

정상 할로우 콘 분무와 환형 공기 제트의 상호작용에 관한 수치적 연구

김 우 태* · 허 강 열**

Numerical Investigation of a Steady Non-Evaporating Hollow-Cone Spray Interacting with an Annular Air Jet

Woo Tae Kim and Kang Y. Huh

Key Words: KIVA, discrete stochastic particle method, non-evaporating hollow-cone spray, annular air jet

Abstract

Numerical simulation of steady, non-evaporating hollow-cone sprays interacting with concentric annular air jets is performed using the discrete stochastic particle method in KIVA. The spray characteristics such as SMD, mean droplet velocity, liquid volume flux, air/liquid mass ratio, and droplet number density are obtained and compared with the measurements involving different air flow rates in large and small annuli. Overall satisfactory agreement is achieved between calculation and experiment except for the deviation in the downstream SMD arising from uncertainty in the size distribution function at injection, and inaccuracy in the averaged spray parameters due to the small volumes of axisymmetric 2-D sector meshes close to the axis.

기호설명

- C_D : drag coefficient
- D_{32} : Sauter mean diameter (SMD) (μm)
- Re_D : droplet Reynolds number
- u : gas mean velocity (cm/s)
- u' : gas turbulence velocity (cm/s)
- v : droplet velocity (cm/s)
- ρ_G : air density (g/cm^3)
- ρ_L : liquid density (g/cm^3)

1. 서 론

액체연료는 산업용 연소로, 발전소, 가정용 난방 시스템 그리고 내연 기관 등에서 일반적으로 분무의 형태로 사용되고 있으며 고효율, 저공해의 성능을 얻기 위해 미립화된 액적의 크기와 공간 분포 및 주위 유동과의 상호작용을 최적으로 제어할 필요성이 있다. 가스터빈과 같이 넓은 범위의 turndown ratio를 요구하는 시스템에서는 압력-선회 분사기 (simplex atomizer)가 주로 사용되는데 이 분사시스템은 선회하는 액체를 얇은 할로우 콘으로 분사한 뒤 여러 가지 크기분포를 가지는 액적들로 깨어지도록 한다[1]. Bluff body의 후류 혹은 재순환 영역에 위치한 할로우 콘 분무는 액적들의 공간적 분포가 향상되어 낮은 부하에서의 성능이 개선되며[2] 이때 재순환 영역은 낮은 평균 속도와 높은 난류에너지를 가지는 영역을 제공함으로써 안정적인 연소를 보장해 준다. 일반적으로 전체적인 화염의 형상과 안정성 그리고 soot 및 공해물질의 형성은 유동장의 특성에 의해 크게 좌우된다.

* 포항공과대학교 기계공학과 대학원
** 포항공과대학교 기계공학과

Bluff body 후류 유동장[3-6]과 연료 분무, 환형 공기 제트의 상호작용에 관하여 연소가 있는 경우 및 없는 경우[7-10]에 대해 많은 연구가 수행되었다. Li와 Tankin[10]은 정성적인 여러 조건에 대해 분무의 형상을 조사함으로써 환형 공기 제트내에서의 분무 거동을 연구하였다. Friedman과 Renksizbulut[11]은 최근 Phase Doppler Interferometry (PDI)를 사용하여 액적의 크기, 속도, 액체 부피 유속 (liquid volume flux) 및 액적 수 밀도 (droplet number density)를 동시에 측정하였다. Lee와 Bracco[12]는 분사기의 끝부분에 위치한 모서리와 표면에서 액적을 만드는 액막 (liquid sheet)이 형성된다고 가정함으로써 할로우 콘 분무를 수치적으로 모사하였다. Han등[13]은 이산적인 'blob'을 사용하는 액막 미립화 모델을 사용하여 압력-선형 할로우 콘 분무를 모델링하였다. 액막 미립화 모델을 사용한 계산들은 액막 도입의 중요성을 보여주었지만 실제적인 분무계산을 위해서는 분무 발달의 초기단계에 대한 더 깊은 이해와 좀 더 정확한 수치적 방법의 개발이 필요하다. 위와 같은 분무에 대한 다양한 연구들이 이루어지고 있으나 공기 유동장과 분무가 상호 작용하는 경우에 대한 계산결과와 분무 및 유동장에 대한 국지적인 측정 자료를 비교 연구한 사례는 많지 않다. 본 연구에서는 KIVA 코드[14] 내의 이산 확률적 입자 계산방법 (discrete stochastic particle method)을 사용하여 중발하지 않는 정상 분무와 환형 제트의 상호작용에 대하여 Friedman과 Renksizbulut[11]의 실험 측정 결과와 비교 검토하였다.

