

고압상태에서의 연료액적의 증발특성 해석

Analysis of Fuel Droplet Vaporization at High-Pressure Environment

이 재 철*, 김 용 모**

J. C. Lee, Y. M. Kim

ABSTRACT

A vaporization model for single component fuel droplet has been developed for applying to sub- and supercritical conditions. This model can account for transient liquid heating and circulation effect inside the droplet, forced and natural convection, Stefan flow effect, real gas effect and ambient gas solubility into the liquid droplet in high-pressure conditions. Thermodynamic and transport properties are calculated as functions of temperature and pressure in both phases. Numerical calculations are carried out for several validation cases with the detailed experimental data. Numerical results confirm that this supercritical vaporization model is applicable to the high-pressure conditions encountered in the combustion processes of diesel engine.

주요기술용어 : Droplet Vaporization(액적증발), Forced Convection(강제대류), Natural Convection(자연대류), Real Gas Behaviour(실제기체거동), Supercritical Condition(초임계조건), Phase Equilibrium(상평형), Solubility(용해도)

1. 서 론

디젤엔진과 같은 고압의 연소조건은 일반적으로 분사된 연료성분의 열역학적 임계점을 넘어서게 되며 이러한 조건하에서의 연료액적의 증발 및 연소는 저압상태에서와는 다른 양상을 띠게 된다. 초임계상태에서는 연료액적에 대한 액체-기체 간의 상경계가 없어지게 되므로, 물리적 및 열역학적 상태량의 급격한 변화를 초래하게 되어 고압 연소기관의 성능 및 공해가스 형성에 지대한 영향을 미치게 된다.

액체연료를 사용하는 엔진에 있어서, 그 연

소효율, 공해가스의 형성, 그리고 연소안정성에 지대한 영향을 미치는 연료액적의 증발 및 연소현상을 규명하기 위하여 많은 실험적, 수치적 연구들이 이루어져 왔다. Abramzon과 Sirignano^{[1],[2]}는 아임계모델로서, 단일성분연료에 대하여 $Le = 1$ 의 가정을 사용하지 않고 온도의 영향을 고려한 열역학적 상태량을 사용하여 증발특성을 해석하였다. 보다 실제연료에 가까운 복합성분연료에 대한 연구로는 Continillo와 Abramzon^[3], Mawid와 Aggarwal^{[4],[5]}, 그리고 Tong과 Sirignano^[6] 등이 행하였다. Heywood와 Renksizbulut^[7], Dwyer^[8] 등은 액적 외부 및 내부 유동장에 대

* 한양대학교 대학원

** 한양대학교 기계공학과

한 2차원 해석을 시도하였다. 초임계모델로, Jin과 Borman¹¹⁾은 복합성분의 액적증발특성을 연구하였으며, Chin¹²⁾은 중력효과와 액적의 2차분열의 영향을 포함하여 해석하였다. Shuen, Hsieh 그리고 Yang¹³⁾은 초임계상태에서 기체상태의 비정상상을 고려하여 액적연소현상을 모델링하였고 Litchford와 Jeng¹⁴⁾은 준정상기체상태 가정의 초임계모델로 LOX의 증발을 연구하였다.

고압상태에서의 연료액적의 증발 및 연소과정을 모델링하는데 있어서의 어려움들을 기술하면, 우선 연료액적의 증발 및 연소현상은 근본적으로 비정상현상이라는 데 있다. 또, 연료액적의 증발 및 연소를 모델링하는데 있어서 기본이 되는 열역학적 및 물리적 상태량들이 임계점근방에서 급격한 변화를 나타낸다고 알려져 있으나, 이러한 현상 자체에 대한 근본적인 이해와 자료가 부족한 상태이며, 연료액적의 표면에서 액상과 기상의 구별이 없어진 시점 이후의 증발과정을 어떻게 모델링할 것인가 하는 어려움이 있다.

다차원의 정교한 증발모델의 개발은 여러가지로 시도되고는 있으나¹⁵⁻¹⁶⁾, 초임계조건까지 고려한다면 그 자체로써 연소유동해석용 프로그램에 적용하기에는 어려움이 있다. 따라서 본 연구에서는, 연소유동해석용 프로그램에 쉽게 적용할 수 있으면서 초임계상태를 포함한 넓은 압력범위에 적용할 수 있는 단일액적의 증발모델을 개발하는데 목적을 두고 있다. 본 연구에서 개발된 초임계 증발모델의 예측 능력을 검증하기 위하여, 각각 Savery와 Borman¹⁷⁾ 및 Hiroyasu¹⁸⁾ 등의 실험결과, 그리고 Sato¹⁹⁾의 실험결과에 대하여 수치계산을 수행하여 실험결과와 상세한 비교를 하였다.

