

〈논 문〉

진동하는 유동장하에서 내부 순환 유동을 고려한 액적의 증발에 관한 수치적 연구

하 만 영*

(1995년 10월 11일 접수)

A Numerical Study on the Vaporization of a Droplet Considering Internal Circulating Flow in the Presence of an Oscillating Flow

Man Yeong Ha

Key Words: Droplet Vaporization(액적 증발), Internally Circulating Flow(내부 순환 유동), Oscillating Flow(진동하는 유동장), Entrainment(엔트레인먼트), Numerical Analysis(수치해석)

Abstract

The two-dimensional, unsteady, laminar conservation equations for mass, momentum, energy and species transport in the gas phase and mass, momentum and energy in the liquid phase are solved simultaneously in spherical coordinates in order to study heating and vaporization of a droplet entrained in the oscillating flow. The numerical solution gives the velocity and temperature distribution in both gas and liquid phase as a function of time. When the gas flow oscillates around an vaporizing droplet, the liquid flow circulates in the clockwise or counterclockwise direction and the temperature distribution in the liquid phase changes its shapes, depending on the gas flow direction. When the gas flow changes its direction, the direction of circulating liquid flow is opposite to the gas flow, forming two vortex circulating in the opposite direction. During the heating period, the difference in the maximum and minimum temperature is large, followed by the almost uniform temperature slightly below the boiling temperature. The mass and heat transfer from the droplet depend on the droplet temperature, droplet diameter and the magnitude of relative velocity, giving the droplet lifetime different from the d^2 -law.

기 호 설 명

- | | |
|---------------|---------------|
| a : 공기 | F : 연료 |
| bn : 비등 | f : 진동수 |
| C_p : 비열 | g : 기체 |
| d : 액적 지름 | i : 정 엔탈피 |
| D_v : 확산계수 | k : 열전도계수 |
| E : 활성화 에너지 | l : 액체 |
| | K : 빈도계수 |
| | L : 증발 잠열 |
| | m_i : 액적 질량 |

*부산대학교 공과대학 기계공학부

m''_i	: 정미 물질 전달 유속
P	: 압력
r	: 반경 방향
R^0	: 일반 기체 상수
Re	: 레이놀즈 수
S_ϕ	: 일반변수 ϕ 의 소스 항
t	: 시간
T	: 온도
u_r	: 반경방향 속도
u_θ	: 축방향 속도
U_0	: 정상 상태 속도 성분
U_i	: 진동하는 속도 성분의 진폭
w	: 벽
Y_i	: 화학종 i 의 질량분율
Γ_ϕ	: 화학변수 ϕ 의 확산 계수
σ	: 화학 당량비
θ	: 원주 방향
μ	: 점성계수
ρ	: 밀도
τ	: 전단 응력
ϕ	: 일반 변수
∞	: 자유단
0	: 초기

1. 서 론

오일은 발전용, 산업용 및 가정용에 이르기까지 아주 넓은 범위의 에너지원으로 사용되어지는 연료이다. 이러한 연소기에서의 오일의 연소 과정을 단계적으로 나누어 보면 첫째, 연소실내에 분사되는 액체 연료의 표면적을 크게 하여 열 및 물질전달량을 증가시켜서 연소를 촉진시키기 위한 미립화 과정, 둘째, 미립화된 액적들이 증발, 기체화되어 이 기체화된 연료와 주위의 산소가 결합하여 가연성 혼합기를 형성하는 과정, 마지막으로 가연 한계에 도달한 혼합기의 착화 및 연소과정으로 크게 나눌 수 있다. 이러한 일련의 액적의 연소에 관한 이론 및 실험적 연구에 관한 일반적인 설명은 관련된 문헌⁽¹⁻³⁾에 잘 정리되어 있다.

액적의 예열, 증발 및 연소에 관한 초기의 연구는 단위 액적에 대하여 구 대칭의 가정 아래 증발에 의한 반경 방향으로의 변화만을 고려하여 액적의 증발 특성 및 액적 직경의 시간에 따른 변화를

나타내는 d^2 -법칙을 유도하였다.⁽⁴⁾ 이때 액적은 증발온도의 일정온도를 유지한다고 가정하였다. Law를 주축으로 한 연구 그룹^(4~7)은 초기의 d^2 -법칙에 덧붙여서 액적의 가열, fuel vapor accumulation, 물성치의 변화, 다성분 액적 연소, finite rate kinetics, 강제대류, 자연대류 등이 액적의 증발 및 연소에 미치는 영향을 조사하였다. 이러한 영향을 고려한 그들의 계산에서 액적 내부의 순환 유동은 고려되지 않았고, 액적의 온도에 대하여는 아래의 가정 중에 하나를 사용하였다.

(1) 액적의 온도는 증발 온도의 일정값을 유지한다.

(2) 액적의 온도는 액적 내부에서 일정하나 시간의 함수이다.

(3) 액적의 온도는 시간 및 공간의 함수이다. 다만 액적 내부의 순환을 무시하고 액적 내부의 온도를 계산하기 위하여 대류 효과를 고려하지 않는 전도 방정식에 대한 해를 구하였다.

그러나 실제 액적의 분무 연소시 액적과 주위의 유동장 사이에 상대속도가 존재할 시 주위 gas와 액적의 경계면에 존재하는 전단응력에 의하여 액적 내부에서는 순환하는 유동장이 존재하게 된다. 이러한 순환하는 유동장의 특성은 액적으로부터 주위 유동장으로의 열 및 물질 전달 그리고 연소 현상에 영향을 미치게 된다. 이러한 액적 내부의 유동장의 효과를 고려하기 위하여 Prakash 및 Sirignano⁽⁸⁾와 Tong 및 Sirignano⁽⁹⁾는 경계층 유동의 가정하에서 계산을 수행하였다. 고 레이놀즈 수의 가정하에 액적 내부의 유동은 비점성 유체의 가정하에 유도되는 Hill's vortex에 나타내어지고, 온도장은 유선과 일치한다고 가정하였다. 그러나 실제 액적 내부의 등온선은 유선과 다른 패턴을 가진다. 최근에 많은 연구자들은 액적 내부의 유동 및 온도장을 보다 정확하게 계산하기 위하여 Navier-Stokes 방정식을 기체 및 액체상에 모두 적용하기 시작하였다. Gogos 및 Ayyaswamy⁽¹⁰⁾와 Ayyaswamy 등⁽¹¹⁾은 섭동 방법을 사용하여 저 레이놀즈 수($Re < 1$) 및 중간(intermediate) 레이놀즈 수($Re \sim O(100)$)에서 움직이는 액적의 증발에 관한 연구를 수행하였다. Dwyer 및 Sanders⁽¹²⁾ 그리고 Dwyer⁽¹³⁾는 기체 및 액체상에 대하여 동시에 2차원 축대칭 Navier-Stokes 방정식에 대한 해를 구하여 기체 및 액체상에서의 유동 및 온도장의 시간에 따른 변화를 계산하였다. 액적 내부 순환 유동을 고려한

이러한 계산 모델의 타당성 여부를 검토하기 위하여 잘 정의된 조건하에서 수행된 실험 데이터가 필요하다. 그러나 여러 가지 실험상의 어려움 때문에 액적 내부의 유동 및 온도 분포를 측정할 데이터는 매우 드물다. 그러나 최근에 Wong 및 Lin⁽¹⁴⁾은 고온의 대류 분위기 하에서 액적의 증발 및 액적 내부의 온도 분포의 시간에 따른 변화를 측정하였으며, Megaridis⁽¹⁵⁾는 이를 실험적으로 검증하여 내부 순환 유동을 고려한 액적의 증발에 관한 계산 모델의 타당성을 검토하였다. 또한 국내에서도 많은 연구자들^(16~20)이 정상상태 주위 유동장하에서의 단위 및 액적군의 증발 그리고 집단연소에 대한 이론 및 실험적 연구를 수행하고 있다.

진동하는 유동장이 고체 및 액체 연료의 연소에 미치는 연구는 진동하는 유동장을 사용하여 연소 효율을 높이는 관점에서 많이 이루어져 왔다. Zinn⁽²¹⁾과 Rudinger⁽²²⁾는 음향학장에 의하여 야기된 진동하는 유동장 하에서의 미분탄 입자 혹은 액적 연료와 진동하는 유동장 사이의 상대 미끄럼 속도(relative slip velocity)의 이점을 지적하고 이로 인한 산소의 확산 증가 및 대류 열전달의 증가를 서술하였다. Faser⁽²³⁾와 Zinn 등⁽²⁴⁾은 Acoustic Driver나 맥동 연소기에 의한 고강도 음향학장 하에서의 미분탄 연소시 연소 효율은 증가한다고 보고하고 있다. 펜실베니아 주립대학의 연구그룹^(25~31)은 압축 공기를 사용하는 사이클에 의하여 야기된 고강도 음향학장하에서 미분탄 혹은 석탄-물 슬러리 연료(Coal-Water Slurry Fuel)의 열 및 물질 전달 그리고 연소에 관한 일련의 이론 및 실험적 연구를 수행하였다. 그들은 음향학장이 존재하지 않을 경우와의 비교 분석을 통하여 석탄-물 슬러리 연료로부터의 열 및 물질 전달 그리고 연소에 미치는 음향학장의 효과를 조사하였다.

진동하는 유동장의 존재하에서 액적으로부터의 열 및 물질 전달 그리고 연소에 관한 이론적 연구는 Ha⁽³²⁾와 Ha 및 Kim⁽³³⁾에 의하여 유일하게 보고되어졌다. 진동수, 정상 상태 속도 U_0 와 진동하는 속도 성분의 진폭 U_1 의 비(U_1/U_0), 액적의 엔트레인먼트, 액적의 크기, 주위 온도의 변화에 따라 진동하는 유동장하에서 액적으로부터의 열 및 물질 전달 그리고 연소현상의 변화를 고찰하였다. 이 연구에서 액적의 온도가 비등온도로 일정하거나 혹은 상온에서 비등온도 근처까지 증가하는 예열기간을 가진다고 가정하고 계산을 수행하였으며 두

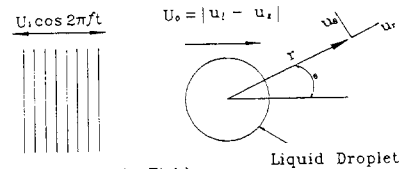
경우의 결과를 비교하였다. 즉 액적내부의 온도는 오직 시간의 함수이고 액적내부의 공간좌표에는 무관한 집중용량 방법을 사용하고 액적 내부의 순환 유동의 영향을 무시하였다.

