

싸이클론에 대한 입자운동방정식의 재계산 Recalculation of the Particle Dynamic Model for Gas-Solid Cyclone

이경미 · 장정희 · 조영민* · 김창녕¹⁾
경희대학교 환경학 및 환경공학과, ¹⁾경희대학교 기계공학과
(2007년 8월 16일 접수, 2007년 11월 15일 채택)

Kyung-Mi Lee, Jung-Hee Jang, Young-Min Jo* and Chang-Nyung Kim¹⁾
*Department of Environmental Science & Engineering,
Kyunghee University, Gyeonggido, Korea*
¹⁾*Department of Mechanical Engineering, Kyunghee University,
Gyeonggido, Korea*

(Received 16 August 2007, accepted 15 November 2007)

Abstract

In the present study, one of the widely applied equations for gas-solid cyclones, Leith and Licht model, was evaluated based on the 3-D CFD technique. The initial and boundary values of radial position and tangential velocity obtained from the CFD simulation enabled complete calculation of the nonlinear second differential equation. This approach showed about 30% errors between calculations with and without the second order differential term. The calculation by using the simple first order equation presented shorter times to migrate up to the inner wall of the cyclone than by the second order, which theoretically implies higher separation efficiency. Further comparison is now under evaluation in terms of the detailed grade efficiency.

Key words : Cyclone, CFD, Leith and Licht equation, Vortex flow, Runge-Kutta method

1. 서 론

기체와 입자상 고체물질을 분리하는 고전적인 싸이클론은 현대에 와서도 여전히 다양한 산업 현장에서 폭넓게 사용되고 있으며, 이에 대한 기초 및 응용 연구가 활발하게 진행되고 있다. 싸이클론의 구조와 형상을 일부 변형하여 궁극적으로 입자의 포집효율

을 향상시키되, 특히 10 μm 이하의 미세입자 분리에 대한 연구가 활발히 진행되고 있다. 이러한 기계적인 장치의 설계 및 수정에 앞서서 컴퓨터를 이용한 수치해석을 실시함으로써 설계의 오류를 최소화하고, 시행착오를 줄이는 노력이 경주되고 있다. 이러한 CFD 전산모사 program 역시 발전 속도가 매우 빠르게 진화하며 그 정확도가 매우 높아지고 있다. CFD는 압력강하뿐만 아니라 싸이클론 내부에서 일어나는 입자들의 운동궤적과 유체흐름 특성을 예측할 수 있는 무한한 잠재력을 가지고 있음을 여러 연구에서

*Corresponding author.
Tel : +82-(0)31-201-2485, E-mail : ymjo@khu.ac.kr

이미 밝혀왔다(Griffiths and Boysan, 1996; Tashiro and Tomita, 1991).

한편, 강한 난류성 선회류(turbulent vortex flow) 내에서 미세입자의 거동을 해석하는 입자운동방정식 가운데 빈번하게 사용되는 Leith and Licht 모델이 있다. 이 식에서는 입자들이 사이클론 내에서 원심력에 의해 사이클론 벽면으로의 반경 방향 이동시간을 비선형 2차 미분방정식 형태로 표현하고 있다. 그러나 해석적 방법을 통하여 이 식을 계산하기 위해서는 초기값 또는 경계값이 필요하지만 합리적인 실증 값을 선정하기 어렵기 때문에 2차 미분항을 생략한 채 1차 선형 미분방정식으로 단순화 시켜 계산해왔다(정창훈, 2006; Clift *et al.*, 1991). 그러나 최근의 전산 유체역학의 발전으로부터 보다 세분화된 3차원 이성 분계 모델링이 가능해지고 있다. 따라서 본 연구에서는 CFD의 RSM(Reynolds Stress Model) 난류모델링 방법을 통하여 내부 원심력장에서의 접선 속도와 반경방향 속도를 위치별로 파악하여 초기 유입속도와 위치에 따른 초기값과 경계값을 도입함으로써 2차 비선형미분방정식을 계산하고자 하였다. 이러한 시도는

운동에너지 평형으로부터 유도된 수학적 모델을 원형에 근사하게 계산할 수 있는 장점이 있다.

2. 연구 방법

2.1 수치해석적 계산

본 연구에서 CFD 계산은 상용 유한체적 코드인 FLUENT(V. 6.2)를 사용하였다. FLEUNT는 질량보존식, 운동량 방정식 그리고 에너지 방정식 등을 유한체적법을 이용하여 계산하는 매우 유용한 상용 CFD 코드이다. 유체유동에서 질량보존, 운동량보존, 에너지보존은 대체로 해석적인 방법으로 해결할 수 없는 비선형 편미분방정식으로 나타난다. 압력-속도 결합(coupling)을 위한 Simple Algorithm과 제어체적의 표면에서 변수들을 보완하기 위한 2차 상류차분 도식을 사용한 계산모델의 편미분 방정식을 이산화 하기 위해 유한체적법을 사용하였다. 본 연구에서는 사이클론 난류의 비등방성 성질을 잘 해석할 수 있는 Reynolds Stress Model(RSM)을 사용하였다. 이러

