한국추진공학회 2005년도 추계학술대회 논문집 pp.395~406 2005 KSPE Fall Conference

수직 간섭된 램공기 대류에 의한 스월 분무의 미립화 촉진에 관한 연구

이상승* · 윤웅섭**

Spray characteristics of swirl sprays introduced into the strongly convective flow

Sangseung Lee* · Woong-Sup Yoon**

ABSTRACT

Important characteristics of swirl 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 first increases and then decreases before again increasing.

Key Words: Momentum ratio(모멘텀비), Swirl injector(스월 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 직경 1mm의 스월 노즐을 사용하여 분사된 제트를 촬영한 이미지로써 스월 노즐의 경우 완전히 발달된 분무에서 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.

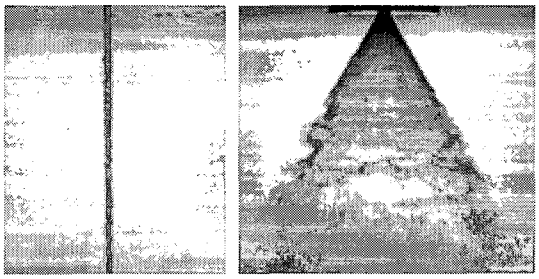


Fig. 1 Liquid jet injected from single orifice($d = 0.5mm$) and swirl orifice($d = 1mm$) without crossflow at 100 psi of injection pressure

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 연구에서는 램제트나 스크램제트의 연료 분사기로써 비교적 저속에서도 미립화 성능이 우수하며 대량의 연료 분사에 적합한 스월 분무를 적용하여 강한 대류환경에서의 분무특성 향상을 알아보고자 하였다.

이를 위해서 스월 인젝터로부터 횡단류속으로 수직하게 분사된 스월 제트의 분열과정을 실험하였으며, 미립화 종료된 상태의 분무에서의 SMD 공간분포를 통해 분무 구조에 관련된 미립화 성능을 고찰하였다. 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.

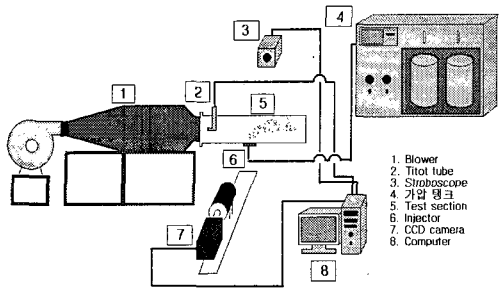


Fig. 2 Scheme of experimental setup for imaging and quatificating spray profiles subject to strongly convective intersecting air flows

실험에 사용된 스월 분사요소는 4개의 유입공이 접선방향으로 가공되었으며 요소출구를 유입포트를 통해 접선방향으로 액체가 유입되고 노즐 출구 오리피스 직경은 1mm이다. 스월 인젝터의 분사압력은 가압장치에 의해 5 ~ 100psi까지 조절가능하며 유량은 2.4 ~ 9.3 g/s, 유량계수는 0.28 ~ 0.33이다. 스월 인젝터에 대한 자세한 제원은 Table 1에 나타내었다.

Table 1 The Spectification of pressure swirl injector

Swirl chamber diameter(mm)	2.5
Orifice exit diameter(mm)	1
Swirl chamber length(mm)	12
Orifice length(mm)	1.5
Entry slots(number)	4

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.

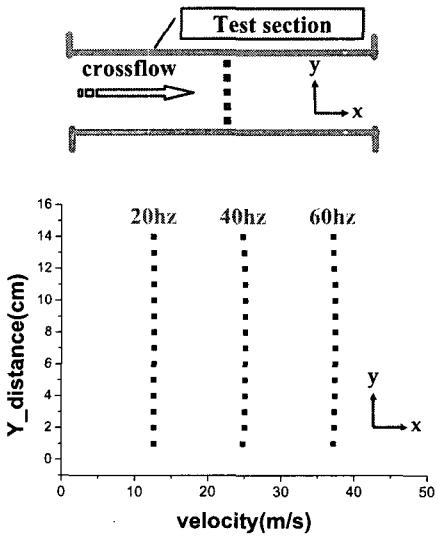


Fig. 3 Velocity profile of Y-axis centerline

대류에 의한 스월 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 스월 제트에 작용하는 간섭유동은 균일함을 보였다.

