

액체로켓엔진에 장착되는 스월 분사기의 분무 모델 개발 및 검증

문윤완* · 설우석*

Development and Validation of Spray Model of Coaxial Swirl Injector Installed in Liquid Propellant Rocket Engine

Yoonwan Moon* · Woo-Seok Seol*

ABSTRACT

This study investigated the characteristics of spray generated by a liquid coaxial swirl injector used in a combustor of the liquid rocket engine. The linear stability analysis considered long and short wave was introduced in liquid sheet breakup. Through the hydrodynamic analysis the initial liquid sheet thickness, spray angle and injection velocity were predicted. To evaluate the effect of turbulence model standard k- ϵ and RNG k- ϵ model were applied to numerical calculation and it was known that RNG k- ϵ model was more applicable to predict spray characteristics. On the basis of this evaluation validation of the developed model was performed with swirl injector installed in LPRE and the predicted results of breakup length, spray angle, and SMD agreed well with experiments qualitatively and quantitatively.

초 록

본 연구에서는 액체 추진제 로켓엔진의 연소기에 주로 사용되는 액체 동축 스월형 분사기의 분무특성을 예측할 수 있는 모델을 개발하여 분무 연소장을 계산하기 위하여 개발된 KIVA의 환경에 적합하도록 유도하였다. 액막의 분열에는 선형 안정성 이론을 도입하여 장파와 단파의 영역을 모두 고려할 수 있는 모델을 개발하였고 점성이 고려된 수력학적 해석을 통해 초기의 액막 두께와 분무각 및 분사 속도를 예측하였다. 또한 개발된 분무 모델에 대한 난류 모델의 적합성을 평가하여 RNG k- ϵ 모델이 적합함을 알았다. 이러한 모델의 평가를 바탕으로 액체로켓엔진에 장착되는 분사기에서 생산되는 분무의 특성을 실험 결과와 비교하였고, 분열 길이, 분무각 및 SMD가 정성적, 정량적으로 잘 일치하는 것을 알 수 있었다.

Key Words: Liquid Sheet(액막), Liquid Ligament(액사), Breakup(분열), Spray(분무), Linear Stability Analysis(선형안정성해석), Coaxial Swirl Injector(동축 스월형 분사기), Hydrodynamic Analysis(수력학적 해석), Liquid Rocket Engine(액체로켓엔진)

* 2007년 9월 3일 접수 ~ 2007년 10월 13일 심사완료

* 정회원, 한국항공우주연구원 엔진팀
연락처, E-mail: ywmoon@kari.re.kr

1. 서 론

압력 선회 분사기는 상대적으로 단순한 구조, 높은 신뢰성, 양질의 분무 및 적은 차압 등의 장점 때문에 가스 터빈, 자동차 분야, 농기계 분야, 액체로켓엔진 분야 등 여러 분야에서 사용되고 있다[1]. 이러한 압력 선회 분사기는 접선방향 입구 또는 나선형 유로를 통해 선회실로 유입되고, 이렇게 유입된 유체는 접선방향 속도와 축방향 속도로 나뉘면서 노즐 출구에서 얇고 원추 모양의 막을 형성한다. 이 막은 빠르게 가늘어지며 최종적으로 액사(ligament), 그 후 액적으로 분열된다.

압력 선회 분사기는 단순한 구조를 갖고 있으나, 내부에서 일어나는 현상은 매우 복잡하다. 초기 이론 연구의 경우 유체가 비점성이라는 가정으로 진행하였다[2,3]. 그 후 Taylor[4]는 유체의 대부분에서 회전하지 않는다고 하더라도 감소된 경계층의 점성효과를 결코 무시할 수 없다는 것을 보였다. 다른 연구자들[5,6]은 실제 유체에 대해 공기핵 주위의 경계층을 통하여 바깥쪽으로는 흐름이 발생할 수 있다는 것을 보였다. 하지만 Dombrowski 및 Hassan[7], 그리고 Johns[8] 등이 강조하였듯이 점성이 낮은 액체에 대해 간단한 비점성 해석은 충전 계수 및 분무 각 등의 초기 분무 특성 이해를 도울 수 있는 매우 유용한 방법이다[2]. 이러한 이론적으로 거시적인 분무의 특성을 파악함과 동시에 분무의 분열은 Taylor[9], Dombrowski 및 Johns[10] 등에 의해 액적의 크기는 액막의 표면에서 성장하는 파장과 관계가 있을 것으로 추측되었다.

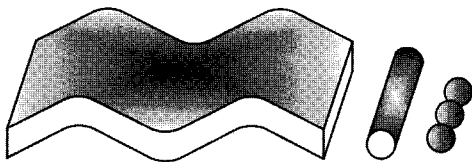


Fig. 1 Schematic of the sheet disintegration and drop formation processes[15]

Dombrowski와 Johns는 표면장력, 공기역학적 힘 및 액체의 점성을 고려하여 무한소의 진폭을 갖는 파장의 성장률에 대해 분산관계를 유도하였다. 그들은 파장과 최대 성장률을 동일시하였고 이 파는 반파장 간격에서 액막을 액사로 분열시킨다고 가정하였다. 그 후 Weber의 액주에 대한 이론에 의해 액사는 액적으로 분열된다고 하였는데 Fig. 1과 같은 이 방법론은 보편적으로 사용된다. 여기서 주목할 것은 다른 분열 기구(breakup mechanism)가 존재한다는 것이 관측되었다. 그 예로 Stapper 등[11]은 공기의 동향류가 있는 저속 영역에서 '신장된 유동방향의 액사 분열' 영역이 발생한다는 알았다. 이 영역에서는 유동 방향과 동일한 선회파가 증폭되고 얇은 막이 이 파들 사이에 형성된다. 갑자기 이 막이 터지면서 작은 액적으로 형성되는 반면, 선회파는 상대적으로 큰 액적으로 분열되는 유동과 동방향의 액사를 발생시킨다. 두 번째 영역은 상대속도가 클 때 발생한다는 것을 발견했다. 이 영역에서는 유동방향과 동일한 파(stream-wise wave)와 유동방향의 수직인 파(span-wise wave)가 존재한다. 유동과 동방향의 파와 연결된 막은 작은 액적으로 분열되고 수직인 파는 액사로 형성된다. 이 액사는 액적으로 형성되는 분열과정을 거친다.

Dombrowski와 Johns가 실험적으로 분열과정을 보강하였지만, 그들의 수학적 가정에는 해결되지 못한 것들이 있다. 첫째로 액막의 수직방향 변동을 무시함으로써 액막의 모사를 1차원으로 사용하였다. 이것은 점성 액막에 대해서는 사용할 수가 없다. 그러므로 Dombrowski와 Johns의 가정은 모순이 되며 부정확한 분산 관계식을 이끌어낸다. 더욱이 Dombrowski와 Johns는 Squire[12]와 같이 장파로 가정하였다. 이 가정은 현대의 분무기 조건에서도 알 수 있듯이 액막의 불안정을 예측하는데 매우 부정확하다. Li와 Tankin[13] 그리고 Hagerty와 Shea[14]는 이러한 가정을 사용하지 않았으며, Li와 Tankin은 점성의 효과를 포함하였다. 또한 Hagerty와 Shea는 sine 파에 대해 기체와 액체의 밀도비를 파수와

액막의 두께로부터 발생하는 쌍곡탄젠트(hyperbolic tangent)에 비해 매우 작다고 가정하였다. 즉, Dombrowski와 Johns의 비점성, 장파의 가정은 Senecal 등[15]이 연구한 것처럼 매우 낮은 기체 Weber 수($=\rho_2 U^2 h_0 / \sigma$)에서는 부정확하다는 것을 보여 주고 있다. 이와는 달리 Li와 Tankin의 점성을 포함한 결과는 일반적이나, 수치적인 해에 비선형성을 반영하기 위해 복잡한 식을 필요하므로 실제 다차원 모사에 사용하기에는 어려움이 있다.

