

안정성 이론을 이용한 고압 분사 액체 제트의 미립화 모델에 관한 연구

김 흥 석[†], 성 낙 원^{**}

(2000년 9월 26일 접수, 2001년 4월 12일 심사완료)

A Study on an Atomization Model of a High-Pressurized Liquid Jet with a Stability Theory

Hongsuk Kim and Nakwon Sung

Key Words : Liquid jet(액체제트), Stability theory(안정성이론), Injection(분사), Atomization(미립화)

Abstract

The wave characteristics for a non-reacting high-speed liquid jet were investigated using a linear stability theory. In this study, 2-D incompressible viscous momentum equation for a liquid jet was considered, and the effects of injection parameters, such as Weber number, Reynolds number, and density ratio, on the wave characteristics were investigated. With the wavelength obtained from the stability analysis, the atomization model was suggested. The droplet sizes after breakup were determined by the wavelengths of fast growing waves, and the mass of the shed droplets was determined by the breakup time derived by O'Rourke et al. It was found that in comparison with measurements of diesel fuel spray, the results of calculation had a similar trend of the decrease of overall SMD with the increase of Reynolds number.

1. 서론

미립화는 분사되는 액체 제트가 작은 크기의 액적으로 분열되는 현상이며 연료를 분사 공급하는 연소 장치에서 중요한 의미를 갖는다. 현재까지 액체 제트의 미립화 원인을 규명하기 위해 많은 연구들이 수행되어져 왔으며 이를 3 차원 수치 해석 코드에 적용하기 위한 연구가 계속되고 있다. 선형 안정성 이론을 이용하여 미립화 원인을 규명하려는 시도는 Rayleigh⁽¹⁾가 비점성 액체 제트에 대한 수학적 해를 제시함으로써 처음으로 이루어졌다. 그는 액체 제트와 주변 가스의 계면에서 발생하는 여러 파 중에서 최대 성장률을 갖는 파가 존재하고 이에 의해서 분열(breakup)이 발생할 것으로 생각하였다. 그리고, 그는 분사 속도가 아주 작은 영역에서 분열된 후 액적의 크기는 노즐 직

경의 1.89 배 임을 보였다. 그의 연구에서는 중력과 주변가스의 효과가 무시되었다. Rayleigh의 연구 이후 많은 연구자들에 의하여 액체 제트에 대한 안정성 해석이 이루어졌는데 Lin과 Ibrahim⁽²⁾은 Rayleigh의 연구에서 무시되었던 액체 제트의 점성 및 주변 가스의 밀도와 점성을 고려하였다. 또한, Ibrahim과 Marshall⁽³⁾은 액체 제트가 반경 방향 속도 구배를 갖는 경우에 대한 선형 안정성 해석을 수행하였으며, 액체 제트의 반경 방향 속도 구배가 없는 형태에서 포물선 형태로 갈수록 액체 제트는 안정해짐을 제시하였다.

분사 액체의 미립화 모델로는 액적과 주변 가스의 상대속도에 의해 액적이 분열되는 공기역학적 미립화 모델 (aerodynamic induced atomization)^(4,5)과 노즐 내부의 액체 유동 특성이 난류일 때 노즐 출구를 벗어난 액체 제트는 난류의 영향을 받아 표면에 교란을 일으키게 되고 이에 의해서 액적의 분열이 발생한다는 Gosman⁽⁶⁾ 등의 난류유동모델 (turbulence induced atomization) 등이 있다. 공기역학적 미립화 모델 계열로는 TAB(Taylor Analogy Breakup)모델과 Wave 모델 등이 있다. TAB 모델은

[†] 책임저자, 회원, 성균관대학교 대학원 기계공학과

E-mail: hongsuk@nature.skku.ac.kr

TEL: (031)290-7498

^{**} 회원, 성균관대학교 기계공학부

O'Rourke 와 Amsden⁽⁴⁾에 의하여 제안되었으며 액적이 변형하는 관계를 스프링-질량으로 이루어진 시스템에 적용하여 미립화 과정을 해석한 모델이다. Wave 모델은 Reitz 와 Diwakar⁽⁶⁾가 제안한 모델이며, 액체 제트에 대한 선형 안정성 해석 결과를 이용하여 액체 제트의 미립화 과정을 모델링 하였다. 많은 연구자들은 이 모델을 공업용 노즐 해석에 적용하여 좋은 결과를 얻고 있다.⁽⁷⁾

본 연구에서는 액체 제트를 2 차원, 비압축성, 점성유동으로 간단화하고 여러 분사 조건에 대한 안정성을 이론적으로 고찰하고자 한다. 또한, 이를 바탕으로 디젤 엔진에서 사용하는 압력식 노즐의 공기 역학적 미립화 현상을 모델링하고자 한다.

