한국추진공학회 2005년도 추계학술대회 논문집 pp.384~394 2005 KSPE Fall Conference

수직 간섭된 램공기 대류에 의한 충돌 분무의 미립화 촉진에 관한 연구

이상승* · 윤웅섭**

Spray characteristics of impinging sprays introduced into the strongly convective flow

Sangseung Lee* · Woong-Sup Yoon**

ABSTRACT

Important characteristics of impinging sprays intersected by a strongly convective gaseous cross flows were experimentally investigated. The breakup processes due to different Weber and Reynolds numbers of liquid and gas streams were visually examined with quantitative measurements of breakup lengths, penetration heights, and droplet sizes. Snapshot images and spray data evidenced that, at lower jet Reynolds number the breakup processes portrays the atomization profiles similar to typical column breakup of single orifice jet. At higher jet Reynolds numbers, disintegration of jet stream is significantly expedited by strong momentum transported from strongly convective gaseous stream. The breakup length and penetration height decreased as the convective flow increase. From the bottom the wall up, the SMD measured the centerline increase. The maximum SMD appeared the top of the SMD distribution.

Key Words: Momentum ratio(모멘텀비), Impinging injector(충돌형 분사기), SMD(Sauter Mean Diameter), Breakup length(분열길이), Penetration height(침투높이)

1. 서 론

분사기로부터 분사된 연료제트는 운동량에 큰 차이가 있는 매체와의 상호작용에 의해 미립화 되고 그 후 기화, 혼합, 연소과정을 거쳐 추력을 발생하게 된다. 여기서 연료 또는 산화제 중 한 가지가 기상일 경우에는 혼합에 의한 성능의 제한도가 매주 낮아지므로 연소성능은 기화지배형(vaporization controlled)이 된다. 기화 정도에 영향을 미치는 여러 변수 중 가장 중요한 것은 액적의 크기이며 이 크기는 연소에 주어진 거주시간(residence time)에 제한되게 된다. 따라서 일반적으로 기화시간이 짧은, 작은 크기의 액적이 선호된다 (기화시간은 액적크기의 제곱에 반비례). 엔진시스템의 제한요소에 효율과 더불어 최소추력과 같은 것들도 중요한 필요조건이 되는데 이를 위해서 효율 또는 경제성 면에서는

* 연세대학교 대학원
** 연세대학교 기계공학과
연락저자, E-mail: lss4976@hanmail.net

적합하지 않더라도 충분히 큰 (혹은 작은) 크기의 값들이 필요할 때가 있다. 제한된 효율에서 추력의 상승은 유량에 근사적으로 비례하며 결과적으로 큰 값의 추력을 발생하기 위해서는 많은 유량을 분사시켜 주어진 거주시간 내에 기화, 연소시켜야 하는데 여기에는 미립화 성능의 보장이 결정적인 요소가 된다. 로켓과 달리 공기흡입형 엔진에서는 램, 스크램제트와 같이 강한 대류(convection)의 공기를 흡입하여야 하는 경우가 있는데 이 대류에 의한 운동량을 미립화 촉진에 사용하면 앞서 언급한 성능 만족을 위한 미립화의 향상을 기대할 수 있다. 또한 기상의 운동량 손실은 연소기를 통과하는 공기의 부피속도를 줄여서 화염안정화에도 기여하게 된다. 따라서 강한 대류에 의하여 교란된 액체제트의 분무특성에 관한 연구들이 이루어져 왔다 [1, 2].

단일 분사공 등, 분사제트 축에 대한 동심형 또는 평면형 대칭성이 존재하는 분무에서는 미립화를 위한 운동량의 교환 혹은 상호작용 역시 대칭축 또는 대칭면을 기준으로 발생하므로 방향성에 관한 고려가 필요 없다. 기상 대류의 수직 간섭에 의한 미립화의 촉진도 일반적인 거시적 분무특성인 침투높이, 분열길이, 공간분포 등과 미시적 특성인 액적평균직경, 속도분포 등으로 표현된다. 그러나 그 발생과정은 대칭성이 존재하는 분사기에 대하여 방향성이 중요한 변수로 추가 되며 형상적 비단순성과 그에 따른 2차 유동의 영향이 중요한 역할을 하게 되므로 매우 복잡한 것이 된다. 따라서 강한 기상 대류에 의한 액체 제트의 분열 미립화 과정은 좀 더 구체적이고 광범위한 이해가 요구되어 이에 관한 연구들이 있어왔으나, 충돌형이나 동축형과 같은 좀 더 복잡한 미립화 메커니즘을 사용하는 분무에 관해서는 시도된 적이 없다. 더불어 실제와 근접한 액체 제트의 미립화 모델의 정립을 위해서도 액체 제트의 미립화에 대한 실험적인 연구가 필요하다. [3, 4]

Wu[3, 4]는 아음속영역의 횡단류에서 단공노즐로부터 분사된 액체 제트의 분열과정과 액주의 궤적 그리고 액주의 분열 길이에 대해서 실험적으로 연구하였다. 운동량비와 노즐 출구로부터의 하류방향 거리에 따라 상 도플러 입자 분석기를 사용하여 액적크기, 축방향 속도, 부피의 공간분포를 통해 분무 구조를 분석하였다. 이 연구에서 횡단류에서 액주의 분열과정이 구형 액적의 공기역학적인 2차 분열과정과 유사함을 확인하였으며 액주는 공기역학적인 힘에 의해서 변형이 발생하고 다중모드분열과 전단력에 의한 분열과정을 통해서 액사로 분열되고 그 후 액적으로 미립화됨을 보였다. 또한 액주의 분열과정과 밀접한 관계가 있는 분무 구조에 대해서도 연구하였다.

