

〈論 文〉

입자간의 상호작용으로 인한 입자의 운동 및 증발에 미치는 영향

이 효 진*

(1992년 3월 14일 접수)

Influences on the Droplet Dynamics and Evaporation due to Closely Spaced Droplet Interaction

Hyo Jin Lee

Key Words : Drag Coefficient (저항계수), Interaction (간섭), Liquid Spray (액체분무), Evaporation Rate (증발율)

Abstract

The present study investigated dynamically and thermally interacting droplets in a closely spaced tandem array. By measuring the velocity and diameter of the droplet traveling along the isothermal vertical plate drag coefficients and vaporization rates of droplets at certain location were obtained. During the experiment initial droplet spacings were less than 5, and initial droplet diameters were ranged between 280 μm and 700 μm . Drag coefficients on closely spaced droplets were placed far below the standard drag coefficient, for which it was caused by turbulence induced from aforelocating droplets and also narrow spaces among droplets restricted heat transfer to droplets from hot gas flow. In addition evaporated vapor entrapped between droplets was major factor in delaying droplet vaporization. With the experimental results the drag coefficient was correlated with respect to Reynolds number for the droplet as follows: $C_D = 2.4 / \text{Re}^{0.37}$

기 호 설 명

a, b, c : 식 (18)에 주어진 상수

a_1, a_2, b_1, b_2 : 식 (27)에 주어진 상수

C_D : 저항계수

C_p : 비열

C : $\left[\frac{g(\rho_\infty - \rho) / \rho_w}{4\nu_w^2} \right]$

D : 액적 직경

D : Binary diffusion coefficient

F : $\left[\frac{\phi}{x^{3/4}} \right] \left[\frac{1}{4\nu_w^2 C} \right]$

g : 중력가속도

H : Effective latent heat

k : 열전도계수

Ld : 액적간 간격

P : 압력 (atm)

Pr : 프란틀 수

Re : 레이놀드 수

s : 무차원화된 액적간 간격 (Ld/Dd)

t : 시간

t^* : 무차원 시간 ($a_1 t / Dd_0^2$)

T : 온도

u : 축 (x) 방향 속도

*정회원, 한국에너지기술연구소

u^* : 무차원속도, $u\sqrt{4g(T_w - T_\infty)x/T_\infty}$

v : 면으로부터 (y) 속도

Y : Mass fraction

a_1 : 액체 열확산계수 (liquid thermal diffusivity)

η : Similarity 변수, $Cx^{-1/4} \int_0^y \frac{\rho}{\rho_w} dy$

η_0 : $\left[\frac{g\Delta T}{4T_\infty\nu^2} \right]^{1/4} x^{-1/4} y$

θ : 무차원 온도, $\left[\frac{T - T_\infty}{T_w - T_\infty} \right]$

μ : 점성계수

ρ : 밀도

하첨자

d : 액적

fs : 액적의 표면조건

g : 기상

l : 액상

o : 초기조건

w : 수직면에서의 조건

∞ : 실온상태

1. 서 론

미립화는 액체연료를 이용하는 내연기관, 로켓엔진, 분무를 이용한 열교환기(compact droplet heat exchanger) 등에 응용되며 이에 대한 효율을 극대화하기 위해서는, 입자 개개의 운동 및 열전달이 주변입자의 영향으로 어떠한 특성을 나타내는지에 대한 보다 정확한 이해가 필연적으로 이루어져야 한다. 그러나 이들 입자의 운동과 열전달이 복합적으로 작용되며, 입자의 지속적인 증발에 이상류체(two-phase flow) 및 과도 특성을 아울러 갖고 있는 문제를 간단하게 해석적 방법에 의해 접근하는 것은 그리 쉬운 문제가 아니다.

본 연구는 분무된 입자들간의 운동 및 열역학적인 상호작용에 의한 저항계수(drag coefficient) 및 액적의 증발상태를 실험적으로 조사하였으며, 실험결과를 단일(single) 입자이면서 정상상태(steady state)를 대표하는 기존의 표준저항계수(standard drag coefficient)와 증발상태를 해석적으로 비교 검토하였다.

