

스월형 분사기 분무 예측 모델에서의 격자 의존성 연구[§]

문윤완*[†] · 설우석* · 윤영빈**

* 한국항공우주연구원 발사체엔진팀, ** 서울대학교 기계항공공학부

Study of Grid Dependency of Sheet Atomization Model of a Pressure-Swirl Atomizer

Yoonwan Moon*[†] Woo-Seok Seol* and Youngbin Yoon**

* Rocket Engine Dept., Korea Aerospace Research Institute,

** School of Mechanical and Aerospace Engineering, Seoul Nat'l Univ.

(Received December 30, 2009 ; Revised June 29, 2010 ; Accepted July 7, 2010)

Key Words: Sheet Breakup(액막분열), Grid Dependency(격자 의존성), Liquid Mass Fraction(액체 질량 분율), Hydraulic Analysis(수력학적 해석), Linear Stability Analysis(선형 안정성 해석)

초록: 본 연구에서는 개선된 액막 분열 모델을 개발하였고 그에 따른 계산격자 의존성을 고찰하였다. 액막 및 액적 추적을 위해 라그랑지-오일러 액적 추적 모델을 사용하였기 때문에 계산격자의 크기에 한계가 있으므로 매우 작은 격자를 사용하는데 제약을 받는다. 또한 유동장내로의 분사기의 액막 주입 시 선회유동이 존재하므로 선회 유동을 정확히 예측하기 위해서는 계산격자가 충분히 작아야 한다. 이러한 상반된 조건으로부터 두 목적을 달성하기 위해 10×10mm부터 0.625×0.625mm까지 다양한 계산격자를 구성하여 수치적 고찰을 수행하였고 가장 효율적인 격자의 크기는 1.25×1.25mm인 것을 알 수 있었다.

Abstract: An improved spray model of a pressure-swirl atomizer was developed and the grid dependency of the model was investigated. Since the Lagrangian-Eulerian approach was adopted for tracking droplets, very small grids could not be used. However, in order to detect swirl flow accurately, small grids were needed because of the consideration of swirl injection. In order to overcome these limitations, numerical studies were performed by using various grids with cell sizes ranging from 10.0 × 10 mm to 0.625 × 0.625 mm. From these calculated results, it was observed that the most efficient grid cell size was 1.25 × 1.25 mm.

- 기호설명 -

A_0 : 분사기 노즐출구의 기하학적 단면적
 C_D : 분사기 충전계수
 i : 접선방향 입구 개수
 K : 분사기 특성 상수
 k : 파수(wave number)
 L_k : 분사기 선회실 길이
 \dot{m}_{inj} : 액체 질량유량
 ΔP_{inj} : 분사기 차압
 R : 선회반경
 r_0 : 분사기 출구 반경

r_k : 선회실 반경
 r_p : 분사기 접선방향 입구 반경
 r_r : 분사기 노즐에서의 air core 반경
 r'_r : 분사기 출구에서의 air core 반경
 n_p : 분사기 접선방향 입구 개수
 α : 분무각
 ϵ : 분사기 노즐채움계수
 ρ_1 : 액체 밀도
 ω : 파의 성장률