2. 지배방정식

초임계상태에서의 증발모델을 개발함에 있어서 본 연구에서 설정한 가정들은 다음과 같

다; (1) 완전한 구인 단일성분의 연료액적을 가정한다. (2) 기체상태는 준정상상태로 간주한다. (3) 기상-액상의 경계면은 상평형 조건에 의해서 계산한다. (4) 질량확산은 공기와 연료성분의 유효이원확산계수만을 고려한다. (5) 주위의 압력은 일정하다. (6) 복사 효과는 무시한다. (7) Dufour, Soret 효과는 무시한다. (8) 점성소산은 무시한다.

아울러 본 모델은 온도, 압력효과를 고려한 물리적상태량을 사용하였고, 이상기체모델 대신 Redlich-Kwong 상태방정식을 사용하였으며, fugacity 개념을 도입하여 주위 기체의 액적내부로 용해도를 계산하였다. 주위 기체의 액적 속으로의 용해현상은 액적표면의 아주 얇은 두께에서만 일어난다고 가정하였으며 Stefan 유동효과와 자연대류효과도 포함하였다.

2.1 액적증발모델

반지름 r_s 인 연료액적을 둘러싸고 있는 반지름 r ($r_s < r < \delta/2$)의 검사표면을 생각할 때 (Fig.1), 이 표면을 통과하는 i 번째 성분의 질량유동은 다음과 같다.

$$J_i = 4\pi r^2 \left[-\rho_g D_g \frac{dY_i}{dr} + \rho_g V_r Y_i \right] \quad (1)$$

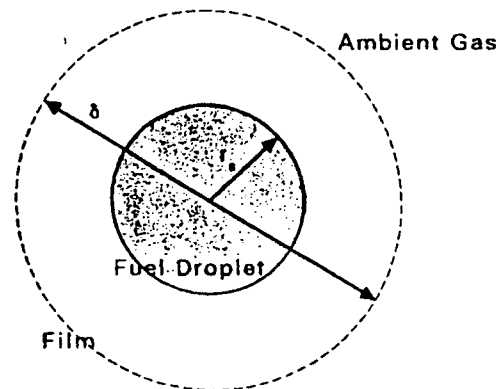


Fig.1 Schematic configuration for spherically-symmetric vaporization model

여기서, Y_i 은 i 번째 성분의 질량분율, V_r 은 기체혼합물의 반지름방향유동(Stefan 유동)속도, ρ_g 는 기체혼합물의 밀도, 그리고 D_g 는 연료증기와 공기와의 이원확산계수이다.

정상상태 조건하에서 연료증기 외의 다른 모든 성분의 질량유동은 0 이므로, 전체 질량유동은 곧 액체연료의 증발률을 나타낸다. 그러면, 식(1)로부터 다음의 증발률식을 얻을 수 있다.

$$\dot{m} = 2\pi\rho_g D_g Sh^* \ln \left[1 + \frac{Y_{F_i} - Y_{F_e}}{1 - Y_{F_i}} \right] \quad (2)$$

검사표면을 통과하는 전체 엔탈피유속은 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$Q = -4\pi r^2 k_g \frac{dT}{dr} + \dot{m} [h_F(T_s) + \bar{C}_p (T - T_s)] \quad (3)$$

여기서, k_g 는 기체혼합물의 열전도도, \bar{C}_p 는 기체막에서의 연료증기의 평균비열이고, $h_F(T)$ 는 온도 T 에서 연료성분의 비엔탈피이다. 전체 열유속은 반지름방향 좌표와는 무관하므로 이는 액적표면에서의 엔탈피유속과 같다.

$$Q = \dot{m} h_L(T_s) - Q_L \quad (4)$$

위 식에서, $h_L(T_s)$ 는 온도 T_s 에서 액체연료의 증발엔탈피이고, Q_L 은 액적 속으로 전달된 열

$$Q_L = 4\pi r_s^2 \left(k \frac{dT}{dr} \right)_s \quad (5)$$

이다. 여기서 첨자 's'는 액적표면을 나타낸다.