현재의 연구는 액적 연소효율의 향상을 위하여 고강도 음향학장을 가할 시 액적 주위에 진동하는 유동장이 존재하고, 액적 내부의 순환하는 유동장은 위상 차를 가지고 주위의 진동하는 유동장을 따라 움직이게 된다. 진동하는 유동장 하에서 액적 내부의 순환하는 유동장을 고려한 액적의 증발, 에너지 및 농도 보존 방정식들을 액체상에 대한 질량, 운동량 및 에너지 보존 방정식들과 동시에 해석하여야 한다. 아울러 액적이 진동하는 주위의 유동장에 엔트레인되는 액적의 엔트레인먼트도 고려되어야 한다. 이것은 매우 복잡한 현상으로써 수치해석에 의한 이론 및 실험적 접근이 매우 어려운 분야이며 현재까지 연구가 거의 전무한 상태이다. 이상의 연구를 통하여 진동하는 유동장하에서 내부 순환을 고려한 액적 연소과정의 기본 베커니즘을 조사하고, 액적 내부의 순환 유동이 액적의 예열, 증발 및 연소에 어떠한 영향을 미치는지 규명하고자 한다. 아울러 음향학장에 의하여 야기된 진동하는 유동장에 의하여 열 및 물질 전달을 증가시켜 궁극적으로는 연소효율을 증대시켜 같은 효과를 내는 보다 작은 연소기를 사용하고자 한다.

2. 이론적 모델

진동하는 유동장하에서 액적 내부의 순환 유동을 고려한 액적의 예열, 증발 및 연소 과정을 조사하기 위하여 액적 주위의 기체 상 및 액적 내부의 액체상에 대하여 아래의 비정상, 2차원 축 대칭 보존 방정식에 대한 해를 구한다.

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\phi) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r}(r^2 \rho u_r \phi)$$



High Intensity Acoustic Fields
Liquid Droplet
Fig. 1 Schematic diagram of droplet combustion in the presence of an oscillating flow

Table 1 Source terms in equation(1)

ϕ	Γ_ϕ	S_ϕ
u_{rg}	μ_g	$-\frac{\partial P_g}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (\mu_g r^2 \frac{\partial u_{rg}}{\partial r}) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\mu_g \sin \theta \frac{\partial u_{\theta g}}{\partial r}) - \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\mu_g \sin \theta u_{\theta g}) - \mu_g \frac{2}{r^2} \frac{\partial u_{\theta g}}{\partial \theta} - 4\mu_g \frac{u_{rg}}{r^2} - 2\mu_g \frac{u_{\theta g} \cot \theta}{r^2} + \rho_g \frac{u_{\theta g}}{r^2}$
$u_{\theta g}$	μ_g	$-\frac{1}{r} \frac{\partial P_g}{\partial \theta} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (\mu_g r^2 \frac{\partial u_{\theta g}}{\partial r}) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\mu_g \sin \theta \frac{\partial u_{\theta g}}{\partial \theta}) + \frac{2}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\mu_g \sin \theta \frac{u_{rg}}{r}) + \frac{\mu_g}{r} \frac{\partial u_{rg}}{\partial \theta} - \frac{\mu_g}{r^2} \frac{\partial u_{rg}}{\partial \theta} - \mu_g \frac{u_{\theta g}}{r^2} - 2\mu_g \frac{u_{rg} \cot \theta}{r^2} - 2\mu_g \frac{u_{\theta g} \cot^2 \theta}{r^2} - \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (\mu_g r u_{\theta g}) - \rho_g \frac{u_{rg} u_{\theta g}}{r^2}$
i_g	k_g / c_{pg}	0
Y_i	$\rho_g D_v$	0
u_{ri}	μ_i	$-\frac{\partial P_i}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (\mu_i r^2 \frac{\partial u_{ri}}{\partial r}) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\mu_i \sin \theta \frac{\partial u_{\theta i}}{\partial r}) - \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\mu_i \sin \theta u_{\theta i}) - \mu_i \frac{2}{r^2} \frac{\partial u_{\theta i}}{\partial \theta} - 4\mu_i \frac{u_{ri}}{r^2} - 2\mu_i \frac{u_{\theta i} \cot \theta}{r^2} + \rho_g \frac{u_{\theta i}}{r^2}$
$u_{\theta i}$	μ_i	$-\frac{1}{r} \frac{\partial P_i}{\partial \theta} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (\mu_i r^2 \frac{\partial u_{\theta i}}{\partial r}) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\mu_i \sin \theta \frac{\partial u_{\theta i}}{\partial \theta}) + \frac{2}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\mu_i \sin \theta \frac{u_{ri}}{r}) + \frac{\mu_i}{r} \frac{\partial u_{ri}}{\partial \theta} - \frac{\mu_i}{r^2} \frac{\partial u_{ri}}{\partial \theta} - \mu_i \frac{u_{\theta i}}{r^2} - 2\mu_i \frac{u_{ri} \cot \theta}{r^2} - 2\mu_i \frac{u_{\theta i} \cot^2 \theta}{r^2} - \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (\mu_i r u_{\theta i}) - \rho_i \frac{u_{ri} u_{\theta i}}{r^2}$
i_i	k_i / c_{pi}	0

$$+ \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta \rho u_\theta \phi) - \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (\Gamma_\phi r^2 \frac{\partial \phi}{\partial r}) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\Gamma_\phi \sin \theta \frac{\partial \phi}{\partial \theta}) + S_\phi \quad (1)$$

계산 모델에 대한 기하학적 형상은 Fig. 1에 주어 있다. 식 (1)의 소스(Source) 항은 Table 1에 주어 있다. 기체상에 대한 운동량 보존 방정식에서 $\phi = u_{rg}$ 및 $u_{\theta g}$ 는 반경(r) 및 원주(θ) 방향의 속도 성분을 나타내고, 기체상 에너지 방정식에서 $\phi = i_g$ 는 정 엔탈피(static enthalpy)를 나타낸다. 기체상의 화학 성분 보존 방정식에서 Y_i^* 는 고려하고 있는 화학 성분의 질량비를 나타낸다. $\phi = u_{ri}$, $u_{\theta i}$ 및 i_i 는 각각 액체상의 반경 및 원주 방향의 속도 성분 그리고 정 엔탈피를 나타낸다.

고강도 음향장하에 의해 야기된 진동하는 유동장하에서 액적의 예열, 증발 및 연소 현상을 규명하는 식 (1)의 경계 조건은 아래와 같다.

기체 및 액체상의 경계면($r = r_1$)
먼저 속도 성분들에 대하여 살펴보면 아래와 같다.

$$\rho_g u_g = \rho_l u_{ri} = \dot{m}_l \quad (2)$$

$$u_{\theta g} = u_{\theta i} \quad (\tau_{r\theta})_g = (\tau_{r\theta})_l \quad (3)$$

여기서

$$\tau_{r\theta} = \mu \left[r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\partial u_\theta}{r} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial u_r}{\partial \theta} \right]$$

식 (2) 및 (3)에서 속도 및 전단 응력이 연속이어야 한다는 조건을 사용하였다. 경계면에서 온도에 대한 경계조건은 온도가 연속이어야 한다는 조건 및 고온의 가스로부터 전달된 에너지는 액적의 예열 및 잠열의 증발에 소모되는 아래 조건을 사용한다.

$$T_g = T_l, \quad k_l \frac{\partial T_l}{\partial n} = k_g \frac{\partial T_g}{\partial n} + \dot{m}_l L \quad (4)$$

여기서 L 은 증발 잠열을 나타낸다. 화학성분에 대한 경계조건은 아래와 같이 표현할 수 있다.

$$\rho_g u_{rg} = \rho_g u_{rg} Y_F - \rho_g D_v \frac{\partial Y_F}{\partial n} \quad (5)$$

액체 표면에서 연료의 농도를 계산하기 위하여 아래의 Clausis-Clapeyron 관계식을 이용한다.

$$P_v = \exp \left[-\frac{L}{RT_{bn}} \left(\frac{T_{bn}}{T} - 1 \right) \right] \quad (6)$$

여기서 T_{bn} 은 액적의 비등 온도를 나타낸다.