2. 수치적 방법

난류가스유동을 위한 표준 $k-\epsilon$ 모델과 함께 질량, 운동량 및 에너지 보존식의 해를 구하였다. 분무계산은 이차 파열 (secondary breakup)과 충돌/병합 현상을 무시한 이산 확률적 입자 계산방법을 사용하였다. 계산에 사용된 액적 그룹들은 동일한 크기, 위치, 속도 및 온도 등을 가지는 여러 개의 액적들을 대표하며 일단 분사된 뒤에는 Lagrangian 방법에 의해 추적되며 질량, 운동량 및 에너지를 교환하면서 공기유동장을 통과한다. 공기저항에 의한 액적의 가속력은 다음과 같다.

$$F = \frac{3}{8} \frac{\rho_G}{\rho_L} \frac{|u + u' - v|}{r} (u + u' - v) C_D$$

저항계수는 다음과 같이 주어진다[1,15].

$$C_D = \frac{24}{Re_d} \left(1 + \frac{1}{6} Re_d^{\frac{2}{3}}\right) \quad Re_d < 1000$$

$$0.424 \quad Re_d > 1000$$

이때

$$Re_d = \frac{2\rho|u + u' - v|r}{\mu_{air}(\bar{T})}$$

$$\hat{T} = \frac{T + 2T_d}{3}$$

$$\mu_{air} = \frac{A_1 T^{1.5}}{T + A_2}$$

이며 A_1 과 A_2 는 상수이다.

분사시 액적의 초기상태는 stochastic Monte Carlo 방법에 의해서 가정된 확률 분포 함수로부터 임의로 추출된다. 분무 미립화 및 충돌/병합 모델의 불확실성을 피하기 위하여 분사시에 액적의 파열이 완료되었다는 가정을 사용하였다. 정상상태 분무분사를 위하여 단위시간당 분사되는 액적 그룹의 수를 입력조건으로 부여하였다. 사용된 액적 그룹의 수를 늘임으로써 좀더 현실적인 분무를 모사 할 수 있으나 계산시간이 늘어나게 된다. 각 액적 그룹의 전체 질량은 단위시간당 분사량을 단위시간당 분무 액적 그룹의 수로 나눔으로써 얻어진다. 액적 그룹의 분사는 다음과 같이 이루어졌다. 먼저 그림 7의 $z = 25\text{mm}$ 에서의 측정된 액체 부피 유속 분포를 분사각에 대한 액체 부피 유량 분포로 변화시켰다. 임의의 액적 그룹의 분사각은 액체 부피 유량 분포에 따라 확률적으로 결정되었다. 따라서 분사된 액적 그룹 수백에서 수천개를 통계 처리할 경우 실험에서 측정된 액체 부피 유속 분포를 재현할 수 있을 것이다. 임의의 액적 그룹에 대해 분사각이 결정된 뒤, 그 분사각에 해당하는 $z = 25\text{mm}$ 에서 측정된 SMD 값을 표현하는 χ^2 분포함수로부터 액적의 크기를 확률적으로 결정하였다. 액적 크기 분포함수는 다음과 같이 주어진다.

$$f(r) = \frac{1}{r} e^{-r/\bar{r}}, \quad \bar{r} = \frac{1}{6} D_{32}$$

$f(r)dr$ 은 $(r, r+dr)$ 범위에 있는 액적들의 수를 나타내고 $r^3 f(r)$ 은 같은 범위내의 액적들의 총 질량에 비례한다. 각 액적 그룹내의 총 질량

은 일정하므로 각 그룹내의 액적들의 수는 $1/r^3$ 에 비례한다. 액적 그룹들이 반경범위 $(r, r+dr)$ 안에 있을 확률은 다음과 같다.

$$g(r) = \frac{r^3}{6 r^4} e^{-r} dr$$

분무의 특성을 기술하는 변수들은 각 위치에서 실험데이터의 통계적인 평균을 취함으로써 얻어진다. 계산 결과는 측정평면 위의 검사면적 (probe area)이나 검사부피 (probe volume)에서 수집한 후 평균하였다. SMD, 평균 액적 속도, 액적 수 밀도 및 공기/액체 질량비등은 검사부피상에서 평균을 취하였으며 액체 부피 유속은 검사면적상에서 처리되었다. 비정상 계산코드인 KIVA를 이용해 정상계산을 수행하기 위해 time marching 방법이 사용되었으며 계산이 정상상태에 도달한 뒤 7000 시간스텝동안의 평균을 취하였다. 계산영역내의 전체 액적 그룹의 수와 연속되는 두 계산스텝간의 평균 압력 및 속도성분의 차이에 의하여 정상상태 수렴여부를 판단하였다.

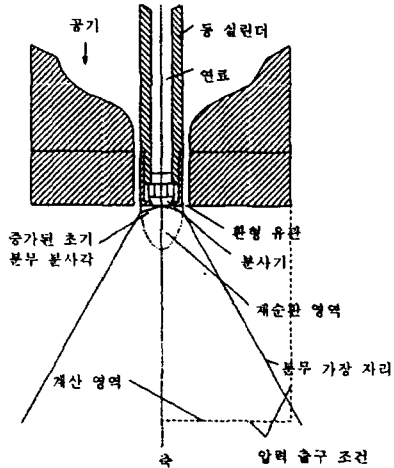


그림 1 환형 공기 제트와 상호 작용하는 분무 시스템의 구성도[11]