1. 서론

동축 스월형 분사기는 산업용 가스 터빈, 농기계, 자동차 엔진, 액체로켓엔진 연소기 등 다양한 분야에 활용된다. 이 분사기는 상대적으로 간단

§ 이 논문은 대한기계학회 2009년도 추계학술대회 (2009. 11. 4.-6., 용평리조트) 발표논문임

† Corresponding Author, ywmoon@kari.re.kr

© 2010 The Korean Society of Mechanical Engineers

한 설계, 고신뢰도, 양질의 분무, 및 차압이 적게 요구되는 장점이 있다. 특히 액체로켓엔진에 장착되는 경우 엔진 시스템 구성상 양질의 분무를 얻기 위해 차압이 큰 분사기를 사용할 수 없으므로 필요 동력이 적게 요구되는 동축 스월형 분사기는 매우 적합하다고 할 수 있다. 미국에서는 초기 액체로켓엔진에 사용되는 분사기의 대부분이 충돌형 분사기를 사용하였다. 이 분사기는 설계에서는 매우 간단하지만 역시 작은 차압으로 분사를 하여야 하기 때문에 양질의 분무를 얻을 수 없고 이러한 단점을 극복하기 위해 추진체를 충돌시켜 분무의 질을 높였으나, 각 추진체 흐름의 중심이 정확히 충돌할 수 있도록 가공되어야 하며 약간의 오차가 존재하면 극심한 연소 불안정이 발생하면서 대형 사고로 이어지는 단점이 있었다. 이러한 사례로 F-1 엔진의 경우 like doublet 분사기를 사용하였는데 극심한 연소 불안정의 발생으로 배플을 사용하였고 그로 인한 성능 저하가 심각하게 발생한 대표적 예이다. 구소련에서는 1950년대 중후반부터 소유즈 등의 대표적인 발사체를 개발하면서 주로 동축 스월형 분사기를 사용하였다. 동축 스월형 분사기는 충돌형 분사기와는 달리 하나의 분사기에서 산화제와 연료가 분사되므로 추진체 혼합 효율이 상대적으로 크므로 연소 성능을 증가시킬 수 있으며 설계에 따라 화염의 부상길이를 임의로 조절할 수 있으므로 연소 안정성에도 기여할 수 있다.

일반적으로 분사기의 설계에서는 상압 및 고압에서의 수류시험으로 분무의 크기 및 분포 등의 특성을 고찰하여 실제 엔진에 장착하게 된다. 이때 상압에서의 수류시험은 실제 연소 상황과는 많이 다르나 분사기의 상대적인 비교를 위해 수행하여야 할 부분이다. 보다 실제 상황에 가깝게 적용하기 위해 고압 상태에서의 분무시험을 수행하나 주위압이 고압일 경우 분무가 농후해지므로 얻는 자료에는 한계가 있다. 이때의 분무특성을 예측하기 위해 Moon 등⁽¹⁾은 액막 분열모델을 개발하여 실제 상황에 적용하였다. 하지만 분무 모델의 경우 라그랑지-오일러의 추적기법을 사용할 때 액적의 크기 때문에 격자 생성 크기에 제약을 받는다. 본 연구에서는 라그랑지-오일러 환경에서 최적의 격자를 얻기 위해 다양한 계산을 수행하였고 결과를 고찰하였다.

2. 액막 분열 모델 및 계산 격자

2.1 액막 분열 모델

스월 분사기에서 발생하는 것은 단공 분사기에서와는 달리 액주(liquid column)가 아닌 액막(liquid sheet)이다. 이것은 액주와는 분열과정이 다르다. 액막의 분열은 막에서 액사가 생성되고 다시 큰 액적으로 분열된 후 미세한 액적으로 분열된다. 이러한 분열과정을 모사하기 위해서는 적절한 가정과 수학적 모델을 필요로 한다. 본 연구에서는 Senecal 등⁽²⁾이 개발한 수학적 이론과 모델을 사용하였다.

2.1.1 액막의 초기 두께 및 분무각 예측

액막의 초기 두께와 분무각은 액막 분열 후의 액적 크기와 분포에 직접적인 영향을 미친다. Rizk와 Lefebvre⁽³⁾는 동향류형의 air-blast 분무기에서 노즐 출구에서의 액막 두께와 분무 액적 크기가 상관관계에 있음을 실험적으로 보였다. Inamura 등⁽⁴⁾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⁽⁵⁾는 보다 간단하게 선회 분사기의 수력학적 특성을 이론적으로 정리하였다. 하지만 이 방법도 비점성으로 가정하여 실제의 분사기 특성과는 동떨어진 결과를 내놓고 있다.⁽⁶⁾ 본 연구에서는 러시아에서 실험 및 수력학적 이론을 바탕으로 정리한 점성 유체에 대한 해석방법^(5,7)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.