2.2 실험방법

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

먼저 정지 대기상태에서의 실험은 노즐 출구 하류 4cm지점에서 스월 제트의 웨버수를 변화시키며 액적 크기 및 액적의 공간분포를 측정하였다.

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

를 측정하였으며 노즐 출구로부터 공기가 불어 나가는 방향의 7.5cm지점에서 액적의 크기 및 액적의 공간분포를 측정하였다.

3. 실험결과 및 고찰

3.1 대류 간섭되지 않은 스월 분무특성

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

스월 분무는 단공노즐의 액주 분열과 달리 액막 분열을 통해서 미립화한다. 스월 분사요소의 스월 챔버내로 액체가 접선방향으로 유입되므로써 높은 회전속도에 의해 중심라인에서 공기코어를 형성하고 회전하는 유체는 노즐 오리피스 출구에서 분사되어 원심력에 의해 중공 원추형의 액막을 형성한다. 액막은 노즐 출구로부터 멀어질수록 두께가 얇아져서 불안정해지고 그 후 액사(ligament)나 액적으로 분열한다.[8]

스월 분무에 관한 연구는 분사압력, 유입포트의 수나 면적, 길이-반경비 등의 변화에 따른 분무각이나 분열길이, 액막의 두께, 액적크기, 공간분포 등에 대해서 이루어졌다.[8, 9, 10, 11] 본 실험에서는 대류에 의한 스월 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.

정지 대기상태에서 측정한 SMD의 공간분포 및 SMD의 결과를 Fig. 4와 Fig. 5에 나타내었다.

본 실험에서는 분사압력이나 분사속도 대신에 미립화 특성을 나타내는 무차원수인 웨버수 (Weber Number : $We = \frac{\rho d u^2}{\sigma}$)를 사용하였다. 일반적으로 미립화는 액체의 표면을 결합시키는 표면장력이 외부나 내부의 요인에 의해서 깨어질 때 발생하며 이 둘의 관계, 즉 표면장력에 의한 힘과 운동량에의한 힘의 비가 웨버수이다. 따라서 웨버수는 액체 제트의 미립화를 평가하는 기준으로 많이 쓰이고 있다.

Figure 4는 스월 제트의 웨버수를 증가시키며 노즐 출구 하류 4cm지점에서 측정한 스월 분무의 SMD 공간분포이다. Fig. 4의 a는 스월 제트의 웨버수가 작아서 즉 노즐출구에서 반경방향의 속도성분이 축방향 속도성분에 비해서 작기 때문에 충분히 발달된 중공 원추형의 액막을 형성하지 못하여 원형에 가까운 SMD 분포를 보인다. SMD는 원형의 중심에서 크게 나타난다.

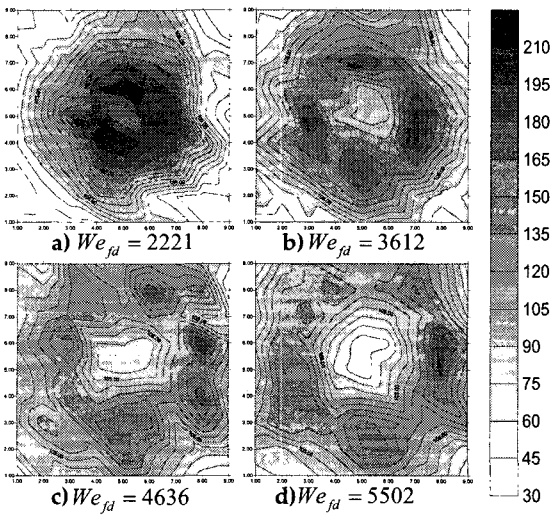


Fig. 4 Cross-sectional distributions of SMD

스월 제트의 웨버수가 증가하게 되면 Fig. 4의 b, c, d에서처럼 환형의 형태로 나타나고 SMD는 환형부분에서 크게 나타난다. 이는 웨버수의 증가에 따라서 중공 원추형의 액막이 형성되고 액막부분에서 큰 액적들이 분포하기 때문이다. 또

한 웨버수가 증가함에 따라서 스월 분무의 분무각이 커지기 때문에 환형의 크기 역시 커짐을 볼 수 있다. 이 등분포곡선에서 웨버수의 증가에 따른 변화와 더불어 환형의 분무영역에서 네군데의 밀집 영역들이 관찰되는데 이는 4개의 유입공의 효과이다. 즉, 유입공을 통과한 유체는 급격한 압력변화를 겪게 되고 이 진행압력파가 협소한 분사요소 내 공간에서 확산되지 못하고 방출됨으로써 발생한 것이다.

