

유동이 있는 초임계 질소 환경에서 탄화수소 연료 액적의 기화 특성

임종혁* · 이봉수* · 구자예†
(2004년 6월 15일 접수, 2004년 8월 17일 심사완료)

Vaporization Characteristics of Supercritical Hydrocarbon Fuel Droplet in Convective Nitrogen Environments

Jong-Hyuk Lim, Bong-Su Lee and Ja-Ye Koo

Key Words: Vaporization Characteristics(기화 특성), Real Gas Effect(실기체 효과), Convective Velocity(대류유동속도)

Abstract

The vaporization characteristics of a liquid heptane droplet in a supercritical nitrogen flow are numerically studied. The transient conservation equations of mass, momentum, energy, and species are expressed in an axisymmetric coordinate system. The governing equations are solved time marching method with preconditioning scheme. The modified Soave-Redlich-Kwong equation of state is employed for taking account of real gas effects such as thermodynamic non-ideality and transport anomaly. Changing the convective velocity and ambient pressure, several parametric studies are conducted. The numerical results show that the two parameters, Reynolds number and dimensionless combined parameter($(\mu_s/\mu_d)\sqrt{\rho_d/\rho_s}$), have influence on supercritical droplet vaporization.

기호설명

a : 분자간 인력을 나타내는 매개변수
b : 분자간 척력을 나타내는 매개변수
 d_0 : 초기 액적 직경
 e_t : 단위 질량당 총에너지
 i : 1~N 으로 화학종의 수
 M_{IV} : 혼합물의 분자량
p : 압력
 R_u : 일반 기체 상수

T : 온도
 u_x : x방향 속도
 u_r : r방향 속도
 Y_i : 화학종 i의 질량 분율

그리스문자

μ_d : 헵탄 액적의 점성 계수
 μ_s : 주위 질소 가스의 점성 계수
 ρ_d : 헵탄 액적의 밀도
 ρ_s : 주위 질소 가스의 밀도
 σ_d : 헵탄 액적의 표면장력

* 한국항공대학교 대학원 항공우주 및 기계공학과
† 책임저자, 회원, 한국항공대학교 항공우주 및 기계공학부
E-mail : jykoo@hau.ac.kr
TEL : (02)300-0116 FAX : (02)3158-4429

하첨자

d : 액적
s : 주위

1. 서론

디젤 기관, 펄스 디토네이션 기관, 그리고 고성능 가스터빈 기관 및 액체로켓 기관과 같은 실제적인 고압 분무 연소 장치 개발의 필요성 때문에 액체연료 액적의 기화와 분무 연소는 오랫동안 관심의 대상이 되어왔다. 최근의 고성능 연소 시스템에서 연소실의 압력은 점차 증대되어 액체로켓의 연소실의 경우 그 압력은 70~100기압이 이상이다. 한 예로써 일본의 H2A로켓의 1단 추진용 LE-7A기관의 연소실 압력은 12.1MPa이나 된다. 이는 탄화수소계열이나 액체 산소의 임계압력을 훨씬 상회하는 초임계압력인 것이다. 액체 연료는 초임계 상태의 연소 챔버에 분사되어 기화, 혼합, 점화, 연소의 과정을 겪게 된다. 즉, 액적들은 임계온도와 임계압력을 넘어선 초임계 상태의 유동 환경에서 증발하게 된다. 이러한 증발 과정에서 액적은 변형되거나 부서지게 된다. 초임계 상태에 들어서면 통상의 온도와 압력에서의 기화와는 전혀 다른 특성들이 나타난다. 저압 상태에서의 액적 기화는 물성치들이 압력에 따라 변하는 것은 고려하지 않고 온도만의 함수로 가정하여 구했지만 초임계상태에서는 각각의 물성치들이 압력에 따라서도 변하기 때문에 이에 대한 고려가 부가되어야한다. 초임계 상태에서는 증발잠열, 표면장력 및 상간의 열역학적 이송 물성치등이 온도뿐만 아니라 압력의 함수로서 이상기체 법칙을 따르지 않게 된다. 따라서 수정 Soave-Redrich-Kwong(SRK) 상태 방정식이나 Benedict-Webb-Rubin(BWR) 상태 방정식과 같은 실기체 효과를 고려한 상태방정식이 사용되어야 한다. 액적 주위에 강제 대류가 있으면 액적과 주위 기체 사이의 열 및 물질전달이 증가하여 기화가 촉진된다. 기화된 연료는 연료액적의 가장자리로 이동되지만 연료액적의 중심부는 큰 관성과 모멘텀의 영향으로 기화된 연료에 비해 덜 움직이게 되어서 연료 액적은 초승달 모양으로 변형되면서 기화하게 된다.

Haywood et al.⁽¹⁾와 Chiang et al.⁽²⁾는 액적이 매우 강한 표면장력의 영향으로 변형이 일어나지 않고 구형 형태를 유지한다고 가정하여 액적 크기의 감소율, 시간에 따른 액적의 속도 변화 그리고 액적에 의한 항력때문에 발생하는 유동의

감속 및 다양한 열역학적 물성치등에 대한 강제 대류의 영향을 연구하였다. 하지만 초임계 상태에 들어서면 연료 액적의 표면 장력은 없어지게 되므로 연료 액적의 변형이 고려되어야한다. 이에 대해서 Deng과 Jeng⁽³⁾은 Arbitrary Lagrangian-Eulerian(ALE) 방법을 사용하여 주위 압력은 40atm, 주위 온도는 500~1000K, 주위 유동 속도는 2~10m/sec로 하여 질소 환경에서 헵탄 액적의 증발 과정 동안 액적의 변형에 관하여 연구하였다.