3. 문제설명 및 계산조건

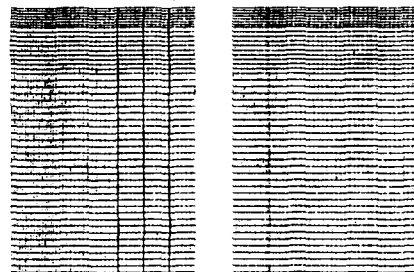
환형 공기 제트내의 할로우 콘 분무의 전체적 구성이 그림 1에 나타나 있다. 분사기는 표준 Delavan 1.5-60°A 압력-선회 노즐을 장착한 속이 빈 동 실린더로 이루어져 있으며 실린더 조립

부는 외부의 알루미늄 외피 내에 고정되어 있다. 공기는 바깥쪽의 착탈식 구조물과 내부 실린더 사이의 영역을 통과하면서 제트를 형성한다. 물의 유량은 63.0 ml/min로 고정시킨 상태에서 환형 공기 유량은 0.0, 4.77, 9.53 그리고 14.3 litre/s로 변화되었다. 이러한 조건들은 각각 공기/액체 질량비 0.0, 5.29, 10.6 그리고 15.9에 해당한다. 환형 유관의 내부지름은 25.4 mm이며 blockage ratio의 효과를 조사하기 위하여 31.5 mm와 28.58 mm 두 가지의 외부지름이 사용되었다. 내부원면적과 외부원면적의 비로 정의되는 blockage ratio는 각 경우에 대해 64 %와 79 %이다. 세 가지 공기 유량에 대한 제트의 입구 속도는 큰 외부지름에 대해서 16.74, 33.44 및 50.17 m/s이며 작은 외부지름에 대해서 35.38, 70.69 및 106.07 m/s이다. 계산이 수행된 경우들이 표 1에 정리되어 있다.

액체유량 (ml/min)	공기유량 (litre/s)	큰 유관(OD) (31.75mm)	작은 유관(OD) (28.58mm)
63.0	0.00	jet0	
	4.77	jet11a	jet1sa
	9.53	jet21a	jet2sa
	14.3	jet31a	jet3sa

표 1 Test Cases

실험을 통해 얻어진 분무 사진에 의하면 환형 공기 제트가 없는 경우 분사기 제작시에 의도된 60도의 분무각이 관찰되지만 4.77, 9.53 그리고 14.3 litre/s의 공기유량에 대해 75, 85 그리고 95도의 분무각이 형성된다. 이러한 현상은 분사초기에 형성된 액막이 재순환 영역에서 형성된