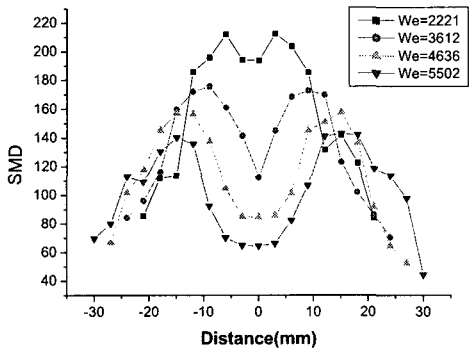


Fig. 5 Changes of SMD along the horizontal axis on the cross-sectional distributions

Figure 5은 제트의 중심축을 기준으로 한 단면에서의 SMD 변화를 나타낸 것이다. 중심에서 반경반향으로 멀어질수록 SMD는 증가하다가 다시 감소함을 볼 수 있다. 이는 중공 원추형의 액막 분열 때문에 액막이 분열하는 위치에서 SMD가 크게 나타나고 액막의 중심과 외곽에서는 작게 나타나기 때문이다. 또한 스월 제트의 웨버수가 증가할수록 중공 원추형 액막이 발달하여 이러한 경향은 뚜렷하게 나타나며 전체적으로 SMD는 작아진다. 스월 제트의 웨버수가 증가함에 따라서 분무각이 증가하여 가장 큰 SMD는 중심에서 먼 지점에 나타남을 볼 수 있다. 이는 웨버수의 증가는 곧 분사속도의 증가를 의미하는데 스월형 분사요소에서의 분사속도 증가는 유입공에서의 접선방향속도의 증가로 반영되므로 이에 의해 반경방향 속도성분이 상대적으로 커지기 때문이다.

3.2 대류 간섭상태에서의 스월 분무특성

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

3.2.1 분열과정

최근 횡단류내에 단공노즐로부터 분사된 액체 제트의 분열과정에 대한 연구 결과[4, 5, 7]가 많이 있었고 주로 근접촬영한 분열 이미지를 통해 이루어 졌다. 하지만 스월 분사요소로부터 분사된 액체 제트의 분열과정은 액막 분열과정으로 현상이 복잡하고 해석이 난해하여 정확한 분열 메커니즘이 규명되지 않았다. 본 실험에서는 그 메커니즘을 이해하기 위하여 스트로보스코프와 CCD 카메라를 사용하여 분열과정을 근접 촬영하였다.

대류의 영향이 없을 때 스월 분무는 웨버수가 증가함에 따라서 처음에는 액주형태 (dribble stage, distorted pencil)에서 중공 원추형의 분무형태(onion stage, tulip stage, fully developed spray)로 발달한다.[8] 본 실험에서 대류에 의한 분열과정을 근접 촬영한 결과 스월분무의 형태에 따라서 분열과정이 달라짐을 확인하였으며, 수직 간섭된 대류에 의한 분열과정을 해석하기 위해서 스월 제트의 웨버수($We_{fd} = \frac{\rho_f d u_f^2}{\sigma}$)를 122, 422, 1440으로 일정하게 유지하고 대류속도를 변화시켜가며 특성의 변화를 알아보았다. 대류 속도 또한 웨버수($We_{gd} = \frac{\rho_g d u_g^2}{\sigma}$)로 나타내었으며, 대류에 의한 스월 분무는 제트 / 공기의 웨버수 비, 즉 제트 / 공기의 운동량 비

$(q = \frac{\rho_f du_f^2}{\rho_g du_g^2})$에 따라서 달라진다.

Figure 6는 스월 제트의 웨버수가 122일때 대류속도에 따른 분열과정을 보여주고 있다. 웨버수가 122일 때 스월 분무는 중공 원추형의 액막을 형성하지 못하고 정지대기 상태에서 볼 수 있는 "dribble stage", 또는 "distorted pencil"의 분무형태를 보이며 액막 분열보다는 단공노즐에서의 액주분열과 유사하게 분열이 일어난다.