2. 액체제트의 안정성 해석

반경이 R_0 인 단공 노즐로부터 분사되는 액체 제트의 표면에서 발생하는 파의 불안정성을 고찰하기 위하여 2 차원 원통 좌표계를 고려하였다. Fig. 1 에 액체 제트 해석의 개요와 좌표 축을 나타내었다. 문제를 간단히 하기 위하여 액체 제트에 대한 비압축성, 점성 지배방정식을 고려하였으며, 주변 가스에 대한 비압축성, 비점성 지배방정식을 고려하였다. 속도와 압력은 평균속도 성분과 섭동성분으로 다음과 같이 분리되었다.

$$v_r = \bar{v}_r + v'_r, \quad v_z = \bar{v}_z + v'_z, \quad P = \bar{P} + p' \quad (1)$$

여기서 v_r 은 반경 방향 속도 성분을 v_z 는 축 방향 속도 성분을 의미한다. 또한, 지배방정식의 모든 변수들은 노즐 반경 R_0 과 노즐 출구에서의 분사 속도 V_z 를 이용하여 무차원 수로 전환되었다.

액체 제트와 주변 가스의 운동량방정식에 식 (1)을 적용하고, 섭동성분의 제곱 항은 무시하였으며, 평균 유동 성분들은 그 자체가 운동량방정식을 만족하므로 제거하였다. 따라서, 액체 제트에 대한 r 방향 운동량방정식은 다음과 같다. 하첨자 1 과 2 는 액체 제트와 주변 가스를 의미한다.

$$\left(\frac{\partial v'_{r1}}{\partial t} + V_z \frac{\partial v'_{r1}}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p'_1}{\partial r} + \frac{1}{Re} \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial v'_{r1}}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 v'_{r1}}{\partial z^2} \right] \quad (2)$$

여기서 Reynolds 수는 $Re = \rho_1 V_z R_0 / \mu$ 로 정의된다. μ 는 액체 제트의 점성계수, ρ 는 밀도이다. 주변 가스의 r 방향 운동량방정식은 다음과 같다.

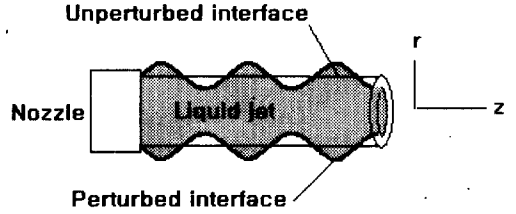


Fig. 1 Model system considered in the analysis of the stability of a liquid jet

$$\frac{\partial v'_{r2}}{\partial t} = -Q \frac{\partial p'_2}{\partial r} \quad (3)$$

여기서, 무차원 수 $Q = \rho_1 / \rho_2$ 는 액체 제트와 주변 가스의 밀도비로 정의되었다.

경계조건으로 액체 제트와 주변 가스의 경계면에서 다음의 식들을 고려하였다.

$$p'_2 - p'_1 + \frac{2}{Re} \frac{\partial v'_{r1}}{\partial r} = \frac{1}{We} \left(\frac{\partial^2 \delta}{\partial z^2} + 1 \right) \quad (4)$$

$$v'_{r1} = \frac{d\delta}{dt} + v_z \frac{\partial \delta}{\partial z} \quad (5)$$

$$v'_{r2} = \frac{d\delta}{dt} \quad (6)$$

여기서 Weber 수는 $We = \rho_1 V_z^2 R_0 / \sigma$ 로 정의된다. σ 는 액체 제트의 표면장력 계수이다. δ 는 파의 반경 방향 위치를 의미하는데 노즐 직경 R_0 과 노즐 중심 축으로부터 계면까지의 거리 R 을 이용하여 다음과 같이 표현된다.

$$\delta = R - R_0 \quad (7)$$

식 (4)는 계면에 존재하는 수직 방향 힘들의 평형을 의미한다. 수직 방향 힘으로는 압력, 점성력, 표면장력이 고려되었다. 식 (5)는 액체 제트의 반경방향 섭동속도에 관한 식이며 시간에 대한 계면 위치의 변화율과 액체 제트의 축 방향 속도에 의해 결정됨을 의미한다. 식 (6)은 주변 가스의 반경방향 섭동속도에 관한 식이며 시간에 대한 계면 위치의 변화율에 의해서만 영향 받음을 의미한다.

본 연구에서는 δ 는 시간과 공간 상에서 다음과 같은 파동의 형태로 변화한다고 가정하였다.

$$\delta(z, t) = \delta_0 e^{i\alpha z + \beta t} \quad (8)$$

여기서 δ_0 는 최초 파가 갖는 증폭 양을 나타내고, α 는 파수(wave number)로써 파장과 $\alpha = 2\pi/\lambda$ 의 관계를 갖는다. 또한, β 는 진동수를 의미하며 시간에 따른 증폭현상을 묘사하기 위하여 다음과 같이 복소수로 표현하였다.