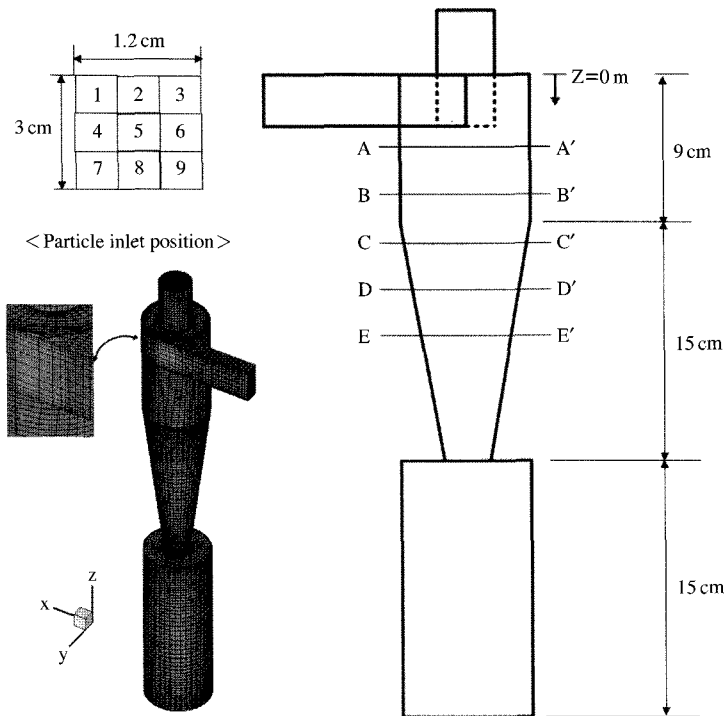


Fig. 1. Grid diagram and cross section of cyclone body for CFD analysis.

한 RSM은 Gimburn *et al.* (2005)이 최근 기체 사이클론 내에서의 입자운동 궤적을 추적하는데 적용하였으며, 실험치와의 오차는 5.5% 이내로 비교적 정확하였다. 그리고 얻어진 유체 유동장에서 DPM (Discrete Phase Model)을 사용하여 입자의 궤적을 계산하였다. 본 연구에서 사용한 수치해석 계산의 상세한 내용은 FLUENT 사용자 지침서를 활용하였다. 사이클론의 내부로 들어가는 공기유체의 입구속도가 9.26 m/s와 18.52 m/s의 두 가지 경우를 주로 계산하였으며, 유입속도가 27 m/s인 경우에 대하여도 참고로 계산하였다. 이때, 출구의 경계조건은 대기압으로 설정하였다. 계산된 입자의 크기는 0.5 μm에서 10 μm까지로 변화를 주어가며 계산하였다.

그림 1은 연구대상 사이클론과 격자 시스템을 개략적으로 도시한 것이다. 사이클론의 몸체 직경은 6 cm이고, Stairmand 고효율 설계 기준에 준하여 설계하였다(Stairmand, 1951). 사이클론의 세로축 위치별로 반경방향 속도와 접선속도 분포를 관찰하기 위하여 동일 등분의 다섯 지점(A-A'~E-E')을 선택하였다. 또한 유입위치에 따른 입자의 운동궤적을 관찰하

기 위하여 유체 유입부를 그림에서와 같이 아홉 등분으로 나누어 지정하였다. 수치계산을 위해 격자는 사이클론의 입구통로와 원통이 접하는 부분을 제외한 모든 영역에서 정렬격자가 사용되었다. 입구통로와 원통이 접하는 부분에서는 격자의 비틀림이 심하므로 wedge격자가 사용되었다.

2.2 입자운동방정식

사이클론 내부에서 유체의 체류시간 대비 입자의 반경(radial) 방향의 이동 시간을 비교하여 장치의 분리효율을 산정하는 가장 논리적인 모델 가운데 하나가 Leith and Licht (1972)에 의해 제시된 입자운동모델이다.

$$\frac{d^2R}{dt^2} + \frac{18\mu}{d_p^2 \rho_p} \frac{dR}{dt} - (u_t)^2 R^{2n} \frac{1}{R^{2n+1}} = 0 \tag{1}$$

여기서 R은 반경 방향의 입자 이동거리이고, t는 시간, μ는 기체의 점도, ρ는 입자의 밀도, d_p는 입자의 직경, u_t는 접선속도, 그리고 n은 원주속도 계수(vortex exponent)이다.

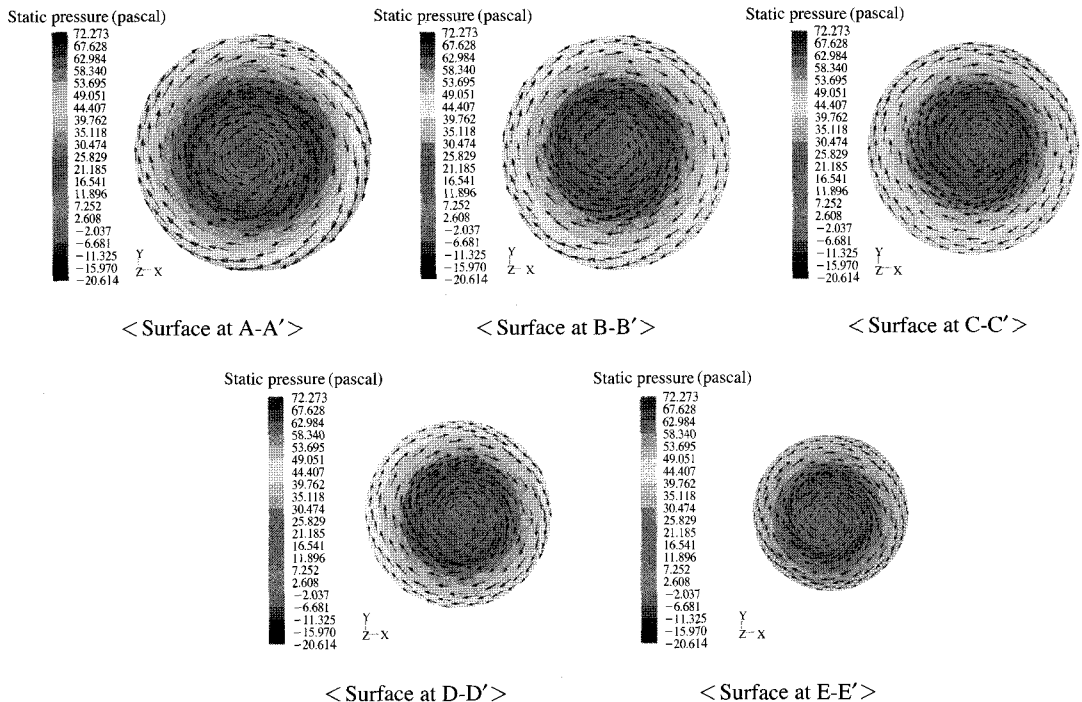


Fig. 2. Static pressure contours and velocity vectors (u_t=9.26 m/s).