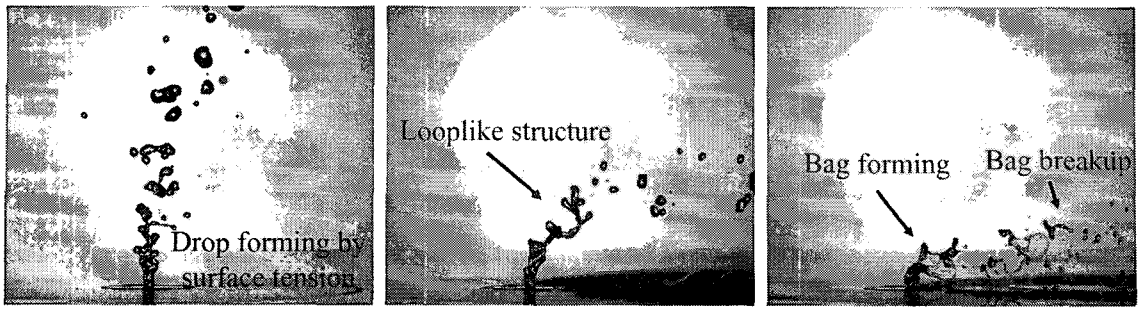
제트의 웨버수와 대류속도가 작을 때 단공노즐의 액주분열에서 볼 수 있는 "Rayleigh-like breakup"의 형태가 Fig. 6의 a에서 볼 수 있다. 단공노즐의 액주에서 볼 수 있는 대칭형의 파동은나타나지 않지만 액주는 표면장력에 의해 구형의 돌출부들로 변형되며 관성력에 의해 액적으로 분열한다. 대류의 속도가 증가하게되면 공기역학적인 효과에 의해서 Fig. 6의 b처럼 "looplike"의 액주분열과정을 보인다. 수직 간섭된 대류는 Dai[6]의 연구결과처럼 공기역학적인 항력(drag force)에 의해 액주를 평평하게 변형시킨다. 대류는 액주의 전면에서 속도가 감소하여 압력이 상승하고 상대적으로 액주의 후면은 압력이 낮아 원통형의 액주를 타원형으로 평평하게 변형시킨다. 이 변형의 정도에 따라서 액주에 작용하는 공기역학적인 항력이 달라지며 변형이 큰 부분에서는 액주의 전면과 후면의 압력차에 의한 공기역학적인 항력이 크게 작용하여 뒤로 볼록하게 나타나게 되며 그림에서와 같이 물결모양의 고리 구조를 보이게 된다. 이 물결모양의 연결고리가 분열하여 액적으로 미립화한다.

대류의 속도가 더 증가하게 되면 Sallam[5, 7]과 Zai[6]의 연구결과에서 볼 수있는 "bag breakup"이 나타난다. Fig, 6의 b에서 나타난 물결모양의 연결고리는 대류의 속도가 증가함에 따라 볼록하게 들어간 부분에서 더 큰 동압에 따라 전압이 상승하여 Fig. 6의 c에서 처럼 "bag" 구조를 형성하며 이 "bag" 구조가 분열하여 액적으로 미립화 한다.

