

論文

초임계상태에서 주위 유동 속도와 압력 변화에 따른 헵탄 액적의 기화 특성

임종혁*, 이봉수*, 구자에**

Effects of Convective Velocity and Ambient Pressure on the Characteristics of Heptane Droplet Vaporization in Supercritical Environments

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

ABSTRACT

The vaporization characteristics of a liquid heptane droplet in a supercritical nitrogen flow is numerically analyzed. The present model can account for real gas effects, liquid-phase internal circulation, variable thermodynamic properties and high-pressure effects. Time marching method with preconditioning scheme is employed to handle the low Mach number flows in dense heptane droplet region. Computations are made for the wide range of convective velocity and ambient pressure. Numerical results indicate that the droplet deformation becomes stronger by increasing the Reynolds number and it becomes relatively weak by increasing the pressure.

초 록

초임계 상태의 질소 유동 환경에서 헵탄 액적의 기화 특성을 수치적으로 연구하였다. 더불어 실기체 효과와 액적 내부 순환, 다양한 열역학적 물성치 및 고압 효과를 고려하였다. 또한 헵탄 액적 바로 근처에서의 저속 유동 문제를 풀기 위하여 예조건화 스킴을 적용한 시간 전진법을 수치 코드에 적용하였다. 주위 유동 속도와 주위 압력을 변화 시키가면서 액적의 거동을 살펴보았다. 유동 속도 증가로 인한 레이놀즈수의 증가에 따라 액적의 변형이 활발히 이루어졌고, 동일한 레이놀즈수에 대해서는 압력이 높아질수록 액적의 변형이 약화되었다.

Key Words : Vaporization(기화), Internal circulation(내부순환), High-pressure effects(고압 효과), Droplet behavior(액적 거동), Droplet deformation(액적 변형)

1. 서 론

제트 엔진이나 액체 로켓 엔진 및 디젤 엔진과 같은 고출력을 요하는 장치 개발이 항공우주 분야의 주요 핵심 과제이다. 이러한 연소 시스템

은 초임계 상태의 유동 환경이다. 초임계 상태의 유동환경에 분사된 액체 연료 액적들은 일차적으로 기화와 혼합의 과정을 거쳐 점화되어 연소된다. 따라서 초임계 상태의 유동 환경에서 액체 연료 액적의 기화 특성을 규명하는 것은 엔진의 효율 증대와 성능 향상에 도움이 될 것이다.

열전달이 없다고 가정하여 저압상태의 대류유동환경에서 헵탄 액적의 기화 특성을 연구한 사례는 다수 있다[1-5]. Haywood et al.[6]은 헵탄 액적이 강한 표면장력 때문에 변형이 일어나지 않고 구의 형태를 유지한다고 가정하여 액적 크

† 2004년 10월 20일 접수 ~ 2005년 2월 2일 심사완료

* 한국항공대학교 항공우주 및 기계공학과

** 정회원, 한국항공대학교 항공우주 및 기계공학부

연락처, E-mail: jykoo@hau.ac.kr

경기도 고양시 덕양구 화전동 200-1번지

기 호

M_w	분자량	μ_d	헵탄 액적의 점성계수
P_c	임계압력	μ_s	주위 질소 가스의 점성계수
T_c	임계온도	ρ_d	헵탄 액적의 밀도
V_c	임계체적	ρ_s	주위 질소 가스의 밀도
u_0	액적의 초기 속도	σ	헵탄 액적의 표면장력

기의 감소율과 시간에 따른 액적의 속도 변화를 조사하였다. Chiang et al.[7]은 Haywood와 비슷한 연구를 통해 액적에서의 항력 때문에 발생하는 주위 유동 속도의 감속을 조사하였고 열역학적 물성치들이 주위 유동속도의 변화에 따라 어떻게 변화하는지 연구하였다. C. G. Hsiao[8]는 초임계 강제유동의 수소 환경에서 산소 액적의 증발을 연구하였는데 주위 압력 변화에 따른 물성치들의 변화에 세심한 주의를 기울였다.

본 연구에서는 초임계 상태가 되도록 주위 조건을 부여하여 헵탄 액적의 기화 특성을 조사하였다. 초임계 상태에서는 완전 기체 법칙이 맞지 않기 때문에 수정 Soave-Redrich-Kwong 상태 방정식을 사용하였다. 또한 액적의 정체점 선단 부근에서의 저속 유동으로 인한 저하된 수렴특성을 개선하기 위해 예조건화 기법을 사용하였다.