$$C_D = \frac{\dot{m}_{inj}}{A_0 \sqrt{2\rho_1 \Delta P_{inj}}} \quad (1)$$

여기서 \dot{m}_{inj} 는 유입되는 추진체의 질량유량, A_0 는 분사기 노즐 출구에서의 기하학적 단면적, ρ_1

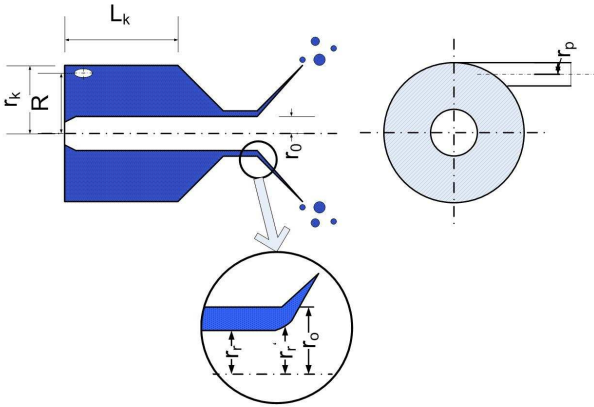


Fig. 1 Schematic and main geometric symbols of coaxial swirl injector

은 추진제의 밀도, ΔP_{inj} 는 분사기의 차압이다. 선회 분사기에서 중요한 상수는 기하학적 상수 (geometric constant)이다. 이것은 다음과 같이 표현할 수 있다.

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

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(Fig. 1). 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.

$$\epsilon = \frac{A}{A_0} = \frac{\pi(r_0^2 - r_r^2)}{\pi r_0^2} = 1 - \left(\frac{r_r}{r_0}\right)^2 \quad (3)$$

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.⁽⁵⁾

$$C_D = \frac{1}{\left(\frac{K^2}{1-\epsilon} + \frac{1}{\epsilon^2}\right)^{0.5}} \quad (4)$$

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.

$$K = \frac{(1-\epsilon)\sqrt{2}}{\epsilon\sqrt{\epsilon}} \quad (5)$$

이 식을 식 (16)에 대입하고 풀면 다음과 같은 식을 구할 수 있다.

$$C_D = \left(\frac{\epsilon^3}{2-\epsilon}\right)^{0.5} \quad (6)$$

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.

$$C_D = \sqrt{1 - C_D^2 K^2} - S\sqrt{S^2 - C_D^2 K^2} - C_D^2 K^2 \ln \frac{1 + \sqrt{1 - C_D^2 K^2}}{S + \sqrt{S^2 - C_D^2 K^2}} \quad (7)$$

여기서 S 는 r_r'/r_0 이며 여기서 액막의 두께는 $r_0(1-S)$ 와 같다. 또한 분무각은 다음과 같다.⁽⁵⁾

$$\tan \frac{\alpha}{2} = \frac{\bar{v}}{u} = \frac{2C_D K}{\sqrt{(1+S)^2 - 4C_D^2 K^2}} \quad (8)$$

이와 같은 해석은 점성이 고려되지 않은 해석이다. Dityakin 등⁽⁷⁾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. 이때의 변형 변수를 $B=R/r_p$ 라 하면 이 값에 따라 변형계수 ζ 를 Fig. 2로부터 구할 수 있다. 또한 이러한 변형은 분사기의 기하학적 상수도 변화를 시키므로 변형계수로 보정한 기하학적 상수는 다음과 같다.