Figure 7는 스월 제트의 웨버수가 422일때 대류 속도에 따른 분열과정을 보여주고 있다. 스월 제트의 웨버수가 422일 때 스월 분무는 발달된 중공 원추형 액막을 형성하지 못하고 Fig. 7의 a와 같이 정기대기상태에서 볼 수 있는 "onion stage"의 분무형태가 나타난다. 노즐 출구로부터 분사된 스월 제트는 처음에 원추형 액막을 형성하지만 원심력에 의한 반경방향으로 작용하는 힘이 표면장력에 비해 작아 Fig. 7의 a와 같이 원추형 액막은 오므라든 후 액사로 분열되고 액사가 분열하여 액적으로 미립화 한다. 즉 대류속도가 작을 경우에는 정지대기상태에서의 "onion stage"에서의 분열과 유사하게 나타난다. 대류의 속도가 증가하게 되면 Fig. 7의 b와 같이 액막이 성장함을 볼 수 있다. 정지대기상태에서의 실험에서는 제트의 웨버수가 증가함에 따라서 액막이 성장하는 반면에 스월 분무가 충분히 발달된 중공 원추형의 액막으로 성장하기 이전의 "onion stage"에서는 대류에 의해서 액막이 성장함을 확인하였다. 대류에 의해서 스월 제트의 전면 액막은 평평하게 변형되어 수직으로 성장하며 후면 액막은 오므라들려고 하는 표면장력에 비해 반대방향으로 공기역학적인 압력이 더 크게 작용하기 때문에 액막은 오므라들지 않고 성장하게 된다. 또한 이와같이 성장된 액막은 스월 구조에 따라 다시 전면으로 이동하게 되어 전체적으로 큰 액막을 만들게 된다. 그 후 액막은 액사로 분열하며 액사는 액적으로 분열한다.

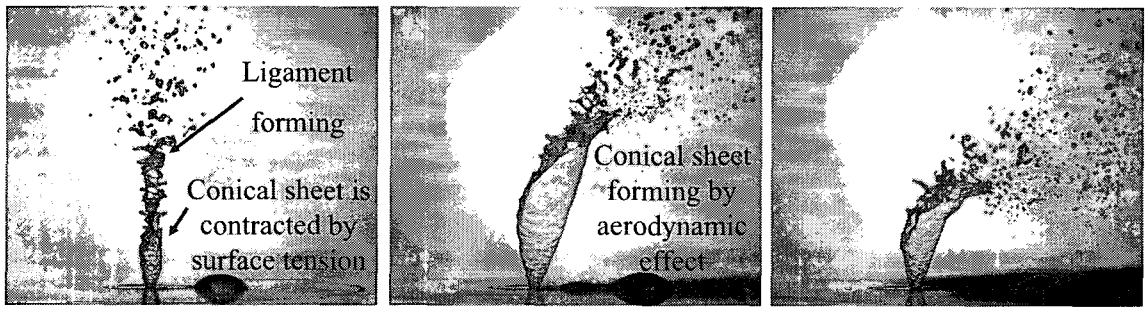
대류속도가 더 증가하게 되면 Fig. 7의 c와같이 전면의 액막은 대류와의 상대속도차에 의한 전단력과 긴 파장의 교란에 의해 "V" 나 "U" 자 홈의 형태로 뜯겨져 나가며 분열하고 후면의 액막은 전면의 액막분열로 약해진 공기역학적인 항력에 의해 바로 분열이 일어나지 않고 성장한 후 액사나 액적으로 분열한다.

Figure 8은 스월 제트의 웨버수가 1440일 때 대류 속도에 따른 분열과정을 보여주고 있다. 스월제트의 웨버수가 1440이 되면 스월 분무는 Fig. 8의 a와 같이 발달된 중공 원추형의 액막을 형성한다. 대류속도가 증가함에 따라서 전면의 액막은 대류와의 상대 속도차에 의한 전단력에 의해 분열이 발생하며 후면의 액막은 약해진



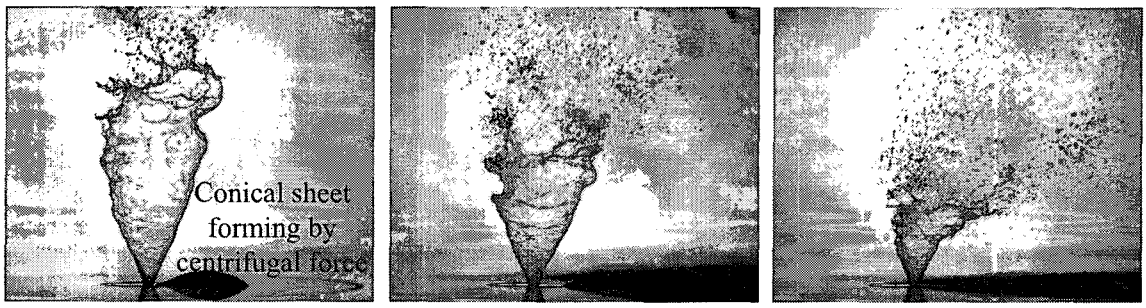
a) $We_{gd}=1,\ q=283$ **b)** $We_{gd}=6,\ q=65$ **c)** $We_{gd}=24,\ q=17$