2.2 액적가열모델

전도한계모델에서, 액적 내부의 온도분포는 아래의 편미분방정식에 의해 지배된다.

$$\left(\frac{r_s^2}{\alpha_L} \right) \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial^2 T}{\partial \eta^2} + \left[\frac{2}{\eta} + \frac{1}{2\alpha_L} \left(\frac{dr_s^2}{dt} \right) \eta \right] \frac{\partial T}{\partial \eta} \quad (6)$$

여기서, η 는 무차원화된 반지름방향 좌표로 $\eta = r/r_s(t)$ 이고, 그 초기조건 및 경계조건은 다음과 같다.

$$\begin{aligned} T(\eta, 0) &= T_o(\eta) \\ \left(\frac{\partial T}{\partial \eta} \right)_{\eta=0} &= 0 \\ \left(\frac{\partial T}{\partial \eta} \right)_{\eta=1} &= \frac{Q_L}{4\pi k_L r_s} \end{aligned} \quad (7)$$

한편, 액적과 주위기체 사이의 상대운동이 존재하는 경우에는 전단력으로 인해서 액적내부에 순환유동이 발생하게 되고, 이러한 순환은 액적 내부에서의 전달과정을 증진시킨다. 본 연구에서는 이러한 효과를 고려하기 위해 유효전도도모델을 사용하였다. 이 모델은 액적내부의 전도도로서 '유효전도도'를 사용한다는 점 외에는 전도한계모델과 다른 것이 없다. 여기서는 Abramzon과 Sirignano^[2]의 방법을 따라 다음과 같이 유효전도도를 계산하였다.

$$k_{eff} = \chi k_L \quad (8)$$

여기서,

$$\chi = 1.86 + 0.86 \tanh[2.245 \log_{10}(Pe_L / 30)] \quad (9)$$

$$Re_L = \frac{\rho_L U_s d_L}{\mu_L} ; Pe_L = Re_L Pr_L \quad (10)$$

위 식에서 U_s 는 액적의 표면에서의 최대속도로 아래의 식으로부터 구하였다.

$$U_s = \frac{1}{32} (U_\infty - U) \left(\frac{\mu_g}{\mu_L} \right) Re_\infty C_F \quad (11)$$

$$C_F = \frac{12.69}{Re^{2/3} (1 + B_M)^{0.75}} \quad (12)$$

2.3 액적의 운동방정식

계산의 단순화를 위하여, 기체유동은 1차원으로 가정하였고, 액적의 초기속도 또한 기체의 유동과 평행하다고 가정하였다. 그러므로, 액적의 운동은 아래의 방정식들로써 기술된다.

$$\frac{dU}{dt} = \frac{3 \mu_g (U_\infty - U)}{16 \rho_L r_s^2} Re C_D \quad (13)$$

$$C_D = \frac{24}{Re} \left[1 + \frac{Re^{2/3}}{6} \right] \quad (14)$$

또한, 액적의 반지름의 수축율은 다음의 방정식에 의해 결정된다.

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{4}{3} \pi r_i^3 \rho_L \right) = -\dot{m} \quad (15)$$

2.4 초임계조건

임계온도, 임계압력이란 열역학적으로 순물질의 액체상태와 기체상태가 일치하게 되는 온도 및 압력을 말한다.

$$\left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_p = 0, \quad \left(\frac{\partial p}{\partial p} \right)_T = 0 \quad (16)$$

위 식으로부터 알 수 있듯이, 임계점근방에서는 온도나 압력의 작은 변화도 그 유체의 밀도에 큰 변화를 초래하게 되어 국소적인 밀도의 진동을 가져온다. [10] 이러한 진동이 임계점근방에서의 유체특성을 큰 폭으로 변하게 하는 요소가 되어 임계점 근처에서 액체연료의 비열이 무한대로 증가하기도 하고, 액체연료의 증발잠열이 0에 접근되기도 한다. 또한, 높은 압력조건에서는 액체/증기의 평형을 이상용액의 경우로써 나타낼 수 없으며, 액체의 임계온도, 압력 이상에서는 순물질의 증발잠열이 단위질량의 액체를 증발시키는데 요구되는 에너지로써의 정확한 예측이 되지 못한다. 압력이 올라갈수록 액적주위 기체의 밀도도 커지고 기체상태에서의 정상상태가정도 더이상 유효하지 않게 된다. 이러한 현상의 복잡성 때문에 임계점 혹은 초임계상태에서 일어나는 증발현상의 모델링에 많은 어려움이 있다.

2.5 상평형조건

액체상태와 기체상태를 연결하기 위하여는 액상-기상 경계면에 대한 물리적 양상을 이해하는 것이 그 수치모사에 있어서 필수적이다. 구배에 의해 지배되는 모든 확산과정은 일반

적으로 비평형 과정이라 할 수 있다. 그러나 미시적인 관점에서는 이러한 구배가 아주 작다고 볼 수 있으므로 국소적인 평형을 가정할 수 있을 것이다.