Sallam[5]은 정지 대기상태에서 단공 노즐로부터 분사된 난류 제트에 대한 분열과정을 연구하였다. 그는 제트의 웨버수 증가에 따라 액주 분열 과정을 weakly turbulent Rayleigh-like breakup, turbulent breakup, 그리고 aerodynamic bag/shear breakup의 세 단계로 구분한 바 있다. 횡단류에서 수직으로 분사된 액체 제트의 분열과정에서는 높은 웨버수에서의 bag 혹은 shear 모드와 유사함을 실험적으로 증명하였다. 액주는 큰 스케일의 난류에 의해서 반경방향으로 변형이 발생하여 bag / shear 분열과정을 통해 분열되어진다고 밝혔다.

Dai[6]는 한쪽이 대기에 노출된 사각 충격파관을 사용, 강한 대류유동을 생성하고 이를 구형 액적에 구속시켜 액적의 시간에 따른 2차 분열과정을 연구하였다. 구형의 액적은 액적의 웨버수에 따라서 공기역학적인 항력에 의해서 변형되는데 변형의 정도에 따라 분열과정을 bag breakup, multi mode breakup, 그리고 shear breakup의 세 단계로 구분하였다.

최근, Sallam[7]은 단공노즐을 사용하여 횡단류에 수직하게 분사되는 액체 제트의 분열과정을 연구하였고 그 결과는 Dai가 연구한 구형액적의 분열과정과 유사함을 확인하였다.

현재까지 선행 연구들의 대부분은 단공 노즐로부터 분사된 액체 제트의 분열과정과 분무특성에 집중하여 왔다. 단공 노즐에 대한 연구가 많은 이유는 제작이 간단할뿐더러 위에서 언급

한 것과 같이 분사제트의 형상적 단순성으로 인하여 상대적으로 명확한 해석을 도출할 수 있기 때문이다.

그러나 여기에 반드시 주목하여야 점은 단공제트는 주 대상으로 하는 second wind의 영역에 도달하기 위해서는 매우 빠른 분사속도가 필요하다는 것이다. Fig. 1은 정지대기로 분사 차압이 100 psi일 때 직경 0.5 mm인 단공노즐과 충돌형 노즐을 사용하여 분사된 제트를 촬영한 이미지로써 충돌형 노즐의 경우 미립화가 잘 발생하지만 단공노즐의 경우 분사압력이 비교적 높음에도 불구하고 미립화가 발생하지 못하고 있다. 단공노즐에 의한 분무화는 액상 제트와 정지대기와의 공기역학적 상호작용 (난류제트와 기상의 전단력에 의한 표면 파동 증폭)에 의해 이루어지므로 강한 미립화 및 파동전파구조인 운동량전달 및 침투의 효과가 결여되어 있다. 따라서 단공노즐을 사용하여 양호한 미립화를 이루기 위해서는 상대속도의 증가를 위하여 노즐 직경이 작아야 하며 이에 따른 운동량 소산을 보충하기 위해 분사압력이 높아져야 한다는 단점이 내재되게 된다.

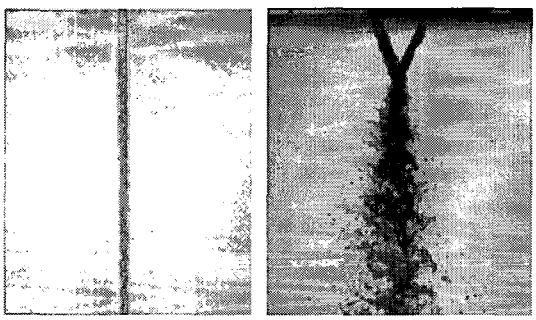


Fig. 1 Liquid jet injected from single orifice($d = 0.5mm$) and impinging orifice($d = 0.5mm$) without crossflow at 100 psi of injection pressure

이에 대한 해결책으로 가장 용이한 것은 제트의 직경을 줄여서 분사속도를 증가시키는 것이나 이는 언급한 것과 같이 높은 수력저항을 의미하여 시스템 적으로 불리하게 된다. 그러므로 램제트나 스크램제트의 연료분사기로 단공노즐을 사용할 경우 대량의 연료 분사를 위해 많은 수의 분사기가 필요하며 높은 정도의 미립화를 위해서는 높은 분사압력과 고속의 대류가 필요하다. 하지만 작동 특성 상 일반적인 공기흡입형 엔진의 연소압력은 높지 않으며 이에 따라 분사압도 낮은 것이 선호된다. 이는 단공노즐에 의한 미립화로는 부족할 수 있다는 의미가 되며 앞서 언급한 것과 같이 공기의 유속을 빠르게 할 경우 화염 유지에 대한 문제점이 수반되게 된다. 결과적으로 가스유동의 간섭과 더불어 더욱 효과적인 액상의 미립화 구조가 요구된다.

따라서 본 연구의 목적은 램제트나 스크램제트의 연료 분사기로써 비교적 저속에서도 미립화 성능이 우수하며 대량의 연료 분사에 적합한 충돌형 인젝터를 사용하여 강한 대류환경에서의 분무특성을 규명하는데 있다.

이를 위해서 충돌형 인젝터로부터 횡단류속으로 수직하게 분사된 충돌형 제트의 분열과정을 연구하였으며, 노즐 출구 하류에서 측정한 SMD의 공간분포를 통해 분무 구조를 연구하였다. 또한 제트 /공기의 운동량비에 의한 침투높이 및 분열 길이를 측정하였다.