II. 본 론

2.1 가정

헵탄 액적이 초임계 상태의 강제 대류 환경에 노출되자마자 곧바로 임계 상태에 도달한다고 가정하였다. 이를 위해 주위 질소 가스와 헵탄 액적의 임계 물성치를 고려하여 초기 조건들을 적절히 조절하였다. 이는 이경재 et al.[9]의 아임계 및 초임계 탄화수소 연료 액적의 기화 특성 연구에서 그 타당성을 검증하였다. 초임계 상태에서 헵탄 액적 바로 근처에서의 헵탄과 질소 혼합물은 이상기체로 볼 수 없으므로 실기체 효과가 수치 알고리즘에 고려되었다. 유동은 레이놀즈수가 300이하로써 층류이고 구형의 액적에 대하여 축대칭을 가정하였다.

2.2 격자의 구성 및 경계조건

강제 대류가 없는 주위가 정지한 상태에서의 액적 증발의 경우 액적은 단지 반경 방향으로만 줄어들기 때문에 액적 표면과 함께 이동하는 격자를 사용하였다[9]. 그러나 강제 대류하에서는

액적 증발 과정동안 액적의 형상이 임의적으로 변하면서 이동하기 때문에 본 연구에서는 고정 격자 시스템을 사용하였다. 초기 액적의 중심 위치는 격자 시스템에서 x축의 원점에 위치하고, 초기 액적 위치 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.

격자 시스템의 입구에서의 경계조건은 축방향 속도, 반경방향 속도, 온도, 질량분율은 주어지고 압력은 내부 격자들로부터 외삽법에 의해 구해진다. 출구에서는 입구에서와 반대로 압력이 주어지고 나머지 축방향속도, 반경방향 속도, 온도, 질량분율이 내부 격자점들로부터 외삽법에 의해 구해진다. 격자 시스템의 하단부에서의 경계조건은 축대칭 가정으로 인하여 x축에 수직인 속도 성분은 '0'이고, x축 방향의 속도구배도 '0'이다. 압력 구배와 온도 구배 및 화학종의 질량분율의 변화율 또한 '0'이다. 상단부에서의 경계조건은 반경방향속도가 '0'이고 다른 변수들은 내부 격자점들로부터 외삽법에 의해 구해진다.

2.3 지배방정식

연속방정식, 운동량 보존 방정식, 에너지 보존 방정식 및 화학종 보존 방정식을 축대칭 좌표계에 대하여 보존형으로 표현하였으며 자세한 식은 참고문헌 [10]에 나타나 있다.

본 연구에서의 대류유동은 액적에 의한 항력 때문에 액적 전방에 저속 유동 영역이 존재하므로 광범위한 유동속도 범위를 다룰 수 있는 수치 알고리즘이 필요하다. 시간 전진(time-marching) 법은 천음속 이상의 고속 유동 범위에서는 매우 효율적이지만 저마하수의 유동에 대해서는 운동량 보존 방정식에서 압력구배를 계산할 때 발생하는 기계적인 절단오차와 시스템 고유치의 강직성 때문에 그 수렴특성이 좋지 않게 된다. 압력

구배 계산시 나타나는 절단오차는 압력항을 두 개의 항으로 분리함으로써 해결할 수 있고 [11-12], 시스템 고유치의 강직성 문제는 예조건화 항을 넣어주는 예조건화스킴(preconditioning scheme)을 사용하였다. 초임계 상태에서 헵탄 액적과 주위 질소 가스 사이의 큰 밀도 구배 때문에 발생하는 불안속으로 인하여 나타나는 예조건화 스킴의 불안정성을 안정화시키기 위해서 지배방정식의 좌변에는 음해적으로 2차의 인공 점성소산항을 첨가해주었고, 우변에는 양해적으로 2차와 4차의 인공 점성소산항을 추가해주었다.

초임계 상태에서는 완전 기체 법칙을 적용할 수 없기 때문에 실기체효과를 고려한 상태방정식이 사용되어야한다. 광범위한 열역학적 상태에 대하여 비교적 정확하게 유체의 거동을 묘사할 수 있는 수정 Soave-Redlich-Kwong 상태방정식을 본 연구에서는 채택하였다[10].

