

## 고압 유동장에서의 액적증발 특성 해석

유 옹 옥\* · 김 옹 모\*\*

(1998년 2월 11일 접수)

### Fuel Droplet Vaporization Characterization in High-Pressure Flow Field

Yongwook You and Yongmo Kim

**Key Words :** Droplet Vaporization(액적증발), Equation of State(상태방정식), Real Gas Behaviour(실제기체거동), Phase Equilibrium(상평형)

#### Abstract

The present study is numerically investigated for the high-pressure effects on the vaporization process in the convection-dominating flow field. Numerical results agree well with the available experimental data. The fuel droplet vaporization characterization is parametrically studied for the wide range of the operating conditions encountered with the high-pressure combustion process of turbocharged diesel engines.

#### 기 호 설 명

$B_M$  : Spalding 질량 전달수

$B_T$  : Spalding 열 전달수

$C_f$  : 항력 계수

$C_p$  : 정압 비열, cal/g·K

$D$  : 이원 확산 계수, cm<sup>2</sup>/s

$d_a$  : 액적 지름

$f$  : fugacity, bar

$g$  : 중력 가속도, m/s<sup>2</sup>

$h_{vap}$  : 증발 엔탈피, cal/g

$k$  : 열전도 계수, cal/cm·s·K

$L$  : 증발 잠열, cal/g

$\dot{m}$  : 질량 전달율, g/s

$Nu$  : Nusselt 수

$p$  : 압력, bar

$Pr$  : Prandtl 수

$Q$  : 열 전달율, cal/s

$r$  : 반지름 방향 좌표, cm

$r_s$  : 액적 반지름, cm

$Re$  : Reynolds 수

$R_u$  : 일반 기체 상수, 83.144 bar·cm<sup>3</sup>/mol·K

$Sc$  : Schmidt 수

$Sh$  : Sherwood 수

$T$  : 온도, K

$t$  : 시간, s

$U$  : 속도, cm/s

$V$  : 체적, cm<sup>3</sup>

$X$  : 몰분율

$Y$  : 질량분율

$Z$  : 압축 계수

$\alpha$  : 열확산 계수

$\delta$  : 기체막 두께

$\epsilon$  : 상대 질량 전달율

$\eta$  : 무차원화된 반지름 방향 좌표, Eq. (20)

$\xi$  : 무차원화된 액적 반지름, Eq. (20)

$\rho$  : 밀도, g/cm<sup>3</sup>

$\phi$  : fugacity 계수

상첨자

\* : 수정된 값

\* 한양대학교 대학원 기계공학과

\*\* 회원, 한양대학교 기계공학과

$v$  : 증기 상태

$l$  : 액체 상태

아래첨자

$F$  : 연료 성분

$g$  : 기체막에서의 평균값

$i$  :  $i$ 번째 성분

$L$  : 액체 상태

$o$  : 초기 조건 또는 Stefan 유동이 없는 경우

$r$  : 환산된 값

$rel$  : 상대적인 값

$s$  : 액적 표면

$\infty$  : 자유 유동 조건

## 1. 서 론

디젤엔진, 가스터빈엔진 그리고 로켓엔진에 있어서 액체연료의 분무연소특성은 액적의 미립화, 액적과 유동장의 상호작용, 액적의 운동 그리고 증발과정 등에 의해 지대한 영향을 받게 된다. 특히 전체적인 연소특성시간에 큰 영향을 미치는 연료 분무의 아임계 증발과정에 대해서는 많은 이론 및 실험적인 연구<sup>(1-3)</sup>들이 수행되어 왔다. 하지만 최근 들어 액체연료를 사용하는 고성능 엔진에서의 연소실 압력이 점점 높아져 연료의 임계압력에 가깝거나 또는 넘어서 운전되고 있기 때문에, 저압상태의 증발과정에 비해 현저하게 다른 증발특성을 가지는 고압상태에서의 연료액적의 증발과정을 잘 모사할 수 있는 증발모델의 개발은 고압상태에서 분무 연소과정, 연소 불안정현상 그리고 공해가스 배출특성의 예측을 위한 선결과제이다.

고압상태에서의 연료액적의 증발모델에 대한 많은 연구<sup>(4-7)</sup>가 수행되고 있으나 고압증발특성에 중요한 영향을 미치는 물리적 현상인 실제기체의 거동, 온도 및 압력에 따른 물성치 및 증발잠열의 변화 그리고 기체의 용해도를 고려한 액상과 기상간의 상평형 등을 정확히 모사하는 데는 많은 어려움이 있다. 본 연구에서는 고압증발시의 중요한 물리현상을 제대로 고려할 수 있고 다차원 분무 연소 유동장 해석 시에 수치 효율성을 가지는 고압 증발 모델을 개발하는 데에 중점을 두었다.

고압에서의 액적증발과정에 대한 유용한 실험데이터는 극히 소수이며, 최근에 수행된 Sato 등<sup>(8)</sup>의 실험은 대류 효과와 중력의 영향을 피하기 위해 무

중력의 상태에서 행하였다. 하지만 대부분의 액적 증발실험에서 연료액적을 가는 봉에 매달아서 실험을 하게되는데 봉을 통한 열전달의 영향 때문에 봉에 매달지 않은 이상적인 경우에 비해 증발율이 증가하게 되고, 액적의 수명이 감소하게 된다.<sup>(9)</sup> 따라서 본 연구에서는 봉을 통한 열전달의 영향을 고려하는 것을 피하기 위해 액적을 정지된 고압의 기체장에 자유낙하시킨 Stengel 등<sup>(10)</sup>의 실험결과를 이용하여 고압 증발모델의 예측능력을 점검하고 고성능 디젤엔진과 같은 고압환경에서 넓은 범위의 연소실 운전 조건에 대하여 연료액적의 증발특성을 해석하였다.

## 2. 지배방정식

액적증발모델을 개발함에 있어서 본 연구에서 기본적으로 설정한 가정들은 다음과 같다. (1) 연료액적은 완전한 구이다. (2) 기체상태는 구대칭이고 여기에 대류효과를 고려하기 위하여 막이론에 근거한 수정관계식을 사용한다. (3) 액체상태도 역시 구대칭이다. (4) 기상-액상의 경계 면은 상평형 조건에 의해서 계산한다. (5) 기체상태는 매순간마다 주어진 경계조건에 대해 정상상태의 구조로 조절되는 준정상 기체상태이다. (6) 기체상태의 평균상태량을 계산하기 위해서는 1/3법칙을 적용하고, 액체상태의 경우 시간과 공간에 따라 변하는 상태량을 고려한다. (7) 주위의 압력은 일정하다. (8) 복사의 영향은 무시한다. (9) Dufour 효과나 점성소산은 무시한다.