각 성분에 대한 증기-액체 평형조건은 다음과 같이 기술할 수 있다.

$$T^V = T^L; \quad P^V = P^L; \quad f_i^V = f_i^L \quad (17)$$

여기서, 첨자 V, L 은 각각 증기와 액체상태를 나타내고, 변수 f_i 는 i-성분의 fugacity로 다음 관계식으로부터 계산할 수 있다.

$$R_u T \ln \left(\frac{\phi_i}{X_i P} \right) = \int_V^{\infty} \left[\left(\frac{\partial P}{\partial n_i} \right)_{T, V, n_j} - \frac{R_u T}{V} \right] dV - R_u T \ln Z \quad (18)$$

여기서, X_i 는 i 성분의 몰분율, V는 전체부피, 그리고 Z는 압축계수이다. 위 식에서 알 수 있는 바와 같이, fugacity는 각 상에서 성분들의 상태량과 농도 그리고 그 시스템의 온도, 압력에 의하여 결정된다. 이 식에 Redlich-Kwong 상태방정식을 적용하면 fugacity를 계산하기 위한 다음 식을 얻을 수 있다.

$$\ln \phi_i = \ln X_i + \ln P + \frac{b_i}{b} (Z - 1) - \ln(Z - B) - \frac{A}{B} \left[\frac{2 \sum_{j=1}^N X_j a_{ij}}{a} - \frac{b_i}{b} \right] \ln \left(1 + \frac{B}{Z} \right) \quad (19)$$

여기서,

$$A = \frac{aP}{R_u^2 T^{2.5}}, \quad B = \frac{bP}{R_u T} \quad (20)$$

위 식에서 a_i, b_i 는 Redlich-Kwong 상태방정식에서 사용되는 계수로, i-번째 성분의 그것을 말하고, a, b는 혼합기체에서의 그 평균값으로 적절한 혼합법칙으로 계산한다.

Fig.2는 50°C 질소(2) 기체 중에 있는 n-decane(1) 액적의 증기 상 용해도를 그려본 것으로 실험치[11]와의 비교이다. 여기서 혼합법칙에 사용되는 두 성분 사이의 상호작용계수는 모두 0으로 놓고 계산하였다. 그럼에서 점선은 같은 조건에서 n-decane연료액적 속

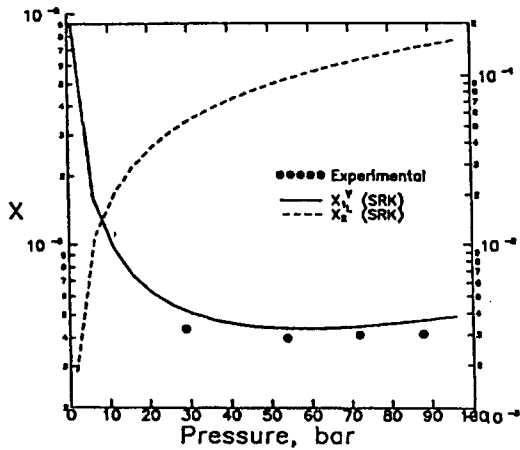


Fig.2 Vapor-phase solubility of decane in nitrogen droplet at 50 °C

으로 용해된 질소기체의 물분율을 나타낸 것으로, 일정 온도하에서는 압력증가에 따라 그 양이 증가하는 것을 볼 수 있다.

2.6 대류효과

막이론^[10]이란, 액적(직경 D)을 둘러싼 일정두께(δ)의 구대칭의 막을 가정하고, 이 안에서의 전달과정을 해석하는 방법이다. 이 방법에서는 질량전달에 의한 반지름방향의 전달만을 고려하고, 대류효과는 후에 실제의 열 및 질량전달들을 나타낼 수 있도록 막의 두께 δ 를 수정해준다. 이 때, Prandtl수와 Schmidt 수의 차가 큰 경우에는 열전달과 질량전달에 대해서 각각 다른 경계층 두께를 사용하게 된다.

$$\delta_T = D Nu^* / (Nu^* - 2) \tag{21}$$

$$\delta_M = D Sh^* / (Sh^* - 2)$$

위 식에서 첨자 *는 Stefan유동효과를 포함하도록 수정된 값임을 의미한다.^[11]

한편, 본 연구에서 개발한 수치모델의 검증 을 위하여 현존하는 실험자료와 비교하는 과정에서, 대부분의 실험이 비교적 큰 액적(1000 μ 이상)에 대하여 이루어지고 있으며 이

런 경우 중력효과를 무시하기엔 그 영향이 작지 않은 경우가 대부분이었다. 이는 Sato의 실험^[11]에서도 검증된 바 있다. 따라서 이러한 중력효과를 고려하기 위하여 자연대류현상을 모델링하였다.^[11]