2.4 결과 및 고찰

주위 가스는 질소 가스로 하여 헵탄 액적이 연소실에 분사되자마자 초임계 상태에 놓이도록 하기 위해 표 1의 임계 물성치들을 고려하여 주위 여건을 부과하였다. 액적의 초기 직경은 50 μm 이고 액적의 초기 온도는 300K으로 일정하다고 보았다. 액적의 증발에 대한 주위 유동 속도, 즉 레이놀즈수의 영향을 알아보기 위해 다른 조건들은 동일하게 놓고 주위 질소 가스의 유동 속도 10m/sec인 경우와 20m/sec인 경우, 즉 레이놀즈수가 150인 경우와 300인 경우에 대해서 수치 해석하였다. 그리고 동일 레이놀즈수에서 주위 압력의 영향을 알아보기 위해서 주위 압력이 100atm이고 주위 유동 속도가 20m/sec인 경우와 주위 압력이 400atm이고 주위 유동 속도가 5.0m/sec인 경우에 대해서 수치해석 하였다. 이 경우 레이놀즈수는 300으로서 같다.

구형의 액적에 대하여 축대칭을 가정하였지만 실제로 초임계 상태에서의 액적 증발에 대한 축대칭 가정을 위한 레이놀즈수의 상한을 입증할 만한 실험적 데이터나 수치해의 결과는 없는 실정이다. 저압 상태에서는 여러 연구자들의 조사 결과 레이놀즈수가 약 300정도까지는 구형 주위

표 1. 헵탄과 질소의 임계 물성치

Species	Mw (g/mole)	Tc (K)	Pc (bar)	Vc (cm^3 /mole)
C_7H_{16}	100	540.2	27.4	432.0
N_2	28	126.2	33.9	89.8

표 2. 압력 변화에 따른 물성치의 변화(Re=300)

		100atm (u=20m/sec)	400atm (u=5m/sec)
N_2 at 1800K	Density ρ_s (kg/m^3)	18.621	70.716
	Viscosity μ_s ($N \cdot s/m^3$)	5.793e-05	5.849e-05
C_7H_{16} at 300K	Density ρ_d (kg/m^3)	604.8	626.6
	Viscosity μ_d ($N \cdot s/m^3$)	4.200e-04	5.537e-04
$\frac{\mu_s}{\mu_d} \sqrt{\frac{\rho_d}{\rho_s}}$		0.786	0.314

의 유동을 축대칭으로 볼 수 있다고 하였다 [14-16]. 따라서 본 연구에서는 초임계 상태에서의 축대칭 가정을 위한 레이놀즈수에 대한 데이터의 부재 때문에 대신 아임계에서의 결과를 적용하여 레이놀즈수가 300이하인 경우에 대해서 수치계산을 하였다.

무차원화된 Weber수와 Ohnesorge 수의 조합인 $We^{1/2}/Oh$ 를 이용하여 액적의 변형을 알아보았다. 이는 공기역학적 힘과 점성력의 비로써 무차원화된 매개변수이다.

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

여기서, σ 는 표면 장력이고 d_0 는 초기 액적 직경이다. 그리고 하첨자 s는 주위가스인 질소를 나타내고 하첨자 d는 액체 연료 액적인 헵탄을 나타낸다. 무차원화된 매개변수인 $We^{1/2}/Oh$ 가 클수록 액적의 변형이 활발해짐을 나타낸다.

표 2를 보면 압력이 커짐에 따라 $\mu_s / \mu_d \sqrt{\rho_d / \rho_s}$ 값이 작아지게 되는데 이것은 무차원화된 매개변수인 $We^{1/2}/Oh$ 의 값이 작아짐을 나타내므로 액적 변형이 상대적으로 완화된다는 것을 나타낸다. 그림 1 ~ 그림 3의 (a)는 증발 과정 동안 헵탄의 임계온도 (540.2K)보다 낮은 경우를 헵탄 액적으로 정의하여 시간에 따른 액적의 거동을 나타내었고 (b)는 시간에 따른 와도(vorticity)의 분포를 나타낸다. 여기서 와도는 다음과 같이 정의된다.