(a) 큰 환형 유관 (b) 작은 환형 유관

그림 2 계산 격자

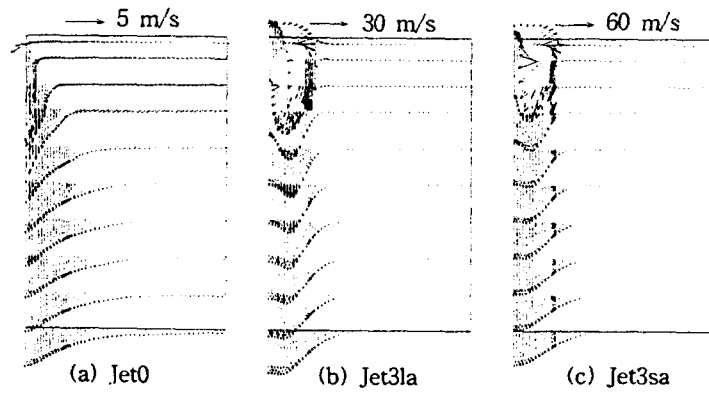


그림 3 공기 유동의 속도 분포

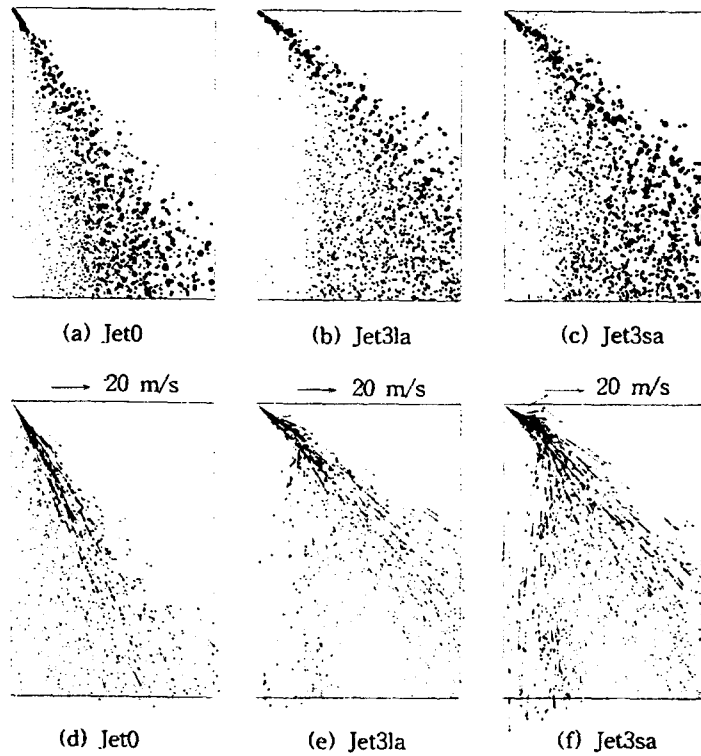


그림 4 분무 입자 분포 및 속도 벡터

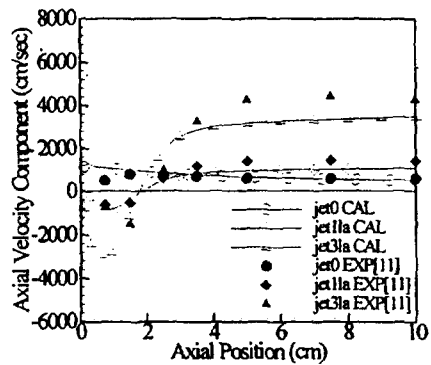
유동장의 영향을 크게 받기 때문으로 이해된다. 따라서 액적들이 완전히 미립화된 상태로 분사되는 모델을 사용한 본 연구에서는 공기 유량의 변화에 따른 분무각의 증가현상을 반영하기 위하여 실험에서 측정된 분무각을 사용하였으며 SMD와 액체 부피 유속 분포는 환형 공기 제트가 없는 경우에 얻어진 형태에서 증가된 분무각만큼 분사각 좌표를 이동시켜 사용하였다. 또 환형 공기 제트가 주어진 SMD값에 대한 분포함수의 형태에는 영향을 미치지 못하는 것으로 가정하였다. 그림 2는 두 가지 환형 유관에 대한 2차원 축대칭 격자계를 나타낸다. 그림에는 나타나 있지 않지만 실제 원주접선방향으로의 두께각은 0.5도이며 앞뒤면에는 주기적 경계 조건이 부여되었다.

4. 결과 및 토의

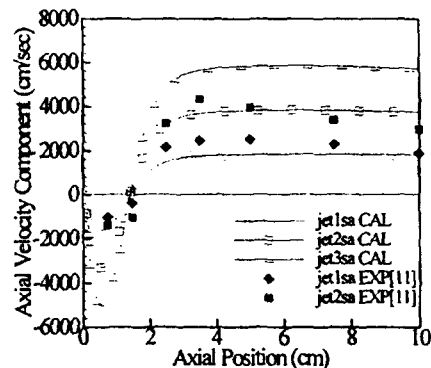
4.1 전체적인 속도 및 분무 분포

그림 3은 공기제트가 없는 경우와 두 가지 환형 유관에서 제트의 세기가 가장 큰 경우에 대한 공기 유동장을 나타낸다. 그림 3(a)에서는 분무에 의해 축 상에서 최대속도를 가지는 원형 제트가 형성되었다. 그림 3(b)와 (c)에서 작은 환형 유관의 경우에 큰 환형 유관보다 축 방향 하류에서 더 빨리 단순 원형 제트로 정착한다. 그림 4는 그림 3의 각 경우에 대한 액적 그룹들의 분포를 나타낸다. 분무 그룹들을 SMD에 비례하는 크기로 나타내었으며 2차원 축대칭 격자계에서 원주 방향으로 중첩된 그림이다. 따라서 이 그림에서 일정한 액적 분포는 반경에 반비례하는 액적 수 분포를 의미한다. 따라서 축 근처에서는 적은 수의 액적도 단위 공간 당 큰 액적 수 분포를 나타낼 수 있다. 그림 4(d) - (f)는 그림 4(a) - (c)의 액적들의 속도 벡터를 나타낸다. 큰 액적들은 공기 제트에 의해 영향을 거의 받지 않으며 주로 분무의 외곽에 분포한다. 작은 액적들은 초기에 재순환 유동에 의해 외곽으로 움직이다가 제트 유동에 의해 축 방향으로 쪼이게 된다. 작은 유관의 경우 같은 유량에 대해서 더 큰 속도로 인해 분무 액적들 사이에 더 강한 상호작용을 유발한다. 그림 4(f)의 작은 유관의 경우 분무 액적들은 그림 4(d)와 (e)의 제트가 없는 경우나 큰 유관의 경우에 비해 공간상으로 더 넓은 분포를 보

인다. 그림 5는 축 상에서 계산된 공기유동의 축 방향 속도성분과 실험치와의 비교이다. 후류에서 비교적 일치된 결과를 보이는 반면 재순환 영역 내에서 계산된 축 방향 속도가 실험치에 비해 비교적 큰 값을 가진다. 실험에서는 크기가 작은 액적들의 속도를 가스 속도로 근사하였으며 작은 액적들의 경우 가스유동과의 속도차이가 거의 없으므로 타당한 가정으로 생각된다. 하지만 실험치에서 재순환 영역을 발생시키는 공기 제트의 영향이 나타나지 않으므로 분무의 중심 영역에서 측정된 액적 속도들에 오차가 포함되어 있는 것으로 생각된다. 재순환 영역의 축 방향 길이는 계산과 실험 모두에서 환형 공기 제트의 속도 크기와 무관한 것으로 나타났다.