자유경계단 ($r \rightarrow \infty$)

$$u_{\theta g} = -[U_0 + U_1 \cos(2\pi ft)] \sin \theta \quad (7)$$

$$u_{rg} = [U_0 + U_1 \cos(2\pi ft)] \cos \theta \quad (8)$$

$$i_g = i_{go} \quad Y_i = Y_{i\infty} \quad (9)$$

액적 중심 ($r \rightarrow 0$)

$$\frac{\partial \phi}{\partial r} = 0 \quad (10)$$

$\theta = 0$ 및 π

$$\frac{\partial \phi}{\partial \theta} = 0 \quad (11)$$

초기 조건으로서 초기에 주어진 조건을 사용한다.

$$\phi = \phi_{in} \quad (12)$$

액적의 증발 및 연소가 진행되는 동안 액적의 직경은 감소하며 이러한 직경의 감소는 아래 식 (13)에 따라 계산되어 진다.

$$\frac{dm_i}{dt} = -4\pi r_i^2 \dot{m}''_i \quad (13)$$

여기서 m_i 은 액적의 질량을 나타내고 \dot{m}''_i 은 액적으로부터의 net mass flux를 나타낸다. 진동하는 유동장에서 액적은 주위의 유동장에 따라 같이 움직이게 된다. 연소 초기 단계에서는 액적의 엔트레인먼트의 양은 작으나 연소가 진행됨에 따라서 액적의 질량이 감소하고 엔트레인먼트의 양은 점점 증가하게 된다. 그러므로 액적의 증발 및 연소를 결정하여 주는 액적과 진동하는 주위 유동장 사이의 상대속도를 구하기 위하여 주위의 유동장에 엔트레인된 액적의 속도를 아래 식 (14)로부터 구한다. ^(1,26,33)

$$m_i \frac{dv_i}{dt} = \Gamma_d (v_g - v_i) \quad (14)$$

여기서

$$\Gamma_d = 4\pi r_i^2 \rho_g C_d |v_g - v_i| \quad (15)$$

$$C_d = \frac{24}{Re} \frac{1 + 0.15 Re^{0.687}}{1 + B} \quad (16)$$

$$B = \frac{1}{L} \left[C_p (T_\infty - T_i) + \frac{QY_{O\infty}}{\sigma} \right] \quad (17)$$

식 (14) 및 (15)에서 v_g 는 주위 가스의 속도로써 $U_0 + U_1 \cos(2\pi ft)$ 를 나타낸다. 액적 연소동안

액적들은 주위 연소 가스와 같이 움직이게 된다. 그러므로 좌표계가 지표에 고정되어 있으면 수치 해석영역의 격자제는 액적의 엔트레인먼트를 고려하기 위하여 액적과 함께 움직여야 할 것이다. 이러한 수치 해석상 불편한 점을 해소하기 위하여 좌표계가 움직이는 액적에 고정된 비관성 좌표계를 채택한다. 그러므로 Table 1에 주어진 u_r 및 u_θ 에 대한 소스 항은 아래와 같이 수정되어진다.

$$S_{u\theta} = S_{u\theta} + \rho \frac{dv_i}{dt} \sin(\theta) \quad (18)$$

$$S_{ur} = S_{ur} - \rho \frac{dv_i}{dt} \cos(\theta) \quad (19)$$

그러므로 자유경계단에서의 속도에 대한 경계조건은 다음과 같이 수정되어진다.

$$u_{\theta g} = -[U_0 + U_1 \cos(2\pi ft) - u_i] \sin \theta \quad (20)$$

$$u_{rg} = [U_0 + U_1 \cos(2\pi ft) - v_i] \cos \theta \quad (21)$$

연소가 진행되는 동안 줄어드는 액적의 직경의 영향을 고려하기 위하여 반경 방향에 대하여 아래의 좌표 변환을 수행한다.

$$\xi(r, t) = \frac{r}{r_i(t)} \quad (22)$$

여기서 $r_i(t)$ 는 연소가 진행되는 동안 줄어드는 액적의 반경을 나타내며, 식 (13)의 해로부터 구해진다. 그러므로 물리적 영역(Physical domain)을 형성하는 좌표계 (r, θ, t) 가 수치 해석을 위한 계산 영역(Computational domain)의 좌표계 (ξ, θ, t) 로 변환되어 Table 1 및 식 (18) 및 (19)에 주어진 소스 항은 다음과 같이 수정되어진다.

$$S_\phi = S_\phi + \frac{\xi}{r_i} \frac{dr_i}{dt} \frac{\partial(\rho\phi)}{\partial \xi} \quad (23)$$

고강도 음향학장 하에서 액적의 예열, 증발 및 연소 현상을 해석할 때 온도는 넓은 범위에 걸쳐서 변한다. 연료와 공기 혼합물의 성분의 변화 및 온도의 변화에 따른 열 물성치의 변화를 고려하기 위하여 Chiang 및 Kleinstreuer⁽³⁴⁾에 의하여 주어진 관계식을 사용하였다.

3. 결과 및 검토

앞에서 설명한 과정에 의하여 수립된 이론 모델을 유한체적에 근거한 차분방정식을 만들고 이에 근거하여, 고강도 음향학장에서 진동하는 유동장

에 엔트레인된 액적의 예열, 증발 및 연소현상을 해석하는 비정상, 이차원 축 대칭 프로그램을 개발하였다. 이 컴퓨터 프로그램은 Doormaal 및 Raithby⁽³⁵⁾의 SIMPLEX 알고리즘을 사용한다. 기체상에 대하여 질량, 운동량, 에너지 및 농도장 보존 방정식에 대한 해를 구하며, 액체상에 대하여는 질량, 운동량 및 에너지 보존 방정식에 대한 해를 구한다. 기체 및 액체상에 대한 두 보존 방정식은 식 (2)~(4)에 보여준 액체-기체 경계면에서의 경계조건으로부터 서로 연계되어 동시에 해석되어진다. 현재의 계산에 사용된 격자수는 Fig. 2에 보여준 것처럼 기체 및 액체상 모두 θ 및 r 방향으로 각각 40 및 50개이다. 액체 상에 대한 격자는 확대하여 나타내었다. 액적 표면 근처에서의 급한 구배를 해결하기 위하여 보다 많은 격자를 액적 표면 근처에 위치시켰다.

현재 개발된 기체 및 액체 상을 동시에 해석하는 비정상, 이차원 축 대칭 프로그램의 타당성을 조사하기 위하여 먼저 Wong 및 Lin⁽¹⁴⁾의 실험 및 Megaridis⁽¹⁵⁾의 계산에 주어진 고온의 산화분위기 하에서 정상상태 유동장 하에서의 액적의 증발에 관한 경우를 계산하였다. 여기서 사용한 액적의 초기 직경은 $1961 \mu\text{m}$ 이고, 자유단 정상속도는 $U_0 = 1 \text{ m/s}$ ($Re_0 = 17$)이다. 그리고 초기온도 및 자유단의 온도는 각각 316 및 1000 K이다. Fig. 3은 액적 중심에서의 온도 및 액적 직경의 시간에 따른

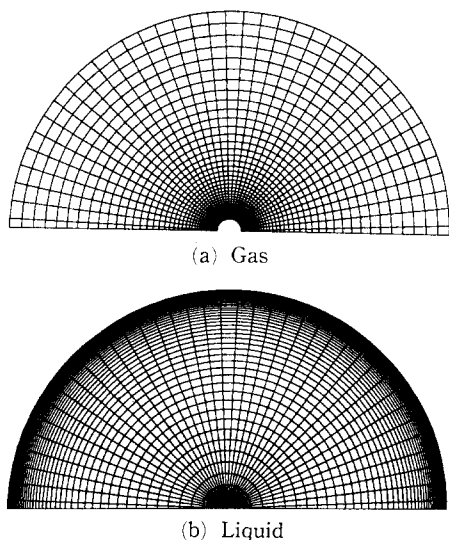


Fig. 2 Grid used in the gas and liquid phase

변화를 보여주고 있다. Fig. 3에 보여준 것처럼 현재의 계산 결과는 Wong 및 Lin⁽¹⁴⁾의 실험 결과 및 Megaridis⁽¹⁵⁾의 계산 결과를 전체적으로 잘 나타내어 주고 있다.

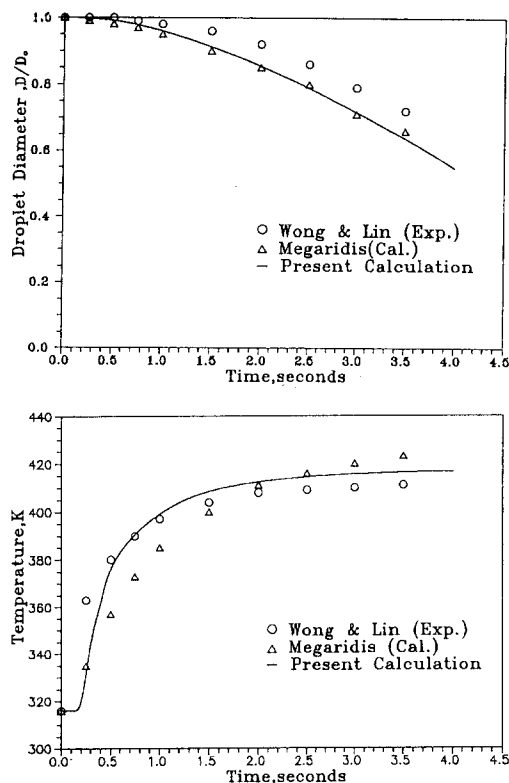


Fig. 3 Comparison of present results for the droplet lifetime and centerline temperature history with experimental and computational ones

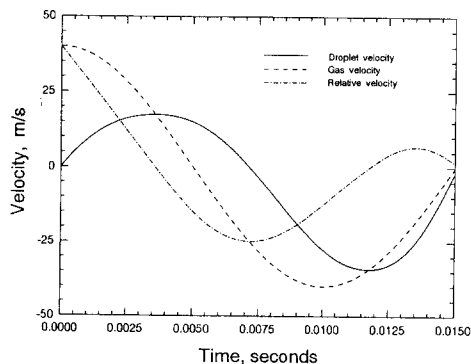


Fig. 4 Droplet velocity, surrounding flow velocity and relative velocity as a function of time: $U_0 = 0$, $U_1 = 40$, $f = 50 \text{ Hz}$, $D_0 = 100 \mu\text{m}$

현재 개발된 프로그램의 타당성을 확인한 후 고온의 진동하는 유동장에 엔트레인된 액적의 증발 및 연소에 대한 계산을 수행하였다. 현재의 계산에 사용한 액적의 초기 직경은 $100\ \mu\text{m}$ 이고, 액적의 초기온도 및 자유단의 온도는 각각 316 및 1000K 이다.