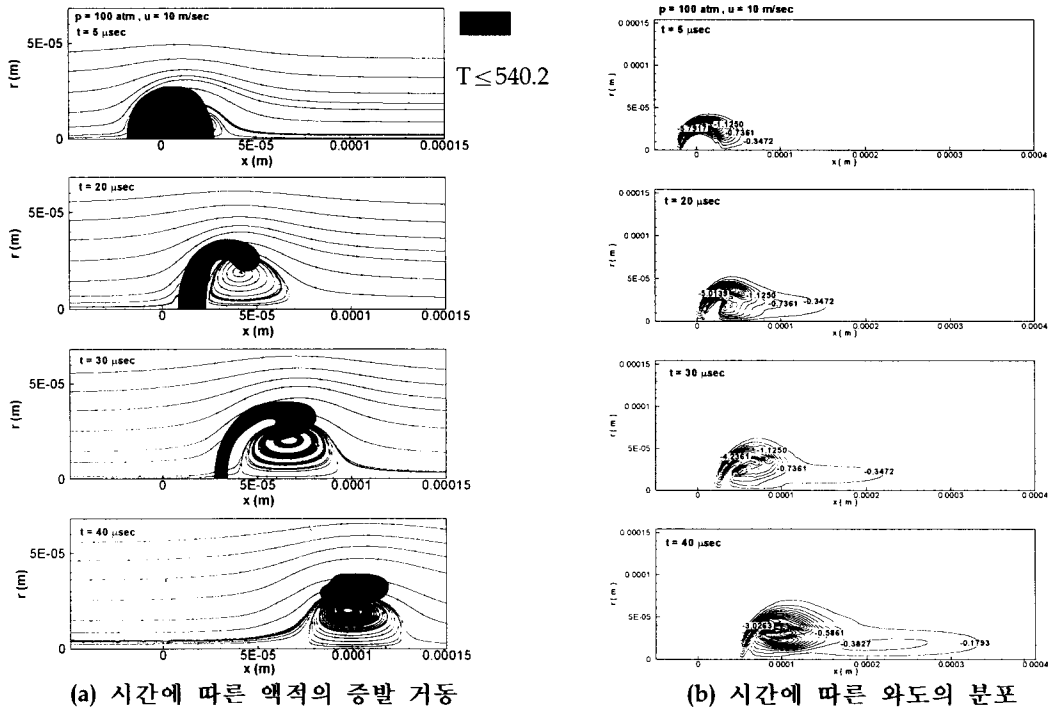


그림 1. 주위압력= 100atm, 주위온도= 1800K, 주위유동속도= 10m/sec 일때 시간에 따른 액적증발거동 및 유동장와도

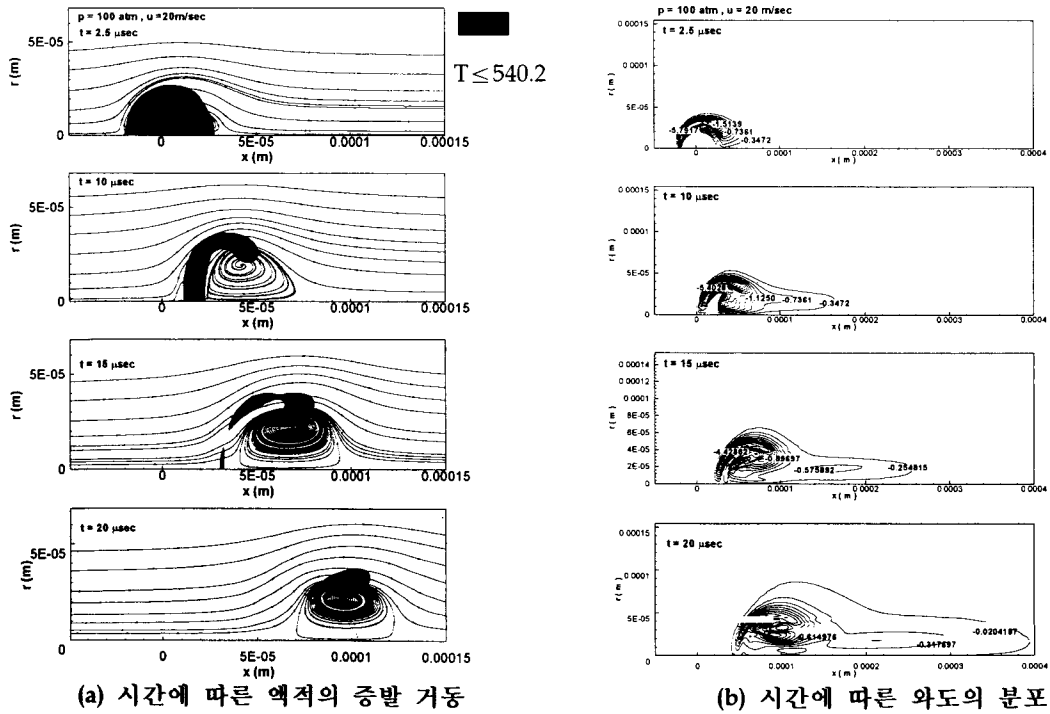