이 모델은 모든 입자는 구형이고, 원심력 장 내에서 입자들은 다른 입자들과의 상호작용이 없으며, 기체의 반경속도는 무시할 뿐만 아니라, 기체와 고체입자의 접선 속도는 동일하다는 가정을 지니고 있다. 아울러 반경 방향으로 이동하여 사이클론의 내측 벽면에 도달한 모든 입자는 관성력을 잃고 기체흐름으로부터 벗어나 하부 hopper에 모아진다고 가정하였다. 이러한 가정 위에서 Leith and Licht 모델을 계산할 때 경계조건 설정이 까다로와 일반적으로 2차 미분항을 무시하여 왔으나, 본 연구에서는 CFD 해석 결과를 토대로 유체의 초기 위치에 따른 반경 속도 (radial velocity)를 구함으로써 가장 근접한 경계조건을 대입할 수 있었다. 또한 본 연구에서는 2차 미분항을 포함하는 수식에 대하여 Runge-Kutta 근사값 추정 방식을 적용하여 입자의 이동시간을 전산언어 (Matlab)로 프로그래밍하여 계산하였다.

3. 결과 및 고찰

본 연구에서는 입자의 움직임을 3차원적으로 관찰

하면서 사이클론 내부에서의 체류시간을 측정하였고, 입자운동방정식을 계산하기 위한 접선속도를 각 유입속도에 대하여 수치해석적으로 도출하였으며, 1차식만으로 단순화시켰을 때와 2차식을 포함하였을 경우를 상호 비교하였다.

3.1 입자의 운동궤적 관찰

그림 2와 3은 사이클론 장치 세로축의 각 단면에서 유체의 흐름 방향과 유속을 벡터량으로 표시한 결과이다. 사이클론의 중심축인 유출관 (vortex finder)을 기준으로 관찰하면, 외부는 원심력에 의하여 강력한 vortex 흐름이 조성되는 것을 알 수 있다. 사이클론의 내측 중심으로 향하면서 흐름의 정압 (static pressure)이 감소하여 궁극적으로 음 (negative)의 값으로 변화되는 것을 알 수 있다. 음의 압력 값은 유체 흐름 방향이 상부로 향하면서 원심력 효과 역시 사이클론 내측벽면에 대하여 흡입하는 흐름 형태로 반전되는 것을 의미한다.

사이클론 내측 벽면으로부터 중심부로 향하는 압력의 구배 (gradient)는 사이클론 원형단면의 중심에

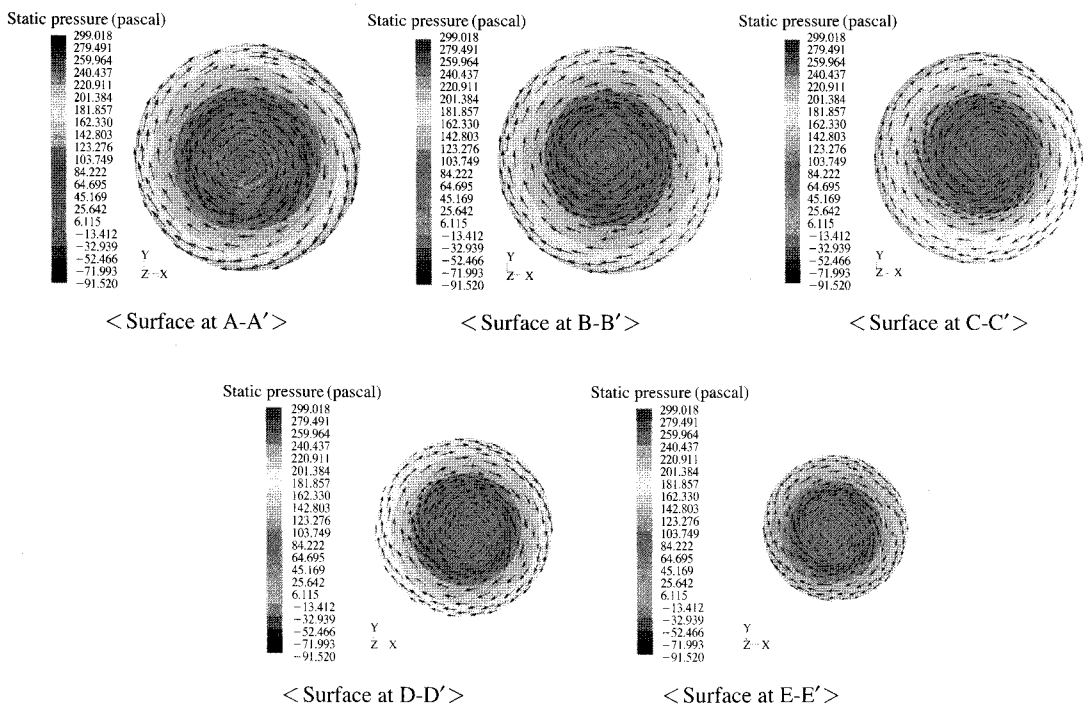


Fig. 3. Static pressure contours and velocity vectors ($u_i=18.52$ m/s).