그 동안 단일 입자상태의 가정하에 입자의 생장 이력(lifetime history)에 대하여 수많은 학자⁽¹⁻⁶⁾들이 연구하였다. 또한 수학적 모델링 작업으로 쥘

센 완벽하고 구체화시킨 모델⁽⁷⁻¹⁰⁾을 만들기 위해 부단히 노력되어 오고 있다. 그러나 상대적으로 소수의 사람들만이 입자간의 상호작용(interaction)에 대한 영향에 관해 연구를 수행하고 있으며 더욱이 실험적인 어려움으로 수학적 해석에 국한되고 있는 실정이다.⁽¹¹⁻¹⁶⁾ 이들 수학적 해석결과는 비록 3개의 입자가 나열된 형태에 국한되었지만 이들간의 상호작용을 이해하는데 커다란 도움을 주고있다. 즉 맨앞쪽에 위치한 입자의 저항계수 및 누셀트수(nusselt no)가 그다음에 위치한 입자의 것과 커다란 차이가 있음을 이들 계산결과에서 보여주고 있으며 이는 일반적으로 단일입자라는 가정하에서 사용되는 저항계수 및 누셀트수에 대한 경험식의 사용이 실질적인 상황에 있는 과밀하게 분무된 액적의 운동 및 열역학적 특성을 해석하는데 많은 오차가 야기될 수 있음을 예측할 수 있게 한다.

이미 언급된 바와 같이 본 연구는 근접해 있는 액적의 운동 및 열역학적 특성을 조사하기 위하여 저항계수와 입자의 크기변화를 관측하는데 초점을 두었다. 이를 수행하기 위한 실험 및 수치해석의 용이성과 실용적인 측면을 고려하여 수직관을 이용한 층류자연대류 유동장 내에서 단일크기(mono-size) 입자를 발생시키는 압전진동자(piezo-electric vibrator)를 이용하여 단일흐름(single stream)으로 분사시켰다. 본 구조의 잇점으로 기체유동에 대한 수치해석이 용이하며 입자운동 및 크기변화에 대한 관측이 비교적 수월함과 더불어 기체유동에 대한 제어(즉 온도 및 gas 속도)와 입자의 특성(즉 초기입자의 크기, 분무속도) 등이 용이하게 조절될 수 있다.

2. 수치해석

2.1 기체유동

본 연구의 목적은 위에서 언급된 바와 같이 액적간의 상호작용으로 인한 질량전달(mass transfer)을 포함한 입자운동 및 열전달에 미치는 영향을 실험적으로 고찰하기 위한 것이다. 수치해석을 위한 기본적 모델형태는 Fig. 1에서 보여주고 있다. 이는 입자를 연속류(stream) 형태로 위로 향해 쏘아 올렸으며 자연대류의 열경계층(thermal boundary) 내에서 지속적인 감속운동을 하도록 하였다. 이를 보다 조직적(systematic)으로 수행하기 위해서는 간단한 형태의 제어 가능한 유동장이 요구되며, 이

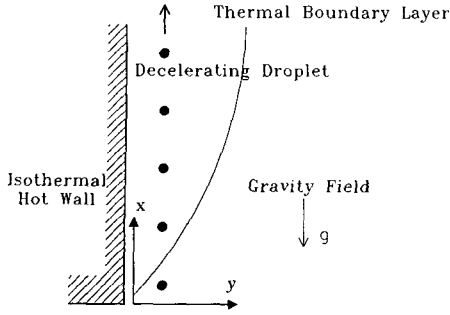


Fig. 1 Schematic of physical model

를 위해 수직판과 주변과의 온도차가 클 때 적합한 가변물성치이론(variable property theory)을 도입하였다.⁽¹⁸⁾ 우선 다음의 가정하에 수치해석을 풀었다. (1) 정상상태에서 층류유동인 동시에 2차원이며, (2) 가변물성치를 갖는 가압축성유동(compressible flow), (3) 중력 이외에는 어떠한 외적인 힘도 존재하지 않으며, (4) 점성열(viscous dissipation)과 화학반응(chemical reaction)을 무시하였고, (5) 입자의 운동으로 인해 발생하는 난류효과를 무시하였다.

수직판에서의 자연대류를 풀기위한 지배방정식은 위에서 언급한 가정과 함께 다음과 같이 주어진다.

● 질량 보존식 :

$$\partial(\rho u) / \partial x + \partial(\rho v) / \partial y = 0 \tag{1}$$

● 운동량 보존식 :

$$\rho \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = g(\rho_\infty - \rho) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial y} \right) \tag{2}$$

$$\rho \left(u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right) = \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial v}{\partial y} \right) \tag{3}$$

● 에너지 보존식 :

$$\rho C_p \left(u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} \right) = \frac{\partial}{\partial y} \left(k \frac{\partial T}{\partial y} \right) \tag{4}$$

● 경계조건 :

$$\left\{ \begin{array}{l} u(y=0) \ \& \ v(y=0) = 0, \quad T(y=0) = T_w \\ u(y \rightarrow \infty) = 0, \quad T(y \rightarrow \infty) = T_\infty \end{array} \right\} \tag{5}$$