액막의 선형적 또는 비선형적인 거동을 이해하기 위한 시도를 통해 다양한 연구가 수행되었고, 그 중에는 Xu와 Markle[16] 및 VanDerWege[17]와 같이 1차 분열 과정을 무시한 공동 분무 모사나 Han 등[17]과 Ren 및 Nally[18]와 같이 단순화된 비점성 이론의 장파 가정으로부터 실험적 결과로부터 보정계수를 사용하여 모사한 예가 있다. 여기에서는 Senecal 등[15]이 제안한 것과 같이 점성 효과와 표면 장력을 고려하였고 주위 기체의 영향을 고려하여 다차원 수치 시험을 수행하였다. 또한 Senecal 등은 장파 및 단파의 영역에서 비점성 및 점성에 대한 수학적 해석을 통해 장파와 단파의 경계가 되는 기체 Weber 수를 도출했고 그에 따라 장파는 저속 영역에서 단파는 고속영역에서 적합함을 발견하였고 단파의 경우 수치 실험과 잘 일치하는 것을 보여 주었다.

국내에서는 문윤완 등[19]이 선형 안정성 모델로 고속 영역을 예측하여 잘 일치하는 것을 보여주었고, 김동준 등[20]이 액체로켓엔진영역이라 할 수 있는 저속 영역에서 상압에서부터 고압까지 다양한 실험을 통해 분무의 특성을 고찰하였다.

액체로켓엔진에 장착되는 분사기는 충돌형 분사기[34]와 선회형 분사기로 나뉘고, 각각에 대해 초기 선정 시 다양한 설계를 통하여 여러 시제를 제작하고 상압수류시험을 통해 분무의 거동을 살핀 후 보다 효율적인 분사기로 후보를 채택한다. 그 후 실제 사용되는 연소장의 압력과 유사한 환경을 만들어 고압수류시험을 수행하여

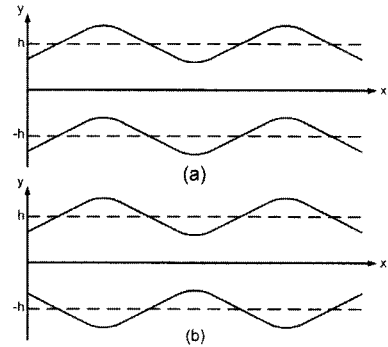


Fig. 2 Schematic of (a) sinuous wave and (b) varicose wave[15]

최종 분사기를 선정한다. 이와 같은 일련의 과정을 살펴볼 때 액체로켓엔진의 특성상 분사기의 차압은 약 10 bar 내외에서 사용하므로 저속영역이며 상압수류시험 시에는 기체 Weber 수가 낮으므로 장파의 형태를 갖는다. 하지만 고압수류시험 시에는 주위 기체장의 압력이 상압보다 수십 배가 차이 나므로 기체 Weber 수가 높아지며 이는 장파의 영역에서 단파의 영역으로 액막과의 특성이 바뀐다[15]. 그러므로 본 연구에서는 러시아에서 주로 사용하는 선회 분사기의 장파 및 단파의 영역을 모두 포함하는 선형 안정성 모델을 적용하였으며, 노즐 출구에서의 액막의 초기 두께 및 분무각이 하류의 액적 크기 및 분포에 직접적인 영향을 미치므로 압력 손실을 고려한 수력학적 해석을 수행하여 초기 액막의 두께 및 분무각을 예측하였다. 또한 액막의 1차 분열, 2차 분열 및 충돌 모델을 고려하였고 이와 같이 조합된 모델의 결과가 실제 실험과 잘 일치하는가를 살펴보았다.

2. 수치 모델

동축 스월 분사기에서 발생하는 것은 단공 분사기에서와는 달리 액주(liquid column)가 아닌 액막(liquid sheet)이다. 이것은 액주와는 분열 과정이 다르다. 액막의 분열은 막에서 액사가 생성되고 다시 큰 액적으로 분열된 후 미세한 액

적으로 분열된다. 이러한 분열과정을 모사하기 위해서는 적절한 가정과 수학적 모델을 필요로 한다. 본 연구에서는 Senecal 등[15]이 개발한 수학적 이론과 모델을 사용하였다.

21 선형 안정성 모델

본 연구에서는 액막의 선형 안정성 해석을 위해 주위 기체와 액체의 점성을 고려하였고, 운동 방정식으로부터 식을 유도하였으며, Sterling과 Sleicher [21], Levich[22], Reitz 및 Bracco[23] 등의 원통형 액체 제트의 안정성 해석을 도입하였다. Figure 2에서와 같이 유동이 없고 비점성이며 비압축성인 기체장에 액막의 두께가 $2h$, 비압축성, 2차원이며 점성이 있는 액막이 속도 U 로 움직인다고 생각한다. 액체와 기체의 밀도는 각각 ρ_1 및 ρ_2 이고 액체의 점성계수는 μ_1 이라 한다(여기서 첨자 '1'은 액체이고 '2'는 기체를 뜻한다). 좌표계는 액막을 따라 움직이며 초기 정상상태에서 무한소의 교란은 다음 Eq. (1)과 같다.

$$\eta = R[\eta_0 \exp(ikx + \omega t)] \quad (1)$$

분산관계를 얻기 위하여 선형화된 연속 방정식과 운동량 방정식을 액체와 기체의 계면(interface)에서 풀어야만 하는데 각각의 액상 및 기상에 대해 방정식을 세운 후 조합하여 풀면 다음과 같은 sine mode에 대한 ω 와 k 의 관계식을 얻을 수 있다.

$$\begin{aligned} \omega^2 [\tanh(kh) + Q] + \omega [4\nu_1 k^2 \tanh(kh) \\ + 2iQkU] + 4\nu_1^2 k^4 \tanh(kh) \\ - 4\nu_1^2 k^3 \mathcal{L} \tanh(\mathcal{L}h) - QU^2 k^2 + \sigma k^3 / \rho_1 = 0 \end{aligned} \quad (2)$$

여기서 Q 는 ρ_2 / ρ_1 이다.

위의 Eq. (2)를 점성 액막에 적용하면 파의 성장률의 해는 다음과 같이 된다.

i) 장파의 경우($Q \ll kh$)

$$\omega_r = -2\nu_1 k^2 + \sqrt{4\nu_1^2 k^4 + \frac{QU^2 k}{h} - \frac{\sigma k^2}{\rho_1 h}} \quad (3)$$

ii) 단파의 경우($\tanh(kh) \approx 1$)

$$\omega_r = -2\nu_1 k^2 + \sqrt{4\nu_1^2 k^4 + QU^2 k^2 - \frac{\sigma k^3}{\rho_1}} \quad (4)$$

Senecal 등[15]이 연구한 결과를 보면 장파 또는 단파를 구분하는 기체 Weber 수를 비점성 해석을 통하여 구하였다. 비점성 해석에서 장파 및 단파의 최대 성장률을 구하고 그 두 개의 최대 성장률이 같을 때의 Weber 수가 기준이 된다. 이렇게 구한 기준은 $We_2 = 27/16$ 이다.