서 압력이 음의 값이 가장 뚜렷한 상부 원통 부분인 A-A' 단면에서 가장 크며, 선회방향으로의 유속도 가장 빠른 것을 알 수 있다. 유입속도가 18.5 m/s일 때 정압이 최대 279.5 pa까지 상승하였으며, 중심부는 -72 pa를 보여주었다. 반면에 유입속도가 9.3 m/s일 경우는 각각 67 pa과 -15 pa이었다.

그림 4는 유체가 싸이클론 내부에서 이상적으로 흐를 때의 체류시간을 추정한 결과이다. 유입속도가 9.26 m/s 인 경우 최대 체류시간은 1.4초이며, 18.52

m/s에서는 0.66초, 27.5 m/s에 대하여는 0.43초로 나타났다. 따라서 유체와 함께 유입되는 입자가 주 흐름 유체의 장치 내에서의 체류시간 이내에 싸이클론 벽면까지 도달할 수 있으면 관성력을 잃고, 선회류를 벗어나 하부 hopper로 낙하하여 분리될 수 있다(Leith and Licht, 1972). 그러나 엄밀히 논하면, 입자 분리를 기준으로 삼을 수 있는 체류시간은 유체의 흐름 방향이 바뀌어 상승을 시작하기 전까지의 하강흐름 시간으로 정의하는 것이 바람직하다고 사료된다. 즉, 유

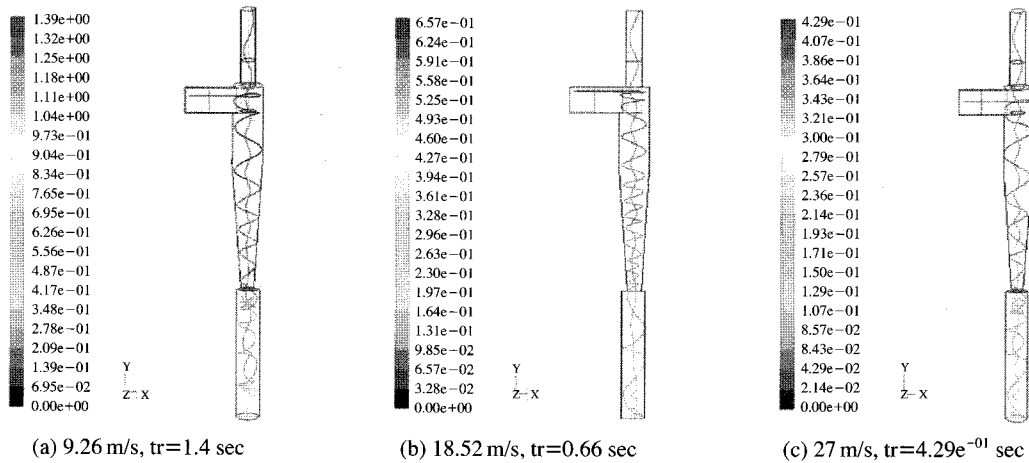


Fig. 4. Flow residence time in cyclone.

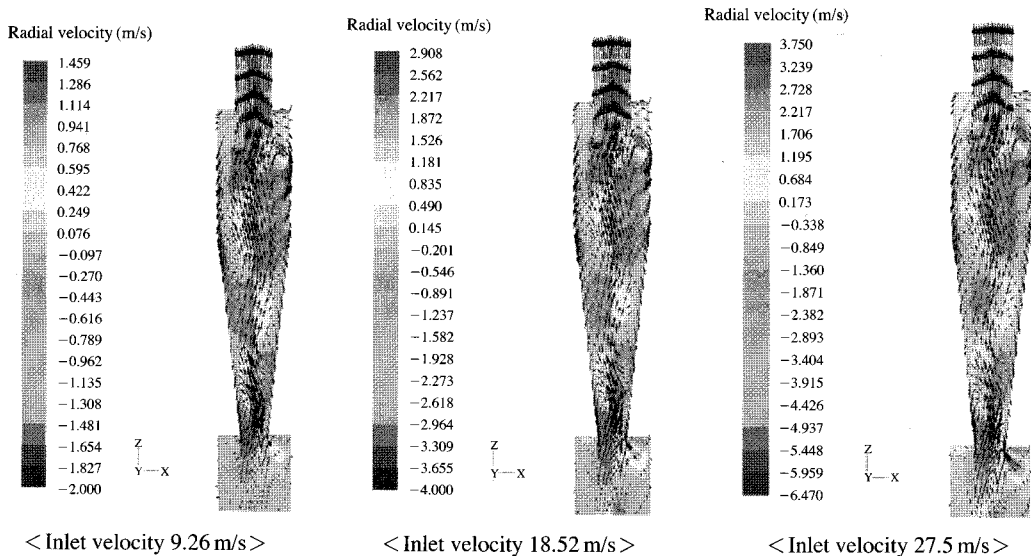


Fig. 5. Radial velocity vectors with different inlet velocities.