2. 실험장치 및 실험방법

2.1 실험장치

Figure 2은 횡단류에 수직 분사되는 액체 제트의 미립화를 측정하기 위해서 구성한 실험장치의 개략도이다. 액상 제트는 가압장치에 의해서 측정부 바닥면에 설치된 분사요소로부터 수직으로 분사되어 미립화되며 이 과정에서 아음속 풍동으로부터 송풍된 공기유동과의 간섭을 통해 그 정도가 향상되게 된다. 미립화 과정은 PC에 장착된 PTU(Programmable Timing Unit) board에 의해 CCD 카메라와 stroboscope가 동기화되어 노출시간 15ns 동안 이미지를 측정하였다.

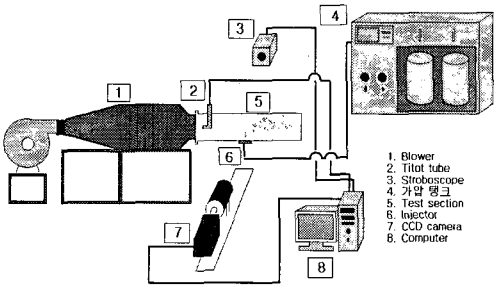


Fig. 2 Scheme of experimental setup for imaging and quatificating spray profiles subject to strongly convective intersecting air flows

실험에 사용한 분사기는 충돌형 인젝터로써 분사공은 2개이며 제트의 충돌각의 60°, 노즐 출구 오리피스 직경은 0.5mm이다. 충돌형 인젝터의 분사압력은 가압장치에 의해 5 ~ 100psi까지 조절가능하며 유량은 2.4 ~ 9.5 g/s, 유량계수는 0.55 ~ 0.65이다. 충돌형 인젝터에 대한 자세한 제원은 Table 1에 나타내었다.

Table 1 The Spectification of pressure impinging injector

오리피스 직경 (mm)	0.5
오리피스 길이 (mm)	3.0
충돌각 (℃)	60
L/d (mm)	6

측정부(150 × 150 × 1000 mm)는 분무과정을 가시화할 수 있도록 투명 아크릴로 제작하였으며 실험부의 500mm지점에 분사요소를 설치하였다. 풍동으로부터 실험부로 유입되는 공기의 유속은 최대 40m/s로써 피토 튜브와 전자 마노메터를 사용하여 계측하였다.

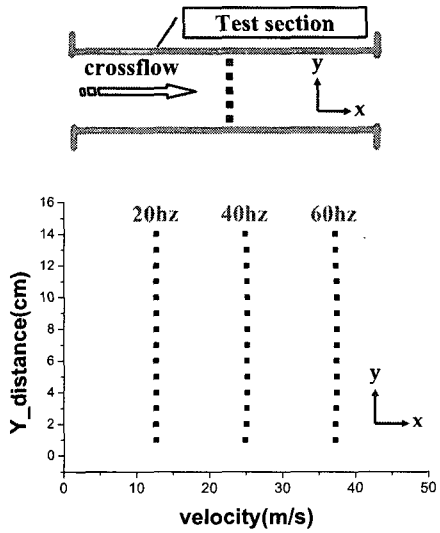


Fig. 3 Velocity profile of Y-axis centerline

대류에 의한 충돌형 제트의 분무 특성을 정확하게 이해하기 위해서는 유동장내의 속도분포가 균일(uniform)하여야 한다. 이를 위하여 하니콤을 풍동 상류에 장착하여 유동균일화를 이루도록 하였다. 그 결과 Fig. 3에서와 같이 유로 단면 수직중심축에서 측정한 유속분포는 부피속도의 변화에 관계없이 균일하게 발생하고 있어 충돌형 제트에 작용하는 간섭유동은 균일함을 보였다.

2.2 실험방법

대류에 의한 충돌형 제트의 분무특성을 분석하기 위해 정지 대기상태에서의 실험을 선행한 후 대류상태에서의 실험을 실시하였다.

먼저 정지 대기상태에서의 실험은 노즐 출구 하류 6cm지점에서 충돌형 제트의 웨버수를 변화시키며 액적 크기 및 액적의 공간분포를 측정하였다.

대류상태에서의 실험은 대류가 충돌형 제트의 미립화에 미치는 영향을 파악하기위하여 충돌형 제트의 웨버수를 일정하게 유지한 상태에서 대류의 속도를 변화하며 실험하였다. 근접촬영을 통해 충돌형 제트의 분열과정을 분석하였고 제트 / 공기 운동량비에 따른 침투높이 및 분열길

이를 측정하였으며 노즐 출구로부터 공기가 불어나가는 방향의 7.5cm지점에서 액적의 크기 및 액적의 공간분포를 측정하였다.

3. 실험결과 및 고찰

3.1 대류 간섭되지 않은 충돌형 분무특성

대류상태에서의 분무특성을 분석하기 위해서는 정지대기상태에서의 충돌형 분무의 특성을 이해할 필요가 있다.

충돌형 분무는 단공노즐의 액주 분열과 달리 제트의 충돌에 의해서 제트면에 수직방향으로 선형의 액막이 형성되고 액막이 분열하여 미립화한다. 일반적으로 분사공의 수에 따라 이중 충돌형, 삼중 충돌형, 분리 충돌형 등으로 나눌 수 있어며 본 실험에서는 비교적 해석이 용이한 이중 충돌형 인젝터(Fig. 4)를 사용하였다.