(a) 큰 환형 유관



(b) 작은 환형 유관

그림 5 축 상에서의 계산된 공기 유동 속도와 측정된 평균 액적 속도의 축 방향 성분 비교

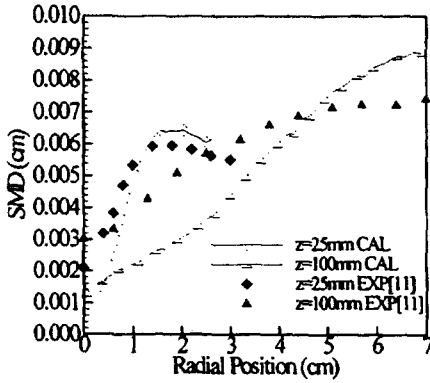


그림 6 공기제트가 없는 경우의 SMD

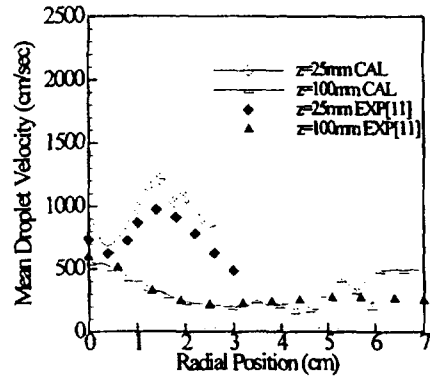


그림 8 공기제트가 없는 경우의 평균 액적 속도

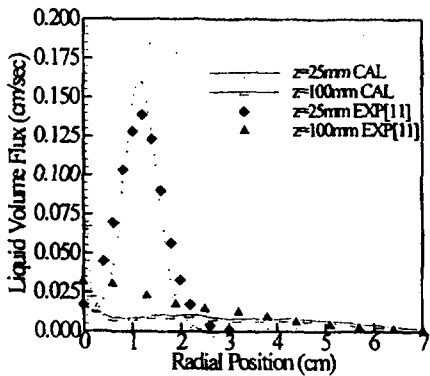


그림 7 공기제트가 없는 경우의 액체 부피 유속

4.2 공기제트가 없는 경우의 결과

그림 6은 공기 제트가 없는 경우 축 방향의 몇 군데 단면에서의 반경방향 SMD 분포를 나타낸다. 큰 액적들은 공기 유동의 영향을 적게 받기 때문에 거의 직선적인 경로를 따라 움직이는 반면 작은 액적들은 그림 4에 나타난 것과 같이 공기 유동에 의해 축 근처로 모여든다. 분사기에서의 액적의 크기와 분사방향 결정을 위하여 전술한 바와 같이 $z = 25\text{mm}$ 위치에서의 측정자료에 기초한 확률분포함수를 사용하였으나 실제로 $z = 25\text{mm}$ 에서 계산된 SMD는 실험치와 약간의 차이를 보이고 있다. 분무의 가장자리에서는 계산치가 실험치보다 크지만 축 근처에서는 반대의 경

향을 보이고 있다. 작은 액적들은 더 큰 공기 저항을 받아 축 방향으로 꺾이게 되므로 분무의 가장자리에서 액적들이 더 큰 SMD를 가지게 된다. 분사기로부터 후류로 내려가면서 계산과 실험의 이러한 차이가 증가하는 경향을 보여준다. 그림 7은 액체 부피 유속의 반경방향분포를 나타낸다. 분사시 사용된 확률분포함수는 액적들과 공기 유동의 상호작용이 없을 경우에 $z = 25\text{mm}$ 에서의 실험치를 재현할 수 있도록 결정하였다. 그림 7에서 $z = 25\text{mm}$ 에서 계산치와 실험치가 비교적 잘 일치함을 알 수 있다. 계산에서 축에 직각인 모든 단면에서 적분된 액체의 유량은 일정하게 나타났으며 $z = 100\text{mm}$ 에서는 조금 작은 값을 보였는데 이는 계산영역의 옆면으로 액적의 일부가 빠져나갔기 때문이다. $z = 100\text{mm}$ 에서 분무의 내부 영역에서 계산된 액체 부피 유속이 실험치보다 낮은 값을 보이는 것은 그림 6에서 보는 바와 같이 SMD값이 낮게 예측되었기 때문으로 판단된다. 하지만 축 상에서 계산된 액체 부피 유속은 실험치에 비해 아주 큰 값을 보이는데 이는 축 근처 계산 격자의 크기가 아주 작음으로 인해서 단위 부피 당 계산되는 물리량의 불확실성이 커지기 때문으로 판단된다. 이러한 축 근처의 작은 격자들을 통과하는 액적의 개수가 적기 때문에 평균된 분무 특성 변수들의 정확한 예측이 어렵다. 그림 8은 개수 평균된 액적들의 축 방향 속도이다. 초기조건으로 모든 크기의 액적들에 대해 일정한 분사속도를 사용하였다. $z = 25\text{mm}$ 에서의 계산된 평균 액적 속도분포는 분사