$$K_D = \frac{K}{\zeta} \quad (9)$$

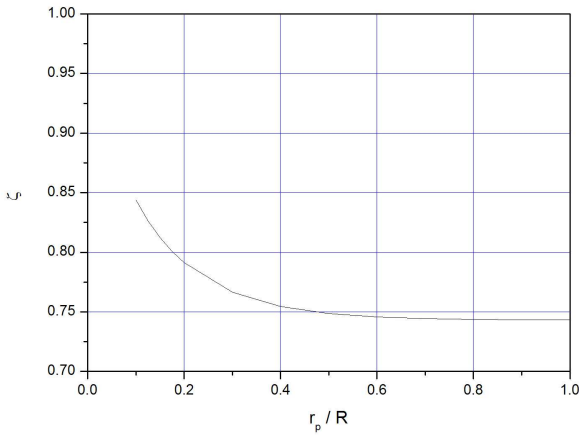


Fig. 2 Jet deformation coefficient according to ratio of r_p and R ⁽⁷⁾

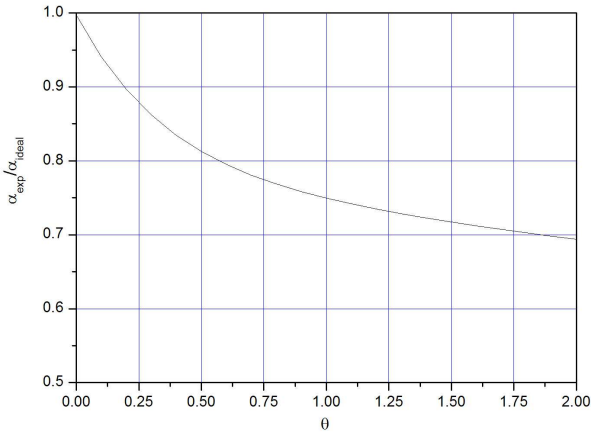


Fig. 3 Spray angle correction factor by friction coefficient⁽⁷⁾

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⁽⁷⁾에 의해 잘 설명되어 있으며 여기서는 이것을 고려하여 다음과 같은 일반적인 기하학적 상수를 사용하고 그 때의 충전계수는 다음과 같이 나타낸다.

$$K_{eL} = \frac{K_D}{1 + \theta \left(1 + \frac{C_k}{C_k - 1} \bar{\lambda} L_k\right)} \quad (10)$$

$$C_{DL} = \frac{1}{(1/\epsilon_\theta^2 + K_{eL}^2/(1 + \epsilon_\theta) + \Delta_{eL})} \quad (11)$$

이다. 여기서 θ 는 선회실에서 마찰에 의한 손실을 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.

$$\lambda_k = \begin{cases} \frac{24.6}{Re_{inl}^{0.75}}, & Re_{inl} \leq 2.3 \times 10^3 \\ \frac{1.22}{Re_{inl}^{0.36}}, & Re_{inl} \geq 2.3 \times 10^3 \end{cases} \quad (12)$$

새롭게 구한 기하학적 상수[식 (10)] 및 충전계수[식 (11)]를 식 (7)과 식 (8)에 대입하면 새로운 액막 두께와 분무각을 구할 수 있다. 여기서 분무각은 주위 기체와의 상호작용을 하여 다시 변형이 발생하는데 이것은 Dityakin 등⁽⁷⁾이 제시한 θ 에 의한 보정 그래프(Fig. 3)를 사용하여 관계식을 구해 재차 보정하였다.

2.1.2 선형 안정성 이론

본 연구에서는 액막의 선형 안정성 해석을 위해 주위 기체와 액체의 점성을 고려하였고, 운동 방정식으로부터 식을 유도하였으며, 원통형 액체 제트의 안정성 해석을 도입하였다.⁽²⁾ 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 식 (13)과 같다.

$$\eta = \mathbb{R}[\eta_0 \exp(ikx + \omega t)] \quad (13)$$

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.

$$\begin{aligned} & \omega^2 [\tanh(kh) + Q] + \omega [4\nu_1 k^2 \tanh(kh) \\ & + 2iQkU] + 4\nu_1^2 k^4 \tanh(kh) \\ & - 4\nu_1^2 k^3 \mathcal{L} \tanh(\mathcal{L}h) - QU^2 k^2 + \sigma k^3 / \rho_1 = 0 \end{aligned} \quad (14)$$

여기서 Q 는 ρ_2/ρ_1 이다.

위의 식 (14)를 점성 액막에 적용하면 파의 성장률의 해는 다음과 같이 된다.

i) 장파의 경우($Q \ll kh$)

$$\omega_r = -2\nu_1 k^2 + \sqrt{4\nu_1^2 k^4 + \frac{QU^2 k}{h} - \frac{\sigma k^2}{\rho_1 h}} \quad (15)$$

ii) 단파의 경우($\tanh(kh) \approx 1$)

$$\omega_r = -2\nu_1 k^2 + \sqrt{4\nu_1^2 k^4 + QU^2 k^2 - \frac{\sigma k^3}{\rho_1}} \quad (16)$$

Senecal 등⁽²⁾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.

2.1.3 액막 분열 및 액적 생성 모델

본 연구에서는 액막에서의 분열로 발생하는 액적의 크기를 예측하기 위해 Dombrowski와 Johns⁽⁸⁾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 수직방향으로 움직일 것으로 생각된다. 이러한 미세한 힘이 결국 불안정한 액사를 액적으로 분열시킨다.