Fig. 4는 고강도 음향학장에 의하여 $U_0=0$, $U_1=40\ \text{m/s}$ 의 진폭으로 진동하는 가스 속도, 진동하는 가스장에 엔트레인된 액적의 속도 및 액적과 주위 가스와의 상대속도를 나타내고 있다. 진동하는 유동장의 진동수는 $f=50\ \text{Hz}$ 이므로 1사이클을 완

료하는데 0.02 초가 소요된다. 진동하는 유동장에 엔트레인되는 액적의 속도는 초기에는 액적의 직경이 크므로 상대적으로 작고 진동하는 가스 속도와 액적 속도 사이의 위상차는 상대적으로 크다. 연소가 진행되는 동안 액적의 직경은 점점 줄어들므로 액적이 주위의 연소가스에 엔트레인되는 정도는 이에 비례하여 증가하고 가스 속도와 액적 속도 사이의 위상차는 비례하여 감소하게 된다. 그러므로 액적과 진동하는 유동장 사이의 상대속도는 초기에는 상대적으로 적은 액적의 속도와 상대적으로 큰 위상차 때문에 상대속도의 절대값은 진동하는 유동장

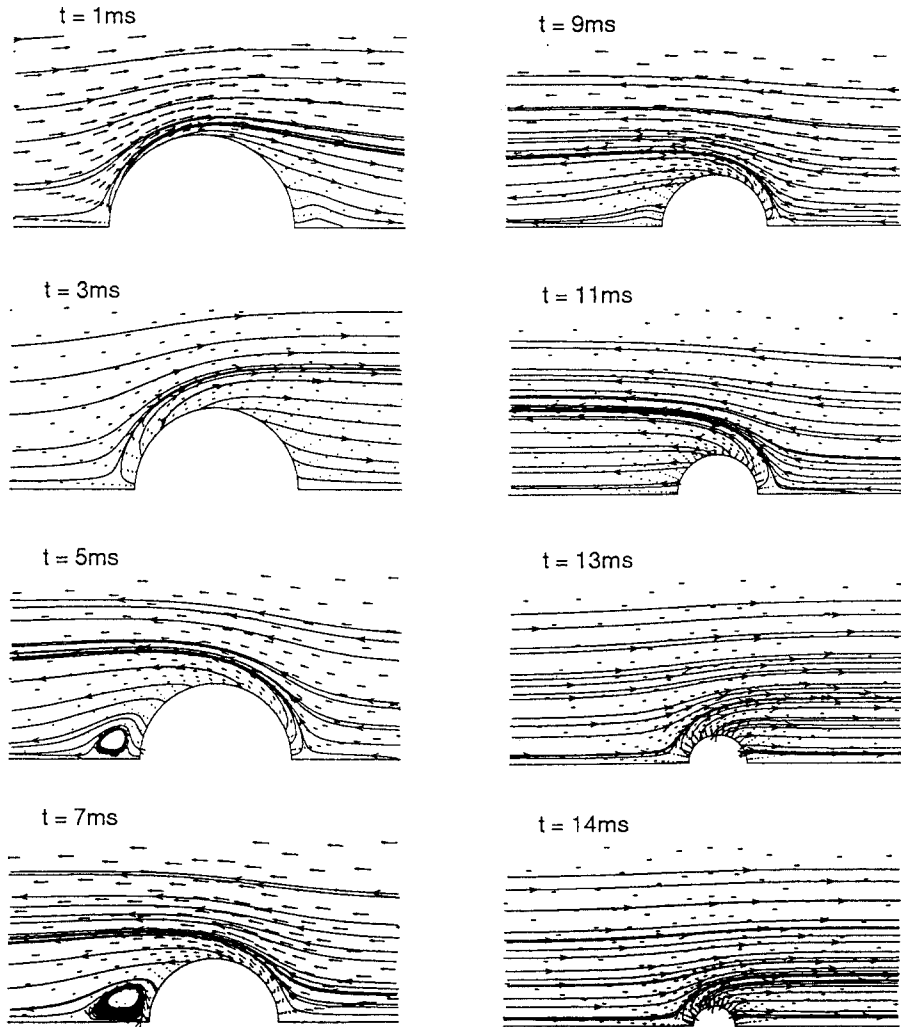


Fig. 5 Velocity vectors and streamlines around vaporizing liquid droplet with droplet entrainment as a function of time: $U_0=0$, $U_1=40$, $f=50\ \text{Hz}$, $D_0=100\ \mu\text{m}$

및 농도장들의 분포와 액적의 연소시간을 결정하여 준다.

Fig. 5는 $t=0\sim 14$ ms의 시간 동안 액적 주위의 유선의 시간에 따른 변화를 보여주고 있다. $t=0\sim 3$ ms의 시간 동안 Fig. 4에 보여준 것처럼 상대속도는 양의 값을 가지면서 그 크기가 점점 작아진다. 그러므로 유선의 방향은 좌측에서 우측을 향하

의 속도보다 조금 작은 값을 가지게 된다. 연소가 진행됨에 따라 액적 속도의 증가와 위상차의 감소에 의하여 상대속도의 절대값은 진동하는 유동장에 비하여 조금씩 줄어들어 연소 완료점 근방에서는 액적이 주위 가스에 상당히 엔트레인되어 작은 상대속도를 가지게 된다. Fig. 4에 보여준 시간에 따른 상대속도의 변화는 액적 주위의 유동장, 온도장

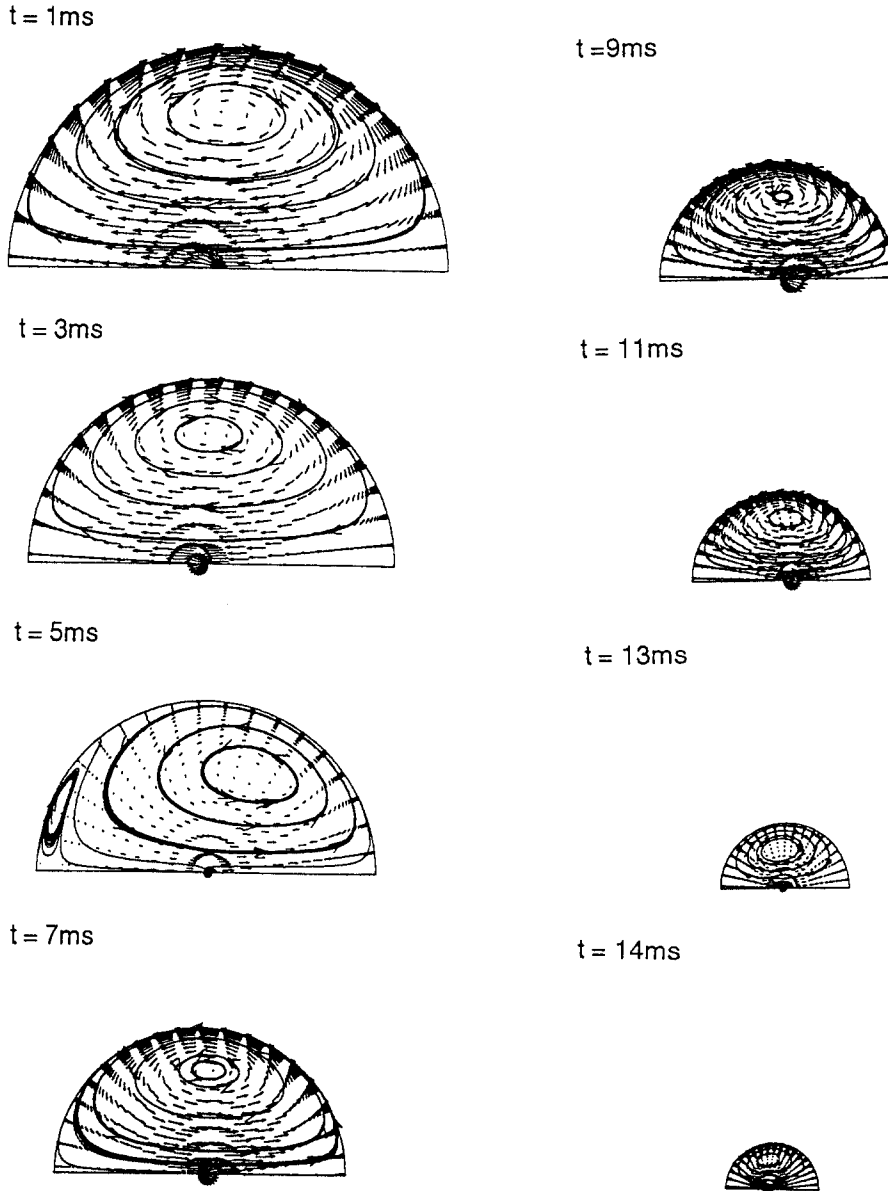


Fig. 6 Velocity vectors and streamlines within vaporizing liquid droplet with droplet entrainment as a function of time: $U_0=0$, $U_1=40$, $f=50$ Hz, $D_0=100$ μ m

고 우측 정체점 근처에 닫힌 와류가 형성된다. 전체적으로 좌측에서 우측을 향하는 유선은 액적 표면으로부터의 물질전달에 의하여 분출되는 반경방향의 속도와 부딪쳐 전체적으로 반경방향으로 밀려 올라가게 된다. 상대속도의 크기가 감소하면 밀려 올라가는 정도는 증가하고 상대속도의 크기가 증가하면 유선은 액적 표면에 근접하여 좌에서 우로 향하게 된다. $t=4\sim 11$ ms의 시간 동안 상대속도는 음의 값을 가지면서 그 크기가 증가하다가 다시 감소한다. 그러므로 이 시간 동안 흐름은 방향을 바꾸어 우측에서 좌측을 향하고 좌측 정체점 근처에 닫힌 와류가 형성된다. $t=0\sim 3$ ms의 시간 동안 좌

에서 우측으로 향하는 흐름과 마찬가지로 $t=4\sim 11$ ms의 시간 동안 우측에서 좌측을 향하는 유선은 액적 표면으로부터의 반경방향의 속도에 의하여 반경방향으로 밀려 올라가며 밀려 올라가는 정도는 상대속도의 크기에 반비례한다. $t=12\sim 14$ ms의 시간 동안 흐름의 방향은 다시 좌측에서 우측을 향한다. 액적 표면에서의 분출속도가 증가하는 관계로 주어진 액적의 직경에 대하여 유선이 반경 방향으로 밀려 올라가는 비율은 같은 크기의 상대속도에 대하여 연소 초기보다 증가하게 된다.