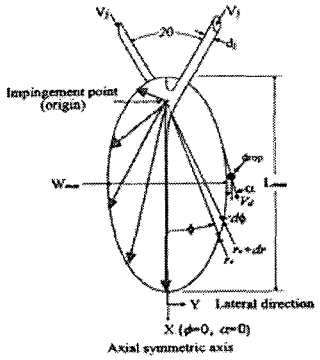


Fig. 4 Schematic Diagram of impinging jet

대류가 없는 상태에서 충돌형 인젝터로부터 분사된 제트는 충돌점에서 서로 충돌하여 운동량을 전달한다. 이 과정에서 제트의 속도는 감소하고 충돌점에서의 정압은 최대가 되며 강한 압력의 구배에 의해서 충돌파(impact wave)가 발생한다. 이 충돌파는 제트면에 수직하게 생성된 선형 액막을 지배하게 되는데 그 중 저주파는 액막에 처음부터 활발하게 작용하여 일종의 띠형태(ligament)로 나타나며 고주파는 최종적인 액적의 크기를 좌우한다.[8]

충돌형 분사기의 경우 제트의 미립화에 영향을 미치는 변수로는 충돌각, 충돌거리, 제트속도, 분사공 직경, 오리피스 길이대 직경비(L/D), 물성치 등이 있다. 각각의 파라메터에 대한 상관관계는 규명하기 힘들지만 Ryan과 Santoro의 연구결과[9]에 의하면 분사압력보다 충돌각에 더 민감하다고 알려져있다.

본 실험에서는 최적혼합(공간분포)을 발생하는 것으로 보고된 충돌각 60도에서 실험하였으며 대류에 의한 충돌형 분무의 특성, 그 중에서도 기화성능 변화를 알아보기 위해서 분사압력에 따른 SMD (D_{32} : Sauter mean diameter) 및 SMD의 공간분포를 측정하였다. SMD는 액적들의 총 체적을 총 표면적으로 나눈 평균치로써 열 및 물질 전달과 관련하여 많이 쓰이고 있다. 즉 액체 제트의 미립화가 좋을수록 SMD는 작아지고 이는 동일한 체적에 대하여 표면적의 증가를 의미하므로 동일한 상태량 구배에서 비례적으로 전달유속의 상승을 가져오게 되므로 이는 기화 지배형의 연소효율을 나타내는 적절한 추정직경이 된다.

Figure 5는 인젝터 출구 하류 6cm 지점에서 충돌형 분무의 단면에 대한 SMD 공간분포이다. 제트의 충돌로 선형 액막이 형성되므로써 SMD 공간분포 역시 X축으로 발달된 형태를 보이고 있으며 공간분포의 중심에서 큰 SMD가 분포하는 중심발달형의 분포를 보이고 있다. 이는 충돌제트의 형상과 관련된다. 즉 원형의 제트가 충돌하게 되면 서로 운동량 교환에 따라 분열이 발생하게 되는데, 여기서 침투깊이에 반비례하여 액적의 크기가 작아지게 된다. 원형 제트에서는 중심선 상에서 가장 두꺼우므로 액적의 크기가 가장 크게 나타나게 된다.

또한 제트의 웨버수가 증가함에 따라서 분사된 제트가 충돌하여 전달하는 운동량이 증가하므로써 충전체적인 충돌형 분무의 SMD는 감소하게 된다.

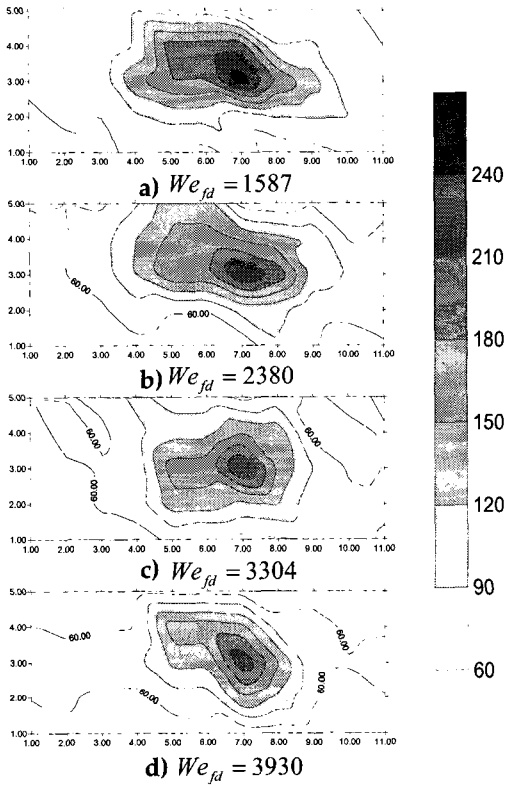


Fig. 5 Cross-sectional distribution of SMD

Figure 6는 fig. 5의 SMD 공간분포에서 X축 중심라인의 SMD이다. 중심으로부터 반경방향으로 갈수록 SMD가 작아짐을 알 수 있으며 이는 SMD 공간분포에서도 설명하였듯이 선형 액막의 속도분도에 의한 액막의 두께와 관련이 있다. 또한 제트의 웨버수가 증가함에 따라서 제트의 충돌에 의한 강한 충돌파가 발생하여 SMD는 작아짐을 알 수 있다.

3.2 대류 간섭 상태에서의 충돌형 분무특성

수직 간섭된 대류에 의한 충돌형 분무의 미립화 특성을 분석하기 위하여 분열과정 및 SMD, SMD 공간분포, 분열길이, 침투높이를 측정하였다.