### 2.1 기체상태 지배방정식

기체장의 해석을 위해 Abramzon과 Sirignano<sup>(11)</sup>가 제안한 막이론(film theory)을 도입하였다. 막이론에서는 액적표면과 기체유동사이의 열 및 질량전달이 일정한 두께  $\delta (=r_f - r_s)$ 를 갖는 가상의 막(film)내에 집중되어있다고 가정하는 것인데, 이 막의 두께는 전도나 확산과 같은 순수하게 분자운동에 의한 수송율이, 표면과 외부유동 간의 대류에 의한 열 및 질량전달의 실제 강도를 나타내도록 정해주는 개념이다.

액적의 증발시 대류 영향을 고려했을 때 열전달 및 물질전달은 다음의 식에 의해 결정된다.

$$Nu^* = 2 + \frac{(Nu_0 - 2)}{F(B_r)} \quad (1)$$

$$\text{Sh}^* = 2 + \frac{(\text{Sh}_0 - 2)}{F(B_M)} \quad (2)$$

여기서 밑첨자 '0'은 대류가 전혀 없는 경우의 값을 나타내며 위첨자 '\*'는 대류의 영향에 의해 수정된 값을 나타낸다. 강제대류나 자연대류가 없을 경우라 하더라도 증발하는 액적의 경우는 반지름방향의 유동이 항상 존재하게 된다. 막이론의 입장에서 보면 이러한 Stefan 유동은 막의 두께를 증가시키는 역할을 한다. Sirignano는 이러한 막두께의 변화가 Reynolds 수나 Prandtl 혹은 Schmidt 수의 함수라기보다는 Spalding 전달수 B에 더 큰 영향을 받는다고 하였다.

$$F(B) = (1+B)^{0.7} \frac{\ln(1+B)}{B} \quad (3)$$

본 연구에서는 증발이 없는 경우, 구형입자와 유동유체사이의 대류에 의한 열 및 질량전달에서의 Nusselt 수와 Sherwood 수를 Ranz와 Marshall의 관계식으로부터 계산하였다.

$$\begin{aligned} \text{Nu}_o &= 2 + 0.6\sqrt{\text{RePr}}^{1/3} \\ \text{Sh}_o &= 2 + 0.6\sqrt{\text{ReSc}}^{1/3} \end{aligned} \quad (4)$$

여기서 계산에 사용된 열역학적 및 물리적 상태량들은 1/3법칙을 따라 막에서의 기준온도 및 농도로 계산된 값을 사용하나, Reynolds 수에 사용되는 밀도만은 자유유동조건에서 계산한다.

또한 막이론에 의해서 다음의 증발율 식을 얻을 수 있다.

$$\dot{m}_F = 2\pi r_s \rho_g D_g \text{Sh}^* \ln(1+B_M) \quad (5)$$

$$\dot{m}_F = 2\pi r_s \frac{k_g}{C_{p,g}} \text{Nu}^* \ln(1+B_T) \quad (6)$$

여기서 첨자 's'는 액적의 표면을 나타내고, 'g'는 기체막에서 계산된 값이라는 것을 나타낸다.  $B_M$ ,  $B_T$ 는 각각 Spalding의 질량전달수 및 열전달수로 다음과 같이 정의된다.

$$B_M = \frac{Y_{F_s} - Y_{F_\infty}}{1 - Y_{F_s}} \quad (7)$$

$$B_T = \frac{C_{p,g}(T_\infty - T_s)}{L(\rho, T_s) + Q_L/\dot{m}} \quad (8)$$

여기서  $L(\rho, T_s)$ 은 연료의 증발잠열을 나타내고,  $Q_L$ 은 액적 속으로 전달된 열로 다음과 같다.

$$Q_L = 4\pi r_s^2 \left( k \frac{dT}{dr} \right)_s \quad (9)$$

Eq. (5)와 Eq. (6)의 두 식으로부터 Spalding의 질량전달수  $B_M$ 과 열전달수  $B_T$  사이에 다음의 관계식이 성립함을 알 수 있다.

$$B_T = (1+B_M)^\varphi - 1 \quad (10)$$

$$\text{where, } \varphi = \frac{C_{p,g} \rho_g D_g}{k_g} \frac{\text{Sh}^*}{\text{Nu}^*} \quad (10)$$

Eq. (10)과 Eq. (1), (2)의 반복계산을 통해 수정된 전달수로부터 Sherwood 수 및 Nusselt 수가 계산되면 액적의 증발율은 Eq. (5)로부터 얻을 수 있고, 또 기체상태에서 Stefan 유동 및 대류효과를 포함하는, 액적표면으로의 열전달율을 다음 식으로 계산할 수 있다.

$$Q_g = 2\pi r_s k_g (T_\infty - T_s) \text{Nu} \quad (11)$$

액적표면에 전달된 열의 일부는 액적의 증발열로 사용되고 나머지는 액적내부로 전달되어 액적의 가열에 관여하게 되므로 다음과 같이 액적내부로의 열전달율을 계산할 수 있다.

$$Q_L = Q_g - \dot{m}_i \sum_{i=1}^N \epsilon_i h_{vap,i} \quad (12)$$

위 식에서  $h_{vap,i}$ 는 연료성분의 증발엔탈피이고  $\epsilon_i$ 는 다음과 같다.

$$\epsilon_i = \frac{\dot{m}_i}{\dot{m}_i} = \frac{(Y_{i_s}(1+B_M) - Y_{i_\infty})}{B_M} \quad (13)$$

## 2.2 액체상태 지배방정식

내부유동이 없는 경우 액적의 질량과 액적 내부 온도분포는 다음의 지배방정식으로 서술된다.<sup>(12)</sup>

$$\text{질량 보존 방정식: } \frac{d}{dt} \left( \frac{4}{3} \pi r_s^3 \rho_L \right) = -\dot{m}_F \quad (14)$$

$$\text{에너지 방정식: } \frac{\partial T}{\partial t} = \alpha_L \left[ \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \left( \frac{2}{r} + \frac{1}{k} \frac{\partial k}{\partial r} \right) \frac{\partial T}{\partial r} \right] \quad (15)$$