식 (15)와 (16)을 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 젯의 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.

$$\eta_b = \eta_0 \exp(\Omega_s \tau) \Rightarrow \tau = \frac{1}{\Omega_s} \ln\left(\frac{\eta_b}{\eta_0}\right) \quad (17)$$

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

$$L = V\tau = \frac{V}{\Omega_s} \ln\left(\frac{\eta_b}{\eta_0}\right) \quad (18)$$

여기서 $\ln(\eta_b/\eta_0)$ 는 Senecal 등⁽²⁾이 사용한 12를 사용하기로 한다. 여기서 V 는 액막의 절대속도이며 식 (16)의 U 는 상대속도를 나타낸다.

평행하게 진행되는 액막의 경우 반경방향 위치에 따라 액막 두께의 반인 h 가 변하지 않아 직접적으로 식 (18)을 사용할 수 있으며 단파의 경우 도 성장률이 두께와 관계가 없으므로 사용할 수 있지만, 액막이 진행하면서 반경방향으로 두

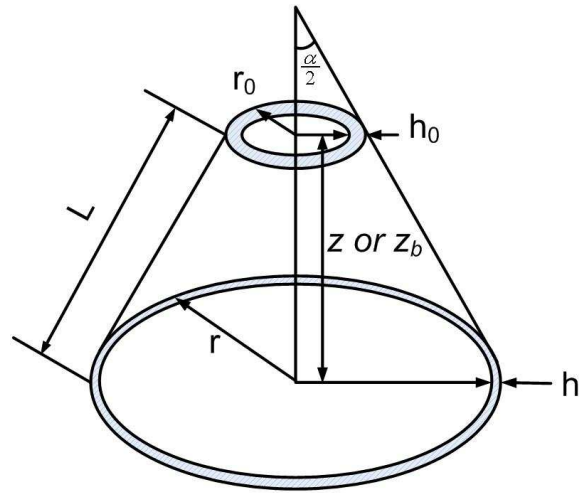


Fig. 4 Definition of breakup length, film thickness, spray cone angle

께가 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.

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

$$\Rightarrow h = \frac{h_0(d_0 - h_0)}{d_0 - h_0 + 2Vt \sin\theta} \quad (19)$$

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. 식 (19)를 이용하여 식 (15)에 대입하고 다음과 같이 적분하면 장파의 분열 길이를 얻을 수 있다.

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

$$\Rightarrow L = \frac{1}{2\sin\theta} [3V\sin\theta \ln\left(\frac{\eta_b}{\eta_0}\right) \times \sqrt{\frac{h_0(d_0 - h_0)}{QU^2k - \sigma k^2/\rho_1 + (d_0 - h_0)^{2/3}]}]^{2/3} \quad (20)$$

각각의 파에서 액막으로부터 액사로 진행되는 과정은 식 (18) 또는 식 (20)으로부터 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 액

사로 분열된다고 가정한다. 이로부터 얻어진 액사의 지름은 다음과 같다.

i) 장파의 경우

$$d_L = \sqrt{\frac{8h}{K_s}} \quad (21)$$

ii) 단파의 경우

$$d_L = \sqrt{\frac{16h}{K_s}} \quad (22)$$

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, Rayleigh의 분열 영역⁽²⁾에서 $kd_L/2 < 1$ 로 주어지는 불안정 영역의 바깥 없이, 최대 불안정파를 좀 더 긴 파장으로 유도하는 경향이 있다. Dombrowski와 Johns⁽⁸⁾가 수행한 연구에서처럼 가정한다면 분열은 액사의 반경이 불안정파의 진폭과 같을 때 발생하며 하나의 액적은 하나의 파장으로부터 발생한다. 질량 보존으로부터 다음을 구할 수 있다.

$$d_D^3 = \frac{3\pi d_D^2}{K_L} \quad (23)$$

이때의 K_L 은 다음의 식으로 구할 수 있다.

$$K_L d_L = \left[\frac{1}{2} + \frac{3\mu_1}{2(\rho_1 \sigma d_L)^{1/2}} \right]^{-1/2} \quad (24)$$

이것은 원통 점성 액주의 분열에 대한 최대 성장률에 해당하는 파수로서 Weber의 결과이다. 식 (24)를 식 (23)에 치환하면 액사 분열 후의 액적 직경을 다음의 식으로 얻을 수 있다.