$$\beta = \beta_r + i\beta_i \quad (9)$$

여기서 β_r 은 표면에 존재하는 파의 성장 및 감쇠 특성을 결정하는 성장률(growth rate)의 의미를 갖는다. 반면에 β_i 은 시간에 대한 주기함수의 의미를 갖는다. β 과 α 는 R_0 와 R_0/V_z 를 이용하여 각각 무차원화 되었다. 또한, 액체 제트와 주변 가스의 섭동 압력과 섭동 속도는 경계면에서의 파동 변화 특성과 동일하게 변화한다고 가정하였다.

$$p'_1(r, z, t) = \hat{p}_1(r) e^{i\alpha z + \beta t} \quad (10)$$

$$p'_2(r, z, t) = \hat{p}_2(r) e^{i\alpha z + \beta t} \quad (11)$$

$$v'_{r1}(r, z, t) = \hat{v}_{r1}(r) e^{i\alpha z + \beta t} \quad (12)$$

$$v'_{r2}(r, z, t) = \hat{v}_{r2}(r) e^{i\alpha z + \beta t} \quad (13)$$

식 (10)과 식 (11)에서 나타나는 $\hat{p}_1(r)$, $\hat{p}_2(r)$ 에 관한 식을 얻기 위해 2 차원 운동량방정식에 $\nabla \cdot$ 연산을 취하여 다음과 같은 방정식을 얻었다.

$$\frac{\partial^2 p'}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial p'}{\partial r} + \frac{\partial^2 p'}{\partial z^2} = 0 \quad (14)$$

p' 에 대한 식 (10)과 (11)의 관계를 식 (14)에 넣으면 $\hat{p}_1(r)$ 와 $\hat{p}_2(r)$ 에 대한 다음 식을 얻는다.

$$\hat{p}_1(r) = a_1 I_0(\alpha r) \quad (15)$$

$$\hat{p}_2(r) = a_2 K_0(\alpha r) \quad (16)$$

여기서 I_0 와 K_0 는 변형 1종 및 2종 베셀함수(modified Bessel function)이다.

식 (12)와 (13)을 경계조건인 식 (5)와 (6)에 대입

하면 $\hat{v}_{r1}(r)$, $\hat{v}_{r2}(r)$ 에 관한 식을 얻을 수 있다.

$$\hat{v}_{r1} = \delta_0 \beta + \bar{v}_{z1} \delta_0 (i\alpha) \quad (17)$$

$$\hat{v}_{r2} = \delta_0 \beta \quad (18)$$

식 (13)~(16), 식 (15)~(19)를 식 (2)와 식 (4)에 대입하고, 경계조건 식 (4)를 이용하여 정리하면 α 와 β 에 대한 다음의 방정식을 얻을 수 있다.

$$c_1 \beta^2 + (c_{21} i + c_{22}) \beta + c_{31} i + c_{32} = 0 \quad (19)$$

여기서 c_1 , c_{21} , c_{22} , c_{31} , c_{32} 는 α 에 대한 함수로써 다음과 같다.

$$c_1 = \frac{1}{\alpha} \left[\frac{I_0(\alpha)}{I_1(\alpha)} + \frac{1}{Q} \frac{K_0(\alpha)}{K_1(\alpha)} \right] \quad (20)$$

$$c_{21} = 2 \frac{I_0(\alpha)}{I_1(\alpha)} + 2 \frac{1}{Re} \alpha \quad (21)$$

$$c_{22} = \frac{I_0(\alpha)}{a I_1(\alpha)} \frac{1}{Re} (\alpha^2 + 1) \quad (22)$$

$$c_{31} = \frac{I_0(\alpha)}{I_1(\alpha)} \frac{1}{Re} (\alpha^2 + 1) \quad (23)$$

$$c_{32} = -\frac{I_0(\alpha)}{I_1(\alpha)} \alpha - \frac{2}{Re} \alpha^2 + \frac{1}{We} (\alpha^2 - 1) \quad (24)$$

식 (19)의 β 를 실수부와 허수부로 나누고, Newton-Raphson 법을 이용하여 β_r 과 β_i 를 구하였다.

3. 미립화 모델링

본 연구에서는 분사 초기 조건으로 구형 액적이 노즐 출구로부터 분사되는 것으로 가정하였다. 이 때 액적의 크기는 노즐 크기와 동일하다. 이와 같은 가정은 Reitz⁽⁵⁾ 등이 도입한 가정으로 노즐 근처에서 불규칙하게 존재하는 액주, 액막 등을 수치적으로 묘사하는 것이 불가능하기 때문에 도입되었다.