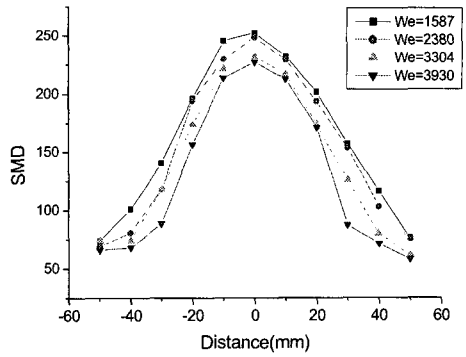


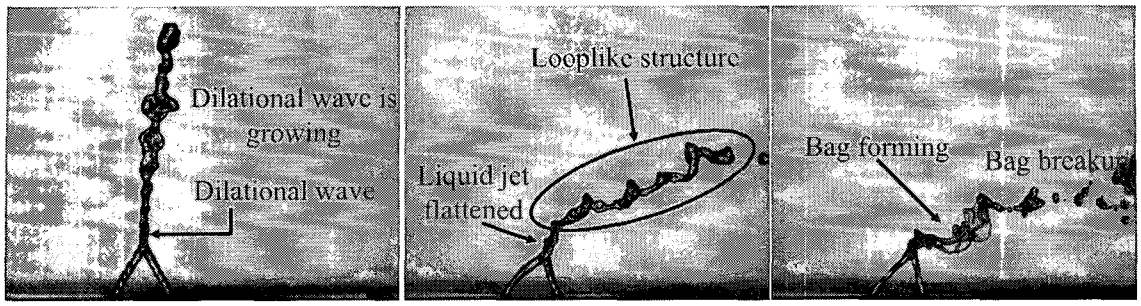
Fig. 6 Centerline SMD of cross-sectional distribution

3.2.1 분열과정

수직 간섭된 대류에 의한 충돌형 제트의 분열과정은 미립화 특성을 이해하고 현실적인 미립화 모델을 정립하는데 도움이 된다. 최근에 단공노즐로부터 분사된 액체 제트의 분열과정에 대한 연구 결과[4, 5, 7]가 많이 있었고 주로 근접촬영한 분열 이미지를 통해 이루어 졌다. 하지만 충돌형 인젝터로부터 분사된 액체 제트의 분열과정에 대한 분열 메커니즘은 아직까지 완벽하게 규명되지 않았다. 본 실험에서는 분열과정을 해석하기위하여 노즐 출구에서 스트로보스코프와 CCD카메라를 사용하여 분열과정을 근접 촬영하였다.

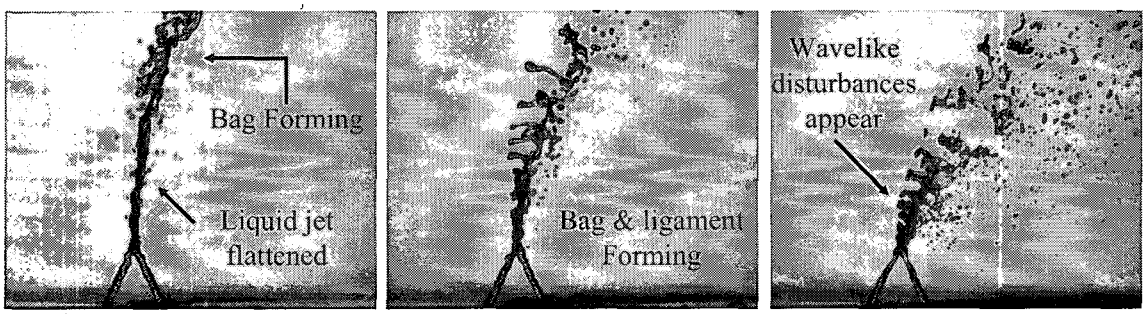
충돌형 제트의 분사속도와 대류의 속도는 무차원수인 웨버수로 나타내었다. 대류에 의한 충돌형 분무는 제트의 웨버수($We_{fd}=\frac{\rho_f du_f^2}{\sigma}$)와 대류의 웨버수($We_{gd}=\frac{\rho_g du_g^2}{\sigma}$)의 비, 즉 제트 / 공기의 운동량 비($q=\frac{\rho_f du_f^2}{\rho_g du_g^2}$)에 따라서 달라진다.

Figure 7는 충돌형 제트의 웨버수가 87일때 제트 / 공기의 운동량비에 따른 분열과정을 보여주고 있다. Fig. 7의 a)는 대류의 영향이 거의 없는



a) $We_{gd} = 1,\ q = 283$ **b)** $We_{gd} = 10,\ q = 17$ **c)** $We_{gd} = 16,\ q = 11$

Fig. 7 Breakup process at We_{fd} = 87



a) $We_{gd} = 3,\ q = 226$ **b)** $We_{gd} = 6,\ q = 101$ **c)** $We_{gd} = 24,\ q = 25$