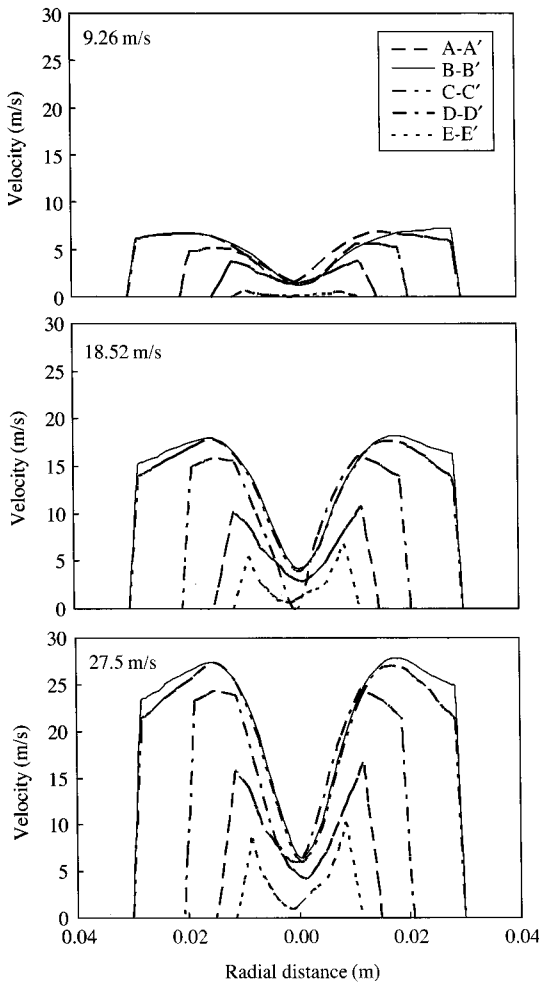


Fig. 6. Tangential velocity profiles with radial position at different axial sections.

체의 주흐름이 하강하여 사이클론 원추(cone) 부위나 하부 호퍼의 한 점을 정점으로 흐름 방향이 바뀔 때까지의 시간동안에 대한 입자의 위치를 비교함으로써 입자의 분리 여부를 추정할 수 있다. 이러한 기준으로 볼 때, 각각의 유입속도에 대한 입자의 분리가 가능한 체류시간은 0.97초, 0.43초, 0.28초로 수정할 수 있다. 이렇게 얻은 체류시간은 Leith and Licht가 제시한 식에 의한 값(0.01초, 0.006초, 0.004초)이나 흐름이 장치내에서 6회 선회한다는 보편적인 사실을 근거로 한 유효 경로 이동하는 시간(0.09초, 0.05초, 0.03초)에 비하여 훨씬 크다(Cooper and Alley,

2005). 이는 유체역학적 수치해석 시 유체흐름에 대한 공간 기체의 저항과 마찰저항, 원형이 아닌 실질적인 이동경로가 고려되므로 실제 체류시간은 이론적인 예측치보다 훨씬 긴 것으로 나타난다.

그림 5는 사이클론의 종축면을 따라 유체가 흐르는 방향 벡터를 나타냈으며, 동시에 반경방향으로의 이동 속도(radial velocity) 분포를 도시하였다. 이러한 속도 분포 및 방향은 기존의 2차원적 분석에서 나타나는 이상적인 대칭형 분포가 아닌 좌우 비대칭 형태의 복잡한 속도분포로 구성되어 있음을 보여주고 있다. 즉, 사이클론 내부의 3차원 공간에서 발생하는 강한 선회류 흐름은 공간지점에 따라 상승 및 하강기류를 다양하게 유도하는 것으로 추측할 수 있다. 유체흐름은 사이클론 벽면 부근에서 분명한 하강기류가 주류를 이루고, 사이클론 중심부에서는 유출관의 직경 너비만큼 상승기류를 형성하는 것을 확인할 수 있다. 유체의 반경방향 속도는 유입속도, 9.26 m/s에 대하여는 최고 0.941 m/s였으며, 18.52 m/s일 경우 최고 2.22 m/s까지 나타났다. 본 연구에서는 이러한 수치해석을 통하여 얻어진 각 위치에서의 반경방향 속도 값을 초기 경계값으로 지정하여 비선형 2차 미분방정식으로 표현되는 모델을 계산하였다.

3.2 입자의 운동역학모델 계산

원심력장에서의 입자운동에 관한 가장 대표적인 이론적 모델인 Leith and Licht 식(1)의 2차 미분항을 생략하여 선형 미분방정식으로 단순화시켜 정리하면 식(2)와 같이 표현되며, 실제로 사이클론 효율 예측에 종종 적용되기도 한다(정창훈, 2006).

$$t = \frac{9\mu}{\rho_p(n+1)} \left(\frac{R_2}{d_p u_t} \right)^2 \left[1 - \left(\frac{R_1}{R_2} \right)^{2n+2} \right] \quad (2)$$

이때, t 는 입자가 R_1 의 초기위치에서 R_2 까지 이동하는데 걸리는 시간을 의미한다. 선회속도 계수인 n 은 많은 실험자들의 결과에 비추어 0.5로 본 연구에서는 지정하였다(Leith et al., 1972).

그림 7에 각각의 미분방정식 식(1), (2)에 대하여 입자크기별로 각 초기위치에서부터 사이클론 내측벽면에 도달하는 시간을 도시하였다. 초기위치는 장치 반경방향으로 유입구의 우측 벽면(그림 1: 3, 6, 9 위치), 즉, 사이클론의 중심에서 1.5 cm 위치가 되는 유출관의 표면에서 시작하여 사이클론 내측면 부근