Fig. 2는 미립화 모델의 개념을 나타낸다. 모체 액적의 표면에서 발생하는 파가 작은 액적으로 분열되어 이탈함에 따라 모체 액적의 크기는 작아지게 되고, 결국 분열시간(τ_b)에 도달했을 때 모체

액적이 완전히 미립화 된다. 본 연구에서 사용한 분열시간은 O'Rourke 와 Amsden⁽⁴⁾이 이론적으로 얻은 값을 사용하였다. 그들은 액적에 작용하는 공기 역학적인 힘과 표면장력에 의한 힘 그리고 점성력에 의한 힘을 스프링-질량 시스템에 작용하는 외력, 스프링력, 댐핑력에 각각 대응시키는 Taylor analogy 를 이용하여 Weber 수가 무한히 큰 경우 분열시간에 대한 다음의 식을 유도하였다.

$$\tau_b = \sqrt{3} \frac{r}{\sqrt{\rho_2 / \rho_1 V_z}} \quad (25)$$

분열되는 액적의 크기와 표면에서 발생하는 파의 파장과 관계가 있다는 Dombrowski⁽⁸⁾ 등의 연구 결과에 근거하여 모체 액적으로부터 분열되는 액적의 크기 r_s 를 다음과 같이 결정하였다.

$$r_s = B_1 \Lambda \quad (26)$$

여기서 B_1 는 모델 상수로서 1.0 로 주었다. 즉, 이 식은 경계면에서 발생하는 최대성장율을 갖는 파의 파장에 의하여 분열된 후 액적의 크기가 결정됨을 의미한다. 분열시간이 지나면 모체 액적은 모두 미립화 된다고 가정을 이용하여 모체 액적 크기의 변화를 다음과 같이 계산하였다.

$$r_{p,new} = r_{p,old} - \Delta t \frac{r_{p,old} - r_s}{\tau_b} \quad (27)$$

분열 과정 전후의 모체 parcel 내에 존재하는 액적 개수는 변하지 않으며, 분열되는 액적들이 이루는 parcel 내에 존재하는 액적의 개수는 질량보존법칙으로부터 다음과 같이 결정하였다.

$$NP_s = \frac{NP_p r_{p,old}^3 - NP_p r_{p,new}^3}{r_s^3} \quad (28)$$

본 연구에서 사용한 parcel 은 크기, 위치, 속도, 온도 등 상태량이 같은 액적들의 집합을 의미하는 개념으로 계산 시간 단축을 위하여 도입되었다.

Fig. 3 은 미립화 모델의 흐름도를 나타낸다. 무한히 작은 액적들이 발생할 경우 계산 시간이 많아지므로 다음의 조건을 삽입하였다.

$$P_{mass} < B_2 P_s \quad (29)$$

여기서 P_{mass} 는 노즐 출구로부터 나오는 최초 parcel 의 질량이고, P_s 는 임의의 시간에서 미립화된 후 존재하는 parcel 의 질량이다. B_2 는 0.01 을 사용하였다. 따라서 식 (29)는 분열 후 parcel 의 질량이 노즐 출구로부터 나오는 최초 parcel 질량의 1% 이하이면 분열되지 않음을 의미한다.