Fig. 8 Breakup process at We_{fd} = 302

상태에서 충돌형 제트의 분열 과정을 보이고 있다. 제트의 웨버수가 낮아 선형의 액막을 형성할 정도의 충분한 운동량을 전달하지 못하여 충돌점에서 하나의 액주를 형성하고 액주 분열을 통해 미립화 된다. 이는 낮은 제트의 웨버수 영역에서 단공노즐로부터 분사된 액체 제트에서 나타나는 전형적인 "Rayleigh like breakup"을 보여주고 있다. 두 제트의 충돌로 인한 충돌파에 의해서 충돌점으로부터 정맥류형의 상호 대칭적인 파동이 액주에 생성되고 이 파동의 진폭이 증폭되어 액주는 성장한다. 그 후 액주는 관성력과 표면장력에 의해서 정맥류형 파동의 마디 부분에서 액적으로 분열된다. Fig. 7의 b)는 대류에 의한 공기역학적인 효과가 액주에 영향을 주기 시작하는 단계이다. 대류는 공기 유동이 원통형을 흘러 지나갈 때와 유사하게 액주와 간섭을 일으킨다. 즉 액주의 전면에서는 대류의 속도가 감속하여 압력이 높고 액주의 후면은 상대적으로 압력이 낮기 때문에 압력 저항에 의해서 평평하게 변형되어 지고 대류의 방향으로 휘어지게 된다. 액주는 공기역학적인 항력에 의해서 타원형으로 평평하게 변형되어지고 액주의 타원화된 정도 즉 대류와 간섭을 일으키는 액주의 전면이 얼마나 평평하느냐의 차이에 의해서 대류에 의한 항력이 차이가 난다. 이 차이에 의해서 액주는 Fig. 7의 b)에서 보는 바와 같이 파도의 물결(looplike structure)처럼 나타나게 된다. 분열은 물결모양의 액주가 대류에 의해서 연결고리가 끈어짐으로써 액적으로 미립화 한다. Fig. 7의 c)는 bag breakup을 보여주고 있다. 대류의 웨버수가 더 증가하게 되면 "자루" 모양처럼 불룩한 형태(bag)가 액주에 나타나게 되고 이 자루모양의 액주가 분열되어 액적이 된다. 이 자루 모양의 형태는 Fig. 7의 b)에서 물결모양의 고리를 연결하는 마디와 마디 사이에서 나타나며 평평해진 액주의 후면보다 액주의 전면에서의 압력이 더 높기 때문에

이 압력차에 의해서 액주의 가운데 부분이 변형되어 불룩한 자루 모양으로 나타난다. 이 자루모양의 구조는 대류에 의해서 액사나 액적으로 분열된다.

Figure 8는 충돌형 제트의 웨버수가 302일때 대류속도에 따른 분열과정을 보여주고 있다. 제트의 웨버수가 302가되면 충돌형 제트는 선형의 액막을 형성하고 대류에의한 액막분열을 통해 미립화 한다. 충돌형 제트는 제트의 충돌로 인해서 선형의 액막이 형성된다. 선형액막은 액막의 전면이 원통형 액주에 비해서 평평하게 변형되어 있기 때문에 공기역학적인 항력이 직접적으로 작용할 수 있는 구조이며 대류와의 간섭을 일으키는 면적 또한 원통형 액주에 비해서 훨씬 넓기 때문에 공기역학적인 항력이 크게 작용하여 미립화가 일어나기기 쉬운 구조가 된다.

Figure 8의 a)는 bag breakup에 의한 분열을 보여주고 있다. 제트의 충돌점 부근에서는 액막의 운동량이 공기역학적인 항력보다 커서 변형이 나타나지 않다가 충돌점으로부터 멀어질수록 액막의 운동량이 감소하여 공기역학적인 항력에 의한 분열이 발생한다. 즉 Fig. 8의 a)의 상단부에서 볼 수 있듯이 액막은 "자루"모양의 형태(bag)로 변형되고 그 후 bag breakup에 의해서 액적으로 분열된다.

Figure 8의 b)와 c)는 multi mode breakup에 의해서 분열됨을 보여준다. multi mode breakup은 bag breakup 과 shear breakup사이의 중간영역에서의 분열과정으로 두 과정의 특성들이 나타난다. Fig. 8의 b)는 bag / plume breakup으로써 증가된 공기역학적인 압력이 선형액막의 초기부분에서부터 작용하여 액막의 표면이 자루모양으로 변형되거나 긴 실모양의 액사로 변형된다. 전면 액막에 작용하는 대류가 액막을 따라서 가속됨에 따라 액막에 나타난 액사들은 발달하게 되며 긴 파장의 작용에 의해 액사들은 비교적 넓은 간격을 두고 나타난다. 이 자루모양의 분열과 액사가 분열하여 액적들로 미립화 한다. Fig. 8의 c)는 plume / shear breakup로써 shear breakup에 가장 근접한 분열 형태를 보이고 있다. 대류에 의한 영향이 증가되면 액막 전면에 파동 같은 교란이 생성되며 이 교란에 의해서 액사들이 액막에 나타난다. Fig. 8의 b)에서 나타나는 액사들의 간격에 비해 그 간격이 좁으며 이는 액막에 짧은 파장이 작용하기 때문이다. 액사는 공기와의 상대속도차에 의한 전단력에 의해 액적들로 분열된다.