그림 2. 주위압력= 100atm, 주위온도= 1800K, 주위유동속도= 20m/sec 일때 시간에 따른 액적증발거동 및 유동장와도

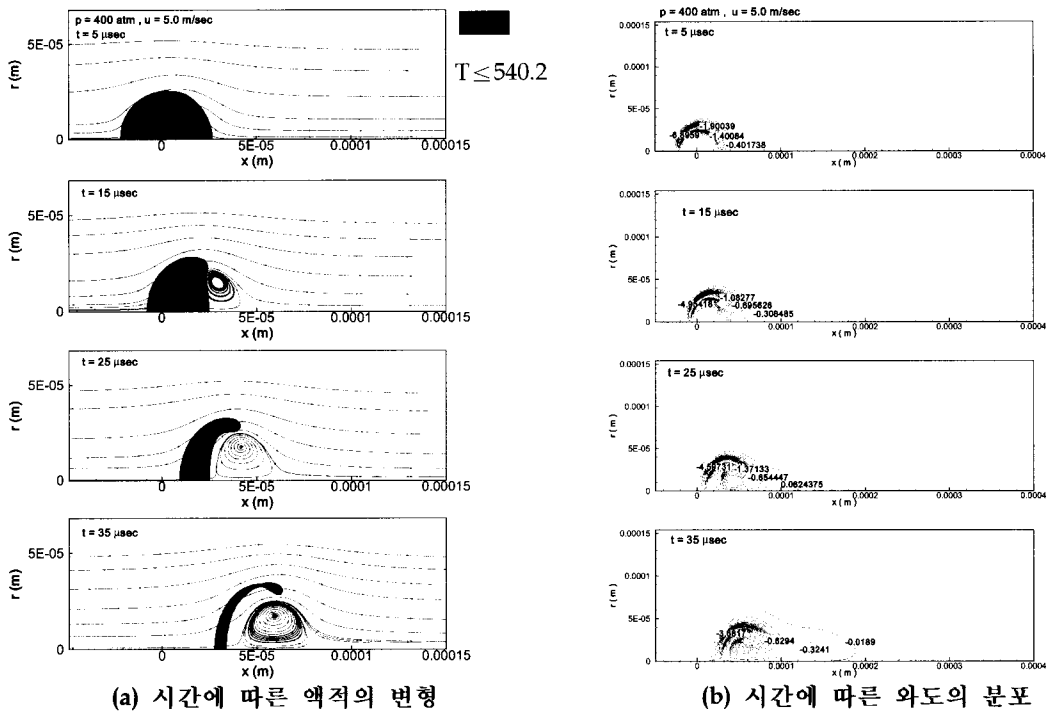


그림 3. 주위 압력 = 400 atm, 주위 온도 = 1800 K, 주위 유동 속도 = 5.0 m/sec 일 때 시간에 따른 액적 증발 거동 및 유동장 와도