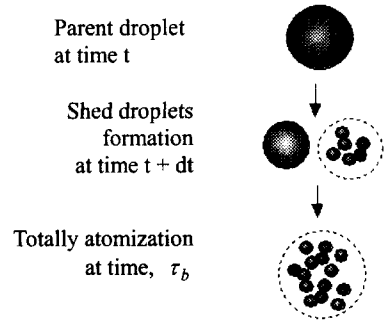


Fig. 2 Schematic diagram of atomization

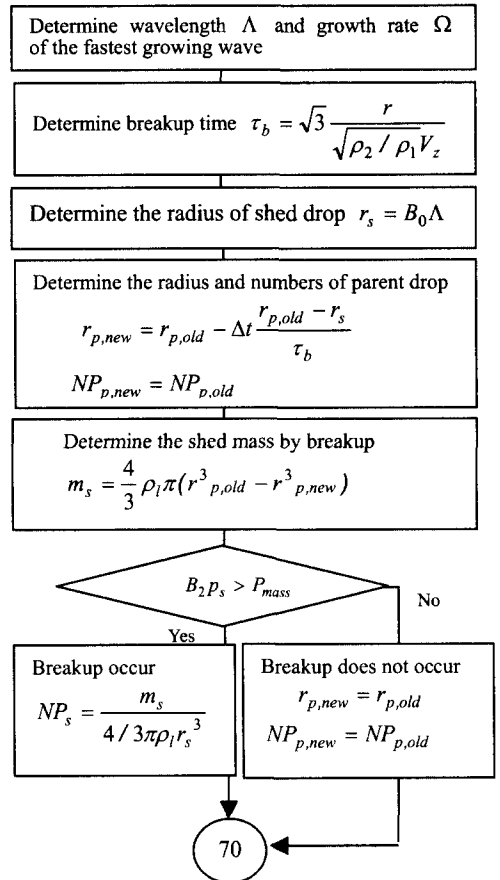


Fig. 3 Flow chart for an atomization model

4. 결과 및 고찰

4.1 액체 제트의 안정성에 대한 고찰

식 (19)는 임의의 파수 α 가 주어짐에 따라 파의 성장 및 거동 특성을 나타내는 β_r 과 β_i 가 결정됨을 의미한다. 또한, 파의 성장 특성에 영향을 미치는 무차원 수로 Weber 수, Reynolds 수, 밀도비가 고려되었음을 알 수 있다. Fig. 4는 파장 λ 과 파의 성장률 β_r 의 관계를 나타낸다. 계산 조건은 $We=10000$, $Re=3180$, $Q=39.07$ 이다. 파의 파장이 $\lambda=0.0246$ 이하인 파는 β_r 이 음수이므로 감쇠하며, $\lambda=0.0246$ 이상인 파는 성장한다. 특히, 파장이 $\lambda=0.0453$ 인 파의 성장률($\beta_r=11.913$)이 가장 빠름을 알 수 있다. Fig. 5는 파장 λ 와 β_i 의 관계를 나타낸다. β_i 는 파의 주기적 반복 특성, 즉, 주파수를 나타낸다. 파장이 감소함에 따라 주파수는 감소하는 경향을 보인다. Fig. 6에는 시간에 따른 파의 성장 특성을 나타내었다. 주어진 조건($We=10000$, $Re=3180$, $Q=39.07$)에서 최대 성장률을 갖는 파장 ($\lambda=0.0453$, $\beta_r=11.913$, $\beta_i=-130.76$)에 대한 파의 특성이다. 시간이 지남에 따라 파의 진폭이 증가함을 보여주고 있다.

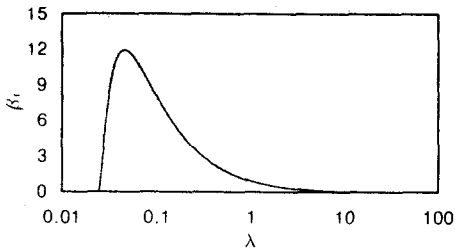


Fig. 4 Relations between wavelength and growth rate at the injection condition of $We=10000$, $Re=3180$, and $Q=39.07$

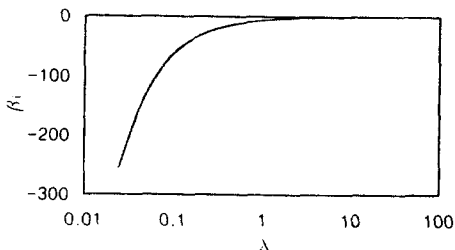


Fig. 5 Relations between λ and β_i ($We=10000$, $Re=3180$, $Q=39.07$)

Fig. 7은 Weber 수 변화에 대한 파의 불안정 특성을 나타낸다. 계산 조건으로 Reynolds는 1000으로, Q 는 40.0으로 고정되었다. Weber 수가 클수록 파의 성장률이 증가하고, 짧은 파장의 파들도 불안정한 특성을 갖음을 알 수 있다. Fig. 8은 Weber 수의 변화에 따른 최대 성장률의 변화와 최대 성장률을 보이는 파장의 변화를 각각 보여주고 있다. 본 논문에서는 최대 성장률을 Ω 로 이 때의 파장을 Λ 로 표시하였다. Weber 수가 증가함에 따라 최대 성장률은 증가하며, 최대 성장률을 보이는 파의 파장은 감소한다. 최대 성장률을 갖는 파가 액체 제트 미립화의 주원인이고, 액체 제트를 이탈하는 파의 크기가 파장과 관계됨을 고려할 때 Weber 수가 증가하면 미립화 특성이 양호할 것으로 판단된다.

Fig. 9는 Reynolds 수 변화에 대한 파의 불안정성 특성을 나타낸다. 계산 조건으로 We 는 10000, Q 는 40.0으로 고정되었으므로 Reynolds 수의 증가는 단지 액체 제트 점성계수의 감소를 의미한다. Reynolds 수가 증가할수록 파들의 성장률은 커지지만 불안정 특성을 갖는 파의 파장 영역은 변하지 않는다. Fig. 10은 Reynolds 수 변화에 따른 최대 성장률의 변화와 최대 성장률을 보이는 파장의 변화를 각각 보여주고 있다. Reynolds 수가 클수록 최대성장률은 지수함수의 형태로 증가하며 최대 성장률을 보이는 파장은 감소함을 알 수 있다.

Fig. 11은 Weber 수를 $We=10000$ 으로 고정시키고 밀도비 Q 의 변화에 따른 파의 불안정 특성을 나타낸다. 밀도비가 클수록 불안정해지는 파장의 영역은 작아지고 그 파들의 성장률은 작아짐을 나타내고 있다. Fig. 12는 밀도비의 변화에 따른 최대 성장률의 변화와 최대 성장률을 보이는 파장의 변화를 각각 보여주고 있다. 밀도비가 클수록 최대성장률은 감소하며 파장은 선형적으로 증가함을 알 수 있다.