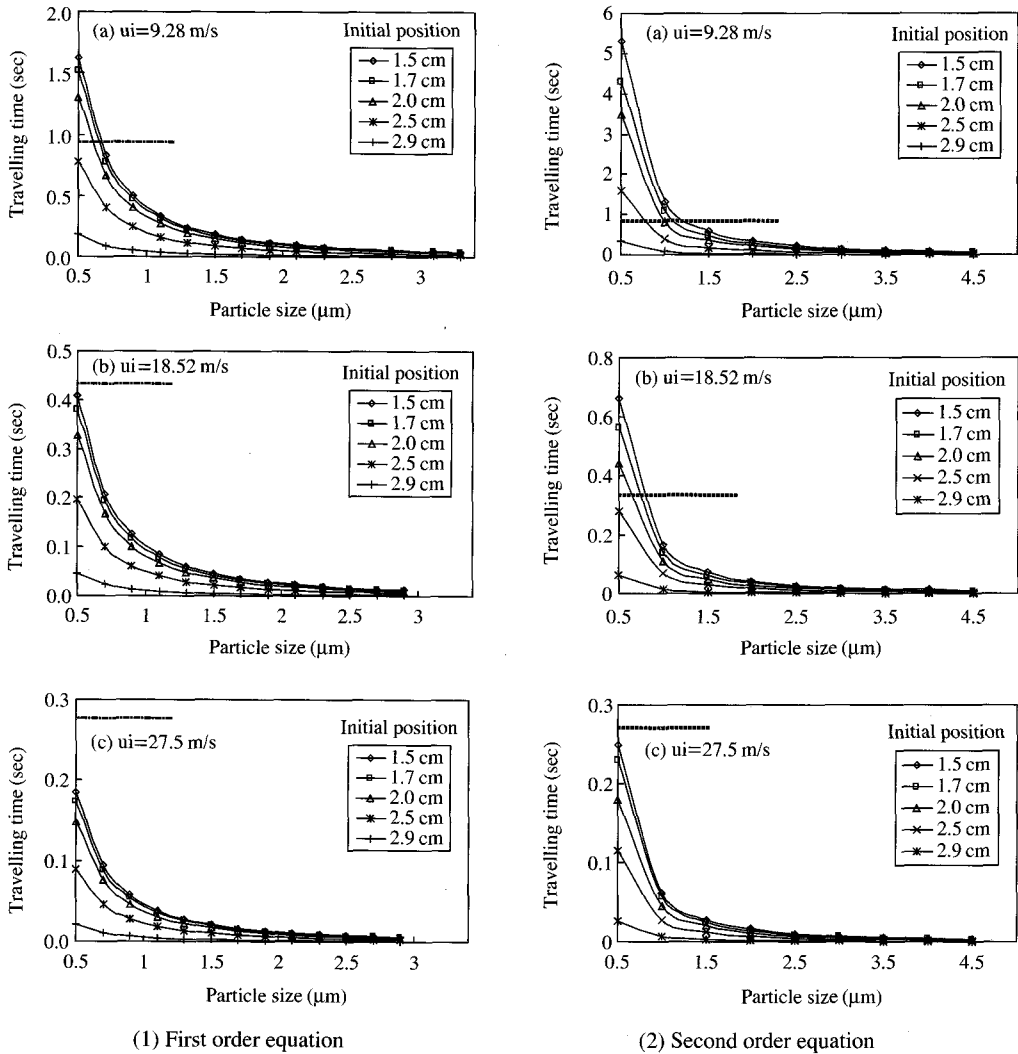


Fig. 7. Particle travelling time by Leith and Licht model regarding the initial position.

(그림 1: 1, 4, 7)까지 5 지점을 지정하였다. 그림의 굵은 점선은 각각의 유속에 대하여 그림 4에서 얻은 수정된 유체 최대체류시간이다.

따라서 본 연구에서 목적으로 하는 식(1)의 2차 미분항을 포함하는 비선형 미분방정식(nonlinear differential equation)을 계산하기 위해서는 초기값 혹은 경계값이 필수적이다. 본 연구에서는 수치해석 계산을 통하여 얻어진 점선 속도(그림 6 참조)와 입자의 반경방향 위치를 초기값(initial value)으로 대입하여 4차 Runge-Kutta 근사치 방법으로 계산하였다. 초기

값은 $t=0$ 일 때, 입자의 초기위치(R_1)를 1.5~2.9 cm로 변화를 주었으며, 반경방향 초기 속도(dR/dt)는 그림 5로부터 얻은 값($u_i=9.28$ m/s일 때, 0.2~0.6 m/s, $u_i=18.52$ m/s일 때, 0.5~1.1 m/s, $u_i=27.5$ m/s일 때, 0.9~2.2 m/s)을 위치별로 지정하여 대입하였다. 4차 연립방정식을 계산하기 위한 증분(h)은 보다 세밀한 수렴 근사값을 얻기 위하여 0.0008로 지정하였다.

여기서 점선속도는 그림 6에서 구한 사이클론 몸체 원통부분(B-B')을 기준으로 한 최대값($u_i=9.28$

m/s일 때, 6~7.1 m/s, $u_r=18.52$ m/s일 때, 16~17 m/s, $u_r=27.5$ m/s 일 때, 25~28 m/s)을 적용하였다. 그리고 입자의 초기 위치인 R_1 는 중심부로부터 1.5 cm에서 2.9 cm 까지 임의로 다양하게 변화를 주었다.

두 가지 형태의 방정식으로부터 R_1 에서 사이클론 내측벽면(R_2 : 3 cm)까지 이동하는데 걸리는 시간을 계산하여 유체의 체류시간과 비교함으로써 입자의 크기별로 분리 가능성을 유추할 수 있다. 이렇게 2차 항을 고려하여 입자의 반경방향 초기위치를 다양하게 설정함으로써 분진입자의 반경방향 가속 효과를 고려한 계산결과를 도출할 수 있다(Cliff *et al.*, 1991).

그림 7에서 볼 수 있듯이 입자가 클수록 장치 내측벽면까지의 이동시간은 급격히 감소함을 알 수 있으며, 입자의 크기가 작을수록 각 초기 유입 위치에 서부터의 이동시간 차이가 분명하게 나타난다. 2차식에서는 약 1 μ m와 1.5 μ m 사이의 이동시간의 변화율이 차이가 나는 바, 보다 더 관성력에 의한 가속 영향을 받는 것으로 보인다. 한편, 1차식은 조금 더 작은 입자에서 변곡점을 보여주고 있다.