C.G.Hsiao⁽⁴⁾는 초임계 상태의 유동이 있는 수소 환경에서 산소 액적의 증발에 관하여 연구하였다. 그는 특히 압력에 따른 물성치들의 계산에 주의를 기울였다. 열역학적 물성치들의 계산에 Benedict-Webb-Rubin 상태방정식을 적용하였고 열전도도나 점성의 계산은 Ely⁽⁵⁾와 Hanley⁽⁶⁾에 의해 제안된 방법을 이용하였으며 이중 질량 확산에 대한 것은 Takahashi⁽⁷⁾에 의해 제안된 방법을 사용하였다. 이후 Hua Meng⁽⁸⁾에 의해 액적 변형에 대한 개선된 수치 알고리즘과 실제 유체의 거동을 다룰 수 있는 단일화된 수치 알고리즘을 이용하여 초임계상태의 수소 유동하에서 산소 액적의 증발이 연구되었다. 열전달이 없으며 저압상태에서의 대류상황하에서의 기화 연구는 다수 있지만⁽⁹⁻¹³⁾ 열전달을 고려한 고압상태에서의 탄화수소연료의 기화 연구는 찾아보기 어렵다.

본 연구에서는 실제 고성능 연소 시스템의 연소실 압력을 참고로 헵탄의 임계 온도와 임계 압력을 고려하여 초임계 상태의 현상이 잘 나타나도록 주위 조건을 주었으며 완전 기체 법칙을 따르지 않는 실제 열역학적 물성치를 고려하여 헵탄 액적의 증발에 대한 주위 유동 속도와 압력의 영향을 연구하였다.

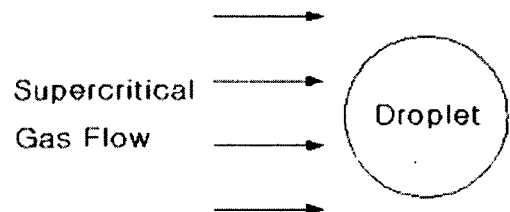


Fig. 1 Schematic of a droplet vaporization in a forced convective stream

2. 지배 방정식

2.1 가정

Fig. 1은 액적 주위에 강제 유동이 있을 때 초기 액적 형상을 나타내었다. 초임계 상태 상태의 유동하에서 헵탄 액적의 증발을 연구하기 위하여 액적이 연소실에 분사되자마자 임계 상태에 도달한다고 가정하였다. 이는 이경재의 아임계 및 초임계 탄화수소 연료 액적의 기화 특성 연구⁽¹⁴⁾에서 그 타당성을 검증하였다. 초기 액적온도는 헵탄의 임계온도(540.2K)보다 약간 낮은 300K으로 하였다. 따라서 초임계 상태에서 헵탄 액적 바로 근처에서의 헵탄과 질소 혼합물은 이상기체로 볼 수 없으므로 실기체효과가 수치 알고리즘에 고려되었다. 또한 유동은 레이놀즈수가 300이하로써 층류이고 구형의 액적에 대하여 축대칭을 가정하였다.

(1) 유동은 층류이고 축대칭이다.

(2) 탄화수소 연료 액적은 연소기에 분사되자마자 곧바로 임계점에 도달한다.

2.2 지배 방정식

본 연구에서 사용된 수치 알고리즘은 실제 유체 혼합물의 열역학적 상태량들을 고려하였고, 열역학적 상태량들은 기본적인 열역학 이론들을 사용하여 구하였으며, 압력효과를 고려하기 위해서 적절한 상태 방정식들을 사용하였다. 그리고 저마하수의 유체 유동을 풀기 위해 예조건화 기법을 적용하였다.

연속방정식, 운동량 보존 방정식, 에너지 보존 방정식 및 화학종 보존 방정식을 축대칭 좌표계에 대하여 보존형으로 간결하게 표현하면 다음과 같다.

$$\frac{\partial \vec{Q}}{\partial t} + \frac{\partial(\vec{E} - \vec{E}_v)}{\partial x} + \frac{\partial(\vec{F} - \vec{F}_v)}{\partial r} = \vec{H} \quad (1)$$

여기서,

$$\vec{Q} = r \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u_x \\ \rho u_r \\ \rho e_t \\ \rho Y_i \end{bmatrix} \quad (2a)$$

$$\vec{E} = r \begin{bmatrix} \rho u_x \\ \rho u_x^2 + p \\ \rho u_x u_r \\ (\rho e_t + p) u_x \\ \rho u_x Y_i \end{bmatrix} \quad (2b)$$

$$\vec{F} = r \begin{bmatrix} \rho u_r \\ \rho u_x u_r \\ \rho u_r^2 + p \\ (\rho e_t + p) u_r \\ \rho u_r Y_i \end{bmatrix} \quad (2c)$$

$$\vec{H} = \begin{bmatrix} 0 \\ -\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{2}{3} \mu u_r \right) \\ p - \frac{4}{3} \frac{\mu u_r}{r} + \frac{2}{3} \mu \frac{\partial u_x}{\partial x} - \frac{2}{3} u_r \frac{\partial \mu}{\partial r} \\ -\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{2}{3} \mu u_x u_r \right) - \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{2}{3} \mu u_r^2 \right) \\ r \dot{\omega}_i \end{bmatrix} \quad (2d)$$