22 액막 분열 및 액적 생성 모델

본 연구에서는 액막에서의 분열로 발생하는 액적의 크기를 예측하기 위해 Dombrowski와 Johns[10]가 제안한 액막 분열을 채택하였다. 액막의 분열은 액막에 작용하는 공기역학적인 힘으로 인해 발생하는 표면파의 최대 성장률 때문에 발생한다. 임계진폭에 도달하면 액체의 파편은 원통형의 액사로 분열되며 이 액사축의 수직 방향으로 움직일 것으로 생각된다. 이러한 미세한 힘이 결국 불안정한 액사를 액적으로 분열시킨다.

Equation 3과 4를 보면 장파의 경우 성장률은 액막 두께의 함수이지만 단파의 경우 액막 두께와는 무관하다는 것을 알 수 있다. 그러므로 단파의 액사 형성의 시작점을 찾는 것을 예측하기 위해 원통형 제트의 분열 길이 예측에 바탕을 둔 액막 분열 길이 예측을 유사하게 유도할 수 있다. 표면 교란이 분열 시 η_b 에 도달한다면 그때의 분열시간 τ 는 다음과 같이 구할 수 있다.

$$\eta_b = \eta_0 \exp(\Omega_s \tau) \Rightarrow \tau = \frac{1}{\Omega_s} \ln\left(\frac{\eta_b}{\eta_0}\right) \quad (5)$$

여기서 Ω_s 는 Eq. (4)로부터 계산되는 최대 성장률이다. 그러므로 액막의 분열 길이는 다음과 같다.

$$L = V\tau = \frac{V}{\Omega_s} \ln\left(\frac{\eta_b}{\eta_0}\right) \quad (6)$$

여기서 $\ln(\eta_b/\eta_0)$ 는 Dombrowski와 Hooper[24]가 제안한 12를 사용하기로 한다. 여기서 V 는 액막의 절대속도이며 Eq. (4)의 U 는 상대속도를 나타낸다.

평행하게 진행되는 액막의 경우 반경방향 위치에 따라 액막 두께의 반인 h 가 변하지 않아 직접적으로 Eq. (6)을 사용할 수 있으며 단파의 경우도 성장률이 두께와 관계가 없으므로 사용할 수 있지만, 액막이 진행하면서 반경방향으로 두께가 변하는 장파의 경우는 이 식을 사용할 수 없다. 그러므로 반경 방향에 따른 액막 두께의 변화를 기하학적으로 다음과 같이 구하고 그 식을 시간에 대한 변수를 포함하는 형태로 바꾼다.

$$h = \frac{h_0(d_0 - h_0)}{d_0 - h_0 + 2l\sin\theta}, \quad l = Vt$$

$$\Rightarrow h = \frac{h_0(d_0 - h_0)}{d_0 - h_0 + 2Vt\sin\theta} \quad (7)$$

여기서 h_0 는 초기 액막의 두께이며 h 는 액막이 진행되면서 얇아지는 두께, d_0 는 분사기 노즐 출구 직경, l 은 국부적인 액막의 진행 거리, V 는 액막의 절대 속도, t 는 그 때의 시간, 그리고 θ 는 분무 반각이다. Eq. (7)을 이용하여 Eq. (3)에 대입하고 다음과 같이 적분하면 장파의 분열 길이를 얻을 수 있다.

$$\ln\left(\frac{\eta_b}{\eta_0}\right) = \int_0^{\tau} \omega dt'$$

$$\Rightarrow L = \frac{1}{2\sin\theta} \left[3V\sin\theta \ln\left(\frac{\eta_b}{\eta_0}\right) \right. \\ \left. \times \sqrt{\frac{h_0(d_0 - h_0)}{QU^2k - \sigma k^2/\rho_1}} \right. \\ \left. + (d_0 - h_0)^{2/3} \right]^{2/3} \quad (8)$$

각각의 파에서 액막으로부터 액사로 진행되는 과정은 Eq. (6) 또는 Eq. (8)로부터 얻어진 위치에서 분열된다고 가정하고 질량 보존으로부터 액사의 직경을 구할 수 있다. 장파의 경우 1파장당 2개의 조각난 것으로부터 액사로 분열되고

단파의 경우 1파장당 1개의 조각난 것으로부터 액사로 분열된다고 가정한다. 이로부터 얻어진 액사의 지름은 다음과 같다.

i) 장파의 경우

$$d_L = \sqrt{\frac{8h}{K_s}} \quad (9)$$

ii) 단파의 경우

$$d_L = \sqrt{\frac{16h}{K_s}} \quad (10)$$

여기서 K_s 는 각각의 경우에 대해 액막의 최대 성장률일 때 파수(wave number)가 된다.

액사의 축은 액막 유동 방향에 대해 횡축이기 때문에 액막의 불안정에 대해서 주위 기체보다는 표면장력이 더 지배적이라는 가정을 한다. 또한 액체의 점성 효과는, Rayleigh[25]의 분열 영역에서 $kd_L/2 < 1$ 로 주어지는 불안정 영역의 바깥 없이, 최대 불안정파를 좀 더 긴 파장으로 유도하는 경향이 있다. Dombrowski와 Johns가 수행한 연구에서처럼 가정한다면 분열은 액사의 반경이 불안정파의 진폭과 같을 때 발생하며 하나의 액적은 하나의 파장으로 부터 발생한다. 질량 보존으로부터 다음을 구할 수 있다.

$$d_D^3 = \frac{3\pi d_D^2}{K_L} \quad (11)$$

이때의 K_L 은 다음의 식으로 구할 수 있다.

$$K_L d_L = \left[\frac{1}{2} + \frac{3\mu_1}{2(\rho_1 \sigma d_L)^{1/2}} \right]^{-1/2} \quad (12)$$

이것은 원통 점성 액주의 분열에 대한 최대 성장률에 해당하는 파수로서 Weber의 결과이다. Eq. (12)를 Eq. (11)에 치환하면 액사 분열 후의 액적 직경을 다음의 식으로 얻을 수 있다.

$$d_D = 1.88 d_L (1 + 3Oh)^{1/6} \quad (13)$$

여기서 $Oh = \mu_1/(\rho_1 \sigma d_L)^{1/2}$ 인 Ohnesorge 수이다.