2.7 물리적상태량

액적증발모델을 개발하는데 있어서 각 성분의 각 상에서의 물리적상태량을 정확하게 계산하는 것이 중요하다. 이에 본 연구에서는 기체상에서의 밀도의 경우 Redlich-Kwong 상태방정식으로써 구하였다. 기체와 액체상에서의 상태량은 온도, 압력의 함수로써 계산하였고, 연료증기와 주위기체의 혼합물에 대한 상태량은 적절한 혼합법칙에 의하여 계산하였다.^[12] 상태량을 계산하기 위한 적절한 관계식을 찾지 못한 경우에는 CRC data hand book^[12]을 참고로 관계식을 유도하여 사용하였으며, 액막에서의 평균상태량계산은 1/3 법칙^[13]을 사용하여 계산하였다.

3. 결과 및 고찰

본 연구에서 개발한 수치모델을 검증하기 위하여, 먼저 뜨거운 공기 중에 정지되어 있는 n-heptane 연료액적의 증발에 관해 연구한 Kent의 정밀한 해^[14]와 본 모델의 결과를 비교하여 보았다. Fig.3와 Fig.4는 그 결과를 도시한 것으로, 100 μ 의 n-heptane(임계온도 540.3K, 임계압력 27.1atm)에 대하여, 각각 1기압, 5기압하에서 주위온도 600~1000K의 상태에서 행한 것이다. 두 경우의 수치해석 결과가 Kent의 결과와 거의 일치하고, 600~1000K 온도구간에서 고압(5기압)의 증발상수가 저압(1기압)의 값보다 크게 되는 결과도 잘 예측하고 있음을 알 수 있다.

다음은 본 모델이 보다 높은 압력에서 유효한지를 검증하기 위하여, 각각 50기압, 51기압에서 행한 Savery와 Borman^[15]의 실험 및

Hiroyasu^{[17], [18]} 등의 실험결과와 비교하여 보았다. 이 두 실험은 고온의 질소기체 중에 놓여진, 지름 1mm의 n-heptane 연료액적에 대하여, 역시 정지된 상태에서 주위 온도를 변화시켜가며 행해진 것으로 Fig.5의 결과로부터 본 모델이 높은 온도범위에서도 비교적 잘 예측하나 연료의 임계온도(540.3K) 이상에서는 오차가 커지고 있음을 알 수 있다. 이러한 오차는 본 모델의 불완전으로부터 기인될 수도

있으나, 이러한 실험에서는 장치의 한계상 액인해 실제로 공간에 완전히 분리된 경우에 비해 습구온도를 높게 측정할 수 있는 실험적 오차도 배제할 수 없다.

Fig.6과 Fig.7은 비교적 최근에 행해진 Sato^[19]의 실험결과들과로써, Sato는 n-heptane 연료액적에 대하여, 각각 중력하 및 무중력하에서 실험을 행하였다. 본 연구에서는 각각 자연대류의 영향을 포함시키거나 포함시키지

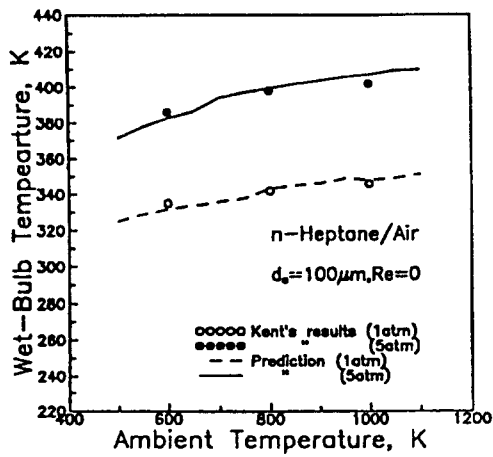


Fig.3 Predicted wet-bulb temperature of n-heptane droplet in air at 1atm and 5atm