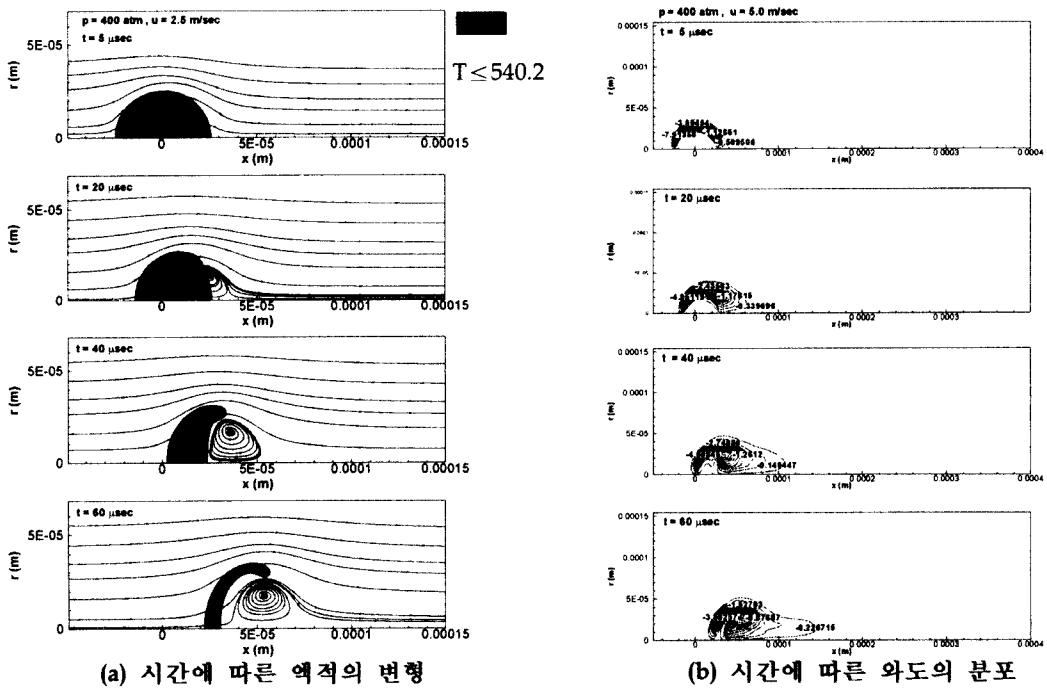


그림 4. 주위 압력 = 400 atm, 주위 온도 = 1800 K, 주위 유동 속도 = 2.5 m/sec 일 때 시간에 따른 액적 증발 거동 및 유동장 와도

$$\zeta = \nabla \times V = \frac{1}{2} \begin{vmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ u & v & w \end{vmatrix} \quad (2)$$

$$= \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right) \vec{k}$$

그림들에서 나타낸 와도의 음수값들은 와도가 시계방향으로 형성됨을 나타낸다. 액적이 증발함에 따라 급격한 액적 변형에 의한 간섭으로 와도가 약해지면서 넓게 분포된다.

그림 1을 보면 주위 질소가스의 유동이 액적 전방 표면에 정체점을 형성시키고 있으며 액적의 후방에서는 유동의 박리에 의한 와류를 형성시킴을 볼 수 있다. 액적 주위의 유동은 액적 표면에 전단력을 발생시켜 액적 내부에 순환을 일으켜서 액적 내부로의 열전달을 가속화시키게 되어 결과적으로 액적 증발을 촉진하게 된다. 시간이 지남에 따라 액적 표면에서는 중심부에서보다 상대적으로 작은 관성력으로 인해서 액적 전방의 정체점 부근에서 기화된 헵탄은 주위 유동의 영향을 받아서 액적 표면을 따라 후방으로 이동하게 된다. 이러한 결과로 액적은 활 모양으로 변형되다가 마침내는 그림 1 (a)의 네 번째 그림처럼 액적 전방에서는 주위 질소 가스의 유동과 액적 내부에서의 순환과의 상호작용 때문에, 액적 후방에서는 액적 내부 순환과 유동의 박리 때문에 발생한 와류와의 상호작용 때문에 액적의 정체점 선단 부근에서 먼저 기화가 일어남을 볼 수 있다. 시간 경과에 따라 액적은 증발되면서 주위 유동의 영향을 받아 하류로 이동하게 되고 더불어 액적이 증발하면서 유동방향에 수직한 방향으로 액적의 표면이 약간 늘어나게 되므로 와류의 범위도 커졌다. 그림 2는 그림 1과 다른 조건은 모두 동일하게 두고 주위 질소 가스의 유동 속도를 10m/sec에서 20m/sec로 증가시킨 경우이다. 액적의 증발 거동에 대한 경향성은 그림 1과 거의 비슷하다. 그림 1과 그림 2에서 동일한 시간상인 $t = 20\mu\text{sec}$ 일 때를 살펴보면 주위 유동 속도의 증가에 따른 레이놀즈수의 증가의 영향을 알 수 있다. 레이놀즈수가 150에서 300으로 증가함에 따라 액적의 변형이 더 활발이 일어나면서 더 많은 양의 액적이 증발하였고 하류 방향으로 더 멀리 이동하였으며 액적의 후방의 와류 또한 더 발달하였음을 볼 수 있다.