화학종 보존 방정식:

$$\begin{aligned} \frac{\partial Y_i}{\partial t} &= D_{AB} \left[ \frac{\partial^2 Y_i}{\partial r^2} + \left( \frac{2}{r} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial r} + \frac{1}{D_{AB}} \frac{\partial D_{AB}}{\partial r} \right) \frac{\partial Y_i}{\partial r} \right] \\ &\quad - Y_i \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial t} \end{aligned} \quad (16)$$

초기조건 및 경계조건:

$$T(r, 0) = T_o(r) \quad (17)$$

$$\left( \frac{\partial T}{\partial r} \right)_{r=0} = 0, \quad \left( \frac{\partial Y_i}{\partial r} \right)_{r=0} = 0 \quad (18)$$

$$4\pi r_s^2(t) \left( k \frac{\partial T}{\partial r} \right)_{r=r_s(t)} = Q_L \quad (19)$$

액적은 밀도의 변화 및 증발의 결과 크기가 변화하므로 움직이는 경계조건 문제를 포함하고 있다. 다음의 무차원화된 변수를 사용하여 이를 고정 경계층 문제로 바꿀 수 있다.

$$\eta = \frac{r}{r_s(t)} \quad \xi = \frac{r_s(t)}{r_{s,0}} \quad (20)$$

그리고 반지름의 변화율은 다음 식에 의해서 밀도의 변화와 증발량을 고려하게 된다.

$$\frac{dr_s}{dt} = \frac{1}{\rho(r_s, t) r_s^2} \left( \dot{m} + \int_{r_s(t)}^{\infty} \frac{\partial \rho}{\partial t} r^2 dr \right) \quad (21)$$

여기서 우변의 첫째 항은 증발에 의한 반지름의 감소율 나타낸 것이고 두 번째 항은 밀도의 변화에 의한 반지름의 변화를 고려한 것이다.

### 2.3 액적의 운동방정식

계산의 단순화를 위하여, 액적의 움직임은 1차원으로 가정하였고, 이때 액적의 속도 변화는 아래의 상미분 방정식으로 기술할 수 있다.

$$\frac{dU_L}{dt} = -\frac{3}{8} \frac{\rho_g}{\rho_L} \frac{C_f}{r_s} U_{rel} (U_L - U_g) + \left( 1 - \frac{\rho_g}{\rho_L} \right) g \quad (22)$$

우변의 첫째 항은 항력에 의한 가속도를 나타내고 둘째 항은 중력 및 부력에 의한 가속도를 나타낸다. 여기서  $C_f$ 는 항력계수로 Stefan 유동을 고려한 Renssizbulut와 Haywood<sup>(13)</sup>의 관계식을 사용하였다.

$$C_f (1 + B_M)^{0.2} = 0.36 + 5.48 \text{Re}^{-0.573} + \frac{24}{\text{Re}} \quad (23)$$

또한 Reynolds 수는 다음과 같다.

$$\text{Re} = \frac{2\rho_\infty |U_\infty - U_L| r_s}{\mu_g} \quad (24)$$

### 2.4 상태방정식

액적증발에 있어서 액체상과 기체상을 전반적으로 지배하는 상태방정식의 선택은 매우 중요하며, 특히 연료액적의 증발현상은 고온, 고압상태에서 일어나므로 이상기체방정식을 단순히 적용하는 것은 불가능하다. 실제 기체의 거동을 고려할 수 있는 상태방정식에는 여러 가지가 있지만 그중 대표

적인 것들로 Redlich-Kwong, Soave-Redlich-Kwong, Peng-Robinson 상태방정식이 있고, 비교적 정확하나 복잡한 것으로는 Lee-Kesler 상태방정식이 있다. 여기서는 상평형 및 증발잠열 등의 계산이 비교적 정확한 Peng-Robinson 상태방정식을 사용하였다.<sup>(14)</sup>

### 2.5 상평형 조건

액체상태와 기체상태를 연결하기 위하여 액상-기상의 경계면에 대한 물리적 양상을 이해하는 것이 액적증발 모델링에 있어서 필수적이다.

각 성분에 대한 증기-액체 평형조건은 다음과 같이 기술할 수 있다.

$$T^v = T^l; p^v = p^l; f_i^v = f_i^l \quad (25)$$

여기서 첨자 'v', 'l'은 각각 증기와 액체상태를 나타내고  $f_i$ 는  $i$  성분의 fugacity로 다음 관계식으로부터 계산할 수 있다.

$$R_u T \ln \left( \frac{f_i}{X_i p} \right) = \int_v^\infty \left\{ \left( \frac{\partial p}{\partial n_i} \right)_{T, v, n_i} - \frac{R_u T}{V} \right\} dV - R_u T \ln Z \quad (26)$$

여기서,  $X_i$ 는  $i$  성분의 몰분율,  $V$ 는 전체부피, 그리고  $Z$ 는 압축계수이다. 위 식에서 알 수 있는 바와 같이, fugacity는 각 상에서 성분들의 상태량과 농도 그리고 그 시스템의 온도, 압력에 의하여 결정된다.

### 2.6 증발 엔탈피

순수 물질에 대한 증발잠열과 혼합기의 증발 엔탈피 간의 차이는 Peng-Robinson 상태방정식을 사용하여 결정한다. 상변화에 필요로 하는 에너지는 다음과 같이 나타난다.

$$\Delta h = \sum_{i=1,2} Y_i \bar{H}_i(T, P, y_i^v) - \sum_{i=1,2} Y_i H_{i,i}(T, P) \quad (27)$$

$\bar{H}_i$ 는 성분  $i$ 의 부분 엔탈피이고, 같은 온도에서의 이상기체 엔탈피  $H_i^0$ 는 다음의 열역학적 관계에 의해서 나타난다.

$$(\bar{H}_i - H_i^0)_T = -R_u T^2 \left( \frac{\partial \ln \phi_i}{\partial T} \right) \quad (28)$$

### 2.7 열역학적 및 물리적 상태량

액적증발모델을 개발하는데 있어서 각 성분의 각

상에서의 물리적 상태량을 정확하게 계산하는 것이 중요하다. 이에 본 연구에서는 Peng-Robinson 상태방정식을 사용하였고 상평형 계산에도 적용하였다. 기체상태 및 액체상태에서 각 성분의 상태량은 온도와 압력의 함수로써 계산하였다. 혼합물의 상태량은 적절한 혼합법칙<sup>(15)</sup>을 사용하여 계산하였다. 상태량을 계산하기 위한 적절한 관계식을 찾지 못한 경우, 관계식들을 검증하는 과정에서 실측결과<sup>(16)</sup>들과 잘 맞지 않는 자료들에 대해서는 실험결과를 curve fitting하여 관계식을 유도하여 적용하였다.