Fig. 6 Breakup process at We_{fd} = 122



a) $We_{gd}=1,\ q=977$ **b)** $We_{gd}=3,\ q=226$ **c)** $We_{gd}=6,\ q=101$

Fig. 7 Breakup process at We_{fd} = 422



a) $We_{gd}=1,\ q=3330$ **b)** $We_{gd}=3,\ q=772$ **c)** $We_{gd}=10,\ q=199$

Fig. 8 Breakup process at We_{fd} = 1440

대류에 의해 상대적으로 늦게 분열이 발생한다. 스월 제트의 웨버수가 422일 때에비해서 1440일 경우 원심력이 더 크게 작용하기 때문에 전체적으로 원추형의 형태가 뚜렷이 나타나고 전면 액막과 후면 액막의 분열이 비슷한 높이에서 발생한다.

3.2.2 SMD 공간분포

노즐 출구로부터 X-축 하류 7.5cm지점에서 스월 제트의 웨버수를 766으로 일정하게 유지하고 대류속도를 증가함에 따라서 스월 분무의 SMD 공간분포를 측정하였으며 그 결과는 Fig. 9에 나타내었다. 정지대기상태에서 충분히 발달한 스월 분무의 SMD 공간분포가 환형의 대칭적인 형태를 보인 반면에 대류 상태에서는 대류속도가 증가함에 따라서 타원형의 납작한 형태의 분포를 보인다. 이는 제트와 공기의 운동량비로 설명가능하다. 스월제트의 웨버수가 일정한 상태에서 대류의 속도가 증가하면 제트 / 공기의 운동량비는 감소한다. 즉 수직으로 침투할려는 제트의 운동량은 일정한데 비해서 대류의 운동량은 증가하여 스월 제트를 하류방향으로 더 많이 휘어지게 함으로써 스월 분무는 타원형의 납작한 형태로 나타나게 된다.

공간분포내에서 SMD는 중심에서 작게 나타나며 대체적으로 외곽에서 크게 나타난다. 이는 스월 분무의 형상과 관련 있다. 중공 원추형의 액막의 특성 때문에 공간분포의 중심에서 SMD는 작게 나타나며 정지대기상태에서의 결과에서 볼 수 있듯이 액막에서 분열한 액적들은 대체적으로 큰 액적들이 많다. 큰 액적들은 대류에 의해서 관성력을 쉽게 잃지 않기 때문에 외곽에 주로 분포하여 SMD는 공간분포의 외곽에서 크게 나타난다.

3.2.3 수직 방향으로의 액적크기의 변화

스월 제트에서 대류에 의한 영향이 많은 부분은 중심부분의 액막에서 나타나며 SMD 공간분포에서 중심축 즉 Y-축 중심라인에서의 SMD를 통해 확인 하였다. Fig. 10에서 볼 수 있듯이 제트 / 공기의 운동량비에 관계없이 아래 벽면으로부터 위로 증가함에 따라서 중심축에서의 SMD는 증가하였다가 다시 감소한 후 다시 증가한다. SMD가 벽면에서 작게 나타나는 것은 표면 분열 즉 대류에 의한 전단력에 의해 스월 제트의 표면에서 작은 액적들이 떨어져 나가기 때문이다. 벽면에서 SMD가 작게 나타난다는 것은 벽면에서의 점화가 유리함을 보이고 있다. Y축 거리가 증가함에 따라 처음에 SMD가 증가하는 부분은 후면의 액막에서 분열한 큰 액적들 때문이며 그 후 SMD가 감소하는 부분은 전면 액막과 후면 액막 사이의 공간으로 작은 액적들이 분포하기 때문이다. 그 후 SMD가 다시 증가하는 부분은 전면의 액막에서 분열한 큰 액적들 때문에 크게 나타난다.