여기서, $i = 1 \sim N$ 으로 화학종의 수를 나타내고 ρ 는 밀도, u_x 와 u_r 는 각각 x 와 r 방향 속도 성분, p 는 압력, T 는 온도, e_t 는 단위 질량당 총 에너지, Y_i 는 화학종의 질량 분율, μ 는 점성계수, $\dot{\omega}_i$ 는 화학종 i 의 화학반응률을 나타낸다. 그리고 대응되는 점성항을 표현하기 위해 점성 벡터 \vec{Q}_v 를 정의하면 다음과 같다.

$$\vec{Q}_v = r [p \quad u_x \quad u_r \quad T \quad Y_i]^T \quad (2e)$$

점성 플럭스 벡터 \vec{E}_v, \vec{F}_v 는 다음과 같다.

$$\vec{E}_v = R_{xx} \frac{\partial \vec{Q}_v}{\partial x} + R_{xr} \frac{\partial \vec{Q}_v}{\partial r} \quad (2f)$$

$$\vec{F}_v = R_{rx} \frac{\partial \vec{Q}_v}{\partial x} + R_{rr} \frac{\partial \vec{Q}_v}{\partial r} \quad (2g)$$

여기서, R_{ij} 는 점성계수, 열전도도, 엔탈피 및 화학종의 질량확산계수들로 이루어진 행렬이다.⁽⁸⁾

시간 전진(time-marching)법은 천음속, 초음속 및 극초음속과 같은 유동 범위의 문제를 푸는데는 매우 효율적이지만 저마하수의 유동에 대해서는 운동량 보존 방정식에서 압력구배를 계산할 때 발생하는 기계적인 절단오차(round-off error)와 시스템 고유치의 강직성(stiffness)때문에 그 수렴 특성이 떨어진다. 그런데 대류유동은 고마하수에서 저마하수까지 변할 수 있으므로 광범위한 유동속도를 다룰 수 있는, 특히 저마하수의 유동을 다룰 수 있는 수치알고리즘이 필요하다. 압력구배 계산시 나타나는 절단오차는 압력항을 두 개의 항으로 분리함으로써 해결할 수 있다.⁽¹⁵⁾ 시스템 고유치의 강직성 문제는 예조건화항 $\Gamma(\partial \hat{Q}/\partial \tau)$ 를 넣어주는 예조건화 스킴(preconditioning scheme)을 사용하면 된다.

예조건화 방정식을 표현하면 다음과 같다.

$$\Gamma \left[\frac{\partial \hat{Q}}{\partial \tau} + \frac{\partial \vec{Q}}{\partial t} + \frac{\partial \vec{E}}{\partial x} + \frac{\partial \vec{F}}{\partial r} - \frac{\partial}{\partial x} \left[r R_{xx} \frac{\partial \vec{Q}_v}{\partial x} + r R_{xr} \frac{\partial \vec{Q}_v}{\partial r} \right] - \frac{\partial}{\partial r} \left[r R_{rx} \frac{\partial \vec{Q}_v}{\partial x} + r R_{rr} \frac{\partial \vec{Q}_v}{\partial r} \right] \right] = \vec{H} \quad (3)$$

위의 예조건화 지배방정식은 시간에 대해서는 실제 물리적인 시간과 의사 시간에 대한 이원화된 시간 진행을 적용한 음해법을 사용하였고, 공간에 대해서는 중앙 차분법을 사용하였다. 또한 초임계 상태에서 헵탄 액적과 질소환경 사이의 큰 밀도 구배로 인한 불연속 때문에 나타나는 예조건화 스킴의 불안정성을 해소하기 위해서 좌변에는 2차의 인공 점성소산항을 음해적으로 넣어 주었고, 우변에는 2차와 4차의 인공 점성소산항을 양해적으로 첨가하였다.

초임계 상태에서는 더 이상 이상기체법칙이 성립하지 않으므로 실기체 효과를 고려한 상태방정식이 사용되어야 한다. 수정 Soave-Redlich-Kwong 상태방정식은 광범위한 열역학적 상태에 대하여 유체의 거동을 비교적 정확하게 묘사할 수 있기 때문에 본 연구에서는 이를 채택하였다. 이외에

도 Benedict-Webb-Rubin(BWR) 상태 방정식이나 Peng-Robinson(PR) 상태 방정식이 있다.

수정 Soave-Redlich-Kwong 상태 방정식은 다음과 같다.⁽¹⁶⁾

$$p = \frac{\rho R_u T}{(M_w - b\rho)} - \frac{a\alpha}{M_w} \frac{\rho^2}{(M_w + b\rho)} \quad (4)$$

여기서 R_u 는 일반 기체상수이고, a 와 b 는 분자 간의 인력과 척력의 효과를 나타내며 매개변수 α 는 acentric 인자로서 온도의 함수이다.

2.3 격자의 구성 및 경계조건

강제 대류하에서 증발과정동안 액적은 이동하면서 모양이 임의적으로 변하게 된다. 주위가 정지한 상태에서의 액적 증발에서는 액적 표면과 함께 이동하는 격자를 구성하였지만⁽⁸⁾ 본 연구에서는 고정 격자 시스템을 사용하였다. Fig 2는 격자 시스템을 나타내고 있는데 격자의 크기는 223×47이다. 유동은 좌에서 우로 흐르고, 초기 액적의 중심 위치는 격자 시스템에서 x축의 원점에 위치한다. 액적 주변과 액적의 예상 이동 경로를 따라 촘촘한 격자를 구성하였다. 외부 경계가 유동계산에 미치는 영향을 최소화하기 위하여 r방향의 외부 경계까지의 거리는 액적 반경의 15배 이상을 유지하였고, x방향으로는 액적이 주위 유동의 영향을 받아 증발하면서 하류로 이동하므로 충분한 거리를 두었다.