그림 3과 그림 4에 나타난 시간 경과에 따른 액적 증발 거동 특성은 그림 1~2에서와 비슷한 경향을 보여주고 있다. 그림 3은 그림 2와 레이놀즈수가 300으로 같은 경우로서 압력을 100atm에서 400atm으로 증가시켜서 동일 레이놀즈수에 대한 압력의 영향을 볼 수 있다. 그림 2와 그림 3에서 $t = 15\mu\text{sec}$ 일

때를 살펴보면 동일 레이놀즈수에 대하여 압력이 증가한 그림 3의 경우가 상대적으로 액적의 변형이 약화되어 있고 기화 또한 덜 일어났으며 액적 후방의 와류의 발달 정도도 약함을 볼 수 있다.

그림 5와 그림 6은 시간에 따른 액적의 기화 정도를 정량적으로 나타내고 있다. 그림 5에서 나타낸 Mass ratio는 다음과 같이 정의된다.

$$\text{Mass ratio} = \frac{\text{남아 있는 액적의 질량}}{\text{초기 액적의 질량}} \quad (3)$$

그림 6에서 액적의 위치는 밀도가 가장 큰 곳을 액적의 위치라 정의하였다.

그림 4와 그림 5에서 주위 압력은 100atm으로 같고 주위 유동 속도가 다른 두 경우를 보면 주위 유동 속도가 20m/sec일 때가 주위 유동 속도가 10m/sec일 때보다 동일한 시간에 더 많이 증발이 일어났고 하류 지역으로 더 이동함을 볼 수 있다. 또한 레이놀즈가 300으로서 비슷한

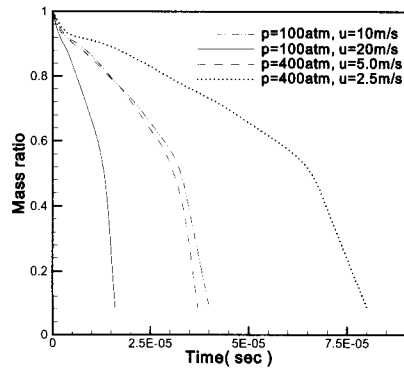


그림 5. 주위 유동 속도와 압력 변화에 따른 액적 기화 질량

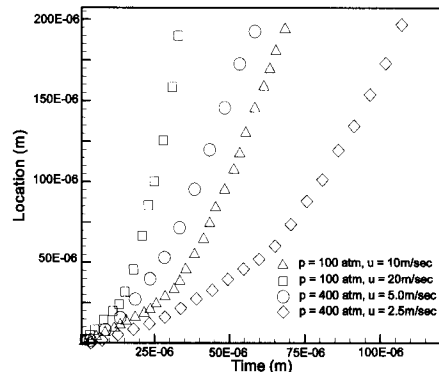


그림 6. 시간에 따른 액적 위치의 변화

100atm, 20m/sec인 경우와 400atm, 5.0m/sec인 경우를 보면 압력이 더 낮은 경우인 100atm, 20m/sec인 경우가 동일한 시간상에서 볼 때 기화가 더 활발함을 알 수 있다.

그림 5를 보면 mass ratio의 구배가 꺾이는 부분이 보이는데 이는 헵탄 액적 전방의 정체점 선단 부근의 액적이 기화됨에 따라 액적의 단위 체적당 표면적의 급격한 증가 때문에 액적의 기화가 더 촉진되어 나타나는 현상으로 보인다.

시간에 따른 액적의 위치 변화를 나타낸 그림 6에서도 그림 5에서와 같이 어느 정도 시간이 지난 후에 위치변화율의 급격한 변화가 보인다. 이는 액적이 증발함에 따라 액적의 크기가 작아지게 되어 액적 자체의 질량이 줄어들어 따라 주위 유동을 받아서 액적의 위치변화율이 점점 증가하게 되는데 정체점 선단 부근의 액적이 먼저 증발되는 순간에 액적의 위치변화율이 더 급격하게 변하게 된 것이다.

