

論文

고압환경에서 스윙 인젝터의 분무 및 분열특성

김동준*, 임지혁*, 길태옥*, 한풍규**, 윤영빈***

Spray Breakup Characteristics of a Swirl Injector
in High Pressure Environments

Dongjun Kim*, Ji-Hyuk Im*, Taeok Khil*, Poonggyoo Han** and Youngbin Yoon***

ABSTRACT

The spray and breakup characteristics of swirling liquid sheet were investigated by measuring the spray angle and breakup length as the axial Weber number We_1 was increased up to 1554 and the ambient gas pressure up to 4.0MPa. As We_1 and ambient gas density increased, the disturbances on the annular liquid sheet surface were amplified by the increase of the aerodynamic forces, and thus the liquid sheet disintegrated near from the injector exit. The measured spray angles according to the ambient gas density were different before and after the sheet breaks. Before the liquid sheet breaks, the spray angle was almost constant, but once the liquid sheet started to breakup, the spray angle decreased. And the breakup length decreased because of the increase of the aerodynamic force as the ambient gas density and We_1 increased. Lastly, the measured breakup length according to the ambient gas density and We_1 was compared with the result by the linear instability theory. We found that the corrected linear instability theory considering the attenuation of sheet thickness agrees well with our experimental results.

초 록

분사조건과 주위기체 압력에 따라 스윙 인젝터의 분무각과 분열길이를 측정함으로써, 스윙 인젝터의 분무 및 분열특성에 대한 연구를 수행하였다. 분사조건으로 축방향 We 수 (We_1)를 1554까지 주위기체 압력을 4.0MPa까지 증가시켰다. We_1 과 주위기체 밀도(ρ)가 증가함에 따라 공기역학적 힘이 증가하여 원추형 액막 표면의 교란이 증가하게 되고, 따라서 분열이 빨리 일어난다. 결과에 따르면 주위기체 밀도에 따른 분무각의 변화가 분열이 일어나기 전과 후가 다르게 나타났다. 분열이전에는 분무각이 주위기체 밀도 변화에 관계 없이 거의 일정하였으나, 분열이 일어나게 되면 분무각이 감소하게 된다. 또한 측정된 분열길이를 선형불안정이론과 비교해 보았는데, 액막두께의 감쇠를 고려한 수정된 이론이 측정결과와 상당히 유사한 결과를 얻을 수 있었다.

Key Words : Swirl Injector(스윙 인젝터), High Ambient Pressure(고압환경), Spray Angle(분무각), Breakup Length(분열길이)

† 2006년 4월 6일 접수 ~ 2006년 6월 8일 심사완료

* 정회원, 서울대학교 기계항공공학부 대학원/항공 우주신기술연구소

** 정회원, (주)로텍

*** 정회원, 서울대학교 기계항공공학부
연락처, E-mail : ybyoon@snu.ac.kr
서울시 관악구 신림동 산56-1

1. 서 론

스윙 인젝터는 미립화 성능이 좋고, 연소불안정성이 작은 장점이 있으므로 로켓엔진, 가스터빈엔진 등에 많이 사용된다[1]. 스윙 인젝터는 스

크류나 탄젠트 유입구를 사용하여 스윙 방향의 유동을 생성시킨다. 스윙 방향 속도로 인하여 오리피스 내부에서는 중앙부에 air core가 형성되며, 축방향 속도와 스윙 방향의 속도 성분의 비에 해당하는 분무각을 가지며 분사된다. 따라서, 일반적으로 스윙 분무의 유량계수는 매우 낮은 값을 가진다.

스윙 분무의 분무조건과 형상에 따른 미립화 특성과 분무특성에 대하여 많은 연구가 이루어져 왔지만, 모든 영향에 대한 확실한 규명이 이루어지지 않고 있는 실정이다. Taylor[2]는 포텐셜 유동으로 가정하여 액막두께와 분무각이 선형적인 관계가 있음을 유도하였다. Bayvel과 Orzechowski[3]는 비점성 이론을 통하여 유량계수와 분무각, 액막두께 등의 분무특성이 인젝터 상수 K의 함수가 됨을 정리하였다. 최근에 Rizk와 Lefebvre[4]에 의해서 스윙 분무의 내부 및 외부 유동특성에 대해서 많은 연구가 진행되었는데, 오리피스 내의 유동에 압력과 점성력 만이 작용한다는 가정 아래, 분무각과 액막두께가 인젝터 형상과 물성치의 함수가 됨을 유도하였다.