2.3 액막의 초기 두께 및 분무각 예측

액막의 초기 두께와 분무각은 액막 분열 후의 액적 크기와 분포에 직접적인 영향을 미친다. Rizk와 Lefebvre[26]는 동향류형의 air-blast 분무기에서 노즐 출구에서의 액막 두께와 분무 액적 크기가 상관관계에 있음을 실험적으로 보였다. Inamura 등[27]은 경계층 이론을 적용하여 이론식과 실험에 의한 액막의 초기 두께와 분무각을 측정 및 비교하였다. 하지만 이러한 방법은 이론적으로 단일 분사기의 액막 두께와 분무각을 예측하는 데는 가치가 있으나 실제 엔진에서는 너무 복잡하므로 적용하기가 수월하지 않다. Bayvel과 Orzechowski[1]는 보다 간단하게 선회 분사기의 수력학적 특성을 이론적으로 정리하였다. 하지만 이 방법도 비점성으로 가정하여 실제의 분사기 특성과는 동떨어진 결과를 내놓고 있다[28]. 본 연구에서는 러시아에서 실험 및 수력학적 이론을 바탕으로 정리한 점성 유체에 대한 해석방법[1,29]을 적용하여 압력 손실항을 고려하여 액막의 두께와 분무각을 예측하는 방법을 사용하였다. 기존의 분사기뿐만 아니라 설계 단계의 분사기를 미리 예측함으로써 다양한 분사기 설계에 대해 존재하지 않는 분사기의 분무 특성을 정확히 예측하고자 하는데 목적이 있다.

분사기의 충전계수(discharge coefficient)는 다음과 같이 정의된다.

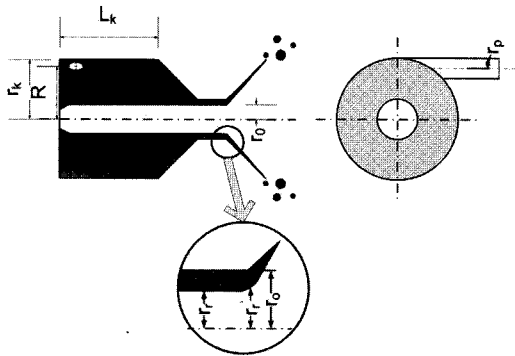


Fig. 3 Schematic and main geometric symbols of coaxial swirl injector

$$C_D = \frac{\dot{m}_{inj}}{A_0 \sqrt{2\rho_1 \Delta P_{inj}}} \quad (14)$$

여기서 \dot{m}_{inj} 는 유입되는 추진제의 질량유량, A_0 는 분사기 노즐 출구에서의 기하학적 단면적, ρ_1 은 추진제의 밀도, ΔP_{inj} 는 분사기의 차압이다. 선회 분사기에서 중요한 상수는 기하학적 상수(geometric constant)이다. 이것은 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$K = \frac{Rr_0}{ir_p^2} \quad (15)$$

여기서 r_0 는 노즐 출구의 반경, r_p 는 접선방향 입구의 반경, i 는 접선방향입구의 개수이며, $R(=r_k - r_p)$ 로서 선회실의 반경에서 접선방향 입구의 반경을 뺀 회전반경을 나타낸다. 이 기하학적 상수의 물리적 의미는 접선방향 입구와 분사기 노즐 출구에서의 기하학적 각운동량 비라 할 수 있으며 다른 말로는 기하학적 선회비와 같은 개념이다. 실제 분사기에서는 추진제가 노즐 출구면의 전면에서 방출되지 않는다. 즉, 선회유동 때문에 분사기의 중심은 기체가 채워진다. 그러므로 분사기 노즐의 채움 효율은 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\epsilon = \frac{A}{A_0} = \frac{\pi(r_0^2 - r_r^2)}{\pi r_0^2} = 1 - \left(\frac{r_r}{r_0}\right)^2 \quad (16)$$

여기서 A_0 는 분사기 노즐 출구의 면적이며, r_r 은 기체 중심부의 반경이다. 각운동량 보존 법칙과 Bernoulli 식을 조합하면 충전계수를 기하학적 상수와 채움 효율로 다음과 같이 표시할 수 있다[1,2].

$$C_D = \frac{1}{\left(\frac{K^2}{1-\epsilon} + \frac{1}{\epsilon^2}\right)^{0.5}} \quad (17)$$

위의 식을 보면 충전계수 C_D 는 기하학적 상수 K 와 분사기의 채움 효율 ϵ 의 함수임을 알 수 있다. 이 중 하나의 변수를 없애기 위해 주어진

K 에서 기체 중심의 크기는 항상 최대 유량이 흐르도록 존재한다는 조건을 적용할 수 있다. 즉, $dC_D/d\epsilon = 0$ 을 적용하여 K 를 구하면 다음과 같다.

$$K = \frac{(1-\epsilon)\sqrt{2}}{\epsilon\sqrt{\epsilon}} \quad (18)$$

이 식을 Eq. (17)에 대입하고 풀면 다음과 같은 식을 구할 수 있다.

$$C_D = \left(\frac{\epsilon^3}{2-\epsilon}\right)^{0.5} \quad (19)$$

여기에서 채움 효율로부터 구한 액막의 두께는 실제 두께보다 크다. 그 이유는 액막이 분사기 노즐 출구에서 외부로 분사될 때 밖으로 퍼지므로 액막이 변형된다. 그러므로 이러한 변형을 고려하여 분사기 출구에서의 기체 중심부의 반경 r'_r 에서 벽면 반경 r'_0 까지 적분하여 체적유량을 구하고 그 때의 축방향 속도를 대입하여 구한 다음의 식으로 결정하여야 한다.

$$C_D = \sqrt{1 - C_D^2 K^2} - S \sqrt{S^2 - C_D^2 K^2} - C_D^2 K^2 \ln \frac{1 + \sqrt{1 - C_D^2 K^2}}{S + \sqrt{S^2 - C_D^2 K^2}} \quad (20)$$

여기서 S 는 r'_r/r_0 이며 여기서 액막의 두께는 $r_0(1-S)$ 와 같다. 또한 분무각은 다음과 같다[1].

$$\tan \frac{\alpha}{2} = \frac{\bar{v}}{u} = \frac{2C_D K}{\sqrt{(1+S)^2 - 4C_D^2 K^2}} \quad (21)$$

이와 같은 해석은 점성이 고려되지 않은 해석이다. Dityakin 등[29]은 점성을 고려하여 압력 손실에 대해 보정한 일반적인 기하학적 상수를 구하고 또한 그에 상응하는 충전계수를 구하는 방법을 제시하였다. 이와 같은 손실에는 다음과 같은 종류가 있다.

i) 접선방향 입구에서의 젯(jet)의 변형

직선의 접선방향 입구로 유입되는 액체는 원형의 선회실을 만나면서 젯의 변형이 발생한다. 이

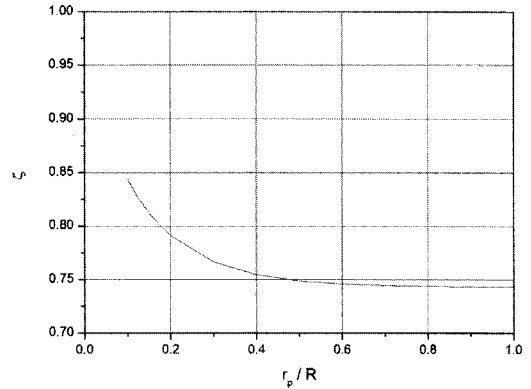


Fig. 4 Jet deformation coefficient according to ratio of r_p and R [29]

때의 변형 변수를 $B = R/r_p$ 라 하면 이 값에 따라 변형계수 ζ 를 Fig. 4로부터 구할 수 있다. 또한 이러한 변형은 분사기의 기하학적 상수도 변화를 시키므로 변형계수로 보정한 기하학적 상수는 다음과 같다.