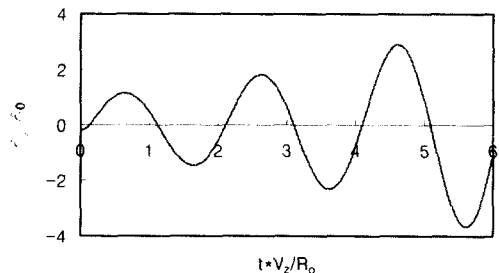


Fig. 6 Wave development with time at dimensionless location $z=1.0$

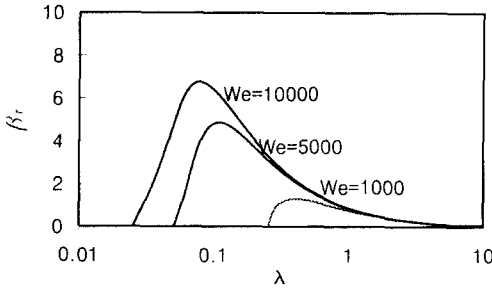


Fig. 7 Effect of Weber number on stability at $Re=1000$ & $Q=40.0$

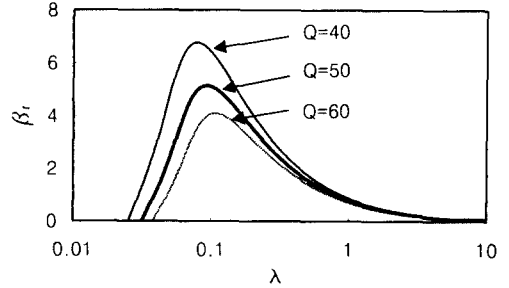


Fig. 11 Effect of density ratio on stability at $We=10000$ & $Re=1000$

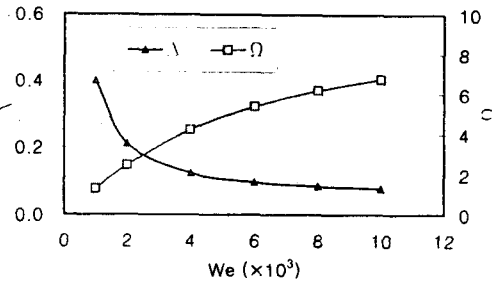


Fig. 8 Effect of Weber number on the characteristics of fast growing wave at $Re=1000$ & $Q=40.0$

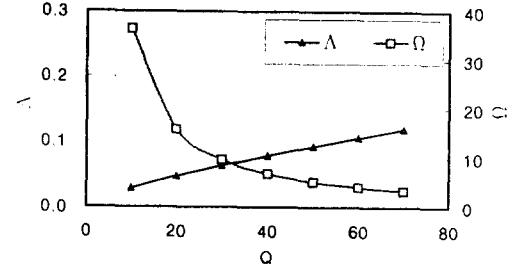


Fig. 12 Effect of density ratio on the characteristics of fast growing wave at $We=10000$ & $Re=1000$

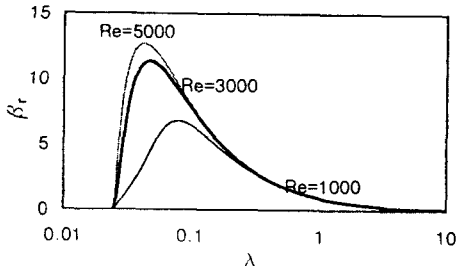


Fig. 9 Effect of Reynolds number on stability at $We=10000$ & $Q=40.0$

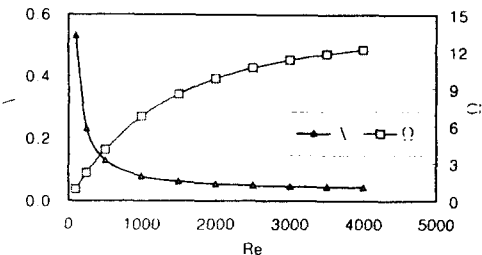


Fig. 10 Effect of Reynolds number on the characteristics of fast growing wave at $We=10000$ & $Q=40$

4.2 미립화 모델을 이용한 분무 특성 고찰

본 연구에서 제안된 분무 미립화 모델은 Los Alamos 연구소에서 개발한 3 차원 수치해석 프로그램인 KIVA-3V 코드에 접목되었으며, 미립화 모델 외의 해석 모델들은 KIVA-3V 코드의⁽⁹⁾ 모델들을 수정 없이 사용하였다. Table 1 은 계산 조건을 나타낸다. 계산 조건은 Tomohisa⁽¹⁰⁾ 등의 실험 결과 및 Allocca⁽¹¹⁾ 등의 실험 결과와 비교하기 위해 설정되었다. 연료는 축 중앙에 위치한 노즐을 통해서 분사되며, 연소실은 일정 압력, 온도 298 K 인 질소로 가득 차 있어서 분무 중 액적의 증발 현상은 발생하지 않는다. 노즐 직경은 200 μm 이다. 분무 계산의 정확성은 계산 격자의 크기에 민감하게 영향을 받는다. 그 이유는 Lagrangian 기법으로 기술되는 분무와 주변 가스 사이에서 발생하는 운동량 및 에너지 교환을 분무 액적이 존재하는 격자점에서 계산하기 때문이다. 본 연구에서는 이와 같은 단점을 보완하기 위하여 선행 연구⁽⁷⁾에서 제안한 Fig. 13 과 같은 중앙 조밀 격자를 사용하였고, 계산시간 단축을 위하여 2 차원 축대칭 격자를 사용하였다. 가장 작은 격자의 크기는 폭 0.1mm 높이 2mm 이며, 전체 격자 개수는 약 4900 개이다.