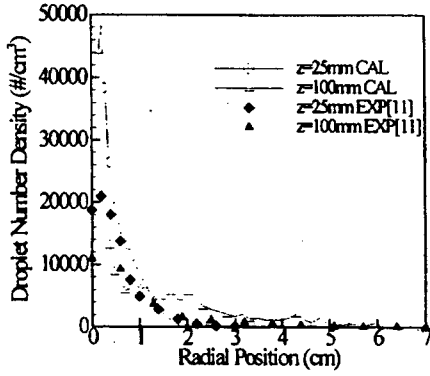
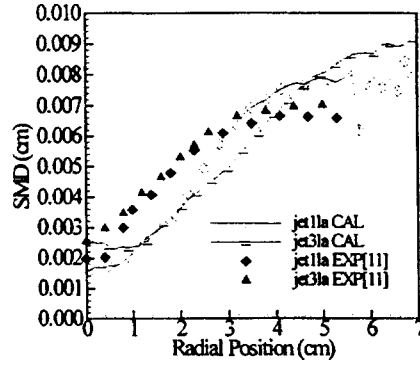


그림 9 공기제트가 없는 경우의 액적 수 밀도



(a) 큰 환형 유관

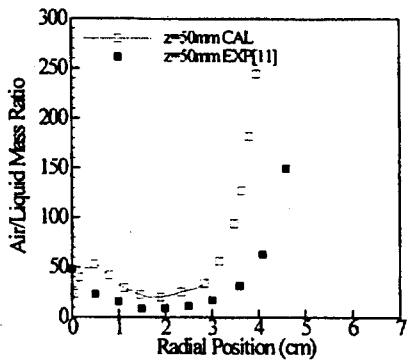
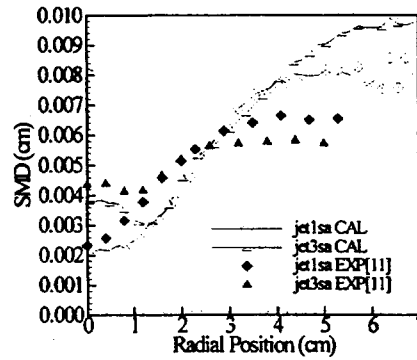


그림 10 공기제트가 없는 경우의 공기/액체 질량비



(b) 작은 환형 유관

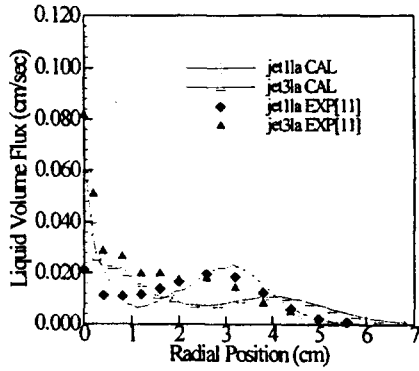
그림 11 z = 50 mm에서의 SMD

기 근처에서의 액적과 주위 유동간의 비교적 큰 상대속도로 인한 강한 상호작용의 결과이다. 따라서 $z = 25$ mm에서의 실험치와 계산치의 일치 를 통해서 분사속도가 일정하다는 가정이 타당함을 확인할 수 있었다. 분무 가장자리에서의 큰 속도들은 그 위치에서의 큰 SMD값과 관련이 있다. 그림 9는 액적들의 수 밀도를 나타내는데 축 근처를 제외하고는 계산치와 실험치가 잘 일치하고 있으며 확실적인 분무 계산방법과 불균일한 격자로 인해서 다소 불규칙적인 분포를 보이고 있다. 액적 수 밀도는 SMD와 액체 부피 유속 그리고 평균 액적 속도에 의해 결정되므로 그림 6 - 8을 통해 그 값을 유추하는 것이 가능하다.

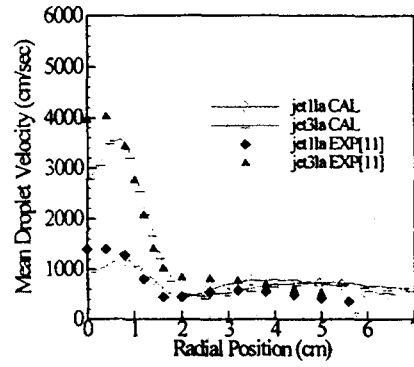
그림 10은 실험치가 존재하는 $z = 50$ mm에서의 공기/액체 질량비의 비교를 나타내며 정성적으로 타당한 예측이 이루어졌으나 축 근처를 제외하고는 계산이 더 높은 값을 예측함을 알 수 있다.

4.3 공기제트가 있는 경우

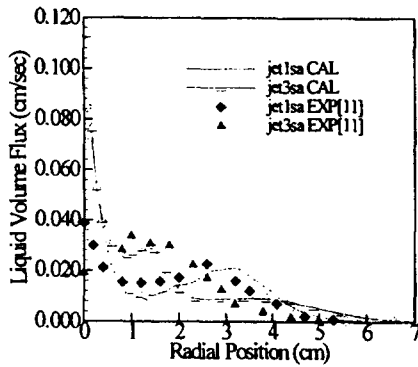
그림 11(a)는 $z = 50$ mm에서 큰 환형 유관의 두 가지 공기 유량 4.77 litre/s와 14.3 litre/s에 대한 SMD 분포를 나타낸다. 실험치와 계산치 모두 공기 유량에 의한 영향은 거의 나타나지 않고 있다. 그림 11(b)는 그림 11(a)에서 유관의 크기가 작은 경우에 대한 결과이다. 높은 공기 유량 14.3 litre/s의 경우에 축 근처에서 SMD 값의 증가를