III. 결 론

실기체를 고려한 상태방정식을 사용하여 주위 유동이 있는 초임계 상태에서의 헵탄 액적의 기화 특성을 수치해석하여 다음과 같은 결론을 얻었다.

- 1) 무차원 매개변수인 $We^{1/2}/Oh$ 가 액적변형의 척도로써 사용할 수 있음을 확인하였으며 $We^{1/2}/Oh$ 가 클수록 액적의 변형이 활발하게 됨을 알 수 있었다.
- 2) 주위 유동 속도 증가에 따른 레이놀즈수의 증가는 액적의 변형 및 기화를 촉진시키는 반면에 동일 레이놀즈수에 대해서 압력이 증가하면 액적의 변형 및 기화는 약화된다.
- 3) 액적의 변형과 기화에 의한 간섭으로 와도는 점점 약해지면서 넓게 분포된다.

후 기

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

참고문헌

1) Hinze, J. O., "Fundamentals of the

Hydrodynamic Mechanism of Splitting in Dispersion Processes", *A.I.Ch.E. Journal*, Vol. 1, No. 3, 1995, pp. 289~295.

2) Ranger, A. A., and Nicholls, J. A., "Aerodynamic Shattering of Liquid Drops", *AIAA Journal*, Vol. 7, No. 2, 1969, pp. 285~290.

3) Wierzbza, A., and Takayama, K., "Experimental Investigation of the Aerodynamic Breakup of Liquid Drops", *AIAA Journal*, Vol. 26, No. 11, 1988, pp. 1329~1335.

4) Pilch, M., and Erdman, C. A., "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, 1987, pp. 741~757.

5) Hsiang, L.P. and Faeth, G.M., "Near-Limit Drop Deformation and Secondary Breakup", *International Journal of Multiphase Flow*, Vol. 18, No. 5, 1992, pp. 635~652.

6) Haywood, R. J., Nafziger, R. and Renksizbulut, M., "A Detailed Examination of Gas and Liquid Phase Transient Processes in Convective Droplet Evaporation", *Journal of Heat Transfer*, Vol.111, 1989, pp. 495~502.

7) Chiang, C. H., Raju, M. S. and Sirignano, W. A., "Numerical Analysis of Convecting, Vaporizing Fuel Droplet with Variable Properties", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 35, No. 5, 1992, pp. 1307~1324.

8) Hsiao, G. C., "Supercritical Droplet Vaporization and Combustion in Quiescent and Forced-Convective Environments", Ph. D. thesis, The Pennsylvania State University, University Park, PA, 1995.

9) 이경재, 이봉수, 김종현, 구자예, "아임계 및 초임계 탄화수소 연료 액적의 기화 특성 연구", 한국항공우주학회지, 제31권, 제7호, 2003, pp. 85~93.

10) 임종혁, 이봉수, 구자예, "유동이 있는 초임계 질소 환경에서 탄화수소 연료 액적의 기화 특성", 대한기계학회논문집B권, 제28권, 제10호, 2004, pp. 1279~1287.

11) Choi, Y. H., and Merkle, C.L., "The Application of Viscous Flows", *Journal of Computational Physics*, Vol. 105, No. 2, 1993, pp.

207~223.

12) Hua Meng, "Liquid-Fuel Droplet Vaporization and Cluster Behavior at Supercritical Conditions", Ph. D. thesis, The Pennsylvania State University, 2001.

13) Graboski, M.S., Daubert, T. E., "A Modified Soave Equation of State for Phaes Equilibrium Calculation, 1. Hydrocarbon Systems", *Industrial and Engineering Chemistry Process Design and Development*, Vol. 17, No. 4, 1978, pp. 443~448.

14) Magarvey, R.H. & Bishop, R. L.,

"Transition Ranges for Three-dimensional Wakes", *Canadian Journal of Physics*, Vol. 39, 1961, pp. 1418~1422.

15) Sakamoto, H. & Haniu, H., "The Formation Mechanism and Shedding Frequency of Vortices from a Sphere in a Uniform Shear Flow", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 287, 1995, pp. 151~171.

16) Ormieres, D. & Provansal, M., "Transition to turbulence in the wake of a sphere", *Physical Review Letters*, Vol. 83, 1999, pp. 80~83.