Table 1 Calculating conditions

	Exp. By Tomohisa Et al. ⁽¹⁰⁾	Exp. by Allocca et al. ⁽¹¹⁾
Injection pressure, MPa	120, 99, 77, 55	60
Ambient pressure, MPa	2.0, 1.5, 1.0	1.7
Injection duration, Ms	1.38, 1.54, 1.77, 2.07	2.36
Fuel amount, G	0.012	0.00984
Ambient density kg/m ³	18.0	19.54
Fuel	C ₁₃ H ₂₈	C ₇ H ₁₆



Fig. 13 Axisymmetric computational domain and typical computed spray shape

Fig. 14는 분무가 종료되는 시간에 분무장에 존재하는 전체 액적들의 직경을 평균한 SMD를 Tomohisa⁽¹⁰⁾ 등의 실험 결과 및 Yamane⁽¹²⁾ 등의 경험식과 비교하였다. Yamane 등이 제안한 경험식은 다음과 같다.

$$SMR = 47R_0 \sqrt{Re} \left(\frac{\rho_2}{\rho_1}\right)^{0.26} \quad (30)$$

여기서 R_0 는 노즐의 반경을 의미한다. SMR은 액적들의 크기를 평균하는 방법이며 다음과 같이 정의된다.

$$SMR \equiv \frac{\sum r^3}{\sum r^2} \quad (31)$$

계산 결과는 실험 및 경험식에 의한 결과와 마찬가지로 분사 압력이 높아질수록 SMR이 감소하는 경향을 보인다. Fig. 15는 분무장 내에 존재하는 분무 입경의 분포를 검증하기 위하여 계산 결과를 Allocca⁽¹¹⁾ 등의 실험 결과와 비교한 그림이다. 실험 데이터들은 분사 노즐로부터 20mm 떨어진 지점에서 시간이 지남에 따라 측정되어졌다. 실험으로부터 얻은 SMR은 분사 초반에 큰 값을 보이고 시간이 흐름에 따라 미립화의 영향으로 그 크기가 작아지고 있다. 본 연구에서 제안된 미립화

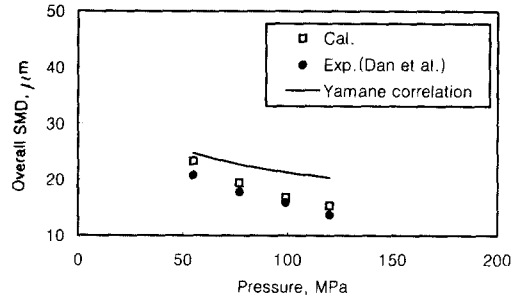


Fig. 14 Effect of injection pressure on an overall SMR at the time of completion of injection

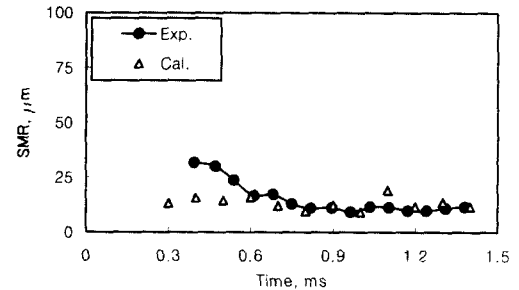


Fig. 15 Comparison between calculated SMR and experiments measured at 20mm downstream the axis of the spray

모델을 이용하여 계산된 SMR은 분무 초반에는 실험 값보다 작고, 분무 후반에는 실험 값과 유사함을 알 수 있다. Fig. 16은 분무 개시 후로부터 1.3ms 지난 시점에서 분무 중심 축에 존재하는 분무의 평균 입경 분포를 Allocca⁽¹¹⁾ 등의 실험 결과와 비교한 그림이다. 실험에 의한 SMR은 분무 하류로 갈수록 액적들 상호간의 충돌 및 유착으로 그 크기가 증가한다. 계산 결과도 충돌 유착 현상에 의해 액적 크기가 증가하는 경향을 보여주고 있다.