분사조건 및 인젝터 형상이 분무각과 분열길이에 미치는 영향에 대해서는 수십년간 많은 실험이 수행되어 왔지만, 주위 압력이 고압인 경우에 대한 실험은 많지 않다. 실제, 액체로켓엔진의 연소는 매우 높은 압력에서 이루어지며, 고압환경에서의 분무특성은 상압조건과 매우 다르다는 것이 보고되었다. 1990년대 초기, 주위기체의 밀도 증가에 따른 분무특성에 대한 연구가 많이 수행되었으나, 분사압력이 매우 높은 디젤엔진의 인젝터에 대한 연구가 대부분이었다. De Corso와 Kemeny[5]는 분사 및 주위압력이 분무각에 미치는 영향을 알아보았는데, 분무각이 $\Delta P \rho^{1.6}$ 의 역수에 비례하였다. 1990년대 중반, 디젤엔진과 달리 액체로켓엔진과 같이 비교적 낮은 분사압력에서 사용되는 스윙 인젝터에 대한 연구가 수행되었으나, 대부분이 미립화효율에 관한 연구에 국한되었다. Wang과 Lefebvre[6]는 넓은 범위의 액체 물성치와 주위기체 압력에 따른 평균액크기과 액크기분포를 측정하였는데, 주위기체 압력 증가는 기본적으로 미립화를 향상시키지만, 동시에 분무각이 감소하기 때문에 미립화에 역효과를 가져오기도 한다. 따라서, 주위기체 압력이 지속적으로 증가하게 되면, 초기에는 SMD가 증가하다가 어떤 지점 이후에는 감소하게 된다.

본 연구에서는 분무각과 분열길이 측정을 통하여 주위기체 밀도가 분무형상과 분열특성에 미치는 영향에 초점을 맞추었다. 스윙 분무는 주로 액막과 주위기체 사이의 공기역학적 힘에 의해서

분열되므로 축방향 Weber 수 또한 실험변수로 고려되었다. 본 연구의 목적은 고압환경에서 비교적 낮은 분사압력을 가지는 스윙 인젝터의 분무형상과 분열형상을 이해하고자 하였고, 또한 평면액막의 분열을 묘사할 수 있는 선형불안정이론이 원추형의 스윙 분무에도 적용될 수 있는지도 알아보았다.

II. 실험장치 및 방법

실험에 사용된 인젝터는 Bayvel과 Orzechowski[3]의 수력학 이론에 따라 설계되었고 Fig. 1에 나타나 있다. 오리피스 직경(d_o)은 2mm이고, 접선방향 유입구는 120° 간격이며 직경(d_p) 1mm짜리 3개로 되어있다. 인젝터는 분리된 와류실과 오리피스로 된 단힘형으로 설계되었고, 오리피스 직경에 대한 와류실 직경이 수축비는 3으로 하였다. Table 1에는 실험조건과 변수를 보여주고 있다.

분사차압은 0.061에서 0.579MPa 범위로 하였으며, 그에 해당하는 질유량은 각각 8.73에서 25.51g/s이다. 실험결과는 주로 축방향 Weber 수로 나타내었는데 Table 1과 같이 분사압에 따라 Weber 수를 표시하였다.

Fig. 2에서는 고압 챔버 시스템을 보여주고 있는데, 분무특성에 있어서 주위 기체압력과 분사 속도의 영향을 조사하기 위해 사용되었다. 고압 시스템은 메인챔버, 연료 공급 탱크, 가스 공급

Table 1. Experimental conditions

Parameters	Values							
simulant	water							
Mass flow rate [g/s]	8.73 - 25.21							
injection pressure [MPa]	0.061	0.133	0.207	0.281	0.355	0.429	0.504	0.579
axial Weber number We_t	170	365	564	762	960	1157	1336	1557
pressurizing gas	nitrogen							
ambient gas pressure [MPa]	0.1	0.2	0.5	1.0	2.0	4.0		
density ratio $\rho (\times 10^3)$	1.12	2.25	5.62	11.24	22.49	44.98		