Fig. 6은 액적 내부에서의 유선의 시간에 따른 변화를 보여주고 있다. $t=0\sim 3$ ms의 시간 동안

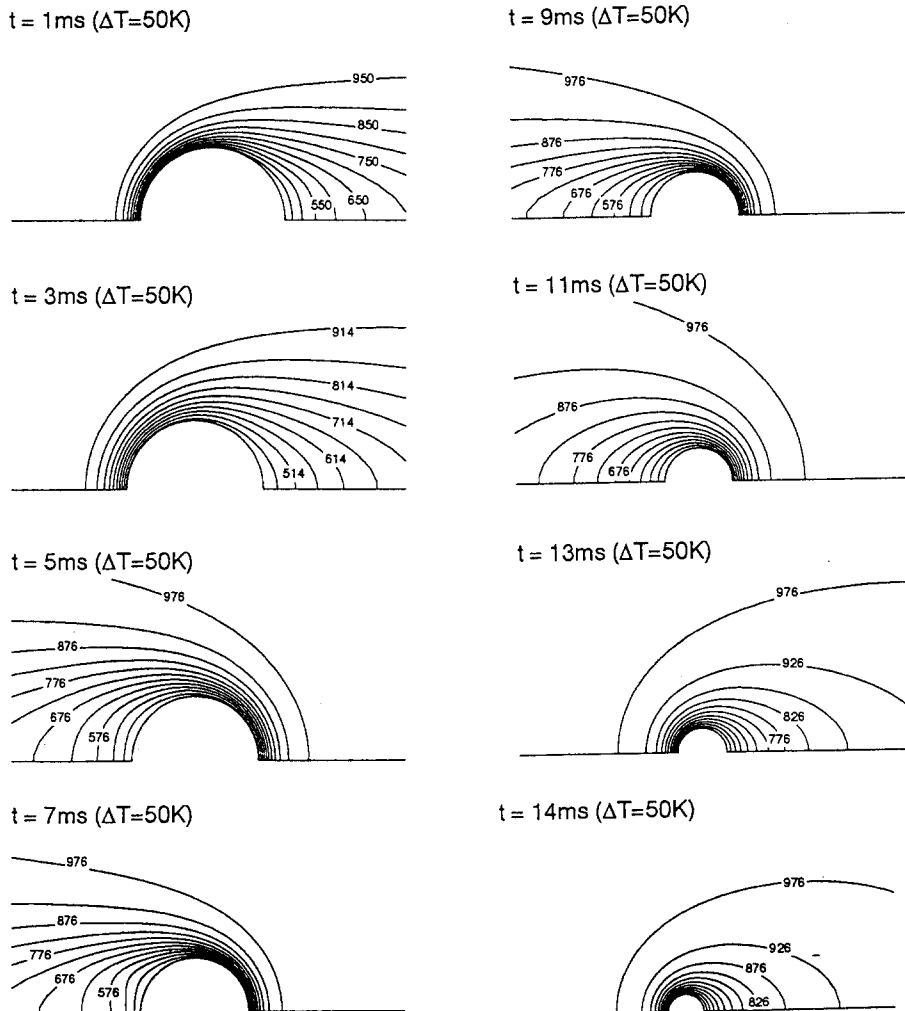


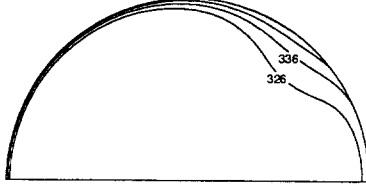
Fig. 7 Iso-thermal lines around vaporizing liquid droplet with droplet entrainment as a function of time: $U_0=0$, $U_1=40$, $f=50$ Hz, $D_0=100 \mu\text{m}$

액적 주위의 흐름은 좌에서 우측을 향하고 있다. 그러므로 액적 내부의 유선은 액적의 표면에 작용하는 전단력에 의하여 와류 중심 주위로 시계방향으로 순환하고 있다. 와류 중심의 위치는 초기에는 액적의 중앙($\theta=90$)에서 좌측으로 조금 치우쳐 액적 표면에 근접하여 있으나 시간이 경과함에 따라서 액적의 중앙으로 움직이면서 액적 표면에 근접하여 위치하게 된다. $t=4$ ms의 시간에서 상대속도의 크기는 -4.34 m/s이다. 즉 액적 주위의 가스의 흐름은 Fig. 4에서 보여준 것처럼 위에서 좌측으로 방향을 바꾸었으나 액적 내부 유동은 위상차에 의하여 여전히 반시계 방향으로 순환하고 있다. $t=5$ ms의 시간에서는 위에서 좌측을 향하는 액적 주위의 유동을 따라가서 액적 내부의 유동은 시계

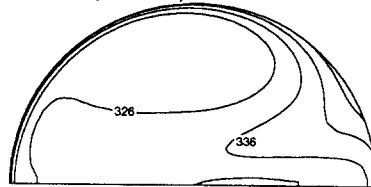
방향에서 반시계 방향으로 방향을 바꾼다. 그리고 와류중심은 액적중심에서 우측으로 치우쳐 액적 표면에 근접하여 위치하고 있다. 시간이 경과함에 따라서($t=6\sim 11$ ms) 와류중심은 액적 중심 근처로 움직이고 내부유동의 방향은 와류중심 주위로 반시계 방향으로 순환하고 있다. $t=12$ ms의 시간에서 상대속도의 크기는 1.38 m/s로써 액적 주위의 흐름이 다시 좌에서 우측을 향하고 있으나 액적 내부의 유동은 위상차에 의하여 여전히 반시계 방향으로 순환하고 있다. $t=13$ 및 14 ms에서는 다시 주위 가스의 유동 방향을 따라가서 액적 내부에서 시계방향으로 순환하는 유동이 형성된다.

Fig. 7은 진동하는 유동장하에서 액적 주위의 기체상에서의 시간에 따른 온도분포를 보여주고 있

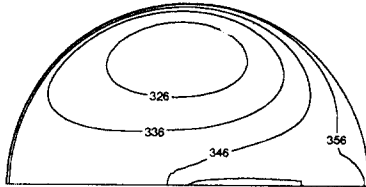
$t = 0.1\text{ms}$ ($\Delta T=10\text{K}$)



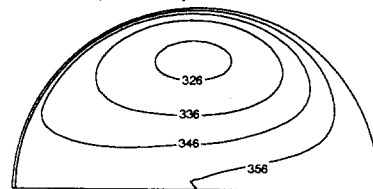
$t = 0.2\text{ms}$ ($\Delta T=10\text{K}$)



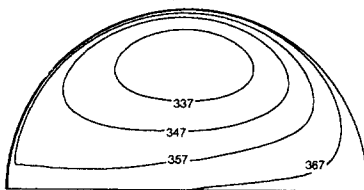
$t = 0.3\text{ms}$ ($\Delta T=10\text{K}$)



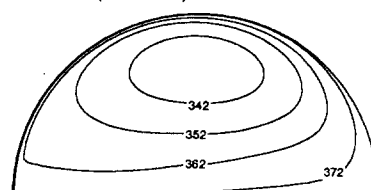
$t = 0.4\text{ms}$ ($\Delta T=10\text{K}$)



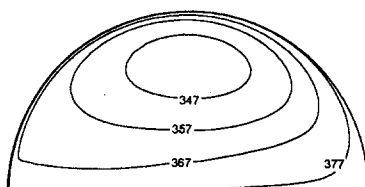
$t = 0.5\text{ms}$ ($\Delta T=10\text{K}$)



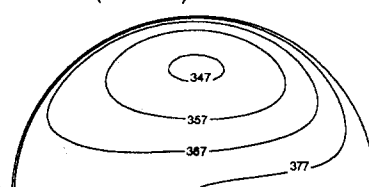
$t = 0.6\text{ms}$ ($\Delta T=10\text{K}$)



$t = 0.7\text{ms}$ ($\Delta T=10\text{K}$)



$t = 0.8\text{ms}$ ($\Delta T=10\text{K}$)