$$d_D = 1.88 d_L (1 + 3Oh)^{1/6} \quad (25)$$

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

2.1.4 계산 모델

본 연구에서는 위의 모델들을 KIVA⁽⁹⁾에 적용하였으며 2차 액적 분열모델은 TAB⁽⁹⁾ 모델을 사용하였고, 난류 모델은 RNG 모델을 사용하였다. 또한 액적의 분포와 충돌모델은 Rosin-Rammler 분포를 적용하였다. 증발모델은 KIVA에 기존의 내장되어 있는 모델을 사용하였는데, 이는 계산 조건이 상압 및 아임계상태이므로 적용하였으나, 실제의 액체로켓엔진의 조건에서는 초임계상태이므로 추후 초임계에서의 증발모델이 필요할 것으

로 생각된다.

2.2 계산 격자 및 조건

KIVA는 액적의 추적과 기체장을 동시에 풀기 위해 Lgarangian-Eulerian 접근방법을 사용한다.⁽⁹⁾ 하지만 Schmidt 등⁽¹⁰⁾에 의하면 액적의 충돌 모델은 격자에 매우 민감하다. 또한 본 연구에서 채택한 분사기의 경우 선회유동을 포함하고 있기 때문에 선회유동을 포착할 수 있는 격자의 크기가 요구된다. Karlsson⁽¹¹⁾은 단위격자 당 액적의 질량분율이 0.5가 넘지 않는 범위에서 최소크기의 격자를 사용함이 적당하는 것을 제안하였다. 그러므로 본 연구에서는 전체 25×20cm에서 10×10mm, 5×5mm, 2.5×2.5mm, 1.25×1.25mm 및 0.625×0.625mm 등의 다양한 균일격자에 대해 수치 실험을 수행하였다.

계산 조건은 2D 축대칭이며 스윙형 분사기의 분무 현상을 수치적으로 해석하기 위해 Kim 등⁽¹²⁾이 실험한 결과 및 조건, 분사기를 채택하였다. 이 실험은 고압탱크에서 주위압을 변경시키면서 1 bar에서 40 bar까지 다양한 질량 유량으로 분무의 특성을 살펴 본 것이나 본 연구에서는 주위압 1 bar에 대해 고찰하였으며 실험 조건은 Table 1과 같다.

Table 1 Experimental condition

ΔP_{inj} (bar)	5.79
\dot{m} (g/s)	25.21
P_{amb} (bar)	1.0

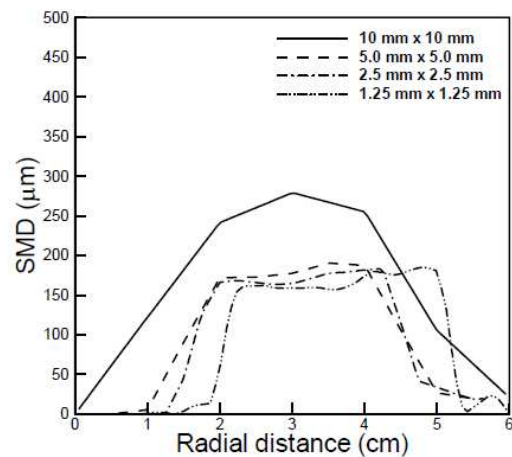
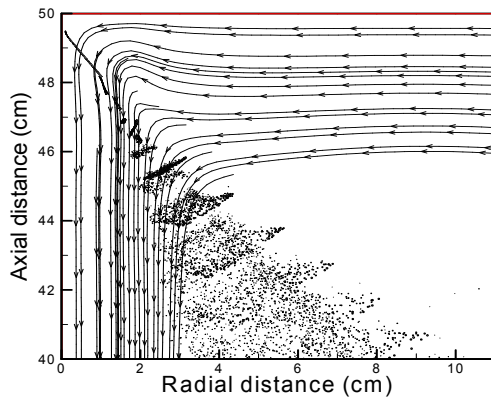
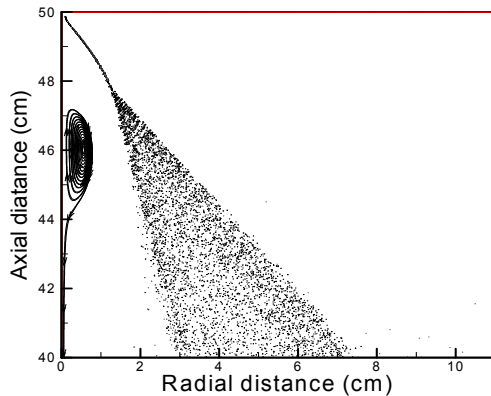