Fig. 17은 60MPa 압력으로 분사하는 경우 계산으로부터 얻어진 분무도달거리를 Allocca⁽¹¹⁾ 등의 실험 결과와 Hiroyasu⁽¹³⁾의 경험식의 결과와 비교하였다. Hiroyasu의 경험식은 다음과 같다.

$$l_p = 2.95(\Delta P / \rho_2)^{0.25} \sqrt{2R_0 t} \quad (32)$$

여기서 t 는 분사 개시 후의 시간 [sec]을 의미하고, 경험식에 의해 계산된 분무도달거리는 [m]의 단위를 갖는다. 계산된 분무도달거리는 실험 및 경험식의 분무도달거리 보다 길게 예측되고 있다.

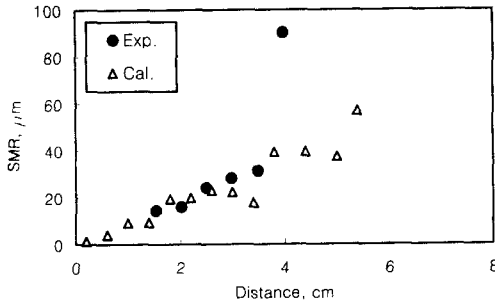


Fig. 16 Comparison between calculated SMR and experiment with respect to the distance from nozzle at 1.3ms after start of injection

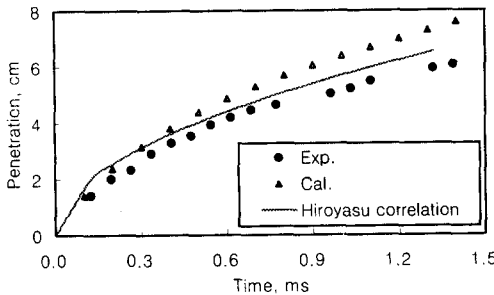


Fig. 17 Comparison between calculated spray tip penetration with experiments

5. 결론

본 연구에서는 액체 제트에 대한 2 차원 비압축성, 점성 운동량방정식의 선형 안정성 이론 해석 결과를 이용하여 고압 분사되는 액체 제트의 미립화 모델을 제시하였다. 액체 제트에 대한 선형 안정성 해석을 통해서 Weber 수 및 Reynolds 수가 증가할수록 그리고, 밀도비가 감소할수록 파의 최대성장률은 커지고 최대성장률을 보이는 파의 파장은 짧아짐을 알 수 있었다. 또한, 선형 안정성 이론에 근거한 미립화 모델의 결과는 분사 압력이 증가할수록 분무 입경이 감소하는 실험 및 경험식의 경향과 잘 일치함을 알 수 있었다.

참고문헌

- (1) Rayleigh L., 1878 "On the Instability of Jets," Proc. Lond. Math. Soc. 10.
- (2) Lin S. P., and Ibrahim E. A., 1990, "Instability of a Viscous Liquid Jet Surrounded by a viscous Gas in a Vertical Pipe," *J. Fluid Mech.*, Vol. 218, pp. 614~658.
- (3) Ibrahim E. A., and Marshall S. O., 2000, "Instability of a Liquid Jet of Parabolic Velocity Profile," *Chemical Engineering Journal*, vol. 76, pp.17~21.
- (4) O'Rourke P. J., and Amsden A. A., 1987, "The Tab Method for Numerical Calculation of Spray Droplet Breakup," *SAE paper* No. 872089.
- (5) Reitz R. D., and Diwakar R., 1987, "Structure of High- Pressure Fuel Sprays," *SAE paper* No. 870598.
- (6) Huh K. Y., and Gosman A. D., 1991, "A Phenomenological Model of Diesel Spray Atomization," *Proceeding of The International Conference on Multiphase Flows*, Japan.
- (7) 김홍석, 성낙원, 1999, "디젤 엔진 분무의 액적 미립화 모델 및 벽면 충돌 모델에 관한 연구," *대한기계학회논문집 B 권*, 제 23 권 제 1 호, pp. 69~81.
- (8) Dombrowski N., and Johns W. R., 1963, "The Aerodynamic Instability and Disintegration of Viscous Liquid Sheet," *Chem. Eng. Sci.* 18, pp 203~214.
- (9) Amsden A. A., 1997, "KIVA-3V: A Block-Structured KIVA Program for Engines with Vertical or Canted Valves," *Los Alamos National Laboratory report* LA-13313-MS (July).
- (10) Tomohisa D., Takagishi S., Senda J., and Fujimoto H., 1997, "Effect of Ambient Gas Properties for Characteristics of Non-Reacting Diesel Fuel Spray," *SAE paper* No. 970352.
- (11) Allocca L., Corcione F. E., and Fusco A., 1994 "Modeling of Diesel Spray Dynamics and Comparison with Experiments," *SAE paper* No. 941895.
- (12) Yamane Y., Yokota H., and Kamimoto T., 1992, "Study of Atomization and Air-Entrainment Characteristics of Unsteady Dense Sprays," *Trans. Of JSME (B)*, Vol. 58 No.550, pp.1955~1960.
- (13) Hiroyasu H., and Arai M., 1980, "Fuel Spray Penetration and Spray Angle in Diesel Engines," *Journal of JSAE*, No. 21, pp. 5~11.