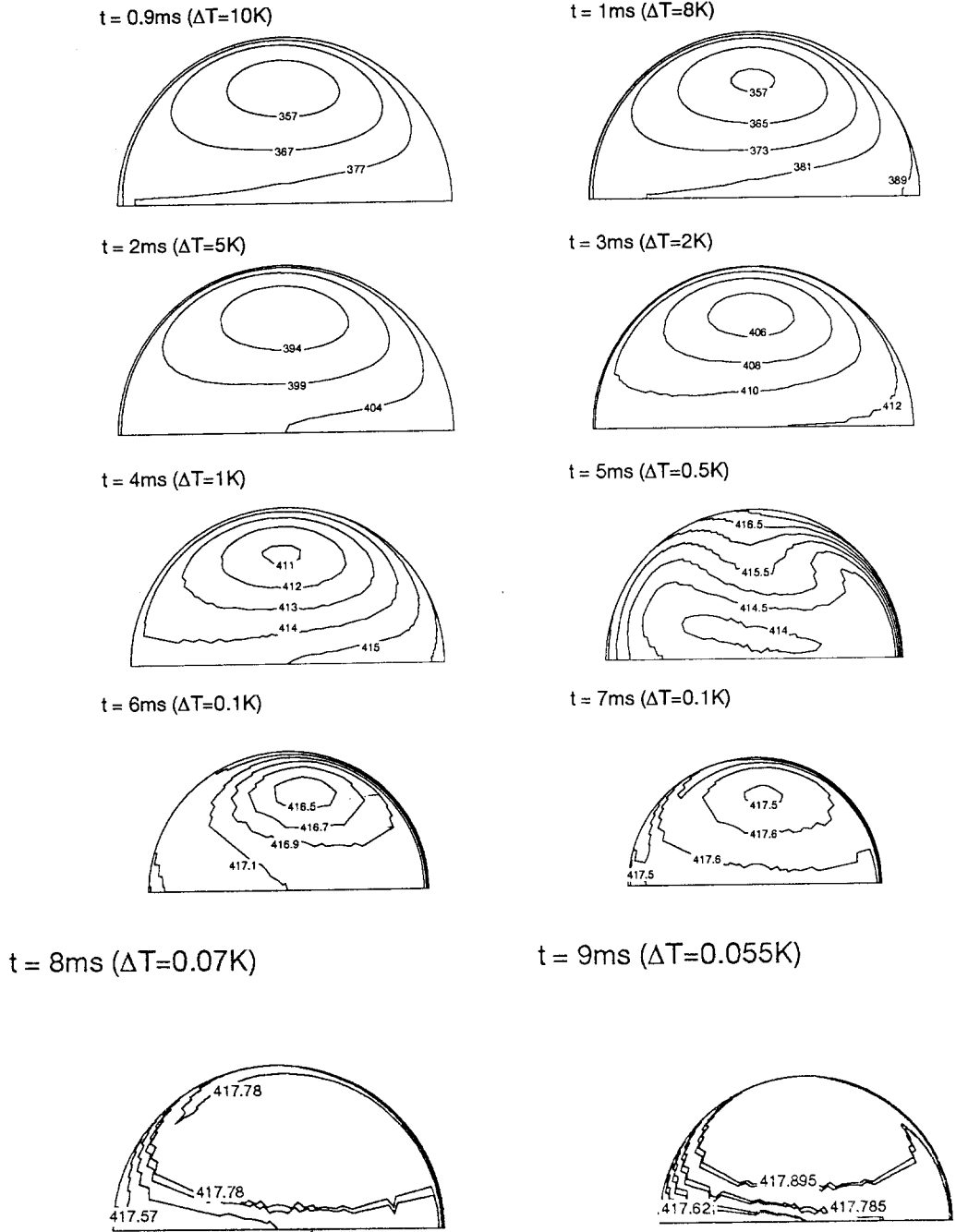


Fig. 8 Iso-thermal lines within vaporizing liquid droplet with droplet entrainment as a function of time: $U_0=0$, $U_1=40$, $f=50$ Hz, $D_0=100 \mu\text{m}$

다. $t=0\sim 3$ ms의 시간 동안 액적 주위의 기체의 흐름은 좌측에서 우측을 향하고 있으므로 온도 구배는 좌측 정체점($\theta=180$)에서 큰 값을 가지고 하

류($\theta=180 \rightarrow \theta=0$)로 갈수록 구배는 완만해진다. 그러므로 주위 연소가스에서 액적으로서의 열전달량은 좌측 정체점 근방에서 최대값을 가지고 하류로

갈수록 감소한다. $t=0\sim 3$ ms의 시간은 액적 연소의 초기에 해당하므로 액적 표면으로부터 증발에 의한 속도는 작은 값을 가지므로 등온선의 구배는 상대속도의 크기에 의하여 지배되어진다. 즉 상대속도의 크기가 시간이 경과하면서 감소하므로 열 경계층의 두께는 증가하게 된다. $t=4\sim 11$ ms의 시간 동안 액적 주위의 기체의 흐름은 방향을 바꾸어 우측에서 좌측을 향하므로 온도 구배는 $\theta=0$ 의 우측 정체점에서 큰 값을 가지고 $\theta=0$ 에서 $\theta=180$ 으로 갈수록 구배는 완만해진다. 이 시간 동안 상대속도의 크기는 증가하다가 감소하므로 열 경계층의 두께는 감소하다가 다시 증가하는 형태를 보여주고 있다. $t=12\sim 14$ ms의 시간동안 액적 주위의 기체의 흐름은 방향을 다시 좌에서 우측으로 바꾼다. 이 시간은 액적의 증발 및 연소가 거의 완료되는 시점이므로 액적 표면으로부터 반경 방향으로 분출되는 속도의 크기는 상당히 크다. 그러므로 $t=12$ ms의 시간에서의 등온선은 좌우 대칭 형태를 보여주고 있다. $t=13$ 및 14 ms의 시간에서는 유동의 방향이 좌에서 우측을 향하므로 온도 분포는 $t=0\sim 3$ ms의 시간동안의 온도분포와 유사하다. 큰 차이는 액적의 직경이 감소하고 액적 표면에서의 반경방향으로의 속도가 증가하므로 열 경계층의 두께가 증가하게 된다.

Fig. 8은 액적 내부 온도의 시간에 따른 변화를 보여주고 있다. $t=0.1$ ms의 시간에서 액적 내부 유동장은 이미 와류중심 주위로 순환하는 유동장이 형성되어 있으나 온도장은 아직 이 유동장에 의하여 영향을 받지 않고 주로 전도에 의하여 지배되어진다. Fig. 7에 보여준 것처럼 $t=0.1$ ms의 시간에서 액적 주위 온도장은 $\theta=180$ 근방에서 온도 구배가 급하고 $\theta=180$ 에서 $\theta=0$ 으로 갈수록 구배는 완만해지므로 열 전달량은 $\theta=180$ 에서 최대가 되고 $\theta=180$ 에서 $\theta=0$ 으로 갈수록 줄어들게 된다. 그러므로 액적 내부의 온도 구배도 $\theta=180$ 에서 급하고 $\theta=180$ 에서 $\theta=0$ 으로 갈수록 완만해지고, 액적 표면에서의 온도는 높고 액적 중앙으로 갈수록 온도는 감소하는 형태를 보여주고 있다. $t=0.2$ ms의 시간에서는 Fig. 6에 보여준 액적 내부의 순환하는 유동에 의하여 저온부가 와류중심부로 움직이고 그 주위로 시계방향으로 회전하는 유동을 따라 열이 대류에 의하여 시계방향으로 전달되면서 복잡한 2차원 형상을 보여주고 있다. $t=0.1\sim 4$ ms 시간동안 액적 내부의 유동형태는 시계방향으로 순환

하고 있고, 이러한 유동장에 의한 대류 효과가 계속 전파되어 온도장의 형태는 유동장과 유사한 형태로 바뀌어 가고 있다. 즉 와류중심에 가장 저온부가 위치하고 그 주위로 온도가 순환하는 유동과 유사한 형태를 가지면서 와류중심에서 멀어질수록 온도가 증가하여 액적의 표면 및 중심에서 온도가 최대가 된다. $t=0.1\sim 4$ ms 시간 동안 액적의 온도는 주위 가스로부터의 열전달에 의하여 계속하여 증가하면서 예열되고 있다. 액적 내부의 최고 및 최저 온도 차이는 초기에는 상당한 차이를 가지고 있으나 시간이 경과함에 따라서 그 차이가 감소하여 점차 균일한 온도에 도달하고 있음을 알 수 있다. $t=5$ ms의 시간에서 액적 내부 유동은 Fig. 6에 보여준 것처럼 그 방향을 시계방향에서 반 시계방향으로 그 방향을 바꾸었다. 그러나 오일의 경우 기체와는 달리 속도 및 온도 경계층이 자라는 정도가 다르므로, 유동 및 온도장 사이에 시간지연이 존재하고 이로 인하여 온도장은 유동장을 바로 따라가지 못한다. 그러므로 $t=5$ ms의 시간에서 온도장 분포는 유동장과 전혀 다른 아주 복잡한 이차원 분포를 보인다. 저온부는 와류중심이 아니라 액적 중심에 위치하고 액적 표면으로 갈수록 온도는 증가한다. 이 시간에 액적 주위의 가스 온도 분포는 $\theta=0$ 에서 온도 구배가 급하고 $\theta=0$ 에서 180 으로 갈수록 완만해지므로 액적 내부의 표면 근처에서의 온도 분포도 $\theta=0$ 에서 온도 구배가 급하고 $\theta=180$ 으로 갈수록 완만해지고 있다. $t=5$ ms의 시간에서 액적 내부의 온도는 거의 균일한 온도에 도달하였으므로 온도 차이는 아주 적다. $t=5$ ms 이후의 시간에서 액적 내부의 온도는 다시 유동장의 흐름의 방향을 따라가 저온부가 와류중심 근처로 이동하고 그 주위에서 온도가 조금씩 증가하는 형태를 다시 보인다. 그러나 $t=9$ ms 이후의 온도분포는 증발온도보다 조금 낮은 거의 균일한 온도를 가지고 조금씩 증가하고 있으므로 등온선을 사용하여 구분하기가 상당히 어려워 생략하였다. 연료의 질량분율 Y_F 의 시간에 따른 변화는 전체적으로 Fig. 8에 보여준 온도장의 분포와 유사하다.

진동하는 유동장에 엔트레이된 액적으로부터 연소가스로의 열 및 물질 전달량은 온도 및 농도장의 분포에 의하여 결정되어진다. Fig. 9는 시간의 경과에 따른 액적 표면으로부터 정미 물질전달량의 θ -방향으로의 변화를 보여주고 있다. $t=1, 2, 3$ ms의 시간 동안 액적 주위의 가스의 흐름은 Fig. 5

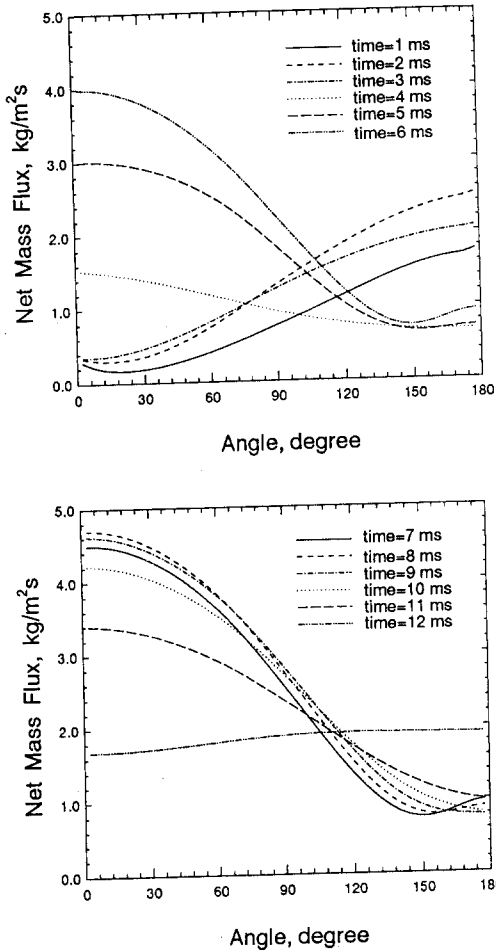


Fig. 9 Local net mass flux with droplet entrainment as a function of time: $U_0=0, U_1=40, f=50$ Hz, $D_0=100 \mu\text{m}$