$$K_D = \frac{K}{\zeta} \quad (22)$$

ii) 마찰에 의한 압력 손실

마찰에 의한 압력 손실은 접선방향입구에서의 손실(Δ_{inl}), 선회실에서의 손실(Δ_k), 선회실에서 충전 노즐로 가는 축소부의 손실(Δ_{noz}) 및 선회실의 길이에 따른 손실(Δ_L) 등이 있다. 이와 같은 손실의 계산은 Dityakin 등[29]에 의해 잘 설명되어 있으며 여기서는 이것을 고려하여 다음과 같은 일반적인 기하학적 상수를 사용하고 그 때의 충전계수는 다음과 같이 나타낸다.

$$K_{cL} = \frac{K_D}{1 + \theta \left(1 + \frac{C_k}{C_k - 1} \bar{\lambda} \bar{L}_k\right)} \quad (23)$$

$$C_{DL} = \frac{1}{(1/\epsilon_\theta^2 + K_{cL}^2 / (1 + \epsilon_\theta) + \Delta_{SL})} \quad (24)$$

여기서 θ 는 선회실에서 마찰에 의한 손실

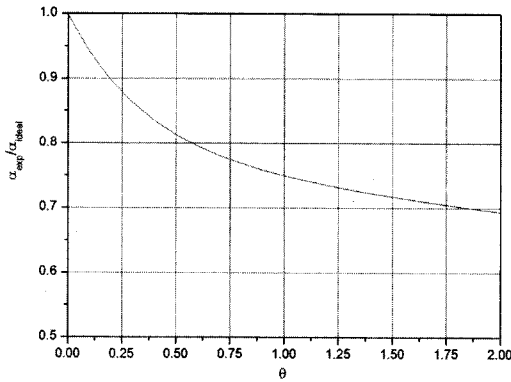


Fig. 5 Spray angle correction factor by friction coefficient[29]

을 나타내며 $\theta = \lambda_k / 2K_D(r_k/r_0 - 1)$ 로 정의된다. 또한 λ_k 는 마찰계수로서 접선방향입구의 $Re_{inl} (= u_p d_p \sqrt{i_p} / \nu_1)$ 수에 의해 다음과 같이 영역을 나눌 수 있다.

$$\lambda_k = \begin{cases} \frac{24.6}{Re_{inl}^{0.75}}, Re_{inl} \leq 2.3 \times 10^3 \\ \frac{1.22}{Re_{inl}^{0.36}}, Re_{inl} \geq 2.3 \times 10^3 \end{cases} \quad (25)$$

새롭게 구한 기하학적 상수(Eq. (23)) 및 충전계수(Eq. (24))를 Eq. (20)와 Eq. (21)에 대입하면 새로운 액막 두께와 분무각을 구할 수 있다. 여기서 분무각은 주위 기체와의 상호작용을 하여 다시 변형이 발생하는데 이것은 Dityakin 등[29]이 제시한 θ 에 의한 보정 그래프(Fig. 5)를 사용하여 관계식을 구해 재차 보정하였다.

2.3 계산 모델

본 연구에서는 위의 모델들을 KIVA[30]에 적용하였으며 2차 액적 분열모델은 TAB[31] 모델을 사용하였고, 난류 모델은 RNG 모델을 사용하였다. 또한 액적의 분포와 충돌모델은 문윤완 등[32]이 적용하였던 방법을 따라 Rosin-Rammler 분포 및 Post 등[33]의 충돌모델을 적용하였다. 또한 KIVA에는 선회 유동이 모사되어있지 않으므로 문윤완 등[32]이 수행했던

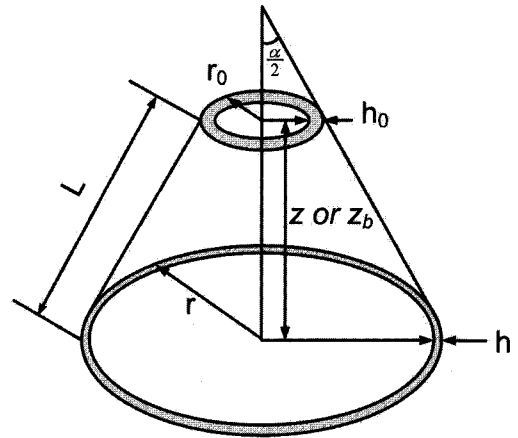


Fig. 6 Definition of breakup length, film thickness, spray angle

방법을 적용하였다. 증발모델은 KIVA에 기존의 내장되어 있는 모델을 사용하였는데, 이는 계산 조건이 상압이므로 적용하였으나, 실제의 액체로켓엔진의 조건에서는 초임계상태이므로 추후 초임계에서의 증발모델이 필요할 것으로 생각된다.

3. 결 과

3.1 계산 조건

스웰 분사기의 수치 모델을 검증하기 위하여

Table 1. Experiment and calculation conditions[20]

ΔP_{inj} (bar)	\dot{m}_{inj} (g/s)	simulant
6	24.83	Water
8	28.84	
10	32.40	

Table 2. The geometry of injector for validation[20]

r_{kr} mm	3.0
r_{pr} mm	0.5
i	3
R_r mm	2.5
L_{kr} mm	10.0
r_{0r} mm	1.0

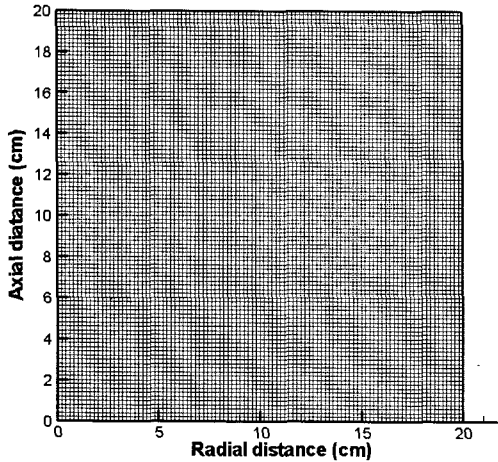


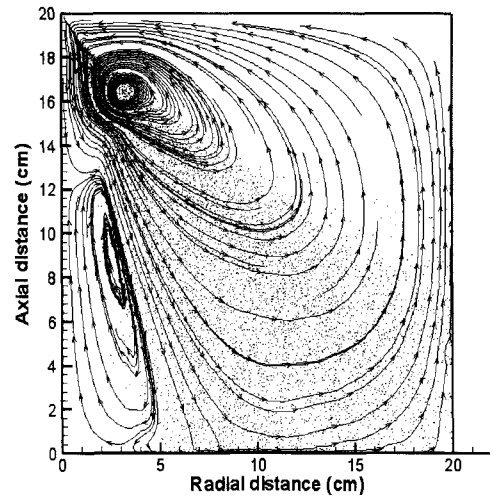
Fig. 7 Domain and grids applied to calculation

실제의 액체로켓엔진에 장착되는 분사기와 유사한 분사기로 실험한 김동준 등[20]의 실험 결과를 검증 조건으로 채택하였다. 실험에서는 상압부터 고압까지 적용하였으나 본 연구에서는 SMD와 분열길이를 정확하게 측정할 수 있는 상압조건으로 국한하였다. 추후 고압조건에서 수치적 실험을 수행하고자 한다. 또한 김동준 등의 논문에서는 SMD 측정결과는 없으나 후에 후처리된 SMD 자료로 실험치를 구성하였다. 계산 조건은 상압에서 분사기 차압 6, 8, 10 bar에 대해 계산하였고 Table 1에 정리하였다. 계산 영역은 Fig. 7과 같이 20×20 cm의 100×100 격자를 사용하였고 2차원 축대칭 계산을 수행하였다. 계산에 사용된 분사기의 치수와 실험 절차는 [20]에 잘 나타나 있으며 Table 2와 같이 정리할 수 있다.