유속이 낮은 9.28 m/s의 경우, 1차 항만을 고려하여 계산하면 1 μ m 이상의 입자들은 초기 유입위치에 관계없이 유체의 체류시간 이내에 모두 사이클론 벽면에 도달할 수 있음을 보여준다. 그러나 2차 항을 고려한 계산에서는 입자의 초기위치에 따라 벽면 도달 가능성이 다르게 나타났다. 18.52 m/s와 27.5 m/s 입자는 유입위치에 관계없이 입자(1 μ m 이상)가 유체 체류시간 이내에 벽면에 도달하는 것으로 나타났다. 전체적인 이동 시간의 변화추세는 1차 미분항만을 고려했을 경우와 유사하였으나, 2차 미분항을 모두 고려한 시간 값이 1차 미분항만으로 단순화시켰을 때보다 약 30% 정도 크게 나타났다. 또한, 계산에 사용한 접선속도는 장치 내에서 회전하는 유체의 최대값을 선택하였는 바, 사이클론의 cone 부위로 내려갈수록 급격히 감소하는 접선속도 분포를 고려하면 본 연구에서 얻어진 입자의 이동시간 보다 실제 이동시간은 더 길어질 것으로 유추할 수 있다.

3.3 입자분리 포집효율

Leith and Licht (1972)가 제시한 입자제거 효율을 예측하는 모델식은 사이클론 원통부문에 체류하는 가스흐름 가운데 원통부 벽면에 부딪히는 모든 입자들이 주흐름으로부터 분리되어 제거된다고 가정하였

다. 따라서 간단한 1차 미분식으로 계산한 효율식은 식(3)과 같다(Cliff *et al.*, 1991).

$$\eta = \frac{c_0 - c}{c_0} = 1 - \exp\left[-\frac{9\mu}{\rho_p} \left(\frac{d_p u_r}{R_2}\right)^2 t_r\right] \quad (3)$$

c 는 가스의 단위 부피에 존재하는 입자의 수로서 일정 시간이 지난후의 입자수이며, c_0 는 초기 입자의 수를 의미한다. t_r 은 가스흐름이 사이클론 원통부에 체류하는 시간으로 정의한다. 이 식에서 가스에 포함되어 있는 입자의 초기 개수농도(c_0)는 원통형 전체 부피를 기준으로 하였다. 그러나 중앙의 가스 유출관 부분은 상승기류가 지배하므로 입자의 반경방향 이동성이 없다고 볼 수 있으므로 원통부 내의 입자수(N_2)를 다음과 같이 수정하는 것이 옳다.

$$N_2 = \left(\pi R_2^2 dz - \pi \frac{R_2^2}{4} dz\right) \times c \quad (4)$$

따라서 시간에 따른 입자의 제거율은

$$\frac{dN_2}{dt} = \frac{d}{dt} \left[\frac{3}{4} \pi R_2^2 c dz \right] = c u_r \cdot 2\pi R_2 \cdot dz \quad (5)$$

와 같이 정의되며, u_r 은 반경방향 속도를 의미한다. 여기서 R_2 는 사이클론 몸체의 반지름이고, dz 는 몸체의 높이인 바, 상수라고 할 수 있으므로, 식(5)의 우측 두 개 식을 재정리하면 다음 식과 같이 된다.

$$\frac{dc}{dt} = \frac{8}{3} c u_r \frac{1}{R_2} \quad (6)$$

식(6)을 가스의 유입초기부터 체류시간까지로 적분을 하고, 정리하면

$$\frac{c}{c_0} = \exp\left(\frac{8}{3} \frac{u_r}{R_2} t_r\right) \quad (7)$$

처럼 되고, 따라서 분리효율(η)은 다음과 같이 표현된다.

$$\eta = 1 - \exp\left(\frac{8}{3} \frac{u_r}{R_2} t_r\right) \quad (8)$$

2차 미분항을 고려한 효율 식(8)에 있어서 반경방향속도(u_r)와 가스의 체류시간(t_r)을 각 입자의 크기별로 수치해석하여 얻은 값을 대입하여 개별입자 효율을 계산하였고, 1차 미분항만으로 단순화시켜 계

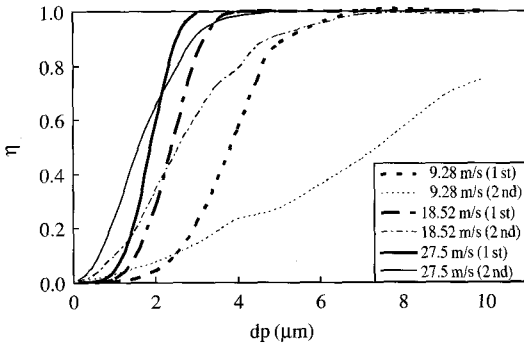


Fig. 8. Particle separation efficiencies with inlet velocity between two equations.