에 보여준 것처럼 좌측에 우측을 향한다. 그러므로 액적으로부터의 정미 물질전달량은 좌측 정체점인 $\theta=180$ 에서 최대가 되고 하류로 가면서 감소하는 형태를 보여주고 있다. $t=1\sim 3$ ms 시간 동안 시간이 경과함에 따라서 상대속도는 감소하지만 이 기간 동안 액적이 가열되어 온도가 계속하여 증가하는 관계로 액적으로부터의 정미 물질전달량은 증가하게 된다. $t=4\sim 11$ ms 시간동안 액적 주위의 흐름은 우측에서 좌측으로 방향을 바꾸므로 정미 물질전달량은 $\theta=0$ 에서 최대가 되고 $\theta=180$ 으로 가면서 감소하게 된다. 이 시간동안 액적은 거의 예열을 마치고 내부 온도는 액적의 증발온도보다 조금 낮은 거의 균일한 값을 유지하면서 전체적으로 아

주 천천히 증가하므로, 액적으로부터의 정미물질 전달에 영향을 미치는 것은 상대속도의 크기이다. 그러므로 $t=4\sim 11$ ms 시간 동안 상대속도의 크기가 증가하다가 감소하므로 정미 물질전달량의 크기는 상대속도의 크기에 비례하여 $t=4\sim 7$ ms 시간 동안 전체적으로 증가하고 $t=8\sim 11$ ms 시간 동안 전체적으로 감소한다. $t=11$ ms 시간에 흐름의 방향은 다시 좌에서 우측으로 바뀌며, Fig. 5 및 7에 보여준 것처럼 액적 주위의 경계층은 액적으로부터의 물질전달에 의하여 두꺼워진다. 그러므로 $t=12$ ms의 시간에서 정미 물질전달량은 $\theta=180$ 근처에서 최대가 되고 $\theta=0$ 근처에서 최소가 되는데 그 차이는 아주 적다.

Fig. 10은 Fig. 9에 보여준 θ -방향으로의 국소 정미 물질전달량의 변화를 적분하여 시간의 함수로써 나타낸 그림이다. 액적으로부터의 총 정미 물질전달량의 시간에 따른 변화는 액적 내부의 온도, 상대속도 및 액적 직경의 크기의 세 가지 효과의 결합에 의하여 결정되어진다. 액적의 온도가 상온으로부터 증가하는 초기 예열 기간 동안에는 액적으로부터의 정미 물질전달량은 주로 액적의 온도에 의하여 지배되어진다. 그러므로 이 기간동안 액적의 상대속도가 감소하더라도 액적으로부터의 정미 물질전달량은 증가하게 되는 것이다. 액적이 예열을 마치고 증발온도보다 조금 낮은 균일한 온도에도달하여 조금씩 증가하면, 액적으로부터의 정미 물질전달량의 시간에 따른 변화는 속도 및 액적 직경의 변화에 지배되어진다. 액적의 직경이 감소하면 열을 받는 액적의 표면적이 점점 감소하고, 이로 인하여 액적으로 전달된 열량과 증발열량 사이에 균형을 이루기 위하여 고온의 분위기하에서 정미 물질전달량은 증가하게 된다. 이러한 액적 내부의 온도, 상대속도의 크기 및 액적 직경의 세 가지 효과의 영향이 Fig. 10에 보여준 것처럼 액적으로부터의 총 정미 물질전달량의 크기가 증가 및 감소를 반복하면서 전체적으로 증가하는 형태를 보여주고 있다. 아울러 제곱액적직경은 Fig. 11에 보여준 것처럼 시간이 경과함에 따라서 감소하는데, 감소하는 기울기는 d^2 -법칙처럼 전 과정동안 일정하지 않고 Fig. 10에 보여준 정미 물질전달량의 크기에 따라 증가 및 감소하면서 액적의 직경이 감소하는데 액적 직경의 크기가 초기직경의 10%로 줄어드는데 소요되는 시간은 약 14.98 ms이다. 진동하는 유동장하에서 액적의 직경이 감소할 때 감소하는

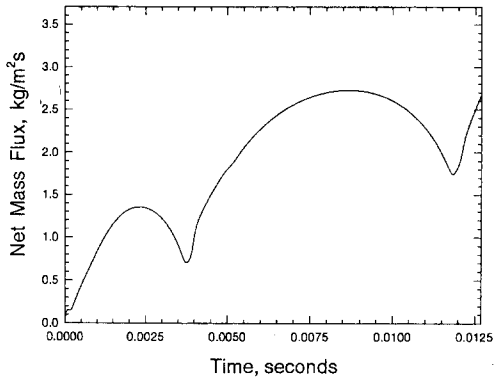


Fig. 10 Average net mass flux with droplet entrainment as a function of time: $U_0=0$, $U_1=40$, $f=50$ Hz, $D_0=100 \mu\text{m}$

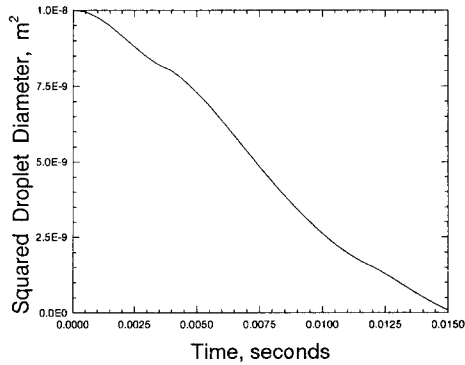


Fig. 11 Squared droplet diameter with droplet entrainment as a function of time: $U_0=0$, $U_1=40$, $f=50$ Hz, $D_0=100 \mu\text{m}$

함에 따라서 진동하는 가스에 엔트레인되는 액적의 속도는 적으므로 상대속도의 크기는 진동하는 가스의 속도와 거의 동일하므로, 고 진동수하에서의 상대속도가 저 진동수하에서의 상대속도보다 큰 값을 가지게 된다. 아울러 진동수가 증가함에 따라서 액적 내부의 유동이 시계 및 반시계 방향으로 회전하는 방향을 바꾸는 주기가 증가하므로 혼합의 효과가 증가하게 된다. 그러므로 2000 Hz의 진동수 하에서 액적으로부터 전달되는 물질전달량은 50 Hz의 저 진동수하에서의 물질전달량보다 증가하므로 증발을 빨리 완료하게 된다. 2000 Hz의 진동수하에서 액적 직경의 크기가 초기직경의 10%로 줄어 형태는 d^2 -법칙과는 다른 형태를 가진다.

Fig. 12는 진동수의 변화에 따른 제품액적직경의 시간에 따른 변화를 보여주고 있다. 진동수가 증가

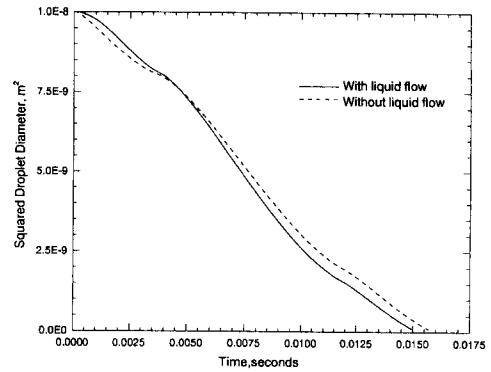


Fig. 12 Squared droplet diameter for different frequencies of 50 and 2000 Hz with droplet entrainment as a function of time: $U_0=0$, $U_1=40$, $D_0=100 \mu\text{m}$

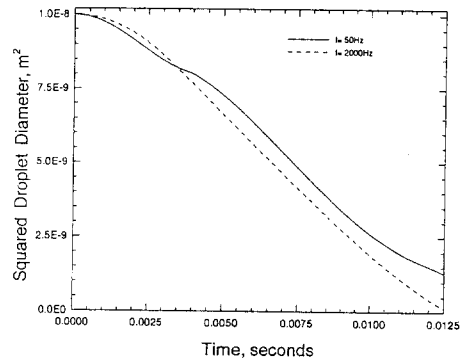


Fig. 13 Squared droplet diameter with and without liquid flow with droplet entrainment as a function of time: $U_0=0$, $U_1=40$, $f=50$ Hz, $D_0=100 \mu\text{m}$

드는데 소요되는 시간은 약 12.5 ms이므로 50 Hz의 경우와 비교하여 약 17% 정도 이른 시간 안에 증발을 마치게 된다. 그러므로 연소효율의 증가라는 측면에서는 고 진동수의 진동하는 유동장을 적용하는 것이 유리하다.

Fig. 13은 50 Hz의 진동수하에서 액적 내부 액체의 순환 유동을 고려 및 고려하지 않은 경우의 제품액적직경의 시간에 따른 변화를 보여주고 있다. 액적 내부의 순환 유동의 효과를 고려하지 않은 경우, 액적 내부의 시간에 따른 온도변화를 계산하기 위하여 전도방정식에 대한 해를 구하였다. 액적 내부의 순환 유동을 고려할 경우 시계 및 반시계방향으로 순환하는 유동에 의한 혼합 효과에 의하여

순환유동을 고려하지 않은 경우보다 증발을 조금 이른 시간에 마친다. 순환유동을 고려하지 않은 경우 액적 직경의 크기가 초기직경의 10%로 줄어드는데 소요되는 시간은 약 15.68 ms이므로 고려한 경우와의 차이는 약 4.7% 정도이다.

4. 결론

① 주위 유동장에 엔트레인된 단위 액적 증발 및 연소 현상을 시뮬레이션 하는 이차원, 비정상 프로그램 개발하였다. 기체상에 대한 질량, 운동량, 에너지 및 화학종 보존 방정식들은 액상에 대한 질량, 운동량 및 에너지 보존 방정식들과 연계되어 동시에 해석되어졌다. 현재 개발된 이차원 비정상 코드를 사용하여 정상상태하에서의 액적의 증발을 계산한 결과는 최근의 실험 및 계산 결과를 잘 나타내 주었다.