축대칭을 가정하였으므로 r=0인 선상에서의 경계조건은 x축에 수직인 속도 성분은 '0'이고, x축 방향의 속도구배도 '0'이다. 압력 구배와 온도 구배 및 화학종의 질량분율의 변화율 또한 '0'이다. 입구에서의 경계조건으로는 축방향속도, 반경방향 속도, 온도, 질량분율은 주어지고 압력은 내부 격자들로부터 외삽법에 의해 구해진다. 출구에서는 입구에서와 반대로 압력이 주어지고 나머지 축방향속도, 반경방향 속도, 온도, 질량분율이 내

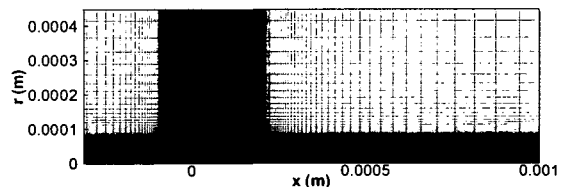


Fig. 2 Part of grid system

정에서의 경계조건은 반경방향속도가 '0'이고 부격자점들로부터 외삽법에 의해 구해진다. 다른 변수들은 내부 격자점들로부터 외삽법에 의해 구해진다.

3. 결과 및 고찰

초임계상태의 유동 환경에서 헵탄 액적의 증발 거동을 연구하기 위하여 주위가스는 질소로 선정하였고 주위의 온도 및 압력 조건은 Table 1의 헵탄 액적과 질소 가스의 임계 물성치들을 고려하여 주위 온도는 1800K, 주위 압력은 100atm으로 설정하였다. 이 때 액적은 연소실에 분사되자마자 초임계상태에 있는 경우라 생각할 수 있다. 또한 초기 액적 직경은 50 μ m로 하였고 액적의 초기 온도는 300K으로 일정하다고 가정하였다. 주위 가스의 유동 속도는 10m/sec($Re \approx 150$)와 20 m/sec($Re = 300$)에 대해서 수치 해석을 수행하였다. 또한 레이놀즈수가 같을 때 주위 압력의 영향을 보기 위해 주위 압력이 400atm이고 주위 유동 속도가 5.0m/sec($Re = 300$)인 경우에 대해서도 수치 해석을 수행하였다. 여기서, 레이놀즈수 ($Re = \rho_s u_0 d_0 / \mu_s$)는 액적의 초기 직경 d_0 , 주위 가스인 질소의 유동 속도 u_0 , 주위 가스인 질소의 물성치 ρ_s, μ_s 를 사용하여 정의하였다. Magarvey & Bishop,⁽¹⁷⁾ Sakamoto & Haniu,⁽¹⁸⁾ 그리고 Ormieres & Provansal⁽¹⁹⁾ 등의 연구에 의하면 레이놀즈수가 약 300정도까지는 구형주위의 유동을

축대칭으로 볼 수 있다고 하였다. 그들의 레이놀즈수 280이다. 그러나 초임계 상태에서의 액적 증발에 대한 축대칭 가정을 위한 레이놀즈수의 상한을 입증할 만한 실험적 데이터나 수치해의 결과는 없는 실정이다. 본 연구에서는 Sakamoto⁽¹⁸⁾ 등의 연구 결과를 참조하여 축대칭 유동하에서 계산을 수행하기 위해서 레이놀즈수가 300이하인 경우에 대해서 수치계산을 하였다.

초임계상태에서 헵탄 액적은 고밀도의 유체 상태이다. 또한 액적의 표면은 등온선에 의해 그 형상이 정의된다. 그러므로 온도장에 대하여 조사항으로써 액적의 변형에 대하여 알 수 있다.

액적의 변형을 결정하는 주요 변수로서 무차원화된 Weber수와 Ohnesorge수의 조합인 $We^{1/2}/Oh$ 를 이용하였다. 이는 공기역학적 힘과 점성력의 비로써 무차원화된 매개변수이다.

We수와 Oh수는 다음과 같이 정의된다.

$$We = \frac{\rho_s d_0 u_0^2}{\sigma}, \quad Oh = \frac{\mu_d}{\sqrt{\rho_d d_0 \sigma}} \quad (5)$$

헵탄 액적이 연소실에 분사되자마자 초임계상태에 도달한다고 가정하였으므로 이 경우 표면장력은 사라지게 된다. 따라서 이를 고려하여 무차원화된 매개변수를 만들면 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \frac{We^{1/2}}{Oh} &= \frac{\sqrt{\rho_s d_0 u_0^2 / \sigma}}{\mu_d / \sqrt{\rho_d d_0 \sigma}} \\ &= \frac{\rho_s d_0 u_0}{\mu_s} \frac{\mu_s}{\sqrt{\rho_s}} \frac{\sqrt{\rho_d}}{\mu_d} \\ &= Re \frac{\mu_s}{\mu_d} \sqrt{\frac{\rho_d}{\rho_s}} \end{aligned} \quad (6)$$