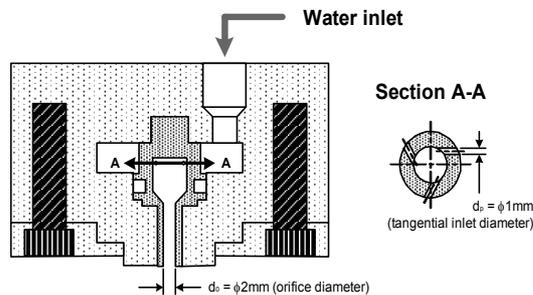


Fig. 1. Swirl injector design

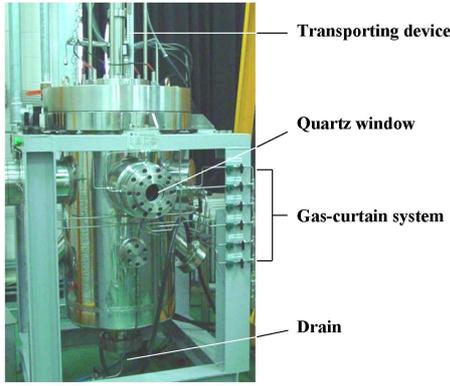


Fig. 2. High pressure chamber

탱크와 컨트롤러로 구성되어 있다. 메인챔버는 12MPa의 압력까지 견딜수 있게 되어있지만 안전을 위해 질소 가스로 4MPa까지 가압하며 실험하였다. 메인챔버의 직경과 부피는 각각 500mm, 200L이다. 이 부피는 인젝터가 5분간의 최대유량을 분사할 수 있도록 고려되었다. 메인챔버 덮개에 있는 장치로 인젝터를 가압 상태에서 상하로 움직일 수 있게 하였다. 물은 챔버압과 분사압 차이만큼의 압력으로 챔버로 공급되며 컨트롤러로 조절된다. 물이 분부되면서 메인챔버의 압력이 증가하기 때문에 증가된 압력은 배출되어야 하는데 이는 컨트롤러가 자동으로 배기 밸브를 개폐하고 챔버압력을 감지함으로써 결정된다. 또한 물이 분사될 때 물 공급탱크에서 가스 부피가 증가하기 때문에 분사압은 천천히 감소하는데 이는 컨트롤러가 위와 유사한 방법으로 압력을 보충해준다. Gas-curtain 시스템은 가시창 내부 표면에서 액적의 침전을 줄여주기 위해 4개의 가시창에 설치되었다. Gas-curtain 분사로 인한 압력 변화 역시 컨트롤할 수 있도록 설계되었다.

분무각과 분열길이는 CCD 카메라를 이용하여 직접사진을 찍어서 측정하였다. 4 μs보다 짧은 발광 시간을 갖는 스트로보광이 반투명지를 통해 비춰진다. CCD 카메라(KODAK ES1.0, 1008×1008)는 특별한 동기화 없이 플래시 당 이미지를 촬영하기 위해 스트로보스코프의 플래시 간격과 동일하게 세팅되었다. 한 실험 경우에 대해 60장의 이미지를 촬영하였고 데이터의 편차는 그 평균값들의 10% 미만이다.

III. 결과 및 토의

액막의 궤적과 분무각을 예측하기 위해서는 액막두께 h_0 , 축방향속도 u_0 , 접선방향 속도 w_0

등과 같은 오리피스 출구에서의 초기 액막 특성치가 필요하다. 인젝터 내부 유동을 비점성으로 가정하면, 오리피스 출구에서의 탄젠트방향 속도는 각운동량 보존에 의해서 쉽게 계산되고, 내부 유동특성은 인젝터 상수만의 함수가 된다. 점성으로 인하여 오리피스에서 각운동량이 감소하게 되고, gas core의 반경과 분무각은 감소하게 되지만, 점성의 영향을 고려한 내부유동특성은 아직 확실히 해석되지 못하고 있다[3]. Borodin 등 [7]은 스웰챔버 내의 유동에 작용하는 힘의 평형을 사용하여 점성의 영향을 고려하였고, 식(1)과 같이 각운동량 감소가 인젝터 상수의 감소와 동일한 효과가 있음을 정리하였다.

$$K_\lambda = \frac{K}{1 + (\lambda/2)(R^2/ir_p^2 - K)} \tag{1}$$

$$= \frac{Rr_0}{ir_p^2 + (\lambda/2)R(R-r_0)}$$

여기서, K_λ 는 등가 인젝터상수이며, λ 는 마찰계수이며, 마찰계수와 Re 의 관계는 식(2)와 같이 실험결과를 이용하여 얻을 수 있다.

$$\log \lambda = \frac{25.8}{(\log Re)^{2.58}} - 2, \quad Re = \frac{v_p d}{\nu} \tag{2}$$

여기서, $d = \sqrt{i} d_p$ 이고, d_p 는 탄젠트 유입구 직경이다. 하지만, 식(1)은 스웰 챔버의 높이가 탄젠트 유입구 직경과 동일한 경우이고, 계산된 각운동량 감소는 9% 이하로 각운동량 감소가 과소평가된다.

Horvay와 Leuckel[8]은 LDA를 이용하여 다양한 Re 및 스웰 강도에 따른 스웰 인젝터 내부 속도장을 측정하였는데, 식(3)과 같이 각운동량 손실이 Re 의 함수가 됨을 보고하였다.

$$M_o/M_i = 1 - \exp(aRe^b) \tag{3}$$

$$a = -0.1777K^{-2.413}, \quad b = 0.2439K^{0.4025}$$

본 연구에서는 오리피스 출구에서의 접선 방향속도 성분을 계산하기 위해서 식(3)을 사용하였다. Horvay와 Leuckel[8]은 또한 접선 방향 유입구 출구에서의 속도를 측정하였는데, 계산된 값의 1.3배임을 확인하였다. 이것은 접선 방향 유입구 내부의 경계층 형성에 의한 유체면적의 감소에 기인한 것으로, Bayvel과 Orzechowski[3]가 유체면적의 감소가 오리피스 형상과 속도에 따라 변하고 있음을 보고하였고, Re 에 따른 실험보정식을 제시하였다. 본 실험조건에서는 분사압력이 증가할수록 유체면적이 천천히 감소하고 Bayvel

과 Orzechowski[3]의 실험결과를 근거로 감소율이 0.73에서 0.54로 결정된다.