Fig. 5 SMD distributions according to various grid cell sizes



(a) Grid cell size 5.0×5.0 mm



(b) Grid cell size 1.25×1.25 mm

Fig. 6 Streamline field for various grid cell sizes

3. 결 과

Figure 5는 각 격자에 대한 분사기 하류 50mm에서 SMD의 분포를 보여준다. 그림에서 보면 10×10mm의 경우 SMD를 상당히 크게 예측하는 결과를 보여주고 있으며 전영역에서 SMD가 분포하는 것으로 보여주고 있다. 하지만 5×5mm의 격자부터는 상당히 고른 SMD의 분포를 보여주고 있음을 알 수 있다. 하지만 2.5×2.5mm의 크기보다 작은 1.25×1.25mm의 경우 SMD의 수준은 차이가 없으나 분포가 분사기 축으로부터 외각으로 이동한 것을 볼 수 있다. 이를 규명하기 위해 분무장을 Fig. 6과 같이 도시하였다. 그림에서 보면 5×5mm의 경우 분무장 내의 재순환 영역을 포착하지 못함을 알 수 있다. 하지만 2.5×2.5mm부터는 재순환 영역을 포착함을 볼 수 있으므로 이하의 격자부터 액막의 선회유동으로 발생하는 액막 내부의 재순환 영역이 계산에 반영됨을 알

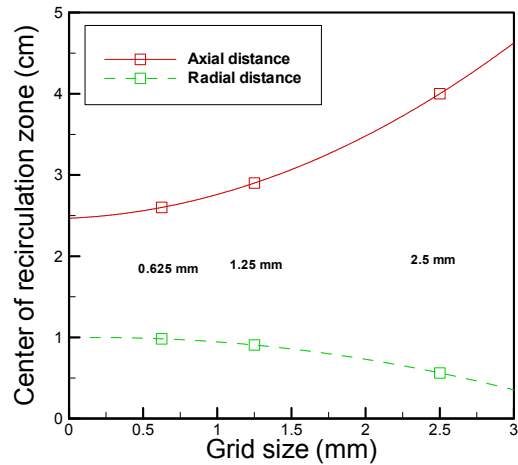


Fig. 7 Inner recirculation zone center location for grid cell sizes

수 있었다.

재순환 영역이 반영되어 계산됨에 따라 계산 결과에 영향을 미치지 않는 격자를 결정하여야 한다. 그것을 찾기 위해 각 계산 격자에서 보여준 재순환 영역 중심의 이동을 Fig. 7과 같이 나타내어 보았다. 격자 크기가 2.5×2.5mm일 때 재순환 영역의 중심은 분사기 출구로부터 약 40mm 하류에 있으나, 격자 크기가 1.25×1.25mm로 감소할 때는 약 30mm로, 10mm 상류로 이동하여 큰 이동폭을 보여주고 있다. 하지만 0.625×0.625mm로 감소하였을 경우는 26mm로 1.25×1.25mm일 때에 비해 큰 감소를 보여주고 있지는 않으므로 계산 결과의 격자 의존성이 많이 감소하였다고 볼 수 있다. 위의 결과들로 볼 때에 가장 적합한 격자의 크기는 0.625×0.625mm로 생각되나, Karlsson⁽¹¹⁾의 제시로부터 액적의 각 격자당 질량분율을 고려하면 0.625×0.625mm는 제시기준인 0.5를 상회한다. 그러므로 결과에 큰 영향을 미치지 않는 격자 크기인 1.25×1.25mm가 가장 적합함을 알 수 있다.

본 연구에서 도출된 결과는 Karlsson⁽¹¹⁾이 제시한 조건으로부터 Table 1의 특정한 조건에 대해 적합한 계산격자 크기를 구하기 위해 수행한 것이므로 조건이 변화하면 분열된 액적의 크기 및 분포가 달라지므로 다른 격자 크기가 존재한다. 또한 동일한 분사 조건에서 주위압이 변화하면 액막의 길이, SMD 및 분포등이 달라지므로 위에서 언급한 격자의 크기는 바뀌어야 한다. 여기서 공통적으로 적용할 수 있는 기준은 Karlsson⁽¹¹⁾이 제시한 각 격자당 액체의 질량분율이 0.5이하

라는 것이며, 이로부터 격자의 크기를 최적화하여야 할 것으로 생각된다.