산한 결과 식(3)과 비교하였다. 그림 8에서 볼 수 있듯이 2 μm 이하의 미세 입자부분에서는 2차항을 고려한 식의 결과 값이 약간 높은 분리효율 값을 보이는 반면 입자크기가 증가할수록 1차항만을 고려했을 때의 분리효율이 높게 나타났다. 이러한 결과는 다시 그림 7에서 예측한 입자의 초기 위치별 이동시간을 기초로 한 예측과는 약간의 차이가 난다. 결국, 이러한 수학적 모델식을 기준으로 입자의 포집효율을 예측하는 것은 실제와 어느 정도의 차이가 발생하는데, 이는 모델식을 세울 때의 여러 가지 가정을 세우는 데서 비롯된다. 특히 실제 사이클론 장치에서는 강한 난류 분위기 하에서 입자간의 상호 간섭이나 충돌에 의한 응집 및 파쇄 등으로 입자의 크기와 모양이 수시로 변할 뿐 아니라 강하게 장치 벽 표면에 충돌한 후, 관성력을 급격히 잃기 보다는 되튐 현상 등에 의해 주 유체 흐름으로 회귀하는 경우 등이 복잡하게 얽혀 있다. 또한 작은 입자의 경우 그보다 큰 입자가 후위에서 밀어내는 힘에 의해 벽면까지 도달하는 경우가 있고, 이는 수식에서는 예측되지 않을지라도 현장에서 종종 나타난다.

이러한 이상적인 이론적 접근과 실제와의 차이에도 불구하고 3차원적 미세분진 포집장치인 사이클론에 대한 이론적 해석이나 규명은 CFD와 같은 보조 도구의 꾸준한 개선에 의해 점진적으로 그 신뢰성이 향상되고 있다. 따라서 현장 사이클론을 설계하기 전에 보다 논리적인 이론적 검토를 거쳐 설계안을 도출함으로써 경험적 설계 사양에서 발생할 수 있는 장치의 낭비적 요소를 감소시킬 수 있다.

4. 결 론

본 연구는 3-D two phase에 대한 CFD 수치해석 및 실험을 통하여 기-고 사이클론 내부에서의 기체 흐름과 고체입자의 거동을 규명하고, 원심력 집진장치에서 중력과 원심력의 힘 평형을 고려한 Leith and Licht 식을 계산함에 있어서 완성도를 높이고자 하는 목적으로 실시하였다. CFD를 이용한 시뮬레이션으로부터 비선형 2차 미분방정식 계산에 필요한 초기 값과 접선속도값을 얻은 후, Runge-Kutta 4차식에 적용하여 Matlab으로 간단한 계산식을 수행하였다.

3차원 CFD 시뮬레이션은 유체와 고체입자의 사이클론 내에서의 흐름을 시각적으로 관찰하여, 유체의 체류시간과 반경방향 속도 및 접선속도를 보다 본질적으로 추적할 수 있었다. 이러한 CFD를 활용한 수치해석적 방법은 사이클론 입자 포집장치의 Leith and Licht 모델식을 2차항까지 완전하게 계산함으로써 보다 정교한 해석적 계산이 가능하게끔 하였다. 본 연구에서는 유체의 장치 내 체류시간을 유체가 유입되어 하강기류에서 상승기류로 바뀌기 직전까지의 시간으로 정하였으며, 입자의 유입위치에 따라 반경방향 초기 속도 값과 유입속도에 따른 최대 접선속도 값을 미분 방정식의 기준 값들로 정하였다. 계산결과 2차 미분항을 고려했을 때가 1차 미분식으로 단순화시켜 계산하였을 때보다 입자의 반경방향 이동시간이 30% 정도 길게 나타났다. 아울러 입자 개별 분리 효율 역시 2차 미분항을 해석적으로 계산하였을 경우 상대적으로 낮은 효율분포를 보여주었다.

Nomenclature

- c : 단위가스 부피당 입자의 개수 [m^3]
- c_0 : 가스유입초기 단위가스 부피당 입자의 개수 [m^3]
- dp: 입자의 직경 [m]
- dz: 사이클론 원통부위 높이 [m]
- n : 원주속도 계수 (vortex exponent)
- N_2 : 사이클론 원통부에 존재하는 입자의 개수
- R : 반경 방향의 입자 이동거리 [m]
- R_1 : 입자의 반경방향 초기 위치 [m]
- R_2 : 사이클론 원통부위 반지름 [m]
- t : 시간 [sec]
- t_r : 가스 체류시간 [sec]

- u_i : 유체의 유입속도 [m/s]
- u_r : 입자의 반경방향 이동속도 [m/s]
- u_t : 접선속도 [m/s]
- μ : 유체의 점도 [m/kg · s]
- ρ : 입자의 밀도 [kg/m³]
- η : 입자의 분리효율

감사의 글

이 논문은 2005년도 정부(교육인적자원부)의 재원으로 한국학술진흥재단의 지원을 받아 수행된 연구임 (KRF-2005-042-D00184).

참 고 문 헌

정창훈(2006) 사이클론에 의한 다분산 입자의 집진효율 예측, 한국대기환경학회 춘계학술대회 논문집, 481-482.

Clift, R., M. Ghadiri, and A.C. Hoffman (1991) A critique of

two models for cyclone performance, *AiCHE Journal*, 37(2), 285-289.

Cooper, D. and F.C. Alley (2002) *Air pollution control-A design approach*, 3rd ed., Waveland Press Inc., 123-135.

Gimbun, J., T.G. Chuah, and T.G. Choong (2005) Prediction of the effects of cone tip diameter on the cyclone performance, *J. of Aerosol Science*, 36(8) 1056-1065.

Griffiths, W.D. and F. Boysan (1996) Computational fluid dynamic (CFD) and empirical modelling of the performance of a number of cyclone samplers, *Journal of Aerosol Science*, 27, 281-304.

Leith, D. and W. Licht (1972) The collection efficiency of cyclone type particle collectors: a new theoretical approach, *AiChE Symposium Series*, 68, 196-206.

Stairmand, C.J. (1951) The design and performance of cyclone separators, *Trans. Instn. Chem. Engrs.*, 29, 356-364.

Tashiro, H. and Y. Tomita (1991) A numerical simulation for gas-solid two-phase flow, *JSME International Journal*, 34(2), 129-133.