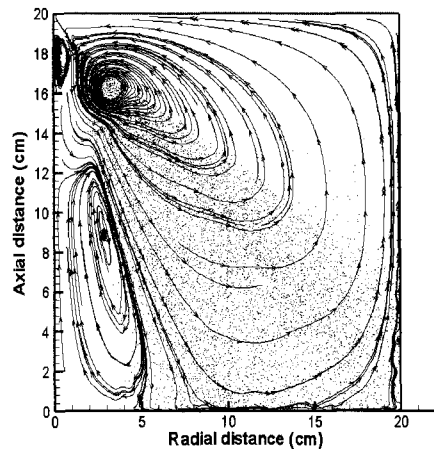
KIVA[30]는 비정상(unsteady) 상태를 계산하는 code이다. 이러한 특성 때문에 정상상태의 해를 보고자 10 ms까지 계산을 수행하였고 9.5 ms의 계산 결과를 사용하여 실험과 비교하였다.

3.2 난류모델 영향 평가

본 연구에서는 난류모델로서 RNG 모델을 사용하였는데 standard k-ε 모델과 RNG 모델 적용성을 비교할 필요가 있다. 일반적으로 standard k-ε 모델의 경우 재부착 길이를 작게



a) Standard k-ε model



b) RNG k-ε model

Fig. 8 Secondary vortex in the liquid sheet (at $\Delta P_{inj}=8$ bar)

예측하는 것으로 알려져 있다. RNG 모델 역시 경우에 따라 정확도가 떨어지는 것으로 알려져 있다. Fig. 8은 standard k-ε 모델과 RNG 모델에서 분무장을 비교한 것이다. 선회가 있는 액막이 분사될 때 액막의 내부는 선회유동으로 인해 강도의 차이는 있지만 vortex가 발생하여야 한다. 하지만 standard k-ε 모델에서는 vortex가 존재하지 않음을 관측할 수 있었고 RNG 모델에서 vortex가 관측됨을 알 수 있었다. 이것은 일반적으로 알려진 standard k-ε 모델의 재부착 길

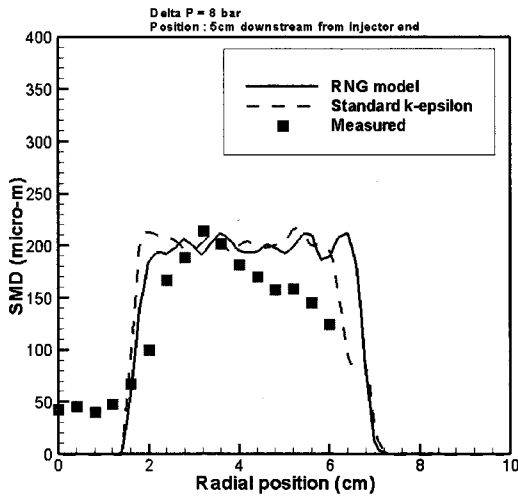
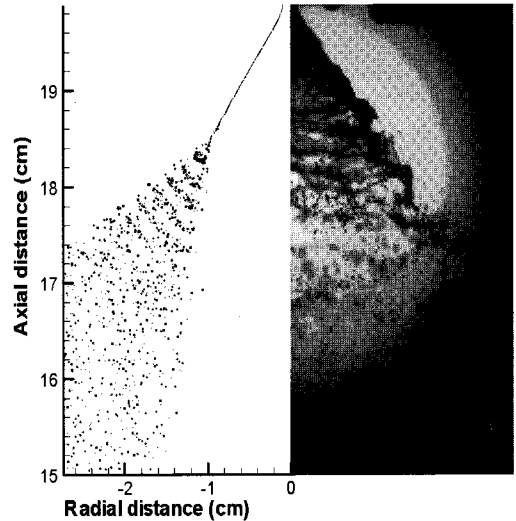


Fig. 9 SMD distribution according to turbulence model

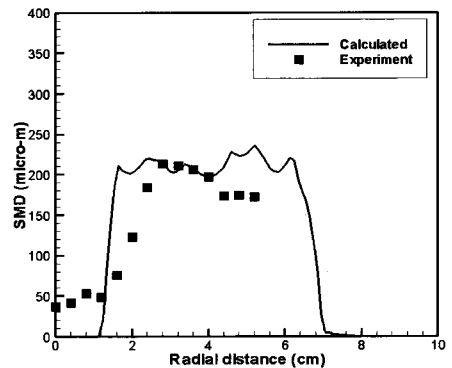
이 과소예측에 부합되는 결과임을 알 수 있다. 또한 Fig. 9는 각각의 난류 모델에서 하류 5 cm에서의 반경방향 SMD를 실험과 비교한 것인데, 정량적인 SMD 수준의 차이는 크지 않으나, 정성적으로 SMD의 분포가 축방향으로 치우쳐 있는 것을 볼 수 있다. 이것은 standard k-ε 모델의 경우 내부 vortex가 없으므로 외부 vortex의 영향 때문에 액막이 축방향으로 치우쳐 발생한 현상이라고 할 수 있다.

3.3 분무장 및 SMD 비교

Figure 10과 11은 6, 8 bar에서의 분무장 및 반경방향 SMD 분포를 실험과 비교한 것인데, 분무각과 분열 길이 등이 정성적으로 잘 일치하는 것을 볼 수 있다. 분사기 차압이 증가할수록 분열 길이는 감소하고 분무각은 증가하는 것을 볼 수 있다. 또한 실험의 분무장 사진에서 보여주는 액막과 액사 및 액적 등이 계산에서도 잘 나타남을 알 수 있다. SMD의 분포에서도 보듯이 전체적인 분포와 정량적인 SMD의 최대값은 잘 일치하는 것을 보여주고 있으나 축에서 떨어진 부분은 과대 예측하는 것을 알 수 있다. 이는 액적의 2차 분열 시 TAB 모델[30]을 사용한 결과라고 생각된다. TAB 모델의 경우 Reitz[23]의