4. 결 론

본 연구에서는 Lgarangian-Eulerian 접근방법을 사용하는 액막분열 모델에서의 격자 의존성에 대한 연구를 수행하였다. 이를 위해 10×10mm부터 0.625×0.625mm까지 격자를 감소시키면서 계산을 수행하였으며, 그로부터 액막의 선회유동 때문에 발생하는 액막 내부의 재순환 영역이 격자 크기 0.625×0.625mm 일 때 가장 잘 포착함을 알 수 있었다. 하지만 Karlsson⁽¹¹⁾의 제시로부터 각 격자당 액적의 질량분율이 0.5이하인 것을 고려한다면 1.25×1.25mm가 최적임을 도출할 수 있었다.

본 연구에서 도출된 최적격자 조건은 특정한 분사조건과 주위압에 관한 것으로서 분사 조건 및 주위압 등의 조건이 바뀌면 분열된 액적의 크기가 달라지므로 Karlsson⁽¹¹⁾의 기준을 적용하여 최적격자계를 재계산하여야 할 것으로 생각된다.

참고문헌

- (1) Moon, Y. and Seol, W.-S., 2007, "Development and Validation of Spray Model of Coaxial Swirl Injector Installed in Liquid Propellant Rocket Engine," *J. of KSPE*, Vol. 11, No. 5, pp. 37~50.
- (2) Senecal, P.K., Schmidt, D.P., Nouar, I., Rutland, C.J., Reitz, R.D. and Corradini, M.L., 1999, "Modeling High-Speed Viscous Liquid Sheet Atomization," *Intl. J. of Multiphase Flow*, Vol. 25, pp. 1073~1097.
- (3) Rizk, N. K. and Lefebvre, A. H., 1980, "The Influence of Liquid Film Thickness on Airblast Atomization," *J. of Engineering for Power*, Vol. 102, No. 3, pp. 706-710.
- (4) Inamura, T., Tamura, H. and Sakamoto, H., 2003, "Characteristics of Liquid Film and Spray Injected from Swirl Coaxial Injector," *J. of Propulsion and Power*, Vol. 19, No. 4, pp. 632-639.
- (5) Bayvel, L. and Orzechowski, Z., 1993, *Liquid Atomization*, Taylor & Francis.
- (6) Zong, N. and Yang, V., 2006, "Cryogenic Fluid Jets and Mixing Layers in Transcritical and Supercritical Environments," *Combust. Sci. and Tech.*, Vol. 178, pp. 193-227.
- (7) Dityakin, Yu. F., Klyachko, L. A., Novikov, B. V. and Yagodkin, V. I., 1977, *Liquid Atomization*, Machnostroenie, Moscow, (in Russian).
- (8) Dombrowski, N and Johns, W. R., 1963, "The Aerodynamic Instability and Disintegration of Viscous Liquid Sheets," *Chem. Eng. Sci.*, Vol. 18, pp. 203-214.
- (9) Amsden, A. A., O'Rourke, P. J. and Butler, T. D., 1989, *KIVA-II: A Computer Program for Chemically Reactive Flows with Sprays*, Los Alamos National Laboratory, LA-11560-MS.
- (10) Schmidt, D.P. and Rutland, C.J., 2004, "Reducing Grid Dependency in Droplet Collision Modeling," *J. Engineering for Gas Turbines and Power*, Vol. 126, pp. 227~233.
- (11) Karlsson, J.A.J, 1995, *Modeling Auto-Ignition, Flame Propagation and Combustion in Non-Stationary Turbulent Sprays*, Ph.D. Dissertation, Chalmers University of Technology, Sweden.
- (12) Kim, D., Im, J.-H., Khil, T., Han, P and Yoon, Y., 2006, "Spray Breakup Characteristics of a Swirl Injector in High Pressure Environments," *J. of KSAS*, Vol. 34, No. 7. pp. 97~104.