3.1 분무형상

스웰분무의 궤적은 액막에 작용하는 힘의 평형으로 계산될 수 있다. 원심력에 의해서 스웰분무가 넓어지려는데 반해, 표면장력은 그 반대의 작용을 하게되며, 보통 중력은 무시되며, 액막의 외부 및 내부에 작용하는 마찰력은 액막의 속도를 감소시키는 역할을 하게된다. 그러나, 마찰계수는 실험을 통해서 결정되어야 하며, 부적절한 값은 결과에 큰 차이를 가져오므로 무시하는 경우가 많다. 힘평형에 따라 액막에 수직인 방향의 지배방정식은 식(4)와 같이 표현될 수 있다.

$$\frac{2\sigma}{\xi} + \frac{2\sigma}{r} \cos\phi - \frac{\rho_l w^2 h}{r} \cos\phi = \frac{\rho_l u^2 h}{\xi} \quad (4)$$

여기서 σ 는 표면장력, ρ_l 는 밀도, ξ 는 곡률반경, h 는 액막두께, w 는 접선 방향의 속도, u 는 축방향 속도, ϕ 는 좌표 (r, z) 에서의 접선각이다. 마찰력을 무시하였으므로 좌표 (r, z) 에서의 축방향 속도 u 는 오리피스 출구에서의 축방향 속도 u_0 와 동일하다. 그리고 u_0 는 식(5)와 같이 유량식으로 결정된다.

$$\dot{m} = \rho_l u_0 A_l = \rho_l u_0 \pi h_0 (2r_0 - h_0) \cong 2\pi \rho_l u_0 r_0 h_0 \quad (5)$$

$$C_d = \sqrt{1 - C_d^2 K^2} - S \sqrt{S^2 - C_d^2 K^2} - C_d^2 K^2 \ln \frac{1 + \sqrt{1 - C_d^2 K^2}}{S + \sqrt{S^2 - C_d^2 K^2}} \quad (6)$$

여기서, A_l 은 유체가 흐르는 면적이며, h_0 는 오리피스 출구에서의 액막두께이다. 그러므로, h_0 의 결정은 u_0 를 포함하여 오리피스 출구에서의 특성치를 계산하는데 있어 매우 중요하다. 본 연구에서는 Bayvel과 Orzechowski[3]에 의한 오리피스에서의 압력분포를 고려한 식(6)을 사용하였다. 여기서, $S = (r_0 - h_0)/r_0$ 는 출구면에서의 gas core의 무차원 반경이다. 유량계수 C_d 는 실험으로부터 얻어지고, 인젝터 상수 K 를 대신하여 등가 인젝터 상수 K_λ 를 사용하였다.

예측된 분무의 궤적을 측정결과와 함께 Fig. 3에 나타내었다. 액막의 교란과 분열모델을 고려하지 않았기 때문에 예측된 궤적은 매끄러운 정상상태의 곡선이다. 기호는 분사조건인 We_l 에 따른 실제 분무의 형상을 나타내는데, 여러 장의 이미지를 평균하고 분열이 이루어지기 전까지만 표시하였다. 그림의 복잡함을 피하기 위해서, 8가

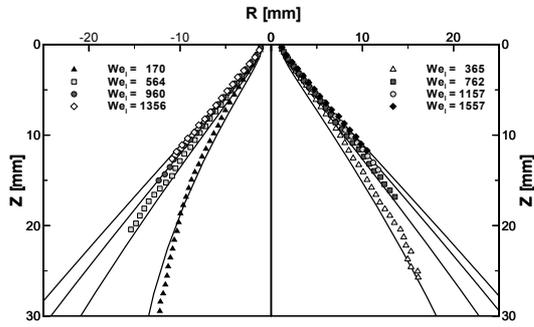


Fig. 3. Comparison of spray trajectories

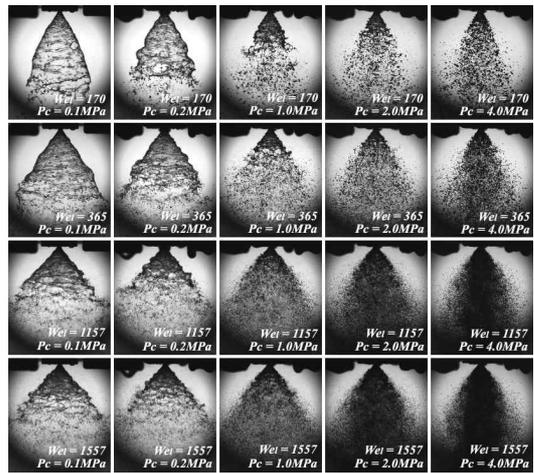


Fig. 4. Spray patterns of swirling liquid sheets

지의 분사조건을 왼쪽($We_l = 170, 564, 960, 1356$)과 오른쪽($We_l = 365, 762, 1157, 1554$)에 나누어 표시하였다. We_l 이 증가할수록 예측된 궤적이 tulip 형상에서 완전 발달한(fully-developed) cone으로 바뀌는 등 측정결과와 상당히 잘 일치하고 있다. 하지만, 마찰에 따른 주위기체와의 운동량 전달이 고려되지 않았기 때문에 낮은 We_l 에서는 약간 불일치하고 있는 것을 볼 수 있다. 예측된 궤적을 실험결과와 비교한 목적은 이후의 결과분석에서 사용될 오리피스 출구에서의 초기 액막 특성치의 정확도를 검증하기 위함이다.