② 액적 주위의 기상의 유동은 좌우로 방향을 바꾸면서 진동한다. 정체점에서 하류로 가면서 흐름은 가속이 되고 하류에서 와류가 형성되어지며, 이 와류는 시간이 경과하면서 액적의 직경이 감소함에 따라서 소멸되어진다. 기상 및 액상에서의 흐름의 방향이 위상차로 인한 시간지연에 의하여 서로 반대가 될 경우 액적 표면에 두 흐름을 연결시키는 와류가 형성되어진다.

③ 액적 내부의 액상의 유동은 진동하는 기상의 흐름이 좌측에서 우측을 향하면 액상은 시계방향으로 회전을 하고, 기상의 흐름이 방향을 바꾸어 우측에서 좌측을 향하면 액상은 반 시계방향으로 회전을 하게 된다. 기상과 액상 사이에 존재하는 위상차로 인하여 기상의 방향과 액상의 방향이 서로 반대가 되는 시간이 존재한다.

④ 액적 주위의 기체상의 온도 및 연료 농도 분포의 구배는 정체점에서 최대가 되고 하류로 가면서 구배가 완만해진다. 온도 구배가 최대가 되는 정체점의 위치는 진동하는 유동장의 방향에 따라 좌우로 방향을 바꾼다. 경계층의 두께는 진동하는 상대속도의 크기에 따라 결정되어진다.

⑤ 액상의 온도는 회전하는 유동의 방향을 따라가 와류중심에 저온부가 위치하고 그 주위로 가면서 온도가 증가하게 된다. 기상의 유동 방향이 바뀌면 액상의 온도 분포는 지난 사이클의 온도 분포와 다른 2차원 분포를 보이다가 다시 액적 내부의 유동을 따라 재분포하게 된다. 액적 내부의 온도는

주위 가스로부터의 열전달에 의하여 상온으로부터 점점 증가하며 예열 초기에는 액적 내부에서의 온도 차이는 상당히 존재하나, 시간이 경과함에 따라 액적 내부에서의 온도차이는 점점 감소하여 온도는 거의 균일해지며 온도는 증발온도보다 조금 낮은 온도를 유지한다.

⑥ 진동수가 증가하면 상대속도 및 액적 내부의 혼합효과의 증가로 인하여 물질전달 및 액적이 증발을 완료하는데 소요되는 시간이 감소하게 된다.

후 기

이 논문은 1994년도 교육부 지원 한국학술진흥재단의 자유공모(지방대학육성) 과제 학술연구조성비에 의하여 조성되었음.

참고문헌

- (1) Williams, A., 1976, "Fundamentals of Oil Combustion," *Prog. Energy Combust. Sci.*, Vol. 2, pp. 167~179.
- (2) Faeth, G. M., 1983, "Evaporation and Combustion of Sprays," *Prog. Energy Combust. Sci.*, Vol. 9, pp. 1~76.
- (3) Law, C. K., 1982, "Recent Advances in Droplet Vaporization and Combustion," *Prog. Energy Combust. Sci.*, Vol. 8, pp. 171~201.
- (4) Wu, X., Law, C. K. and Fernandez-Pello, A. C., 1982, "A United Criterion for the Convective Extinction of Fuel Particles," *Combustion and Flame*, Vol. 44, pp. 113~124
- (5) Fernandez-Pello, A. C. and Law, C. K. 1982, "A Theory for the Free-Convective Burning of a Condensed Fuel Particle," *Combustion and Flame*, Vol. 44, pp. 97~112.
- (6) Chung, S. H. and Law, C. K., 1983, "Structure and Extinction of Convective Diffusion Flames with General Lewis Numbers," *Combustion and Flame*, vol. 52, pp. 59~70
- (7) Chao, B. H., Matalon, M. and Law, C. K., 1985, "Gas-Phase Transient Diffusion in Droplet Ignition," *Combustion and Flame*, Vol. 59, pp. 43~51.
- (8) Prakash, S. and Sirignano, W. A., 1978, "Liquid Fuel Droplet Heating With Internal Circula-

- tion," *Int'l J. of Heat and Mass Transfer*, Vol. 21, pp. 885~895
- (9) Tong, A. Y. and Sirignano, W. A., 1983, "Analysis of Vaporizing Droplet With Slip Internal Circulation and Unsteady Liquid-Phase Quasi-Steady Gas-Phase Heat Transfer," *21st Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute*, pp. 609~616
- (10) Gogos, G. and Ayyaswamy, P. A., 1988, "A Model for the Evaporation in a Slowly Moving Droplet," *Combustion and Flame*, Vol. 74, pp. 111~120
- (11) Ayyaswamy, P. A., Sadhal, S. S. and Huang, L. J., 1989, "Effects of Internal Circulation on the Transport to a Moving Liquid Drop," *1989 Nat'l Heat Transfer Conference, HTD Vol. 107*, pp. 131~140
- (12) Dwyer, H. A. and Sanders, B. R., 1984, "Detailed Computation of Unsteady Droplet Dynamics", *20th Symposium (International) on Combustion*, pp. 1743~1749.
- (13) Dwyer, H. A., 1989, "Calculations of Droplet Dynamics in High Temperature Environments," *Prog. Energy Combust Sci.*, Vol. 15, pp. 131~158
- (14) Wong, S. and Lin A., 1992, "Internal Temperature Distributions of Droplets Vaporizing in High-Temperature Convective Flows," *J. of Fluid Dynamics*, Vol. 237, pp. 671~687
- (15) Mgaridis, C. M., 1993, "Comparison Between Experimental Measurements and Numerical Predictions of Internal Temperature Distributions of a Droplet vaporizing under High-Temperature Convective Conditions," *Combustion and Flame*, Vol. 93, pp. 287~302
- (16) 박용열, 김호영, 1992, "액체연료 액적군의 집단 점화," *대한기계학회논문집*, 제16권, 제12호, pp. 2376~2384
- (17) 정성식, 궁진호, 川口修, 1993, "2성분 자유연료액적의 증발과 착화지연에 관한 연구," *대한기계학회논문집*, 제17권, 제4호, pp. 1023~1028
- (18) 함석재, 박승호, 1993, "코온의 공기 속으로 분사된 미소액적 연료의 증발과 점화," *대한기계학회논문집*, 제17권, 제11호, pp. 2816~2829
- (19) 박정규, 1995, "주변난류유동이 단일액적의 증발에 미치는 영향에 대한 수치적 연구," *대한기계학회논문집*, 제19권, 제11호, pp. 2699~2709
- (20) 김용모, 김성준, 1995, "공기/연료분무 혼합기의 점화 및 화염전파 해석," *대한기계학회논문집*, 제19권, 제12호, pp. 3352~3359
- (21) Zinn, B. T., 1984, "State of the Art and Research Needs of Pulsating Combustion," *ASME Paper*, 84-WA/NCA-19.
- (22) Rudinger, G., 1975, "Effect of Velocity Slip on the Burning Rate of Fuel Particles," *J. of Fluids Engineering*, pp. 321~326
- (23) Faeser, R. J., 1984, "Acoustic Enhancement of Pulverized Coal Combustion," *ASME Paper*, 84-WA/NCA-18.
- (24) Zinn, B. T., Carvalho, Jr., J. A., Miller, N. and Daniel, B. R., 1982, "Pulsating Combustion of Coal in a Rijke Type Combustor," *19th Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute*, pp. 1197~1203.
- (25) Koopmann, G. K., Scaroni, A. W., Yavuzkurt, S., Ramachandran, P. and Ha, M. Y., 1989, "Acoustically Enhanced Combustion of Micronized Coal Water Slurry Fuel," *Final Report for Department of Energy, DE-RA-86MC23257*.
- (26) Ha, M. Y. and Yavuzkurt S., 1991, "Combustion of a Single Carbon or Char Particle in the Presence of High Intensity Acoustic Fields," *Combustion and Flame*, Vol. 86, pp. 33~46
- (27) Yavuzkurt, S. and Ha, M. Y., 1991, "A Model of the Enhancement of Combustion of Coal Water Slurry Fuels Using High Intensity Acoustic Fields," *ASME J. of Energy Resources Technology*, Vol. 113, pp. 268~276
- (28) Yavuzkurt, S., Ha, M. Y., Koopmann, G. and Scaroni, A. W., 1991, "A Model of the Enhancement of Coal Combustion Using High Intensity Acoustic Fields," *ASME J. of Energy Resources & Technology*, Vol. 113, pp. 277~285.
- (29) Yavuzkurt, S., Ha, M. Y., Reethof, G., Koopmann, G. and Scaroni, A. W., 1991, "Effect of Acoustic Field on the Combustion of Coal Particles in a Flat Flame Burner," *ASME J. of Energy Resources Technology*, Vol. 113, pp.

- 286~293.
- (30) Ha, M. Y. and Yavuzkurt, S., 1993, "A Theoretical Investigation of Acoustical Enhancement of Heat and Mass Transfer: (I) Pure Oscillating Flow," *International J. of Heat and Mass Transfer*, Vol. 36, pp. 2183~2192.
- (31) Ha, M. Y. and Yavuzkurt, S., 1993, "A Theoretical Investigation of Acoustical Enhancement of Heat and Mass Transfer: (II) Oscillating Flow with a Steady Velocity Component," *International J. of Heat and Mass Transfer*, Vol. 36, No. 8, pp. 2193~2202.
- (32) 하만영, 1994, "고강도 음향학장 하에서 단위 액적 연소 효율 향상에 관한 연구," 1992년도 학술진흥재단 자유공모과제 최종보고서.
- (33) Ha, M. Y. and Kim, S. K., 1995, "Combustion of a Single Droplet in the Presence of Oscillating Flow," *KSME Journal*, Vol. 9, No. 2, pp. 209~224
- (34) Chiang, H. and Kleinstreuer, C., 1993, "Numerical Analysis of Variable-Fluid-Property Effects on the Convective Heat and Mass Transfer of Fuel Droplets," *Combustion and Flame*, Vol. 92, pp. 459~464
- (35) Van Doormaal, J. P. and Raithby, G. D., 1984, "Enhancement of the SIMPLE Method for Prediction of Incompressible Fluid Flow," *Numerical Heat Transfer*, Vol. 7, pp. 147~163.