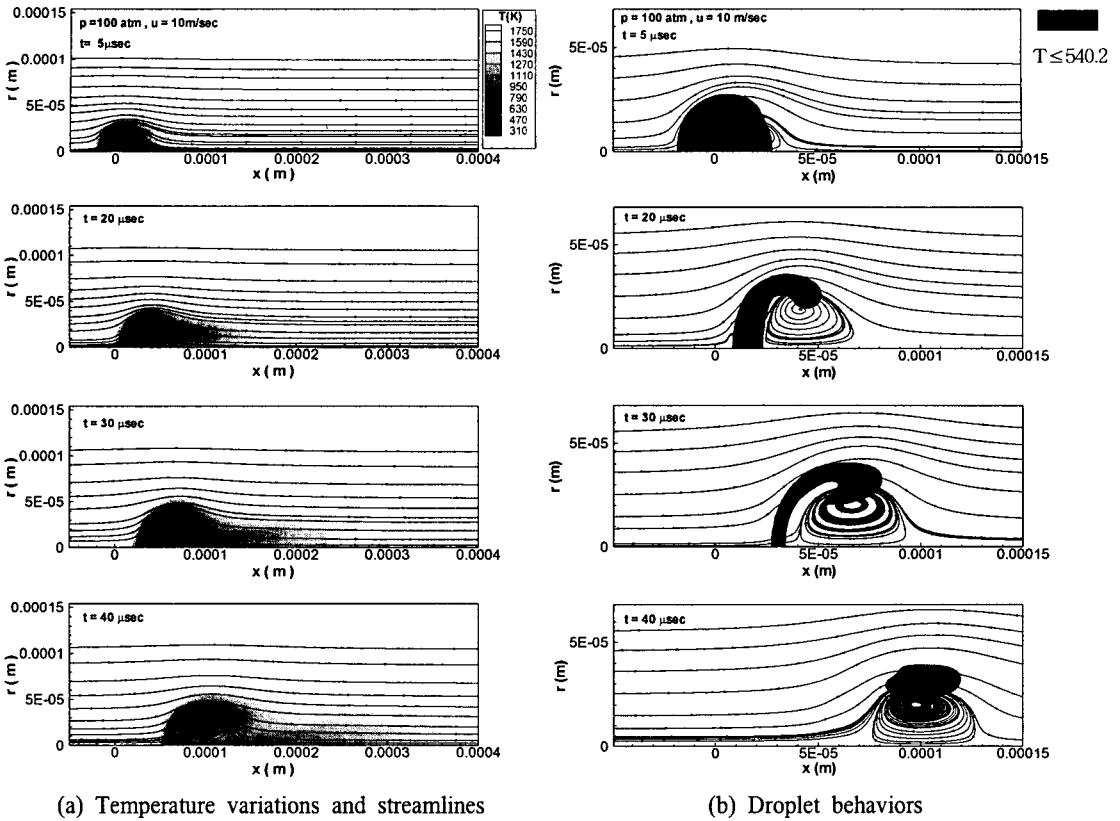
여기서, σ 는 표면 장력이고 d_0 는 초기 액적 직경이다. 그리고 하첨자 s는 주위가스인 질소를 나타내고 하첨자 d는 액체 연료 액적인 헵탄을 나타

Table 1 The property of Heptane/ N_2

Species	M_w (g/mole)	T_c (K)	P_c (bar)	V_c (cm ³ /mole)
C_7H_{16}	100	540.2	27.4	432.0
N_2	28	126.2	33.9	89.8

Table 2 Pressure effects on thermophysical properties and the combined parameter

Pressures (atm)	N_2 at 1800 K		C_7H_{16} at 300 K		$\frac{\mu_s}{\mu_d} \sqrt{\frac{\rho_d}{\rho_s}}$
	Density ρ_s (kg/m ³)	Viscosity μ_s (N · s/m ³)	Density ρ_d (kg/m ³)	Viscosity μ_d (N · s/m ³)	
100	18.621	5.793 e-05	604.8	4.200 e-04	0.786
400	70.716	5.849 e-05	626.6	5.537 e-04	0.314



(a) Temperature variations and streamlines

(b) Droplet behaviors

Fig. 3 Transient developments of flow fields at $p_{\infty} = 100atm$, $T_{\infty} = 1800K$, $u_{\infty} = 10m/sec$

타낸다.

식 (6)을 살펴보면 무차원화된 Weber 수와 Ohnesorge 수의 조합인 $We^{1/2}/Oh$ 가 클수록 액적의 변형이 활발해지는데, 주위 유동 속도가 증가함에 따라 레이놀즈수가 증가하여 액적의 변형이 촉진되고 주위 압력이 높아지면 Table 2에서 보는 바와 같이 $(\mu_s/\mu_d)\sqrt{\rho_d/\rho_s}$ 값은 작아지게 되는데 이 때문에 액적 변형이 상대적으로 완화된다는 것을 보여준다. Table 2에 주위 질소 가스와 헵탄 액적의 압력 변화에 따른 밀도와 점성 계수의 변화와 매개변수 $(\mu_s/\mu_d)\sqrt{\rho_d/\rho_s}$ 값의 변화를 나타내었다.

Fig. 3~Fig. 5의 (a)는 시간에 따른 유동장과 온도장의 변화를 나타내었다. Fig. 3~Fig. 5의 (b)는 (a)를 재구성한 것으로서 온도장에서 헵탄의 임계 온도(540.2K)보다 낮은 경우를 헵탄 액적으로 보고 시간에 따른 액적의 변형을 나타냄으로써 액

적의 거동을 더 분명하게 보여주고 있다.