3.2.2 SMD 공간분포

노즐 출구로부터 X-축 하류 7.5cm지점에서

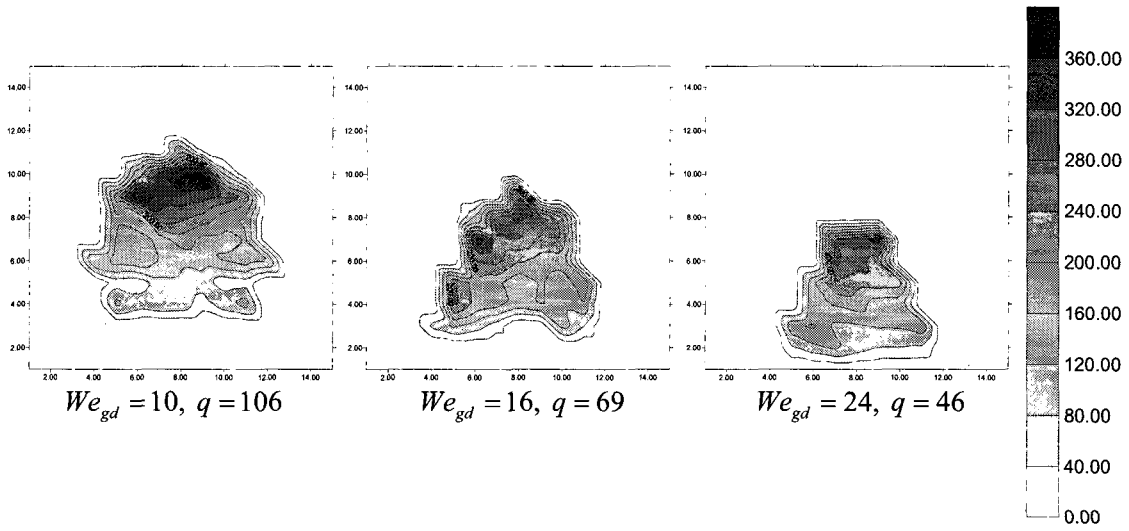


Fig. 9 Cross-sectional distributio ns of SMD at We_{fd} = 547

충돌형 제트의 웨버수를 547으로 일정하게 유지하고 대류속도를 증가함에 따라서 충돌형 분무의 SMD 공간분포를 측정하였으며 그 결과는 Fig. 9에 나타내었다. SMD 공간분포는 대류의 속도가 증가함에 따라서 원형에 가까운 형태에서 삼각형의 형태로 나타난다. 액막으로부터 분열된 액적들은 액막의 중심라인에서 큰 액적이 분포하며 반경으로 갈수록 작은 액적들이 분포하게 되는데 대류의 속도가 증가하게 되면 작은 액적들은 운동량을 쉽게 잃어 버려 Y축 방향으로 침투가 쉽지 않은 반면에 중심라인에서의 큰 액적들은 운동량을 잃지 않고 관성력에 의해 작은액적들에 비해 더 깊은 침투가 가능함으로써 삼각형에 가까운 분포가 발생한다.

또한 대류의 속도가 증감에 따라서 전체적으로 수직으로 침투하려는 액적들의 수직성분 운동량이 감소함으로써 SMD의 공간분포의 높이도 낮아짐을 알수 있다.

공간 분포내에서 SMD는 공간분포의 꼭대기에서 가장 높게 나타나게 되는데 이는 앞서 설명했듯이 큰 액적들은 쉽게 운동량을 잃지 않기 때문이다. 또한 벽면 근처에서 작은 액적들이 분포하는 것은 표면분열에 의해서 액막으로부터 작은 액적들이 분열하였기 때문이다.

3.2.3 수직 방향으로의 액적 직경변화

Figure 10은 Fig. 9의 SMD 공간분포에서 Y축 중심라인의 SMD를 나타낸다. SMD는 벽면 아래로부터 위로 올라갈수록 증가하며 제트 / 공기의 운동량비가 증가함에 따라서 동일한 크기의 SMD가 나타나는 위치는 높아짐을 알 수 있다. 이는 제트 / 공기의 운동량비가 증가함으로써 수직으로 침투할려는 제트의 운동량이 침투를 감소시키는 대류의 운동량에 비해 증가함으로써 동일한 크기의 액적들은 운동량이 적을 때에 비해서 더 높이 침투할 수 있기 때문이다.

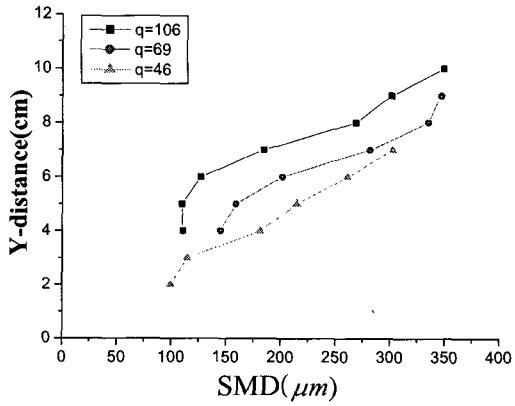


Fig. 10 Centerline SMD of cross-sectional distributions

3.2.4 침투 높이와 분열길이

침투높이는 수직으로 분사되는 제트의 운동량과 대류의 운동량에 따라서 즉 제트 / 공기의 운동량 비에 따라서 달라진다. 본 실험에서는 노즐 출구로부터 X축 거리에 따른 침투높이의 변화보다는 운동량비에 대한 영향을 확인하기 위해 노즐 출구로 부터 X축 하류 4mm지점에서 운동량 비에 따른 침투높이를 측정하였다.

Figure. 11에서 볼 수 있듯이 제트의 웨버수가 일정할 때 대류속도가 증가함에 따라서 충돌형 제트의 침투높이는 낮아진다. 수직으로 침투할려는 제트의 운동량은 일정한 반면 대류의 운동량은 증가하여 제트에 더 많은 운동량을 전달함으로써 침투높이는 감소하게된다. 또한 대류속도가 일정할 때 제트의 웨버수가 감소함에 따라서 침투높이는 낮아진다. 이는 제트의 웨버수가 일정할 때와는 반대로 대류의 운동량 전달은 일정한 반면 수직으로 침투할려는 제트의 운동량이 감소함으로써 침투높이는 낮아진다. 즉 제트의 웨버수가 일정할 때 대류의 속도가 증가하거나 대류의 속도가 일정할 때 제트의 웨버수가 감소한다는 것은 운동량비의 감소를 의미한다. 따라서 제트 / 공기의 운동량비가 감소할수록 침투높이는 낮아지는 경향을 보인다.