2.8 임계상태에 대한 수치적 처리

고압을 고려한 액적증발모델을 분무연소모델에 적용하기 위해서는 임계상태에 도달한 액적에 대한 수치적 처리를 필요로 한다. 만약 액적 표면이 임계상태에 도달했다고 남은 액적 전부를 증발한 것처럼 해석한다면 보존 방정식에서의 생성항이 갑자기 커지는 일이 발생하여 수치적으로 불안정해지기 때문이다. 이론적으로도 액적의 표면이 임계상태에 도달하면 갑자기 액적이 전부 사라지는 것이 아니라 유한한 시간을 가지고 분열하거나 증발하게 될 것이다. 임계상태에 도달한 액적에 대한 수치적 처리에는 극단적으로 두가지 모델이 있다.<sup>(17)</sup> Fig. 1에 시간에 대해 무차원된 액적의 표면적을 도시하여 두가지 모델을 비교하였다.

첫 번째 모델은 아임계상태에서의 증발율을 이용하여 초임계상태에서의 증발율을 계산하는 방법으로 초임계상태를 처리하는 방법 중 최저의 증발율을 예측하게 된다. 이 모델은 액적의 표면이 임계상태에 도달하게 되면 액적의 표면온도를 임계 온

도로 고정시키고 증발을 계속 시키는 것으로 초임계상태에서의 다른 특성들은 내재되어 있지 않다. Fig. 1에 보는 바와 같이 임계상태에 도달하기 전의 기울기를 그대로 유지하면서 증발하는 것을 볼 수 있다.

다른 모델은 stripping mode breakup 모델과의 유사성을 통하여 초임계상태에서의 증발율을 계산하는 것으로, 임계상태에 도달한 액적의 표면층의 증발율이 stripping mode의 액적분열율과 동일하다고 가정한 것이며 초임계상태를 처리하는 방법 중 최대의 증발율을 예측한다. Fig. 1에 보는 바와 같이 임계상태에 도달하면 갑자기 증발량의 증가로 인하여 기울기가 급속도로 커지는 것을 볼 수 있다.

이 가정은 Ranger와 Nicholls의 액적분열시간에 대한 다음과 같은 실험식에 근거를 두고 있다.

$$\frac{t_b \Delta U}{d_a} \sqrt{\frac{\rho_\infty}{\rho_p}} \approx 3.6 \sim 5.0 \quad (29)$$

우변의 상수값은 실험 조건에 의해서 범위 내에서 결정된다. 그러나 실험 결과가 없을 경우는 4를 추천하고 있다. 따라서 추천한 값을 사용하여 두 액적분열시간에 대한 차이를 구하면 다음과 같다.

$$\Delta t = \frac{4(d_{a2} - d_{a1})}{\Delta U \sqrt{\frac{\rho_\infty}{\rho_p}}} = \frac{4\Delta d_a}{\Delta U \sqrt{\frac{\rho_\infty}{\rho_p}}} \quad (30)$$

위 식에서 순간에 대한 반지름의 변화를 구하면 다음과 같이 된다.

$$\frac{dd_a}{dt} = -\frac{\Delta U}{4} \sqrt{\frac{\rho_\infty}{\rho_p}} \quad (31)$$

또한 액적의 질량을 반지름으로 표현하여 대입하면 결국은 stripping 증발율을 구할 수 있다.

$$\frac{dm}{dt} = -\frac{\pi}{8} d_a^2 \Delta U \sqrt{\rho_\infty \rho_p} \quad (32)$$

초임계상태에서 실제의 증발율은 위에서 기술한 두 극한적인 증발율 사이에 존재할 것이다. 본 연구에서는 임계상태에 도달한 액적에 대해서 두 번째 방법을 적용하여 초임계상태에서 증발율을 계산하였다. 그러나 초임계상태에 정량적으로 정확하게 증발율을 예측할 수 있는 모델의 개발이 절실히 요망된다.

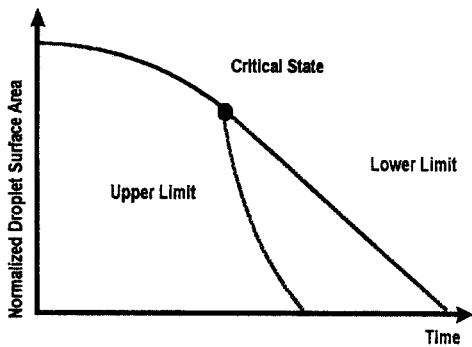


Fig. 1 Normalized droplet surface area histories of two alternative rate-limiting schemes.

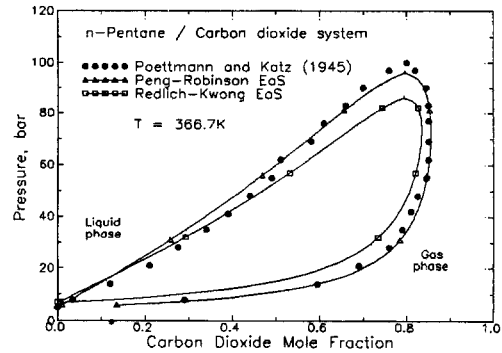
### 2.9 수치 해석 방법

먼저 기체장에 대해서는 비교적 계산이 간단하더라도 정확한 막이론을 이용하여 액적 표면에서의 온도, 증발량 등을 반복 계산을 통하여 구한다. 그리고는 액적 내부에 대한 에너지 방정식과 화학종 보존 방정식을 이용하여 액적 내부의 온도 및 화학종에 대한 물분율을 계산한다. 이때 액적 내부에 대해서는 시간 및 공간에 대해 2차 정확도를 가지는 Crank-Nicolson 방법을 사용하여 각 방정식에 대해서 이산화한다. 온도 및 물분율에 대한 구배는 증발 초기에 액적 표면에서 매우 크기 때문에 액적 표면에 밀집된 격자를 사용한다. 본 모델에서는 50개의 격자를 사용하여 수치 해석하였다. 액적이 단일연료로 구성되어 있는 경우 화학종 보존 방정식은 필요 없게 된다. 마지막으로 액적의 항력과 운동거리를 계산하여 액적의 운동을 해석한 후 다음 시간 단계로 넘어간다.