Fig. 4는 분사조건인 축방향 We_l 와 주위기체압력 P_c 에 따른 분무형상을 나타내고 있다. We_l 이 증가할수록 분무형상은 완전한 원추형으로 바뀌고 있으며, 액막 표면의 교란은 속도 증가에 의해서 증폭되므로 분열이 더 빨리 일어나는 것을 볼 수 있다. 또한, 주위 기체압력이 증가할수록 공기역학적 저항이 증가하게 되므로 액막 표면의 교란진폭은 작아지고, 분열길이가 짧아진다. 전체

적으로 주위 기체압력과 유량이 클수록 분무는 미립화된 액적들로 인하여 매우 과밀한 것을 볼 수 있다. 주위 기체압력이 증가할수록 분무폭은 좁아지며, 미립화된 작은 액적들이 주위 기체의 유입에 의하여 중심부근으로 모이고, 따라서 분무형상이 solid cone으로 바뀌고 있다.

3.2 분무각

스윙 인젝터의 분무각은 분무의 공간적 분포를 결정짓고 점화성능, 인젝터 헤드의 냉각, multi-element 인젝터의 상호연관성에 영향을 미치기 때문에 중요한 요소로 고려되어야 한다. 본 연구에서 분무각은 분사축과 분무가 이루는 각으로 정의된다.

분사조건과 주위기체압력을 하나의 변수로 표현하기 위해서 식(7)과 같이 We_g 를 사용하였다.

$$We_g = \frac{\rho_g u^2 h_0}{\sigma} \quad (7)$$

여기서, ρ_g 는 주위 기체밀도이다. 정의에 따르면, We_g 는 표면장력에 대한 공기역학적 힘의 비로 정의되고, ρWe_g 로 표현될 수 있다.

Fig. 5는 4가지 축방향(5, 10, 15, 20mm)에서의 분무각을 We_g 에 따라 나타낸 그림이다. 각 기호는 동일한 We_l 를 표시하므로 Fig. 5는 액체에 대한 주위 기체의 밀도비, 즉 주위 기체밀도의 영향을 나타낸다. Fig. 5(a)에 따르면, 낮은 We_l 에서

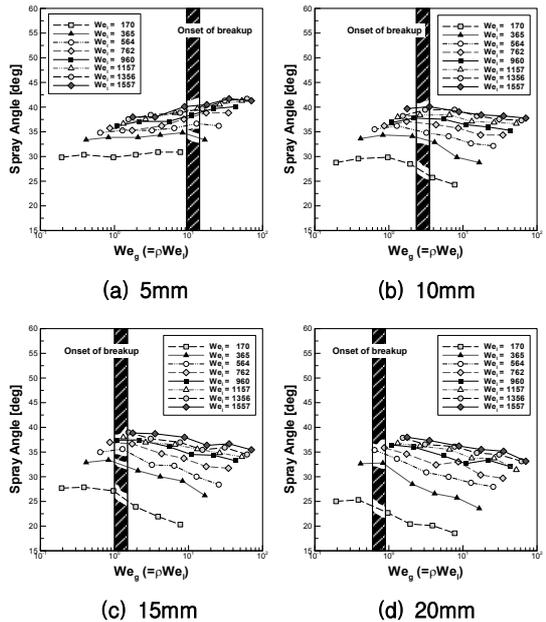


Fig. 5. Spray angle of swirling liquid sheets

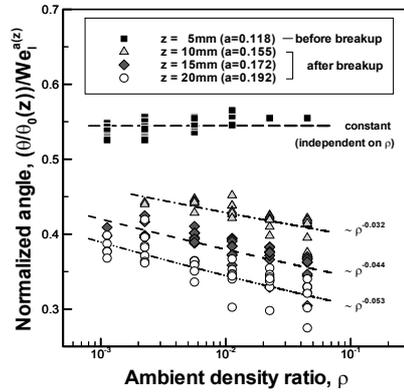


Fig. 6. Effect of density ratio of ambient gas to liquid on the normalized spray angle

는 주위 기체밀도에 따라 분무각이 일정하나, 액막의 속도가 증가할수록 ρ 에 따라 분무각이 약간 증가한 것을 볼 수 있는데, 이는 공기역학적 힘에 의해서 액막 표면으로부터 떨어져 나온 액적들 때문인 것으로 보인다. 따라서 액막이 분열하기 전의 초기 분무각은 주위 기체밀도와 상관없이 일정하다. De Corso와 Kemeny[5]에 의해서 동일한 결과를 볼 수 있는데, 주위 기체밀도 증가에 따라 인젝터 내부에서 마찰의 증가로 접선 방향 속도의 감소를 가져올 것으로 예상되었으나, 이 영향은 무시할 만 하였다.