Fig. 3은 주위 질소가스가 100atm에서 10m/sec의 유동속도를 가질 때의 시간에 따른 변화를 보이고 있다. 액적의 증발로 인하여 액적의 전방 표면에 정체점(stagnation point)이 형성되고 액적의 후방에는 유동의 박리에 의해 와류가 생성됨을 볼 수 있다. 시간이 지남에 따라 액적은 증발하면서 하류로 이동하게 된다. 액적 후방의 와류 또한 하류로 이동하면서 와류의 크기도 커졌다. 이는 액적이 증발하면서 유동 방향에 수직인 방향으로 액적의 표면이 약간 더 늘어나면서 유동의 박리가 일어나기 때문이다. 액적 주위에 강제 유동이 있으면 액적 표면에서의 전단력 때문에 액적 내부에서도 순환이 발생한다. 이러한 순환은 액적 내부로의 열전달을 가속화하여 액적의 증발을 촉진시키게 된다. 헵탄 액적 중심부는 액적표면에서보다 상대적으로 큰 판성력을 가진다 따라서 헵탄 액적 전방의 정체점 부근에서 기화

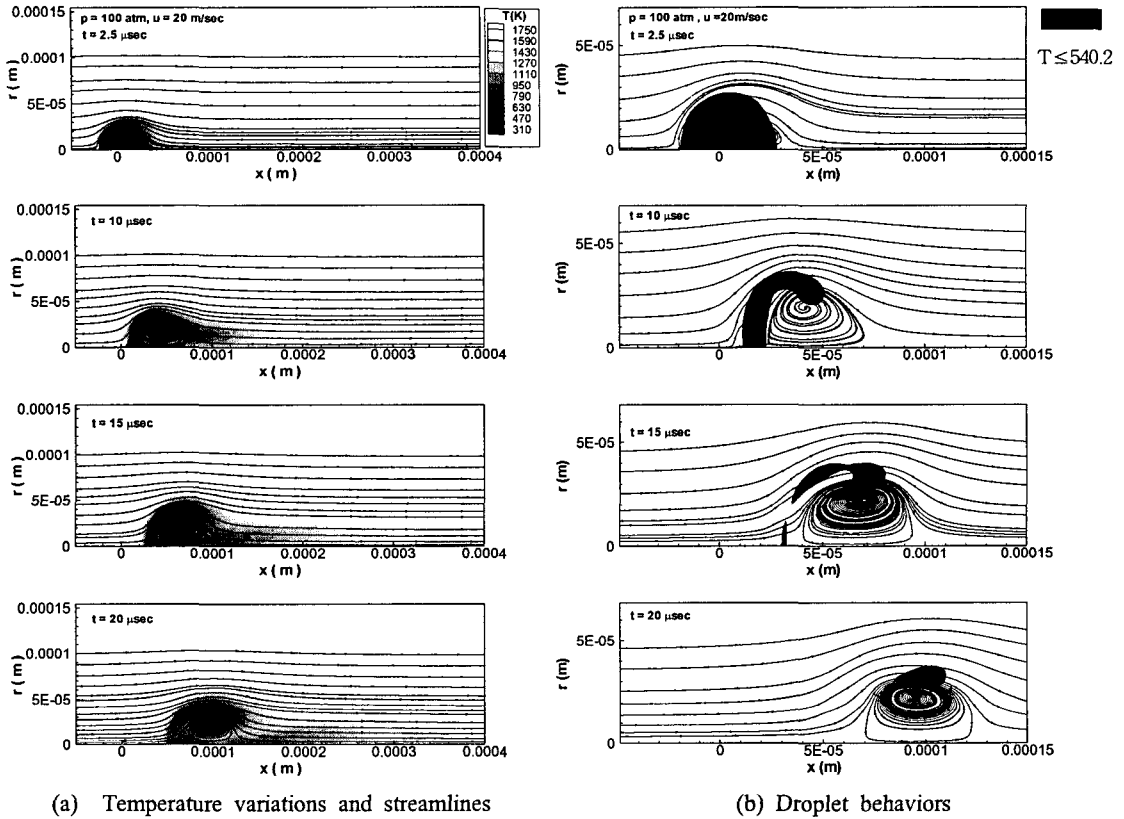
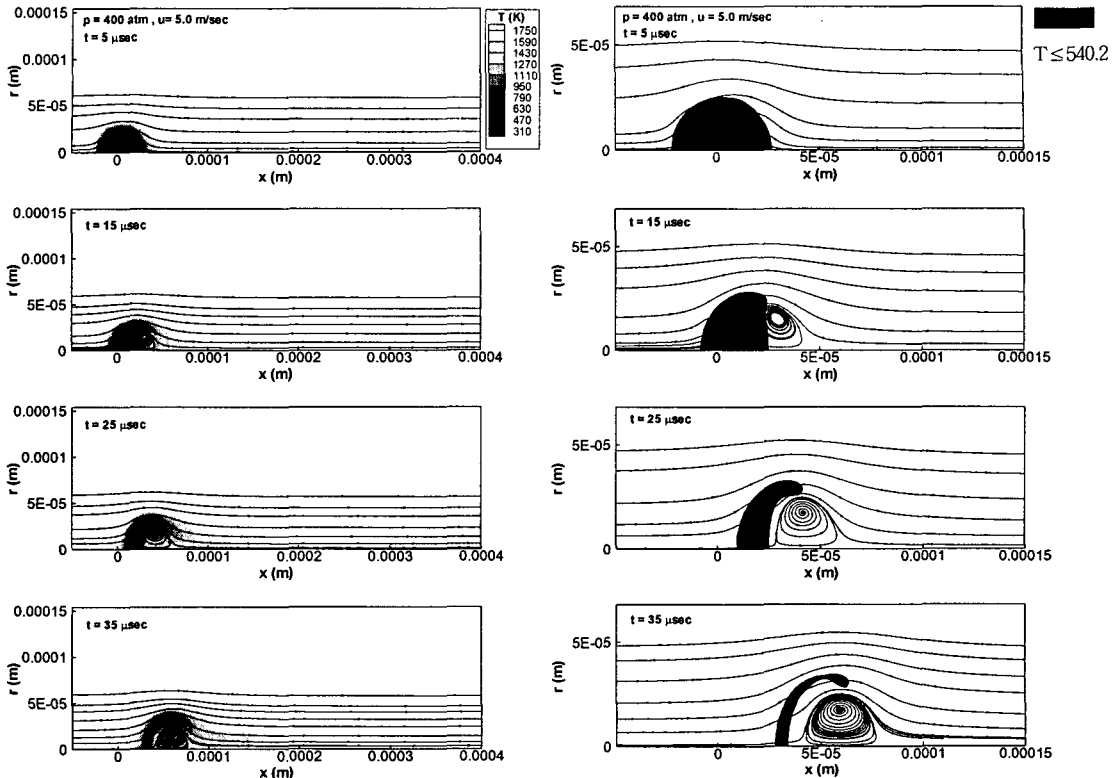