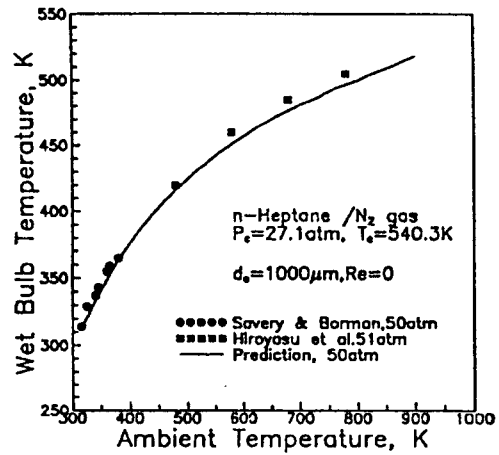


Fig.5 Predicted wet-bulb temperature of n-heptane droplet in N₂ gas at 50atm

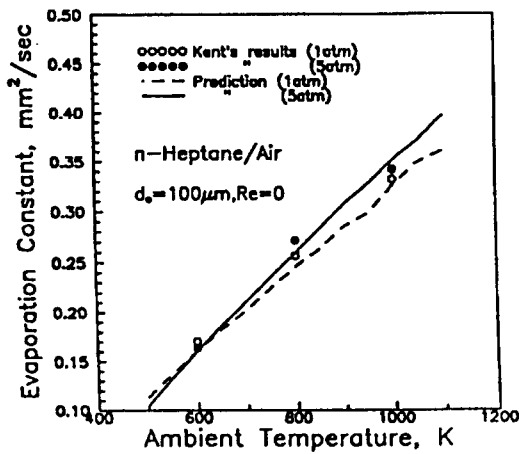


Fig.4 Predicted evaporation constant of n-heptane droplet in air at 1atm and 5atm

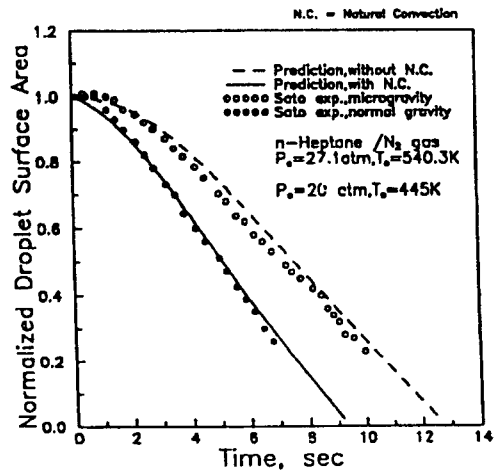


Fig.6 Variation of droplet surface area of n-heptane droplet in N₂ gas at 50atm

않는 방법으로 수치계산을 행하여 그 결과를 Sato의 것과 비교하였다. Fig.6은 질소기체 중에 정지된 1mm 지름의 n-heptane 연료액적에 대하여 주위환경 20기압, 445K에서 이루어진 결과와 본 수치모델의 결과를 비교하여 보았다. Fig.6은 무차원화된 지름의 제곱의 시간에 따른 변화를 도시한 것으로 상중력 및 무중력 모두에서 본 수치모델의 결과가 조금 크게 예측되고 있는데, 특히 액적의 가열초기에

서, 본 수치모델이 실제 증발과정을 제대로 묘사하지 못하고 있는 것 같다. Fig.7은 10기압의 조건에서 주위 온도를 변화시켜가며 측정한 증발상수와 본 수치모델의 결과를 비교하고 있다. 수치모델에서는 주위온도가 올라갈수록 대류수정항의 영향이 커지고 있음을 알 수 있다. Fig.6과 Fig.7의 수치계산 결과에서 보는 바와 같이 중력하에서의 증발상수가 무중력 상태에 비해 크다는 것을 알 수

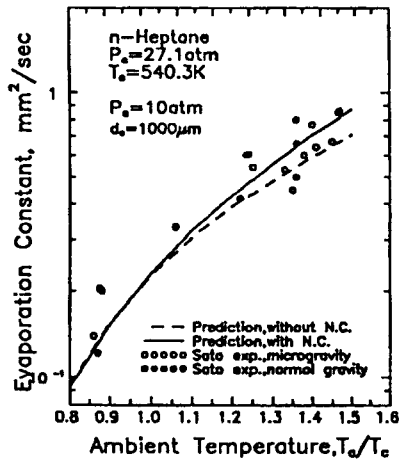


Fig.7 Predicted evaporation constant of n-heptane droplet in N_2 gas at 10atm

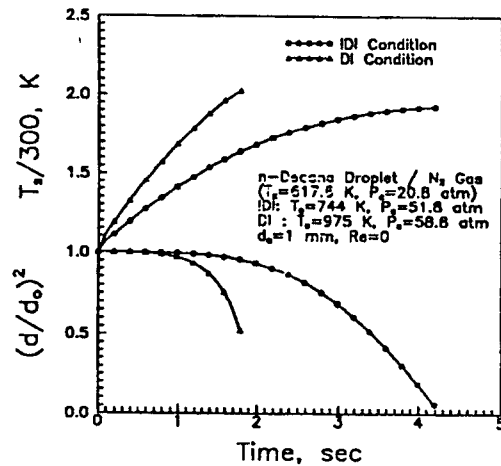


Fig.9 Vaporization histories of n-decane droplet in N_2 gas in diesel engine conditions