이와 반대로, 인젝터로부터 멀리 떨어진 위치에서 측정된 분무각은 ρ 에 큰 영향을 받는 것으로 나타났다. 각 분사조건과 주위 기체밀도에 따라 분열이 일어나는 시점을 Fig. 5에 함께 도시하였는데, 흥미롭게도 분열 전과 후의 분무각 경향성이 다르게 나타났다. 액막의 축방향과 탄젠트 방향 속도의 크기가 비슷하기 때문에 마찰손실도 유사하고, 따라서 분열이전에 측정된 분무각은 주위 기체밀도에 상관없이 거의 일정하다. 하지만, 분열이 시작되게 되면 주위 기체가 분무의 외부, 내부에서 유입(entrain) 되는데, 내부 기체 부피는 분무에 의해서 제한되므로 분무의 내부와 내부 사이에 압력차가 발생하게 된다. 따라서 분무는 중심부근으로 분포하게 되고 결과적으로 분열 후에는 주위 기체밀도가 증가함에 따라 분무각이 감소하는 효과를 보인다. 많은 논문들 [5, 6]에서 역시 주위 기체밀도의 증가에 따라 분무각이 감소하는 결과가 보고되었는데, 감소의 정도는 축방향 측정위치에 따라 달랐다.

축방향 위치에 따라 표준화된 분무각에 대한 주위 기체밀도의 영향을 Fig. 6에 나타내었다. 표준화된 분무각은 $(\theta/\theta_0(z))/We_l^{\alpha(z)}$ 으로 정의된다. 여기서, $\theta_0(z)$ 는 각 축방향 위치 z 에서 챔버압력

이 0.1MPa, 분사압력이 0.061MPa일 때의 분무각 이고, $a(z)$ 는 We_1 에 대한 측정된 분무각의 지수이다. 결과적으로 분무각에 대한 두 가지 실험변수, ρ 와 We_1 의 영향은 측정위치에 따라 달랐다. 주위 기체밀도의 영향에 대해서는 축방향 위치가 멀어질수록 분무각이 감소가 커진다. 분무가 하류로 진행할수록 유입되는 기체에 의해서 작은 액적들은 더욱더 중심부로 향하게 되고, 상대적으로 큰 액적들도 이차분열되기 때문에 역시 유입기체의 영향을 받게 된다.

3.3 분열길이

(1) 선형불안정 이론

액막 표면에 작용하는 공기역학적 힘에 의한 교란의 성장에 근거를 둔 선형불안정 이론은 액막의 분열 현상을 설명하는데 사용되어 왔다. Squire[9]에 의해서 일정한 두께를 가진 비점성 액막의 불안정이 이론적으로 처음 연구되었다. 그는 대칭형과 비대칭형 교란, 두 가지를 모두 고려하였으며, 비대칭형이 교란의 성장, 즉 분열 현상을 지배한다는 것을 알아냈다.

두께 $2h$ 의 점성이 없는 비압축성 액막이 속도 u 로 움직인다고 가정하자. 액체와 기체의 밀도는 ρ_l 과 ρ_g 이고, 표면장력은 σ 이다. 액막이 z 방향으로 움직일수록 표면에 생기는 교란의 성장은 식 (8)과 같이 표현할 수 있다.

$$\eta = \eta_0 \exp i(kz - \beta t) \tag{8}$$

여기서 η_0 는 교란의 초기진폭이며, β 는 성장률로 일반적으로 β 는 파수(wave number) k 에 따라 결정된다. 이론에 따르면 최대성장률 β_{max} 에 해당하는 교란 파수 k_{max} 가 분열을 결정하게 된다. 표면 교란이 성장하여 분열진폭 η_b 에 도달하게 되면, 분열시간 역시 계산될 수 있다. 따라서 최대 성장률과 그에 해당하는 분열길이는 식 (9), (10)로 주어진다.

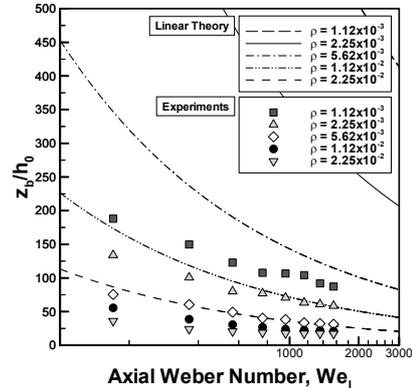
$$\left(\frac{\beta h}{u}\right)_{max} = \frac{\rho}{2} \sqrt{\frac{\rho_l u^2 h}{\sigma}} = \frac{\rho}{2} We^{1/2} \tag{9}$$

$$z_b = ut_b = \frac{u}{\beta_{max}} \ln\left(\frac{\eta_b}{\eta_0}\right) \tag{10}$$

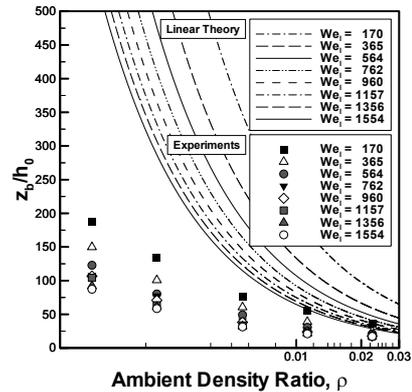
선형불안정 이론은 분열이 일어나는 진폭 η_b 를 예측하지 못하기 때문에, 실험식 $\ln(\eta_b/\eta_0) = 12$ 가 사용된다[10].

