-12
Andersen MK III <sup>b</sup>	5 annular slots/stage	8	14.2	0.4-12
Sandia 08-110 <sup>d</sup>	1 hole/stage	7	0.6	0.3-6,

<sup>a</sup>Sierra Instruments, Inc., Carmel Valley, CA.

<sup>b</sup>Andersen 2000., Atlanta, GA.

<sup>c</sup>BGI, Inc., Waltham, MA.

<sup>d</sup>Sandia Research and Development, Albuquerque, NM.

입자가 튕겨나가는 것이 입자의 속도, 입자의 재질, 그리고 충돌의 형태등에 의해 영향을 받든지도 의문시 된다. 이러한 문제는 다음에 토의하기로 한다.

만약 충돌평판에 얇은 기름막 (혹은 gr-

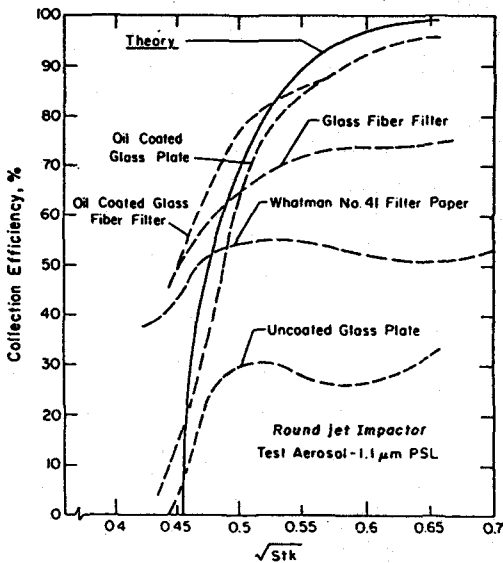


그림 10. 포집효율 곡선에 있어서 충돌평판 표면의 효과

ease) 을 입힌다면 입자가 튕겨나가는 것이 그림 10 에서와 같이 줄어들게 된다.

실리콘 오일의 1%용액 (점도 60,000 cS) 을 충돌평판에 도포하면 충돌평판의 표면이 건조해도 만족스런 결과를 얻는다. 충돌평판으로써 섬유질의 필터는 적합하지 않으며 얇은 플라스틱 역시 입자가 튕겨나가는 것을 줄일 수 없다. 그러나 얇은 플라스틱은 실험용으로 많이 사용되어 진다.

한편 입자들은 단계와 단계사이, 즉 중간단계에서도 관성제거 (inertial removal) 에 의해 포집될 수 있는데 포집된 입자들을 중간단계에서의 입자손실이라 한다. 이러한 입자손실은 캐스케이드 충돌기를 구동함에 있어 또 다른 문제를 일으킨다.

그림 11 에서와 같이 이러한 입자손실은 입자의 크기에 관계되며, 포집된 입자 질

량에 포함되지 않으므로 입자의 크기 분포를 찌그러뜨리는 효과를 갖는다.

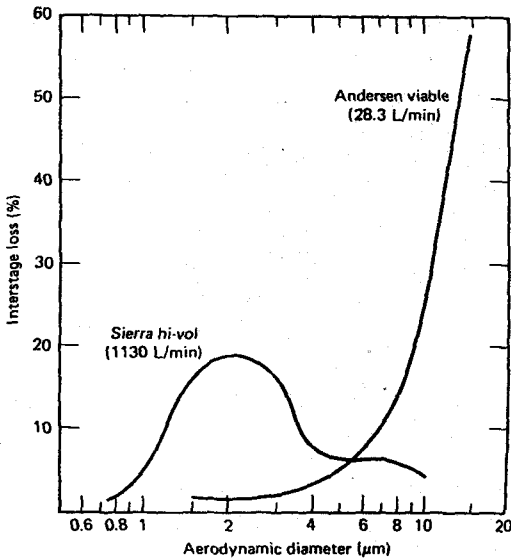


그림 11. Andersen 과 Sierra 총돌기의 중간단계에서의 입자 손실

중간단계에서의 입자손실을 줄이기 위하여는 총돌기를 유로가 휘는 부분을 최소화시키도록 고안하거나 유량을 줄여서 총돌기를 운전하는 방법 등이 있다.

입자가 총돌평판에 포집됨에 따라 총돌평판에는 원추모양의 입자덩어리가 생기게 되는데 이것은 총돌평판에 입자가 부착될 수 있는 확률을 떨어뜨린다. 이러한 문제로 해 각 총돌평판은 입자를 포집할 수 있는 한계가 존재하며, 개선책으로는 예비포집기 (precollector)를 설치하여 우선 많은 입자를 포집한 후 총돌기를 구동하는 방

법이 있으며 입자의 덩어리가 쌓이는 것을 막기 위해 총돌평판을 천천히 회전시키는 방법 등이 있다.

### 7. 가상포집기 (Virtual Impactors)

입자가 총돌평판에서 튕겨나가는 것을 막고 종래의 총돌기 보다 더 많은 입자를 포집할 수 있도록 가상포집기가 고안되었다.

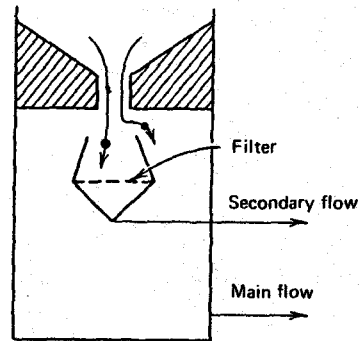


그림 12. 가상 포집기의 개략도

그림 12와 같이 가상포집기는 총돌평판이 없다. 즉, 관성이 큰 입자들은 가상 표면을 통해 정지역 (quiescent region)으로 이동되며 거기서 입자들은 2차유동 (secondary flow)에 의해 필터를 통과하게 된다.

가상 포집기는 각 단계마다 두가지 유동을 조절해야 하는 어려움이 있으므로 보통 하나 혹은 두개의 단계를 갖는다. 주로 부유입자를 큰것, 작은것과 같이 두 종류로 분류할 때 가상포집기가 사용된다.