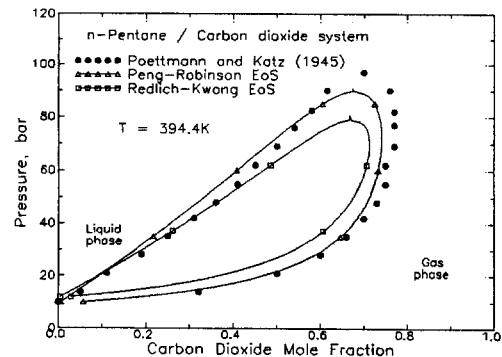
### 3. 해석 결과 및 고찰

먼저 고압의 영향을 제대로 예측하는지 알아보기 위하여 압력의 영향을 많이 받는 액상과 기상간의 상평형을 실험 결과와 비교해 보았다. Fig. 2는 Poettmann과 Katz<sup>(18)</sup>가 n-pentane ( $T_c=469.7$  K,  $P_c=33.7$  bar)과 carbon dioxide 간의 상평형을 394.4 K, 366.7 K의 온도에서 행한 실험과 두가지의 상태방정식(Equation of State, EOS)에 대해서 수치 계산한 결과와 비교한 것이다. 여기서 왼쪽부분이 액체상태이고 오른쪽이 기체상태이다. 압력이 올라감에 따라 두 부분이 근접하게 되는데 이는 임계상태에 도달하고 있음을 나타낸다. 그러곤 어느 압력 이상에서는 두 부분이 만난 상태로 존재하는데 이는 임계상태를 넘었기 때문에 액상과 기상의 구분이 없어지게 되어 생기는 결과이다. 그림에서 보면 알 수 있듯이 Peng-Robinson 상태방정식을 이용한 결과가 Redlich-Kwong 상태방정식을 이용한 결과보다 더 실험치에 근접하게 나타나고 있다. 즉, Peng-Robinson 상태방정식을 이용한 모델이 임계상태 근처의 고압상태에서도 비교적 잘 예측하고 있음을 알 수 있다.

그리고 또한 압력에 의해 많은 변화를 보이는 증발엔탈피를 계산하였다. 증발엔탈피란 액체가 기화할 때 필요한 에너지를 말하는 것으로 온도 또는 압력이 올라감에 따라 작아지고, 임계상태를 넘어



(a)



(b)

Fig. 2 Comparison of calculated and measured results for high pressure phase equilibrium, n-pentane/carbon dioxide system.

서게 되면 액체상태와 기체상태의 구별이 없어지게 되어 0이 된다. 저압에서는 압력의 영향이 거의 무시될 정도이지만 압력이 올라감에 따라 오차를 많이 내포하게 되므로 fugacity를 이용하여 증발엔탈피를 계산하여야 한다. Fig. 3은 fugacity를 이용한 증발엔탈피를 보인 것으로 실험치가 없어서 직접 비교할 수는 없지만 이 결과는 Hsieh 등<sup>(7)</sup>의 수치 해석 결과와는 잘 일치하였다. 여기서  $P_r$ 은 reduced pressure를 의미한다.

위의 고압에 대한 계산의 정확성을 바탕으로 본 모델에 대한 타당성을 알아보기 위하여 연료액적을 정지된 고온, 고압 기체장에서 낙하시켜 수행한 연료액적증발 실험결과<sup>(10)</sup>와 비교해 보았다. 실험은 n-heptane ( $T_c=540.3$  K,  $P_c=27.4$  bar)으로 이루어진 연료액적에 대해서 한 것이다. 초기 액적의 직경은  $780 \mu\text{m}$ 이고 증발 영역의 압력은 20, 30, 40 bar, 온도가 550 K, 650 K이며 증발 영역으로

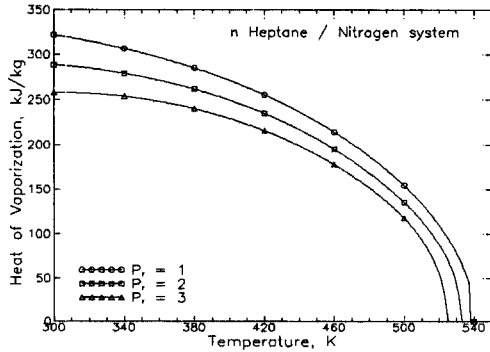


Fig. 3 Effect of pressure on latent heat of vaporization of n-heptane in an equilibrium mixture of n-heptane and nitrogen.

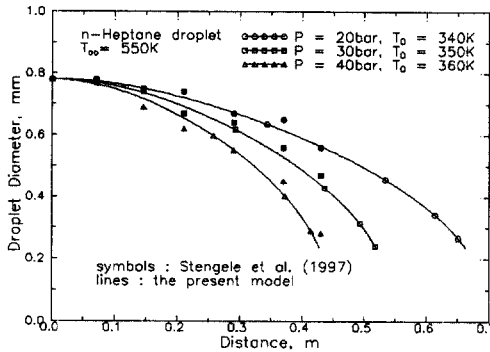


Fig. 4 Comparison of calculations and experimental data for droplet diameter histories of n-heptane droplets evaporating in nitrogen atmospheres at different pressures.

들어갈 때의 액적의 초기속도는 0.5m/s이다. 모든 계산은 액적의 반경이 초기반경의 30%가 될 때까지 행하였다.