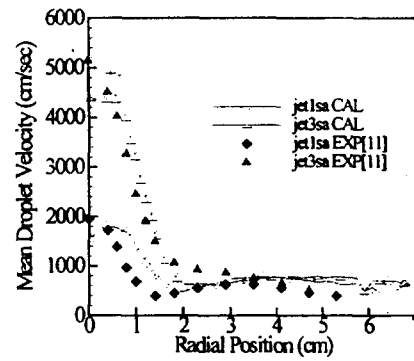
(a) 큰 환형 유관



(a) 큰 환형 유관



(b) 작은 환형 유관



(b) 작은 환형 유관

그림 12 $z = 50 \text{ mm}$ 에서의 액체 부피 유속

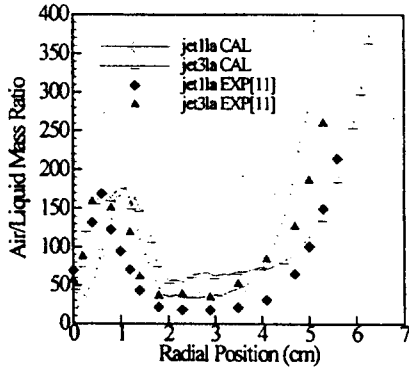
그림 13 $z = 50 \text{ mm}$ 에서의 평균 액적 속도

잘 예측하고 있다. 공기 제트의 세기가 증가함에 따라 크기가 큰 액적들도 축 방향으로 이끌려 들어오는 것으로 보인다. 두 가지 환형 유관의 경우에 대해 분무의 가장자리에서 계산치와 실험치 간에 차이가 발생하는 이유는 공기 제트가 없는 경우와 동일한 것으로 판단된다.

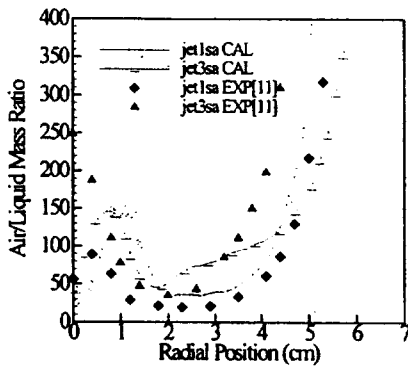
그림 12는 그림 11과 같은 조건에 대한 액체 부피 유속의 반경방향 분포를 나타내며 공기 유량이 증가함에 따라 최대 액체 부피 유속은 감소하고 위치는 반경 바깥방향으로 이동하는 경향을 보인다. 이는 계산에서 공기 유량이 증가함에 따라 더 큰 분무각을 부여하였기 때문이다. 축 근처에는 이끌려 들어온 액적들로 인하여 비교적 높은 액체 부피 유속 영역이 형성되어 있다. 그

림 13은 평균 액적 속도를 나타내며 계산치와 실험치가 잘 일치하고 있다. 그림 13(a)에서 큰 환형 유관의 경우 축 근처에서 계산치가 실험치보다 약간 작은 값을 보여준다.

그림 14에서 계산된 공기/액체 질량비들은 실험치와 비교적 잘 일치하고 있다. 축 방향과 할로우 콘 분무의 분사방향을 따라서 두 곳의 비교적 높은 액체 밀도를 가지는 영역이 형성되었다. 실험에서는 작은 유관 크기와 높은 공기 유량의 경우에는 축 상에 형성된 높은 액체 밀도의 영역이 나타나지 않고 있다. 하지만 모든 경우에 대해 두 곳의 높은 액체 밀도 영역의 사이에 존재하는 높은 공기/액체 질량비를 잘 예측하고 있다. 비록 유관의 크기에 따라 어느 경우가 더 바람직



(a) 큰 환형 유관



(b) 작은 환형 유관

그림 14 z = 50 mm에서의 공기/액체 질량비

한 분무 분포를 보이는지 판단하기는 어렵지만 그림 10과 14의 비교를 통해 환형 공기 제트가 대부분의 분무 영역에 걸쳐 넓은 분포의 높은 공기/액체 질량비를 형성함을 알 수 있다. 이러한 경향은 최고 연소 온도와 공해물질의 감소로 인하여 고효율 저공해 연소의 실현에 도움을 줄 것으로 예상된다.

5. 결론

정상 할로우 콘 분무와 환형 공기 제트유동의 상호작용을 연구하기 위하여 KIVA 코드의 이산 확률적 입자 계산방법을 사용하여 수치적 해석을

수행하였으며 세 가지 공기유량과 두 가지 환형 유관의 크기에 대하여 실험 측정 결과와 비교하였다.