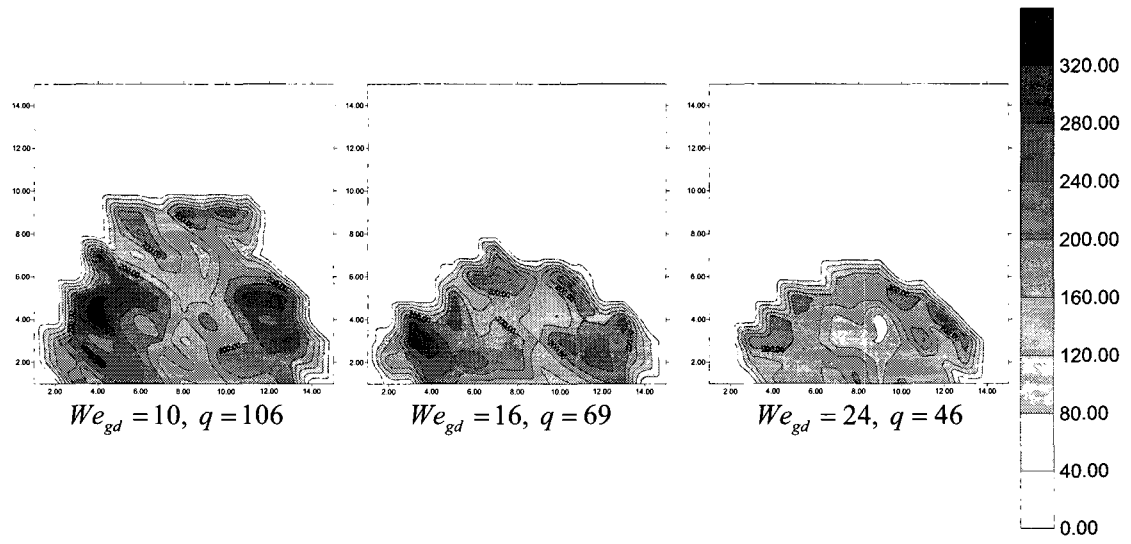


Fig. 9 Cross-sectional distributions of SMD at We_{fd} = 766

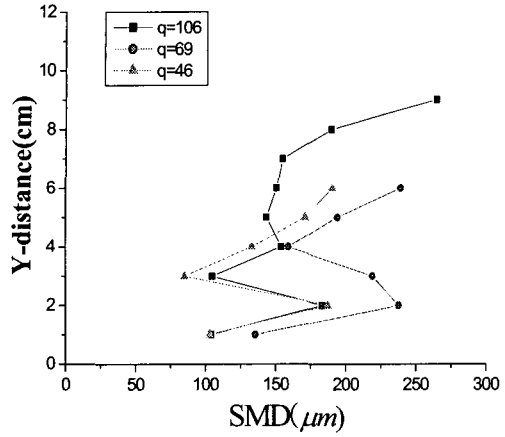


Fig. 10 Centerline SMD of cross-sectional distributions

3.2.4 침투 높이

침투높이는 수직으로 분사되는 제트의 운동량과 대류의 운동량에 따라서 즉 제트 / 공기의 운동량 비에 따라서 달라진다. 본 실험에서는 노즐 출구로부터 X축 거리에 따른 침투높이의 변화보다는 제트 / 공기의 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 스월 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 제트 / 공기의 운동량비의 감소를 의미한다. 따라서 제트 / 공기의 운동량비가 감소할수록 침투높이는 낮아지는 경향을 보인다.

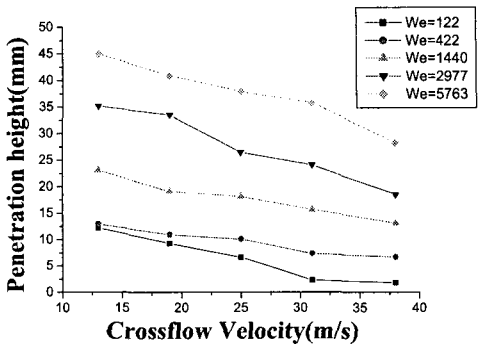


Fig. 11 Penetration height

3.2.5 분열 길이

분열길이는 스월 제트의 액막이 액사(ligament)나 액적으로 분열하는 위치로 정의 되며 정지대기 상태에서는 액막의 구분없이 측정이 가능하지만 대류의 영향이 있을 때는 원추형 액막의 전면과 후면의 분열길이가 차이가 발생하므로 구분하여 나타내었다.