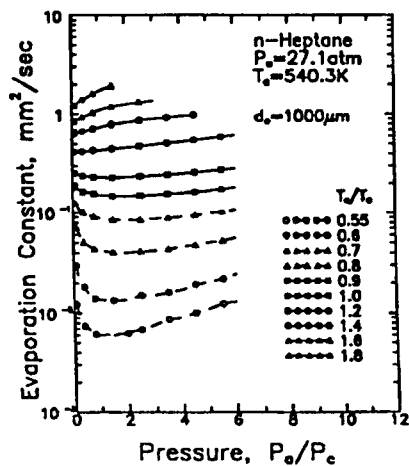


Fig.8 Dependence of the evaporation constant on the ambient pressure under normal gravity

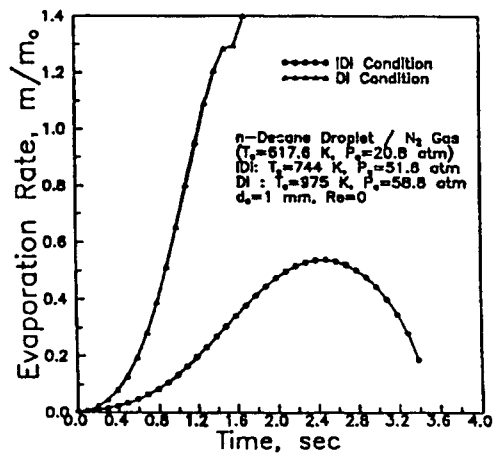


Fig.10 Evaporation rate of n-decane droplet in N_2 gas in diesel engine conditions

있다.

한편, Sato의 실험에서, 주위온도가 낮을 때는 증발상수가 압력이 증가함에 따라 차차 감소하다가, 최저점을 지난 다음에는 다시 증가하는 반면, 온도가 임계점에 가까워짐에 따라 이러한 최소점은 나타나지 않고 증발상수는 계속해서 증가함을 보인 바 있다. Fig.8은 동일조건으로 행한 수치결과로써, 아임계조건에서는 실험치에 비하여 높게 예측하였고, 초임계조건에서는 반대로 실험치보다 낮게 예측하는 오차는 있으나 Sato가 판측한 증발상수의 변화경향은 잘 따르고 있음을 알 수 있다.

앞의 검증과정을 거쳐, 이번에는 본 수치모델을 일반적인 디젤기관의 연소조건에 적용해 보았다. Fig.9에서 IDI조건이란, 높은 swirl을 이용하는 간접분사식 디젤기관의 연소조건으로 744K, 51.8atm의 환경을 말하고, DI조건이란 높은 압력을 이용하는 직접분사식 디젤기관의 연소조건으로, 보다 높은 975K, 58.8atm의 환경을 말한다. 본 수치계산에서는 디젤기관의 기준연료로는 n-decane을 사용하였다. 모두 지름 1mm의 액적이 질소기체내에 정지된 상태로써 모사하였는데, 강제대류 및 자연대류의 영향은 고려하지 않았다. Fig.9의 결과로부터, 두 경우 모두 정상상태에 이르기 전에 증발이 완료되며 이러한 조건에서 액적의 전 수명동안이 과도가열기간임을 말하고 있다. 또한, DI조건에서의 액적수명이 IDI조건에 비하여 대략 절반정도가 됨도 알 수 있다. Fig.10은 두 조건에서의 액적의 증발율을 그린 것으로, IDI조건에서는 어느 정도 아임계증발특성을 나타내고 있으나, 온도압력조건이 보다 높은 DI조건에서는 임계점근방의 급격한 물성치변화의 영향으로 질량증발률이 급격히 증가함을 알 수 있다.

4. 결 론

수치계산결과와 실험치와의 상세한 비교로부터, 본 연구에서 개발된 초임계액적증발모델이 다소의 오차는 있으나 넓은 영역의 연소

에 대하여 적용할 수 있음을 확인하였다. 초임계상태에서의 연료액적증발현상의 복잡성과 정확한 물리적상태탕에 대한 자료의 부족으로 인하여 이러한 현상을 완전하게 모델링하기에는 많은 어려움이 있으나, 복합성분으로 구성된 연료액적군의 증발 및 연소를 해석하기 위한 기본 물리모델로써, 본 연구에서 개발한 증발모델은 유용하게 사용되리라 사료된다. 앞으로 수행하여야 할 연구로는, 본 모델을 실제 연료에 더 가까운 복합성분 연료에 적용하는 연구와 연료액적의 증발특성을 더욱 상세하게 분석할 수 있는 다차원해석 등이 포함된다.

후 기

본 연구는 한국과학재단의 96년도 목적기초 학술연구 지원으로 수행된 내용의 일부이며 관계자 여러분께 감사사를 드립니다.