먼저 압력이 변함에 따른 증발 특성을 실험결과와 비교해 보았다. 이 경우에 기체장의 온도는 550 K이다. Fig. 4와 Fig. 5는 액적이 진입해서 움직인 거리에 따른 액적 직경의 변화와 액적 속도 변화를 각각 나타낸 것이다. 수치해석한 모든 압력 범위에서 액적의 운동 거리에 따른 액적의 직경 및 속도의 변화가 실험치와 잘 일치하고 있다. 액적의 직경 변화는 액적의 증발량에 따라 달라지게 되고, 액적의 속도 변화는 중력과 항력에 의해 결정된다고 할 수 있다. 액적의 주입 초기에는 액적에 작용하는 중력이 항력보다 크기 때문에 액적은 가속하게 된다. 액적의 증발이 진행됨에 따라 액적에 작용하는 중력은 점점 감소하게 되나 항력은 액적이

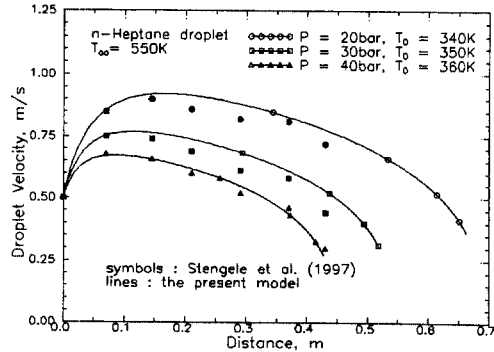


Fig. 5 Comparison of calculations and experimental data for droplet velocity histories of n-heptane droplets evaporating in nitrogen atmospheres at different pressures.

가속되어 최대속도에 도달할 때까지 계속 증가하게 된다. 액적이 최대속도에 도달한 이후에는 중력과 항력이 모두 감소하나 항력에 비해 중력의 감소가 상대적으로 크기 때문에 액적의 속도는 감소하게 된다. 액적에 작용하는 중력의 감소는 액적의 증발로 인한 질량감소가 주된 이유이나 고압 증발 과정 중 액적 가열에 의한 액적밀도 감소도 약간의 영향을 미치게 된다. 해석 및 실험 결과에서 보는 바와 같이 압력이 증가할수록 액적 속도의 최대값과 액적도달거리는 감소하게 된다. 이는 압력이 증가할수록 기체장의 밀도가 크기 때문에 상대적으로 항력이 커지므로 인해서 생기는 현상이다. 또한, 증발잠열의 감소로 인해 기화하는데 열량의 소비가 줄어들어 대신 액적 내부로 들어가는 열량이 많아져 빠르게 가열되며 결국 빨리 증발하게 되어 중력이 빨리 줄어들기 때문이기도 하다.

두번째로 주위 온도가 변함에 따른 증발 특성을 실험결과와 비교해 보았다. 이 경우에 주위 기체의 압력은 30 bar로 설정하였다. 위에서와 마찬가지로 Fig. 6은 액적이 주입된 후의 움직인 거리에 따른 액적 직경의 변화를 나타낸 것이고, Fig. 7은 그에 따른 속도 변화를 나타낸 것이다. 증발 초기에는 온도가 높은 곳에서 증발하는 액적이 그렇지 못한 액적에 비해 더 빨리 증발하게 되고, 기체장의 밀도가 작음으로 인해 상대적으로 항력을 작게 받아서 최대 속도가 더 크다. 물론 증발에 따른 중력항의 감소도 같이 존재하기 때문에 그 차이는 그리 크지 않다. 즉 최대속도는 거의 압력에 의해 결정된다고 할 수 있다. 두 경우 모두 액적이 최대속도

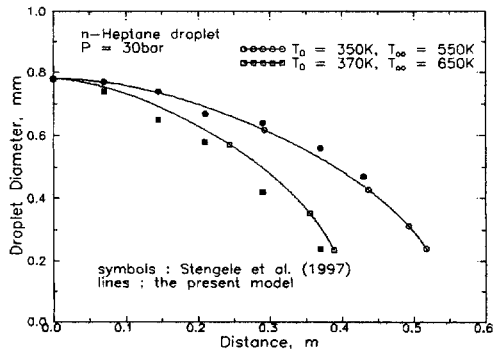


Fig. 6 Comparison of calculations and experimental data for droplet diameter histories of n-heptane droplets evaporating in nitrogen atmospheres at different temperatures.

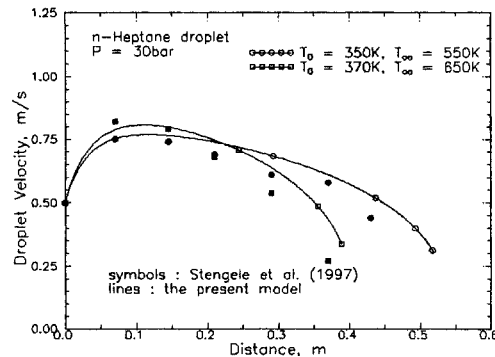


Fig. 7 Comparison of calculations and experimental data for droplet velocity histories of n-heptane droplets evaporating in nitrogen atmospheres at different temperatures.

에 도달한 이후 항력과 중력이 줄어들게 되는데 주위 온도가 높은 경우에는 증발이 많이 일어나게 되어 항력에 비해 중력이 더 빠르게 줄어들게 되어 더 빨리 감속하게 되며, 따라서 액적도달거리도 상대적으로 주위온도가 낮은 곳에서 증발하는 액적에 비해 짧게 된다. 실험을 행한 모든 온도와 압력 범위에서 수치해석 결과가 실험 결과와 잘 일치하고 있어 본 연구에서 개발한 고압증발모델을 고압 및 고온 디젤엔진 운전 조건에서 연료 액적의 증발특성 해석에 충분한 공학적인 정확도를 가지고 적용할 수 있음을 알 수 있다.

다음은 고압상태에서 작동하는 디젤기관에서의 연료액적의 증발 특성을 분석하기 위하여 본 연구에서 개발한 고압 증발 모델을 넓은 범위의 디젤 엔진 운전조건에 적용해 보았다. 먼저 고압상태의

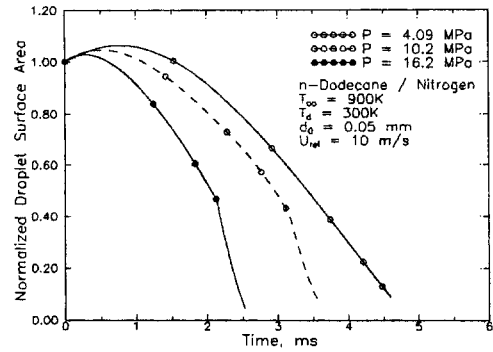


Fig. 8 Normalized droplet surface area histories of dodecane droplets evaporating in nitrogen atmospheres at different pressures.