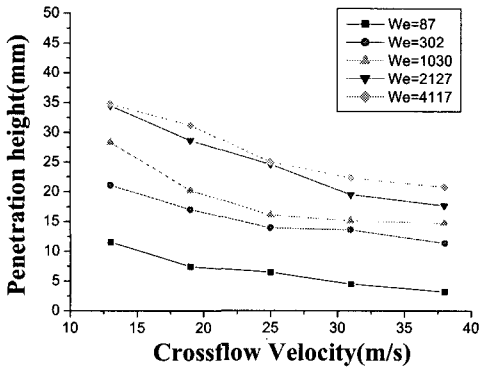


Fig. 11 Penetration height

분열길이는 충돌형 제트의 액막이 액사(ligament)나 액적으로 분열하는 위치로 정의 되며 대류의 속도와 제트의 웨버수에 따라서 측정하였으며 그 결과는 Fig. 12에서 볼 수 있다. 대류의 속도가 증가함에 따라서 공기역학적인 효과에 의해서 분열길이는 큰 폭으로 감소함을 알 수 있다. 제트의 웨버수가 증가함에 따라서 분열길이는 증가하다가 다시 감소한다. 이는 웨버수가 작을 때는 제트는 분열이 쉽게 발생할 수 있는 구조가 아니기 때문에 일정 웨버수까지는 분열길이가 증가하다가 웨버수가 더 증가하게되면 즉 난류의 영향으로 분열길이는 짧아진다.

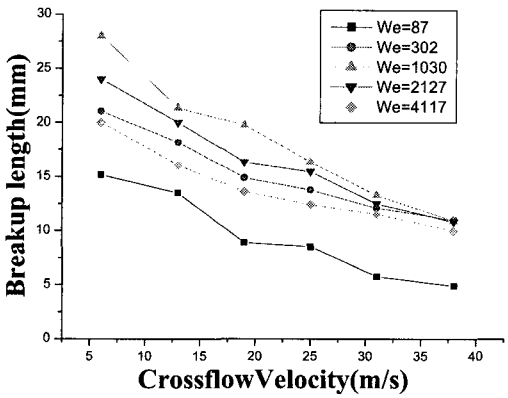


Fig. 12 Breakup length of liquid sheets

또한 대류의 속도가 작은 영역보다는 대류의 속도가 큰 영역에서 웨버수에 따른 분열길이의 차이가 작게 나타난다. 이는 충돌형 제트의 분열길이는 제트의 웨버수 보다 대류에 의한 공기역학적인 효과에 더 민감함을 알 수 있다.

4. 결 론

본 실험에서는 강한 대류속으로 수직하게 분사되는 충돌형 제트의 분무 특성을 실험적으로 연구하였다. 충돌형 제트의 웨버수와 대류속도에 따라서 충돌형 제트의 분열과정을 분석하였으며 SMD의 공간분포, 분열길이, 침투높이 등을 측정하였다. 실험에서 얻은 결과는 다음과 같다.

1) 정지대기상태에서의 충돌형 제트는 중심에서 큰 SMD 분포를 보이는 중심발달형의 분포를 보인다.
2) 대류상태에서의 충돌형 제트의 분열과정은 제트의 웨버수가 낮을 경우 충돌에 의한 선형 액막이 형성되지 않고 액주 분열을 발생하며 제트의 웨버수가 선형 액막을 형성할 정도로 높은 영역에서는 액막 분열을 통해 미립화 한다.
3) 대류상태에서의 SMD 공간분포는 공간분포의 상단부에서 큰 SMD가 나타나며 운동량비가 증가함에 따라서 공간분포의 면적은 증가하며 공간분포의 전체적인 높이 역시 증가한다.
4) 대류 상태에서 수직방향으로의 SMD 변화는 벽면 아래로부터 상부로 갈수록 커진다.
5) 대류상태에서의 침투높이와 분열길이는 대류의 속도가 증가함에 따라서 감소한다.

참 고 문 헌

1. T.T.Nguyen and A.R.Karagozian, "liquid fuel jet in subsonic crossflow", jet propulsion, vol.8, NO.1, 1992, PP.21-27.
2. Geroge P. Sutton, "Rocket Propulsion

Elements" 6th ed., John Wily $ Sons. inc., 1992, pp. 168-281.
3. Pei-Kuan Wu, Kevin A. Kirkendall, and Raymond P. Fuller and Abdollah S. Nejad, "Spray structures of liquid jets atomized in subsonic crossflow", journal of propulsion and power, vol. 14, No. 2, 1998.
4. Pei-Kuan Wu, Kevin A. Kirkendall, and Raymond P. Fuller and Abdollah S. Nejad, "breakup processes of liquid jets in subsonic crossflow", journal of propulsion and power, vol. 13, No. 1, 1997.
5. K.A. Sallam, Z. Dai, G.M. Faeth, "liquid breakup at the surface of turbulent round liquid jets in still gases", international journal of multiphase flow, Vol. 28, 2002, pp427-449.
6. Z. Dai, G.M. Faeth, "Temporal properties of secondary drop - breakup in the multimode breakup regime", international journal of multiphase flow, vol. 27, 2001, pp217-236.
7. K.A. Sallam, C. Aalburg, G.M. Faeth, "breakup of round nonturbulent liquid jets in gaseous crossflow", AIAA journal, vol. 42. No 12, 2004, pp2529-2540.
8. 이은제, "충돌형 분사기의 운동량비에 따른 미립화 특성에 관한 실험적 연구", 연세대학교 석사학위 논문, 2001.
9. H. M. Ryan, W. E. Anderson, S. Pal and R. J. Santoro, "Atomization Chracteristics of Im pinging Liquid Jets," AIAA Paper 93-0230, 1993. Jan.
10. Lefebvre, A.W., "Atomization and sprays", Hemisphere publishing corporation, 1989.