(2) 분열길이

분열길이의 정의는 연구자마다 다양할 수 있



(a) Axial Weber number, We_1



(b) Ambient gas density ratio of gas to liquid

Fig. 7. Breakup length of swirling liquid sheets

는데, 본 연구에서는 인젝터 끝단에서부터 액적이 형성되는 거리로 정의된다. 각 실험경우마다 60장의 이미지로부터 분열길이를 측정하였으며, 표준편차는 10% 이하였다. 그런데, 주위 기체압력이 4.0MPa일 때에는 분무가 너무 과밀해서 분열길이를 구분할 수 없었다.

Fig. 7은 We_1 과 ρ 에 따른 스윙분무의 분열길이 측정결과를 보여주고 있는데, Fig. 7(a)가 We_1 에 대한 영향, Fig. 7(b)가 ρ 에 대한 영향이다. 모든 분열길이는 식(9)와 같이 분사조건(We_1)에 따라서만 변하는 오리피스 출구에서의 초기 액막두께, h_0 로 표준화하였다. 분무형상 그림인 Fig. 4에서 확인할 수 있는 바와 같이, 주위 기체밀도와 We_1 이 증가할수록 공기역학적 힘이 커지게 되므로 분열길이는 짧아진다. We_1 의 증가에 따른 분열길이의 감소는 두 가지 요인으로 설명할 수 있다. 첫째, 액막두께가 분사압력이 증가함에 따라 작아지기 때문에 쉽게 분열된다. 둘째로, 원추형 액막의 분열은 공기역학적 영향에 의해서 촉진된다.

Fig. 7에는 측정결과와 선형불안정 이론의 계산결과가 비교되고 있는데, 선형불안정 이론 자체로는 앞서 언급한대로 분열시의 교란 크기를 예측할 수 없다. 따라서 $\ln(\eta_b/\eta_0)$ 은 Dombrowski와 Hooper[10]의 이전 연구에 근거를 하여 사용하기로 한다. 선형불안정 이론은 분열길이가 $We_i^{-0.5}$ 에 비례한다고 예측하고 있지만, 실제 측정 결과는 $We_i^{-0.38}$ 에 비례하고 있었다. 더욱이 액체에 대한 주위 기체밀도의 비 ρ 에 대한 결과는, 선형불안정 이론이 $\rho^{-1.0}$, 측정결과가 $\rho^{-0.59}$ 에 비례하여 분열길이가 변화하고 있음을 알 수 있었다. 실제로 인젝터에서 분사된 원추형 분무는 하류로 진행할수록 그 두께가 줄어들지만, 선형불안정 이론에서 그 두께변화는 무시되어 왔다. 측정결과와 선형불안정 이론의 경향성이 틀린 이유 중 가장 큰 것이 이에 있다고 판단하여 액막이 두께 감소를 이론에 반영하고자 하였다. 이에 앞서 Dombrowski와 Hooper[10]가 이러한 시도를 하였으나, 그들의 가정은 기하학적 형상을 고려한 본 연구와 차이가 있다.

원추형 액막에 대해서 액막두께의 변화는 Fig. 8과 같이 나타낼 수 있다. 분사방향에 수직면에서의 유량이 항상 일정하다는 가정아래, 액막두께의 변화는 분사면으로부터의 거리 x 와 분무각 θ 의 함수로 계산될 수 있다. 앞에서 설명한대로 분열 이전의 분무각은 주위 기체밀도에 관계가 없으며, We_i 만의 함수이다. $z=ut$ 이므로, h 는 식(11)과 같이 시간함으로 표현된다. h_0 는 오리피스 출구면에서의 액막두께, r_0 는 오리피스 반경을 나타낸다.

$$h = \frac{h_0 r_0}{r_0 + z \tan \theta} = \frac{h_0 r_0}{r_0 + Ut \tan \theta} \quad (11)$$

따라서 분열길이를 예측하는데 사용되는 성장률은 식(12)와 같이 분열시간 동안 성장률을

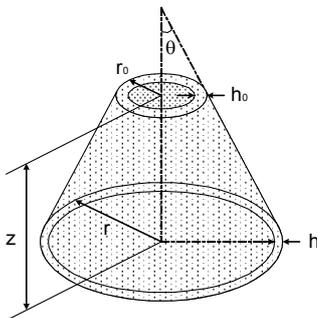


Fig. 8. The schematics of sheet thickness change in an annular liquid sheet

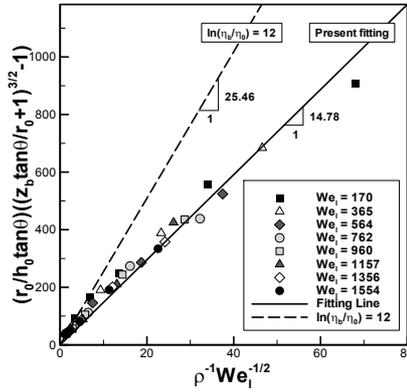


Fig. 9. The comparison of breakup lengths

적분하여 얻을 수 있다. 그 결과로 액막두께의 감소를 고려한 수정된 선형불안정 이론은 식(13)과 같이 유도된다. 유도된 식(13)은 훨씬 더 복잡하며, We_i 과 ρ 에 대한 지수가 기존의 식과 차이를 보인다.