디젤기관의 연소조건에 적용해보았다. 연료는 dodecane ( $T_c=658.2$  K,  $P_c=18.2$  bar)이고 초기 온도 및 반경은 각각 300 K, 50  $\mu\text{m}$ 이다. 이에 대해서 주위 기체장은 질소로 이루어져있고 초기 온도는 900 K이다. 그리고 압력을 40.9, 102, 162 bar, 세 가지로 설정하여 압력의 효과를 알아보았다. Fig. 8은 초기 상대 속도가 10 m/s일 때, 무차원화된 표면적을 압력에 따라 각각 나타내었다. 증발 초기에는 액적의 크기가 증가함을 볼 수 있는데 이는 기체장이 뜨겁기 때문에 온도 증가로 인한 밀도의 감소로써 나타나는 부피증가가 액적의 증발량에 비해 크기 때문이다. 이 현상은 압력이 낮으면 증발이 더디게 일어나므로 더 크게 나타나게 된다. 압력이 높은 경우 액적이 전부 증발하기 전에 임계 상태에 도달하게 되는데 이는 압력이 높을수록 증발잠열의 감소로 인해서 액적의 온도가 빠르게 증가하기 때문이다.

또한 일정한 압력에 대해서 초기 상대 속도의 영향을 알아보았다. 초기 상대 속도가 존재한다면 액적과 주위 기체 사이에 반지름 방향 외의 대류가 생기게 되므로 액적 표면에 전단력이 가해져 내부에 순환유동이 생기게 된다. 따라서 액적 내부에서 대류에 의한 열전달량이 많아짐으로 인해 초기 상대 속도에 따라 증발 특성이 현저하게 달라지게 된다. Fig. 9는 압력이 102 bar로 일정한 연소실에 초기 상대 속도가 각각 1m/s, 10m/s, 100m/s인 연료액적을 분사하였을 때의 무차원화된 표면적의 변화를 나타낸 것이다. 다른 조건들은 모두 앞의 경우와 같다. 수치해석 결과에서 보는 바와 같이 증발 특성이 상대 속도에 매우 민감하며 상대 속도



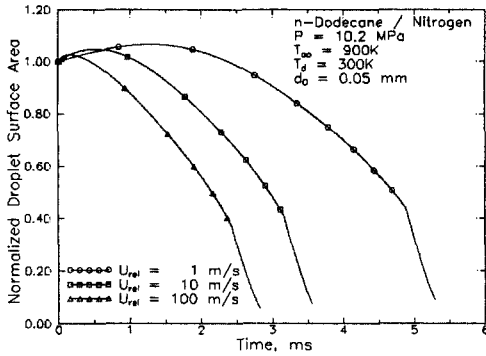


Fig. 9 Normalized droplet surface area histories of dodecane droplets evaporating in nitrogen atmospheres at different initial relative velocities.

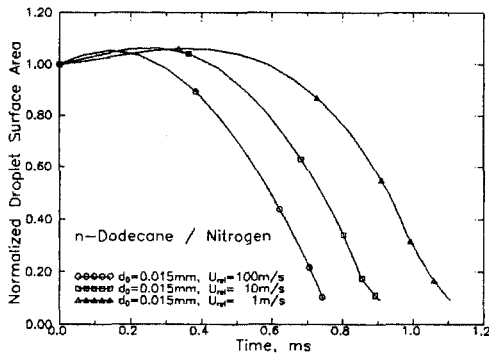


Fig. 10 Normalized droplet surface area histories of n-dodecane droplets evaporating in a nitrogen atmosphere at  $p(t) = 20\text{bar} + 80\text{bar} * (t/1\text{ms})$  and  $T(t=0) = 600\text{K}$  corresponding to each initial relative velocities.

가 증가할수록 대류에 의한 열 및 물질 전달율이 증가하게 되어 액적이 빠르게 가열되어 증발율이 급격히 증가하게 된다. 또한 상대속도가 큰 경우가 액적의 온도가 빠르게 증가하기 때문에 임계상태에 훨씬 일찍 도달하게 된다.

마지막으로 디젤엔진에서 연소가 발생하지 않는다는 가정하에서 연료가 분사될 때의 조건을 사용하여 수치해석 하였다.  $t=0$ 일 때, 주위 온도 및 압력은 600 K, 20 bar로 가정하고,  $t=1$  ms일 때 압력이 100 bar가 되도록 압력이 일정한 비율로 증가한다고 생각하였다. 그리고 온도 변화는 단일압축 조건에 의해서 시간에 따른 압력의 함수로 계산하였다. 액적의 초기 상대 속도는 100, 10, 1 m/s를 사용하였고, 초기 액적의 지름은 10, 15, 20  $\mu\text{m}$ 를 사용하였다.

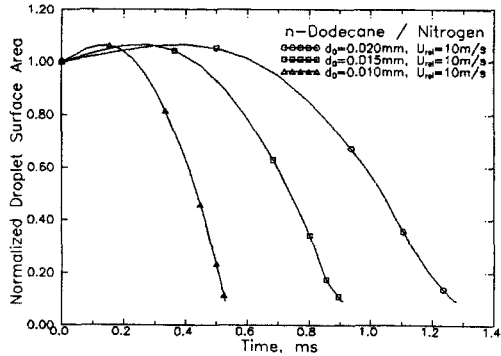


Fig. 11 Normalized droplet surface area histories of n-dodecane droplets evaporating in a nitrogen atmosphere at  $p(t) = 20\text{bar} + 80\text{bar} * (t/1\text{ms})$  and  $T(t=0) = 600\text{K}$  corresponding to each initial droplet diameter.

Fig. 10은 단일압축 조건에서 초기 상대 속도가 변함에 따른 증발 결과이다. 여기서 보면 알 수 있듯이 액적의 초기 상대 속도가 큰 경우 액적 내부 순환 유동에 의하여 액적 내부의 열전달이 잘 일어나므로 인해 액적이 임계상태에 도달하기 전에 거의 완전히 증발하지만 초기 상대 속도가 작은 경우에는 액적이 전부 증발하기 전에 임계상태에 도달하게 된다. 이는 액적 내부의 순환 유동이 상대적으로 작아지기 때문에 액적 내부의 열전달이 감소되어 증발율이 감소되는 영향과 엔진 내부 압력의 증가로 인한 임계 온도의 감소 때문이다. 이러한 수치 해석의 결과로부터 디젤 엔진 내의 분무 연소 과정에서 연료 액적의 분사 속도가 액적의 증발 및 분무연소현상에 지대한 영향을 미치게 될 것임을 추정할 수 있다.