Fig. 4 Transient developments of flow fields at $p_{\infty} = 100\text{atm}$, $T_{\infty} = 1800\text{K}$, $u_{\infty} = 20\text{m/sec}$

된 헵탄은 액적 중심부보다 작은 관성으로 인해 주위 유동의 영향을 받아서 액적 표면을 따라 후방으로 이동하게 된다. Fig. 3에서 보는 바와 같이 시간이 지남에 따라 액적 표면에서 기화된 헵탄이 후방으로 밀려나면서 액적은 활시위를 당겼을 때 구부러진 활 모양으로 변해간다. 여기서 기화가 더 진행됨에 따라 Fig. 3(b)의 $t = 40\mu\text{sec}$ 인 경우에서처럼 정체점 선단 부근의 헵탄이 먼저 기화가 진행된 것을 볼 수 있다. 이는 액적 전방에서는 주위 유동과 액적 내부의 순환의 상호작용으로, 그리고 액적 후방에서는 유동의 박리에 의한 와류와 액적 내부의 순환의 상호 작용으로 인해 기화된 헵탄이 액적 후방으로 밀려나면서 발생한 현상으로 보인다. Fig. 4는 Fig. 3과 비교해 볼 때 주위 가스인 질소의 압력은 100atm 으로 같고 질소가스의 유입유동속도를 20m/sec 로 늘린 경우이다. 주위 유동 속도가 10m/sec 에서 20m/sec 로 증가함에 따라 레이놀즈수는 150에서 300으로

증가되었다. Fig. 4를 Fig. 3과 동일한 시간 ($t = 20\mu\text{sec}$)에 대해서 액적의 형상과 유동장을 살펴보면 레이놀즈수의 증가로 Fig. 4에서 보는 바와 같이 액적이 더 많이 증발하였고 액적이 하류쪽으로 더 많이 이동하였으며 그에 따라 액적 후방의 와류도 하류쪽으로 더 많이 이동하였다. 또한 유동 속도의 증가와 그에 따른 액적의 변형의 결과로 Fig. 3과 동일한 시간상에서 비교해 볼 때 액적 후방의 와류도 더 발달하였다. Fig. 5는 Fig. 4와 레이놀즈수(≈ 300)가 거의 같고 주위 가스인 질소가스의 압력이 400atm 이고, 유동속도는 5.0m/sec 인 경우로써 액적거동에 대한 압력의 영향을 살펴볼 수 있다. Fig. 4와 Fig. 5에서 같은 시간대($t = 15\mu\text{sec}$)를 비교해보면 Fig. 5의 경우, 즉 동일한 레이놀즈수에 대해서 압력이 더 높은 경우 액적이 더 적게 증발했고 그에 따른 액적의 변형 정도도 약함을 볼 수 있다. 또한 액적 후방의 와류를 보면 Fig. 5의 경우가 Fig. 4에서보다



(a) Temperature variations and streamlines

(b) Droplet behaviors

Fig. 5 Transient developments of flow fields at $p_{\infty} = 400atm$, $T_{\infty} = 1800K$, $u_{\infty} = 5.0m/sec$

와류가 덜 발달된 것을 볼 수 있다.

초임계 상태의 유동이 있는 질소 환경에서 헵탄 액적의 기화 특성을 연구하기 위해서 다양한 열역학적 상태에 대해 고려할 수 있는 수정 Soave-Redlich-Kwong(SRK) 상태방정식을 적용하였고 광범위한 유동 범위에서의 수치를 구하기 위해서 예조건화 기법을 적용하였다. 이로부터 다음과 같은 결론을 얻었다.