$$\ln\left(\frac{\eta_b}{\eta_0}\right) = \int_0^{t_b} \beta_{\max} dt \quad (12)$$

$$\left(\frac{r_0}{h_0 \tan \theta}\right) \left[\left(\frac{z_b \tan \theta}{r_0} + 1\right)^{3/2} - 1 \right] = 14.78 \rho^{-1} We_i^{-1/2} \quad (13)$$

Fig. 9는 측정된 분열길이와 액막두께 감소를 고려한 수정된 선형불안정 이론의 비교를 나타낸 그림이다. 식(13) 좌변의 상수 14.78은 실험결과로부터 결정되었으며, Fig. 9의 점선은 기존의 선형불안정 이론에서 $\ln(\eta_b/\eta_0) = 12$ 로부터 계산된 라인이다. 액체체트와 액막의 분열에 대한 이전의 여러 연구들에서 $\ln(\eta_b/\eta_0) = 12$ 는 분무의 형상과 관계없이 적용될 수 있는 상수로 여겨졌으나, 보다 구체적인 연구가 필요하리라 판단된다. 결과적으로 새로이 유도된 식은 원추형 스웰 분무의 분열길이를 비교적 잘 예측하고 있었다.

IV. 결론

스웰 분무의 분무각과 분열길이를 측정함으로써, 분사조건 및 주위 기체밀도가 분무형상과 분열특성에 미치는 영향에 대해서 실험을 수행하였다. 오리피스 출구에서의 액막특성치의 정확도를 검증하기 위해서, 액막 사이의 힘평형을 이용하여 분무의 궤적을 계산하였다. 계산된 궤적은 분사압력의 증가에 따라 tulip 형상에서 완전 발달한 형상으로 바뀌는 것을 잘 묘사하고 있으며, 측정결과와도 잘 일치하였다. We_i 과 ρ 에 따라 분

무각을 측정하였는데, 분열 전과 후의 경향성에서 차이가 났다. 액막이 분열하기 전에는 We_i 증가함에 따라 분무각이 증가하였지만, 주위 기체밀도에는 관계없이 일정하였다. 하지만, 액막이 분열된 이후에는 주위기체의 유입으로 분무각이 감소하는 것을 알 수 있었다.

고압환경에서의 분열길이 측정결과를 통하여 액막과 주위 기체 사이의 공기역학적 힘이 원추형 액막의 분열에 큰 영향을 미치고 있음을 알 수 있었다.

후 기

본 연구는 과학기술부의 국가지정연구실(M1-0104-00-0058)사업의 지원을 받아 수행되었으며 이에 감사드립니다.

참고문헌

- 1) Lefebvre, A.W., "Atomization and Sprays", Hemisphere Publishing Corporation, 1989.
- 2) Taylor, G.I., "The Boundary Layer in the Converging Nozzle of a Swirl Atomizer", Quarterly Journal of Mechanics and Applied Mathematics, Vol. 3, Pt. 2, 1950, pp. 129-139.
- 3) Bayvel, L. and Orzechowski, Z., "Liquid Atomization", Taylor & Francis, 1993.
- 4) Rizk, N.K. and Lefebvre, A.H., "Internal Flow Characteristics of Simplex Swirl Atomizer", J. Propulsion and Power, Vol. 1,

No. 3, 1985, pp. 193-199.

5) De Corso, S.M. and Kemeny, G.A., "Effect of Ambient and Fuel Pressure on Nozzle Spray Angle", ASME Transactions, Vol. 79, No. 3, 1957, pp. 607-615.

6) Wang, X.F. and Lefebvre, A.H., "Influence of Ambient Air Pressure on Pressure-swirl Atomization", Atomisation and Spray Technology, Vol. 3, pp. 209-226, 1987.

7) Borodin, V.A., Dityakin, Y.F., Klyachko, L.A. and Tagodkin, V.I., "Atomization of Liquids", Air Force Foreign Technology Division Report, FTD-MT-24-97-68(AD685151), 1968.

8) Horvay, M. and Leuckel, W., "Experimental and Theoretical Investigation of Swirl Nozzles for Pressure-jet Atomization", German Chemical Engineering, Vol. 9, 1986, pp. 276-283.

9) Squire, H.B., "Investigation of the Instability of a Moving Liquid Film", British Journal of Applied Physics, Vol. 4, 1953, pp. 167-169.

10) Dombrowski, N. and Hooper, P.C., "The effect of Ambient Density on Drop Formation in Sprays", Chemical Engineering Science, Vol. 17, 1962, pp. 291-305.

11) Hagerty, W.W. and Shea, J.F., "A Study of the Stability of Plane Fluid Sheets", Journal of Applied Mechanics, 1955, pp. 509-514.