Fig. 11은 초기 상대 속도가 모두 10m/s로 같은 경우에 대해서 액적의 크기에 따른 증발 결과를 비교해 보았다. 크기가 큰 액적의 경우가 증발이 상대적으로 느리고 액적이 전부 증발하기 전에 임계상태에 도달함을 알 수 있다. 이에 비해 크기가 작은 액적은 임계상태에 도달하기 전에 이미 증발을 끝내게 된다. 디젤 엔진 분무 조건을 사용하므로 시간이 지남에 따라 엔진 내부의 압력이 상승하게 된다. 따라서 액적의 수명이 길어지게 되면 엔진 내부의 압력 증가로 인하여 임계상태에 도달하게 된다. 그러므로 크기가 큰 액적이 수명이 길어짐으로 인해 임계상태에 도달하게 되는 것이다. 이 결과를 초기 상대 속도가 다름에 따른 결과와 비교로부터 디젤 엔진에서 연료를 분사해서 증발할 때,

액적의 임계상태 도달 여부는 액적의 초기 상대 속도보다는 액적의 크기에 의해 더 큰 영향을 받을 수 있다.

#### 4. 결 론

본 연구에서 개발한 연료액적의 증발모델을 이용하여, 실험결과와의 비교를 통해 증발모델의 정확성을 검증하였고 고성능 디젤엔진의 고압환경에서 연료액적의 증발특성을 해석하였으며 수치해석결과로부터 다음과 같은 결론을 도출하였다.

1) 본 액적증발모델에서는 고압상태에서의 액적 증발을 예측하는데 필요한 상평형 계산과 증발엔탈피 계산을 비교적 잘 예측하였다.

2) 본 액적증발모델은 다소의 오차는 있으나 고온, 고압상태의 유동장에서 액적의 증발 특성을 잘 예측하였다.

3) 연소실 내의 압력이 높을수록 연료액적의 온도 증가가 크므로, 더 빠르게 임계상태에 도달하게 된다.

4) 연료액적의 초기 분사 압력이 높은 경우에 대응하는 초기상대속도가 큰 경우가 기체장에서의 대류효과와 연료내부에서의 순환유동으로 인한 열 및 물질전달이 증가하게 되어 더 빨리 증발하게 된다.

5) 액적이 임계상태에 도달한 이후에도 계산을 멈추지 않고 stripping 증발율을 이용하여 액적의 크기가 줄어들게 함으로써 분무연소모델에 적용시 수치적 에러를 피할 수 있는 방법을 도모하였다.

#### 후 기

본 연구는 1997년 교육부 기계공학 연구과제에 의해 지원되었으며 관계자 여러분께 감사의 말씀을 드립니다.

#### 참고문헌

- (1) Faeth, G. M., 1977, "Current Status of Droplet and Liquid Combustion," *Proceedings of Energy Combustion Science*, Vol. 3, pp. 191~224
- (2) Law, C. K., 1977, "Recent Advances in Droplet Vaporization and Combustion," *Proceedings of Energy Combustion Science*, Vol. 8, pp. 171~201
- (3) Aggarwal, S. K., Tong, A. Y., and Sirignano,

- W. A., 1984, "A Comparison of Vaporization Models in Spray Calculations," *AIAA Journal*, Vol. 22, No. 10, pp. 1448~1457
- (4) Manrique, J. A. and Borman, G. L., 1969, "Calculations of Steady State Droplet Vaporization at High Ambient Pressure," *Int. J. Heat Mass Transfer* Vol. 12 pp. 1081~1095
- (5) Curtis, E. W. and Farrell, P. V., 1986, "A Numerical Study of High-Pressure Droplet Vaporization," *Acta Astronautica*, Vol. 13, No. 11/12, pp. 673~680
- (6) Jia, H., and Gogos G., 1993, "High Pressure Droplet Vaporization ; Effects of Liquid - Phase Gas Solubility," *Int. J. Heat Mass Transfer* Vol. 36, pp. 303~314
- (7) Hsieh, K. C., Shuen, J. S. and Yang, V., 1991, "Droplet Vaporization In High-Pressure Environments 1 : Near Critical Conditions," *Combust. Sci. and Tech.*, Vol. 76, pp. 111~132
- (8) Sato, J., Tsue, M., Niwa, M. and Kono, M., 1990, "Effects of Natural Convection on High-Pressure Droplet Combustion," *Combustion and Flame*, Vol. 82, pp. 142~150
- (9) Shih, J. and Megaridis, C. M., 1995, "Suspended Droplet Evaporation Modeling in a Laminar Convective Environment," *Combustion and Flame* Vol. 102, pp. 256~270
- (10) Stengele, J., Willmann, M. and Wittig, S., 1997, "Experimental and Theoretical Study of Droplet Vaporization in a High Pressure Environment," ASME-97-GT-151
- (11) Abramzon, B. and Sirignano, W. A., 1987, "Approximate Theory of a Single Droplet Vaporization in a Convective Field: Effects of Variable Properties, Stefan Flow and Transient Liquid Heating," *Proceedings of Second ASME-JSME Thermal Engineering Joint Conference*, Vol. 1, pp. 11~18
- (12) Kneer, R., Schneider, M., Noll, B. and Wittig, S., 1993, "Diffusion Controlled Evaporation of a Multicomponent Droplet : Theoretical Studies on the Importance of Variable Liquid Properties," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 36, No. 9, pp. 2403~2415

- (13) Renksizbulut, M. and Haywood, R. J., 1988, "Transient Droplet Evaporation with Variable Properties and Internal Circulation at Intermediate Reynolds Numbers," *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 14, pp. 189~202
- (14) 유용욱, 김용모, 1997, "고압상태의 증발 특성 해석결과에 미치는 상태방정식의 영향," *한국액체미립화학회지*, Vol. 2, No. 3, pp. 32~43
- (15) Reid, R. C., Prausnitz, J. M. and Poling, B. E., 1987, *The Properties of Gases & Liquids*, forth edition, McGraw-Hill
- (16) Lide, D. R. and Frederikse, H. P. R., 1994, *CRC Handbook of Chemistry and Physics*, 74th edition, CRC Press
- (17) Litchford, R. J. and Jeng, S. M., 1991, "LOX Vaporization in High-Pressure, Hydrogen-Rich Gas," AIAA-90-2191
- (18) Poettmann, F. H. and Katz, D. L., 1945, "Phase Behavior of Binary Carbon Dioxide-Paraffin Systems," *Industrial and Engineering Chemistry*, 37 (9), p. 847