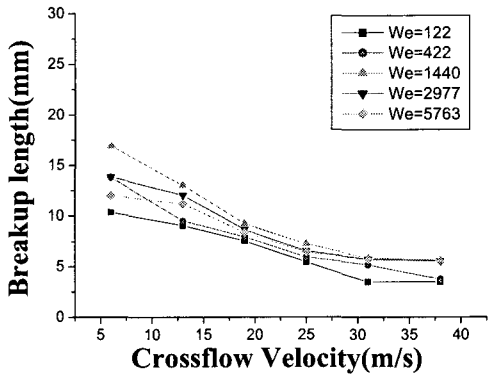


Fig. 12 Breakup length of the front liquid sheets

Figure 12은 대류의 속도와 제트의 웨버수에 따른 스월 제트의 전면 액막의 분열 길이를 나타낸 그래프이다. 스월제트의 웨버수가 증가함에

따라서 분열길이는 증가하였다가 다시 감소하지만 그 차이는 크게 차이가 나지 않는다. 하지만 대류속도가 증가함에 따라서 분열 길이는 짧아지는 경향을 보인다. 이는 제트의 수력학적인 요인보다는 대류에 의한 공기역학적인 효과가 분열길이에 더 지배적임을 알 수 있다.

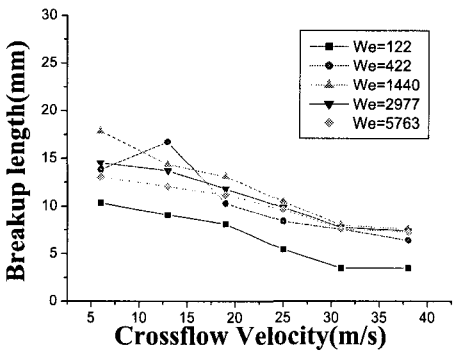


Fig. 13 Breakup length of the back liquid sheets

Figure 13은 대류의 속도와 제트의 웨버수에 따른 스월 제트의 후면 액막의 분열 길이를 나타낸 것이다. 전체적인 경향은 전면 액막과 유사하게 나타남을 알 수 있다.

그래프에서 특이한 점은 액체 제트의 웨버수가 422일 때 대류 속도가 증가함에 따라서 분열길이가 증가하였다가 다시 감소한다는 것이다. 분열길이가 증가하는 부분은 Fig. 6에서 볼 수 있듯이 대류에 의한 액막의 성장에 때문에 나타나는 현상이다.

4. 결 론

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

1) 정지대기상태의 SMD 공간분포는 액체제트의 웨버수가 작은 영역에서는 구형의 분포를 보이며 제트의 웨버수가 증가함에 따라서 환형의 분포를 보인다.
2) 대류상태에서의 분열과정은 제트의 웨버수가 122, 422, 1440일 때 대류에 의한 서로 다른 분열 메카니즘에 의해 미립화됨을 확인하였다.
3) 스월 분무의 침투높이는 제트 / 공기의 운동량비가 감소할수록 침투높이는 감소한다.
4) 스월 분무의 분열 길이는 액체제트의 웨버수에 따라서는 변화가 적은 반면에 대류의 속도가 증가함에 따라서 감소하는 경향을 보인다.
5) 대류 상태에서 스월 분무의 SMD 공간분포는 운동량비가 감소할수록 공간분포의 면적이 작아지며 납작한 타원형의 분포를 보인다. 또한 중심에서 SMD는 작게 나타나며 외곽에서 SMD는 크게 나타난다.
6) 대류상태에서 수직방향으로의 SMD의 변화는 처음에는 증가하다가 감소한 후 다시 증가한다.

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. Lefebvre, A.W., "Atomization and sprays", Hemisphere publishing corporation, 1989.
9. Rizk, N.K., and Lefebvre, A.H., "Internal flow characteristics of simplex swirl atomizers", J. Propulstion, Vol.1, No. 3, 1985, pp 193-199
10. Suyari, M., and Lefebvre, A.H., "Film thickness measurement in a simplex swirl atomizer", J. Propulstion, Vol. 2, No. 6, 1986, pp 528-533
11. Dongjun Kim, Poonggyoo Han and Yongbin Yoon, "Effect of flow condition and geometry on flow characteristics of a swirl injector", ILASS americas, 16th annual conference on liquid atomization and spray systems, monterey, ca, may 2003