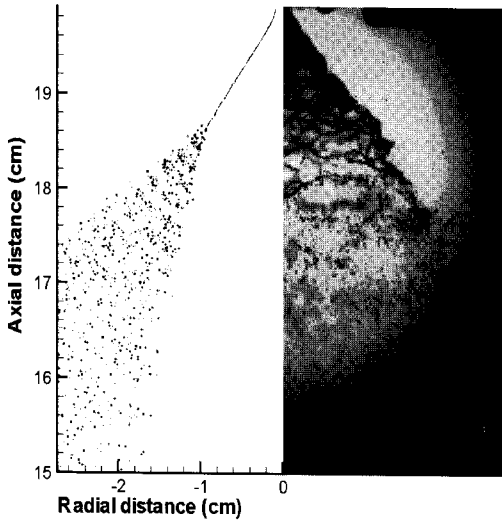
a) Spray field distribution



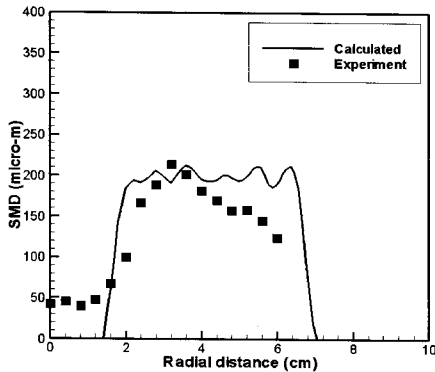
b) SMD results along radial direction at downstream 5 cm

Fig. 10 Comparison of numerical result with experiment at $\Delta P_{inj} = 6$ bar

파형 불안정 모델과는 달리 1개의 액적이 부분으로 분열되지 않는다. 그러므로 액적이 밀집해 있는 영역에서는 1차 분열의 SMD가 비교적 정확히 예측되면 TAB 모델의 경우 2차 분열의 액적도 잘 예측하나, 상대적으로 기체장과 액적의 상호작용이 심한 경계영역에서 발생하는 작은 위성 액적군(satellite drop cloud)은 잘 예측하지 못하기 때문에 과대 예측하는 것이라고 생각된다. 또한 축방향에서 축에 가까운 곳(0~1.5 cm)에서 작은 액적이 없는 것으로 예측되는 것은 실제로 분열에 의해 발생하는 액적보다는 재순



a) Spray field distribution



b) SMD results along radial direction at downstream 5 cm

Fig. 11 Comparison of numerical result with experiment at $\Delta P_{inj} = 8$ bar

환영역에 의해 유입되는 매우 작은 액적으로서 이는 유동장을 정확히 해석할 수 있어야 하므로 추후 다양하고 정밀한 유동장 해석 기법을 도입하여 고찰하여야 할 것으로 생각된다. 또한 각각의 조건에서 분무장의 계산된 형상과 실험의 형상을 비교하였을 때 계산된 형상에서는 과도하게 밖으로 퍼져 나가는 분무를 볼 수 있다. 이는 계산 시 분열된 액적의 공간 분포를 사용함으로써 발생한 것으로서 좀 더 정확한 공간적 분포를 추후에 적용하여야 할 것으로 생각된다.

Figure 12와 13은 기체 Weber 수에 따른 분열 길이와 분사기 차압에 따른 분무 반각을 도시한

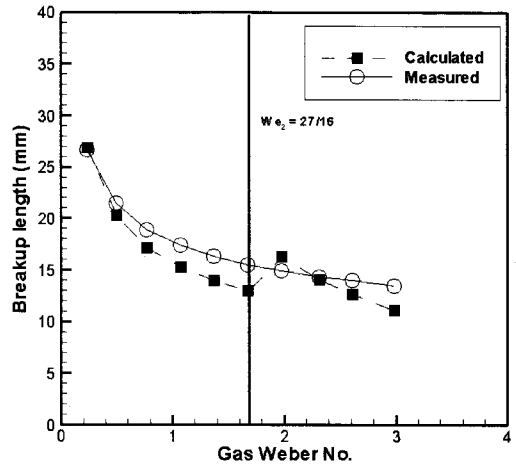


Fig. 12 Breakup length according to gas Weber number

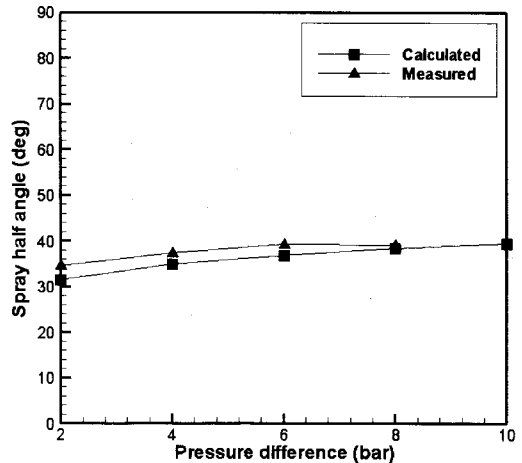


Fig. 13 Spray half angle according to injector pressure difference

것이다. 실험에서의 분열길이는 김동준 등[20]이 유도한 다음 관계식을 사용하였다.

$$\left(\frac{r_0}{h_0 \tan \theta} \right) \left[\left(\frac{z_b \tan \theta}{r_0} + 1 \right)^{3/2} - 1 \right] = 14.78 \rho_2^{-1} We_1^{-1/2} \quad (26)$$

위의 관계식은 분사기 출구에서 수직거리 z_b 를 분열길이로 사용하였는데 본 연구에서는 Fig. 6과 같이 사선의 길이로 정의하였으므로 $L_{exp} = z_b / \cos \theta$ 로 정의하여 비교하였다. 또한 김

동준 등[20]은 $\ln(\eta_b/\eta_0)$ 값을 기존의 선형 안정성 이론에서 제시한 12가 아니라 다른 값이라 예측하였는데, 이는 분열 길이의 정의가 선회유동을 고려하지 않음으로 발생한 것으로 생각되며 본 연구에서와 같이 $\ln(\eta_b/\eta_0)=12$ 로 수행하였을 때에 선회유동을 고려한 분열길이를 정의하면 실험과 잘 일치하는 것을 보여주고 있다. 그림에서 보듯이 기체 Weber 수가 증가함에 따라 약간 과소 예측함을 알 수 있으며 장파와 단파의 경계인 $We_2=27/16$ 부근에서 계산된 결과가 불연속이 발생하는 것을 볼 수 있으나 최대 2 mm의 차이만 존재하는 것으로 보이며 이것은 실험의 오차 범위 내에 포함될 수 있으므로 적용에는 문제가 없음을 알 수 있다. 또한 분사기 차압에 대한 분무각 예측을 보면 역시 2~3° 차이만 보이므로 매우 잘 예측함을 알 수 있다. 이것은 분무장 및 SMD 결과인 Fig. 10 및 11과 연속성 있는 결과라고 생각된다.

4. 결 론

스웰 분사기의 분무 특성을 고찰하고자 액막의 분열에 대해 선형 안정성 해석을 도입하여 분열 기구에 대한 고찰을 수행하였고, 기체 Weber 수가 낮은 영역과 높은 영역 모두 적용 가능하도록 모델을 개발하였다. 또한 점성 수력학적 해석을 통해 분사기 내의 압력 손실을 고려함으로써 분사기 설계 전 SMD 예측도 가능하게 하였다. 난류 모델에서는 standard k-ε 모델과 RNG k-ε 모델을 비교하였는데 분무가 있는 환경에서는 RNG k-ε 모델이 더 적합함을 알았다.