참고문헌

1. B. Abramzon, W.A. Sirignano, "Approximate Theory of a Single Droplet Vaporization in a Convective Field: Effects of Variable Properties, Stefan Flow and Transient Liquid Heating", Proceedings of 2nd ASME-JSME Thermal Engineering Joint Conference, Vol.1, pp.11-18, 1987
2. B. Abramzon, W.A. Sirignano, "Droplet Vaporization Model for Spray Combustion Calculation", Proceedings of 2nd ASME-JSME Thermal Engineering Joint Conference, Vol.1, pp.11-18, 1987
3. G. Continillo, W.A. Sirignano, "Numerical Study of Multicomponent Fuel Spray Flame Propagation in a Spherical Closed Volume", 21st symposium (Int.) on combustion, pp.1941-1949, 1988
4. M. Mawid and S.K. Aggarwal, "Analysis of Transient Combustion of a Multicomponent

- Liquid Fuel Droplet", *Combust. Flame* 84: 197-209, 1991
5. M. Mawid and S.K. Aggarwal, "Fuel Vapor Accumulation Effects on the Combustion Characteristics of Multicomponent Fuel Droplet", AIAA-92-0107, 1992
 6. A.Y. Tong, W.A. Sirignano, "Multicomponent Transient Droplet Vaporization with Internal Circulation: And Approximation Solution", *Numerical Heat Transfer*, Vol.10, pp.253-278, 1986
 7. R. Haywood, M. Renksizbulut, "On Variable-Property, Blowing and Transient Effects in Convective Droplet Evaporation with Internal Circulation", 18th Int. Heat Transfer Conference, Vol.4, pp.1861-1866, 1986
 8. H.A. Dwyer, "Calculation of Droplet Dynamics in High Temperature Environments", *Prog. Energy Combust. Sci.*, Vol.15, pp.131-158, 1989
 9. J.D. Jin, G.L. Borman, "A Model for Multicomponent Droplet Vaporization at High Ambient Pressures", SAE Technical Paper Series 850264, 1985
 10. J.S. Chin, "An Engineering Calculation Method for Turbine Fuel Droplet Evaporation at Critical Conditions with Finite Liquid Diffusivity", AIAA- 95-0494, 1995
 11. J.S. Chin, "An Engineering Calculation Method for Multi-Component Stagnant Droplet Evaporation with Finite Diffusivity", 39th ASME Int. Gas Turbine and AeroEngine Conference 94-GT-440, 1994
 12. V. Yang, K.C. Hsieh and J.S. Shuen, "Supercritical Droplet Combustion and Related Transport Phenomena", AIAA-93-0812, 1993
 13. R.J. Litchford and S.M. Jeng, "LOX Vaporization in High-Pressure, Hydrogen-Rich Gas", AIAA-90-2191, 1991
 14. C.M. Megaridis and W.A. Sirignano, "Multi-component Droplet Vaporization in a Laminar Convective Environment", *Combust. Sci. and Tech.* Vol.87, pp27-44, 1992
 15. J.S. Tasi and A.M. Sterling, "The Combustion of a Linear Droplet Array in a Convective, Coaxial Potential Flow", *Combustion and Flame* 86: 189-202, 1991
 16. A.J.K. Leiroz and R.H. Rangel, "Numerical Study of Droplet-Stream Vaporization at Zero Reynolds Number", *Numerical Heat Transfer, Part A*, 27: 273-296, 1995
 17. E.W. Curtis, P.V. Farrell, "A Numerical Study of High-Pressure Droplet Vaporization", *Combustion and Flame* 90: 85-102, 1992
 18. T. Kadota and H. Hiroyasu, "Combustion of a Fuel Droplet in Supercritical Gaseous Environments", 18th symposium (Int.) on Combustion, pp.275-282, 1981
 19. J. Sato, "Studies on Droplet Evaporation and Combustion in High Pressures", AIAA-93-0813, 1993
 20. E.Kiran, J.M.H. Levelt Sengers, "Supercritical Fluids: Fundamentals for Application", pp.231-283, 1994, Kluwer Academic Publishers
 21. R. Taylor, R.Krishna, "Multicomponent Mass Transfer", pp.152-219, 1993, John Wiley & Sons, Inc
 22. R.C. Reid, J.M. Prausnitz, B.E. Poling, "The Properties of Gases & Liquids", 1987, McGraw-Hill
 23. Handbook of Chemistry and Physics, 74th edition, 1992, CRC Press
 24. J.M. Prausnitz, R.N. Lichtenthaler, "Molecular Thermodynamics of Fluid-Phase Equilibria", pp.180, 1986, Prentice Hall