액적 주위에 강제 유동이 있으면 액적 표면에서의 전단력 때문에 액적 내부에서도 순환이 발생한다. 이러한 순환은 액적 내부로의 열전달을 가속화하여 액적의 증발을 촉진시키게 된다. 헵탄 액적 중심부는 액적 표면에서보다 상대적으로 큰 관성력을 가진다. 따라서 헵탄 액적 전방의 정체점 부근에서 기화된 헵탄은 액적 중심부보다 작은 관성으로 인해 주위 유동의 영향을 받아서 액적 표면을 따라 후방으로 이동하게 된다. 이러한 헵탄 액적의 증발에 영향을 미치는 주요 변수

로서 레이놀즈수와 압력 변화에 영향을 받는 매개변수 $(\mu_s/\mu_d)\sqrt{\rho_d/\rho_s}$ 가 확인되었다.

(1) 주위 유동의 속도가 증가할수록, 즉 레이놀즈수가 증가할수록 액적의 기화가 촉진되었다.

(2) 동일한 레이놀즈수에 대하여, 압력이 낮은 경우가 액적의 증발이 더 활발이 일어났다.

후 기

본 연구는 한국과학재단 지역대학우수과학자 지원연구 R05-2002-000-00171-0 지원으로 수행된 연구결과의 일부이며, 지원에 감사드립니다.

참고문헌

(1) Haywood, R. J., Nafziger, R. and Renksizbulut,

- M., 1989, "A Detailed Examination of Gas and Liquid Phase Transient Processes in Convective Droplet Evaporation," *Journal of Heat Transfer*, Vol. 111, pp. 495~502.
- (2) Chiang, C. H., Raju, M. S. and Sirignano, W. A., 1992, "Numerical Analysis of Convecting, Vaporizing Fuel Droplet with Variable Properties," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 35 No. 5, pp. 1307~1324.
- (3) Deng, Z. T. and Jeng, S., 1992, "Numerical Simulation of Droplet Deformation in Convective Flows," *AIAA Journal*, Vol. 30, No. 5, pp. 1290~1297.
- (4) Hsiao, G. C., 1995, "Supercritical Droplet Vaporization and Combustion in Quiescent and Forced-Convective Environments," Ph. D. thesis, The Pennsylvania State University, University Park, PA.
- (5) Ely, J. F. and Hanley, H. J., 1981, "Prediction of Transport Properties. 1. Viscosity of Fluids and Mixtures," *Industrial and Engineering Chemistry Fundamentals*, Vol. 20, pp. 323~332.
- (6) Ely, J. F. and Hanley, H. J., 1983, "Prediction of Transport Properties. 2. Thermal Conductivity of Pure Fluids and Mixtures," *Industrial and Engineering Chemistry Fundamentals*, Vol. 22, pp. 90~97.
- (7) Takahashi, S., 1974, "Preparation of a Generalized Chart for the Diffusion Coefficients of Gases at High Pressures," *Journal of Chemical Engineering(Japan)*, Vol. 7, No. 6, pp. 417~420.
- (8) Hua Meng, 2001, "Liquid-Fuel Droplet Vaporization and Cluster Behavior at Supercritical Conditions," Ph. D. thesis, The Pennsylvania State University.
- (9) Hinze, J. O., 1995, "Fundamentals of the Hydrodynamic Mechanism of Splitting in Dispersion Processes," *A. I. Ch. E. Journal*, Vol. 1, No. 3, pp. 289~295.
- (10) Ranger, A. A. and Nicholls, J. A., 1969, "Aerodynamic Shattering of Liquid Drops," *AIAA Journal*, Vol. 7, No. 2, pp. 285~290.
- (11) Wierzbna, A. and Takayama, K., 1988, "Experimental Investigation of the Aerodynamic Breakup of Liquid Drops," *AIAA Journal*, Vol. 26, No. 11, pp. 1329~1335.
- (12) Pilch, M. and Erdman, C. A., 1987, "Use of Breakup Time Data and Velocity History Data to Predict the Maximum Size of Stable Fragments for Acceleration-Induced Breakup of a Liquid Drop," *International Journal of Multiphase Flow*, Vol. 13, No. 6, pp. 741~757.
- (13) Hsiang, L. P. and Faeth, G. M., 1992, "Near-Limit Drop Deformation and Secondary Breakup," *International Journal of Multiphase Flow*, Vol. 18, No. 5, pp. 635~652.
- (14) Lee, K. J., Lee, B. S., Kim, J. H. and Koo, J. Y., 2003, "Vaporization of Hydrocarbon Fuel Droplet in Supercritical Environments," *Journal of the Korean Society for Aeronautical and Space Science*, Vol. 31, No. 7, pp. 85~93.
- (15) Choi, Y. H. and Merkle, C. L., 1993, "The Application of Viscous Flows," *Journal of Computational Physics*, Vol. 105, pp. 207~223.
- (16) Graboski, M. S. and Daubert, T. E., 1978, "A Modified Soave Equation of State for Phases Equilibrium Calculation, 1. Hydrocarbon Systems," *Industrial and Engineering Chemistry Process Design and Development*, Vol. 17, No. 4, pp. 443~448.
- (17) Magarvey, R. H. and Bishop, R. L., 1961, "Transition Ranges for Three-Dimensional Wakes," *Canadian Journal of Physics*, Vol. 39, pp. 1418~1422.
- (18) Sakamoto, H. and Haniu, H., 1995, "The Formation Mechanism and Shedding Frequency of Vortices from a Sphere in a Uniform Shear Flow," *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 287, pp. 151~171.
- (19) Ormieres, D. and Provansal, M., 1999, "Transition to Turbulence in the Wake of a Sphere," *Physical Review Letters*, Vol. 83, pp. 80~83.