검증예로는 액체로켓엔진에 사용되는 형상과 가장 유사한 분사기를 채택하여 분열길이, SMD 및 분무각을 비교적 정확하게 측정할 수 있는 상압수류시험 조건에서의 결과를 수치 실험 결과와 비교하였다. 분열길이, 분무각 등은 약간 과소 예측하였으나, 그 값의 차이가 크지 않으므

로 정량적, 정성적으로 잘 일치한다고 생각되며, SMD는 최대값과 분포 폭은 잘 예측하였으나 분포 경향에서는 약간 달라짐을 알 수 있었다. 액적의 밀도가 낮은 액체와 기체의 경계면에서 상대적으로 작은 위성 액적군(satellite drop cloud)을 정확하게 예측하기 어려운 TAB 모델의 한계로서 이 부분을 보완하기 위해 연구를 계속 진행하여야 할 것으로 생각된다.

본 연구에서는 낮은 Weber 수에서의 분무특성을 예측하였으나, 실제 액체로켓엔진은 연소실이 고압이므로 Weber 수가 증가할 것으로 생각되는데, 추후에 고압에서의 분무특성에 대해 고찰하여야 할 것으로 사료되며, 또한 고압의 경우 추진체가 대부분 초임계상태가 되므로 초임계상태에서의 증발모델에 대해 연구가 수행되어야 할 것으로 생각된다.

참 고 문 헌

1. Bayvel, L., and Orzechowski, Z., LIQUID ATOMIZATION, Taylor & Francis, 1993
2. Lefebvre, A. H., ATOMIZATION AND SPRAYS, Hemisphere Publishing Co., 1989
3. Taylor, G. I., "The Mechanics of Swirl Atomizers," Seventh International Congress of Applied Mechanics, Vol. 2, Pt. 1, 1948, pp.280-285
4. Taylor, G. I., "The Boundary Layer in the Converging Nozzle of a Swirl Atomizer," Q. J. Mech. Appl. Math., Vol. 3, Pt. 2, 1950, pp.129-139
5. Binnie, A. M., and Harris, D. P., "The Application of Boundary Layer Theory to Swirling Liquid Flow Through a Nozzle," Q. J. Mech. Appl. Math., Vol. 3, Pt. 1, 1950, pp.80-106
6. Hodgekinson, T. G., Porton Technical Report No. 191, 1950
7. Dombrowski, N., and Hassan, D., "The

- Flow Characteristics of Swirl Centrifugal Spray Pressure Nozzles with Low Viscosity Liquids," *AIChE J.*, Vol. 15, 1969, p.604
- 8 Johns, A. R., "Design Optimization of a Large Pressure-Jet Atomizer for Power Plant," *Proceedings of the 2nd International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems*, 1982, pp.181-185
 - 9 Taylor, G. I., Generation of ripples by wind blowing over a viscous fluid, *Collected Works of G. I. Taylor*, Vol. 3, 1940, pp.244-254
 10. Dombrowski, N, and Johns, W. R., "The aerodynamic instability and disintegration of viscous liquid sheets," *Chem. Eng. Sci.*, Vol. 18, 1963, pp.203-214
 11. Stapper, B. E., Sowa, W. A., and Samuelson, G. S., "An experimental study of the effects of liquid properties on the breakup of a two-dimensional liquid sheet," *ASME Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, Vol. 114, 1992, pp.39-45
 12. Squire, H. B., " Investigation of the instability of moving liquid film," *Brit. J. Appl. Phys.*, Vol. 4, 1953, pp.167-169
 13. Li, X., and Tankin, R. S., "On the temporal instability of a two-dimensional viscous liquid sheet," *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 226, 1991, pp.425-443
 14. Hagerty, W. W., and Shea, J. F., "A study of the stability of plane fluid sheets," *J. Appl. Mech.*, Vol. 22, 1995, pp.509-514
 15. Senecal, P.K., Schmidt, D.P., Nouar, I., Rutland, C.J., Reitz, R.D., and Corradini, M.L., "Modeling high-speed viscous liquid sheet atomization," *Intl. J. of Multiphase Flow*, Vol.25, 1999, pp.1073-1097
 16. Xu, M., and Markle, L. E., "CFD-aided development of spray for an outwardly opening direct injection gasoline injector," *SAE Paper 980493*, 1998
 17. Han, Z., Parrish, S., Farrell, P. V., and Reitz, R. D., "Modeling atomization processes of pressure-swirl hollow-cone fuel sprays," *Atom. Sprays*, Vol. 7, 1997, pp.663-684
 18. Ren, W. M., and Nally, J. F., "Computations of hollow-cone sprays from a pressure-swirl injector," *SAE Paper 982610*, 1998
 19. 문운완, 설우석, 윤영빈, "액체로켓엔진에서 동축 스윙형 분사기의 분무특성에 대한 수치적 고찰," 제26회 한국추진공학회 춘계학술대회 논문집, 2006, pp.156-160
 20. 김동준, 임지혁, 길태옥, 한풍규, 윤영빈, "고압환경에서 스윙 인젝터의 분무 및 분열 특성," *한국항공우주학회지*, 제34권, 제7호, 2006, pp.97-104
 21. Sterling, A. M., and Sleicher, C. A., "The instability of capillary jets," *J. Fluid Mech.*, Vol. 68, 1975, pp.477-485
 22. Levich, V. G., *Physicochemical Hydrodynamics*, Prentice-Hall, New Jersey, 1962
 23. Reitz, R. D., and Bracco, F. V., "Mechanisms of breakup of round liquid jets," *Encyclopedia of Fluid Mechanics*, Gulf Pub, Houston, TX, 1986, pp.233-249
 24. Dombrowski, N., and Hooper, P. C., "The effect of ambient density on drop formation in sprays," *Chem. Eng. Sci.*, Vol. 17, 1962, pp.291-305
 25. Rayleigh, L., "On the instability of jets," *Proc. Lond. Math. Soc.*, Vol. 10, 1897, pp.4-13
 26. Rizk, N. K., and Lefebvre, A. H., "The Influence of Liquid Film Thickness on Airblast Atomization," *Journal of Engineering for Power*, Vol. 102, No. 3,

- 1980, pp.706-710
27. Inamura, T., Tamura, H., and Sakamoto, H., "Characteristics of Liquid Film and Spray Injected from Swirl Coaxial Injector," *J. of Propulsion and Power*, Vol. 19, No. 4, 2003, pp.632-639
28. Zong, N., and Yang, V., "Cryogenic Fluid Jets and Mixing Layers in Transcritical and Supercritical Environments," *Combust. Sci. and Tech.*, Vol. 178, 2006, pp.193-227
29. Dityakin, Yu. F., Klyachko, L. A., Novikov, B. V., and Yagodkin, V. I., *Liquid Atomization*, Machnostroenie, Moscow, 1997 (in Russian)
30. Amsden, A. A., O'Rourke, P. J., and Butler, T. D., *KIVA-II: A Computer Program for Chemically Reactive Flows with Sprays*, Los Alamos National Laboratory, LA-11560-MS, 1989
32. 문윤완, 설우석, 윤영빈, "액체로켓 엔진 연소기에 장착되는 동축 스웰 분사기의 액막 분열 및 분무 특성에 대한 수치적 연구," 제 4회 유체공학학술대회 논문집, 2006, pp.873-876
33. Post, S.L., and Abraham, J., "Modeling the outcome of drop-drop collisions in Diesel sprays," *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 28, 2002, pp.997-1019
34. 임병직, 정기훈, 윤영빈, "액체로켓용 FOF와 FOF 인젝터의 분무특성 비교," *한국추진공학회지*, 제7권, 제2호, 2003, pp.1-6