(1) 공기제트가 없는 경우 계산된 분무의 SMD, 액체 부피 유속, 평균 액적 속도, 액적 수 밀도 그리고 공기/액체 질량비등이 대체로 실험치와 정량적인 일치율을 보이고 있다. 후류 SMD 분포의 불일치는 분사기에서 사용된 액적 크기 분포함수의 형태에 기인하는 것으로 판단된다. 축 근처에서의 평균 분무 변수들의 부정확한 예측은 2 차원 축 대칭 격자계 사용 시 축 근처 격자들의 너무 작은 부피로 인한 불확실성이 커지기 때문으로 판단된다.

(2) 환형 공기 제트가 있을 경우 공기제트가 없는 경우에 발생한 문제점들을 포함하고 있으나 공기제트의 세기에 따른 분무의 변화양상을 잘 재현하고 있다. 재 순환 영역내의 유동은 분무 액적을 생성하는 액막을 위로 밀어내어 분무각을 증가시키는 역할을 한다. 재 순환 영역의 축 방향 길이는 공기 유량, 환형 유관 크기 그리고 분무의 유무와 관계없이 bluff-body의 크기에 의해 결정된다. 더 큰 공기 제트 속도를 가지는 작은 환형 유관이 큰 환형 유관 경우보다 더 빨리 단순 원형 제트의 형상으로 정착하는 경향을 보인다.

(3) 공기 유량이 증가할 경우 축 근처에서 비교적 큰 SMD를 가지는 경향을 제외하고는 크게 영향을 받지 않는다. 작은 환형 유관의 경우 축 근처에서의 액체 부피 유속은 공기 유량에 비례해서 증가한다. 이는 큰 액적들이 공기 제트에 의해 축 방향으로 끌려들어오는 효과에 기인하는 것이며 높은 액체 부피 유속을 가지는 중심 축 부근에 core region이 형성된다. 환형 공기 제트는 좀더 균일한 액체 부피 유속의 반경방향분포를 유도하며 전체 영역에 걸쳐 높은 공기/액체 질량비를 형성한다. 이러한 경향은 균일한 연소와 공해물질 배출의 감소를 통해 청정 연소를 실현하는데 도움을 줄 수 있을 것으로 판단된다.

참고문헌

- (1) Arthur H. Lefebvre, *Atomization and Sprays*, Hemisphere Publishing Corporation, 1989.
- (2) X. Li and R. S. Tankin, "Spray Behaviour in Non-Swirling and Swirling Annular Air Flows," *Atomization and Sprays*, Vol. 1, 1991, pp. 319-336.
- (3) N. A. Chigier and J. M. Beér, "The Flow Region Near the Nozzle in Double Concentric Jets," *J. Basic Eng.*, 1964, pp. 797-804.
- (4) T. W. Davies and J. M. Beér, "Flow in the Wake of Bluff Body Flame Stabilizers," *Proc. 13th Int. Symp. on Combustion*, 1971, pp. 631-638.
- (5) D. F. G. Durão and J. H. Whitelaw, "Velocity Characteristics of the Flow in the Near Wake of a Disk," *J. Fluid Mech.*, Vol. 85, 1978, pp. 369-385.
- (6) A. M. K. P. Taylor and J. H. Whitelaw, "Velocity Characteristics in the Turbulent Near Wakes of Confined Axisymmetric Bluff Bodies," *J. Fluid Mech.*, Vol. 139, 1984, pp. 391-416.
- (7) K. Kimoto and I. Shiraishi and R. Matsumoto, "Structure of Turbulent Jet Flames Stabilized in Annular Air Jet," *Comb. Sci. Tech.*, Vol. 25, 1981, pp. 31-41.
- (8) J. M. Beér and N. A. Chigier and K. B. Lee, "Modeling of the double concentric burning jets," *Proc. 9th Int. Symp. on Combustion*, 1963, pp. 892-900.
- (9) X. Li and R. S. Tankin, "A Study of Cold and Combusting Flow Around Bluff Body Combustors," *Comb. Sci. Tech.*, Vol. 52, 1987, pp. 173-206.
- (10) X. Li and R. S. Tankin, "Spray Behavior in Annular Air Streams," *Comb. Sci. Tech.*, Vol. 64, 1989, pp. 141-165.
- (11) Jacob A. Friedman and Metin Renksizbulut, "Interaction of an Annular Air Jet with a Non-Evaporating Liquid Spray," *Part. Part. Syst. Charact.*, Vol. 11, 1994, pp. 442-452.
- (12) C. F. Lee and F. V. Bracco, "Comparisons of Computed and Measured Hollow-Cone Sprays in an Engine," SAE Paper 950284, 1995.
- (13) Z. Han and S. E. Parrish and P. V. Farrell and R. D. Reitz, "Modeling Atomization Processes of Pressure-Swirl Hollow-Cone Fuel Sprays," *Atomization and Sprays*, Vol. 7, 1997, pp. 663-684.
- (14) Anthony A. Amsden, "KIVA-3: A KIVA Program with Block-Structured Mesh for Complex Geometries," Los Alamos National Laboratory Report LA-12503-MS, March 1993.
- (15) Anthony A. Amsden and P. J. O'Rourke and T. D. Butler, "KIVA-II: A Computer Program for Chemically Reactive Flows with Sprays," Los Alamos National Laboratory Report LA-11560-MS, May 1989.