또한 식(1)은 유동함수, ϕ 로 정의 될 수 있다. 즉

$$\frac{\rho}{\rho_w} u = \frac{\partial \phi}{\partial y}, \quad \frac{\rho}{\rho_w} v = -\frac{\partial \phi}{\partial x} \tag{6}$$

식(2)와 (3)에 있는 속도성분 u 와 v 는 ϕ 의 형태

로 쓸수 있으며, 그러면 위식은 ϕ 와 T 의 평미분 형태로 표현된다. 그러나 이 식은 오히려 복잡한 형태로 변해지므로 이를 상미분 형태로 바꿔 주기 위해서 Similarity 변수인 η 를 이용하여 전개되며 이에 대한 상세한 내용은 참고문헌⁽¹⁸⁾에 기술되어 있다. 이를 이용하여 식(2)~(4)는 다음의 식으로 간략된다.

$$\frac{d}{d\eta} \left[\frac{\rho \mu}{\rho_w \mu_w} F'' \right] + 3FF'' - 2(F')^2 + \theta = 0 \tag{7}$$

$$\frac{d}{d\eta} \left[\frac{\rho \mu}{\rho_w \mu_w} \theta' \right] + 3Pr_w \left[\frac{C_p}{C_{p_w}} \right] F \theta' = 0 \tag{8}$$

· 경계조건 :

$$\begin{aligned} F(0) = F'(0) = 0, \quad F'(\infty) = 0 \\ \theta(0) = 0, \quad \theta(\infty) = 0 \end{aligned} \tag{9}$$

식(7)과 (8)은 F에 대한 3차, θ 에 대한 2차 상미방으로 이는 4th Order Runge-Kutta와 Shooting Method를 써서 풀수 있으며 두개의 식이 서로 복합적인 관계에 있기 때문에 초기가정치에 대한 범위가 상당히 좁으며, 따라서 이에 대한 조심스런 시행착오(trial-error)가 요구된다.

이에 대한 계산결과를 Fig. 2와 3에서 보여주고 있다. 그림에서 보는바와 같이 가변물성치를 이용한 계산결과가 높은 온도에 있어서 실험치와 거의 일치함을 보여주고 있다. Fig. 2에서는 판(plate) 밑에서부터 10 cm와 20 cm되는 위치에서 판(plate)으로부터 y의 거리를 변화시켜 가며 켄 결과를 나타내주고 있으며 Fig. 3은 10 cm에서 온도 측정과 같은방법으로 속도에 대한 결과를 보여주고 있다. 이를 다시 무차원화 한 결과가 Fig. 4와 5에서 각각 Cp, ρ 및 μ 에 대하여 일정물성치(constant property)를 이용한 Ostrach⁽¹⁷⁾ 해와 비교하고 있으며 이 결과로부터 Ostrach 해는 낮은 온도에서는 정확성을 나타내지만 높은 온도에서는 많은 오차를 나타내고 있음을 보여주고 있다.

2.2 액상

분무된 액적의 수치해석을 위해 다음의 가정을 했다. (1) 입자와 수직판 사이의 간격이 커서 두 물체간에 어떠한 유체운동의 간섭이 존재하지 않는다. 즉 이는 중력과 저항(drag force) 이외에 어떠한 힘도 액적에 작용하지 않는다. (2) 액적은 단일 성분(single pure component)을 갖고 있으며 그의 물성들은 일정하다. (3) 복사열 효과를 무시했다.

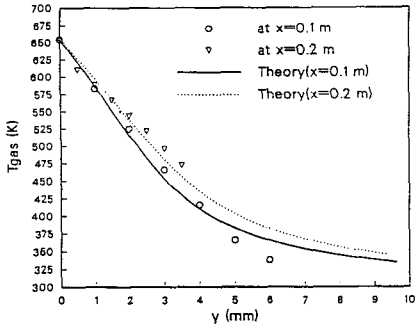


Fig. 2 Temperature profiles at two different locations, $x=10, 20$ cm with experimental data and numerical variable property theory

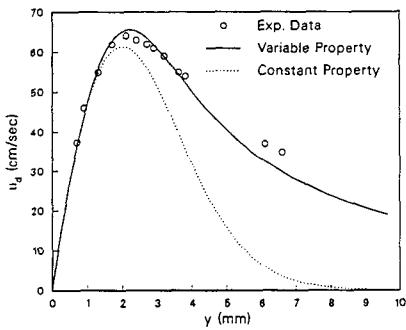


Fig. 3 Velocity profiles at location $x=10$ cm with numerical variable property theory

(4) 액체물질 (liquid species) 의 확산(diffusion) 은 Fick's Law를 따른다. (5) Lewis No. 는 1로 가정하였다.

오일러(eulerian) 좌표계를 쓴 가스유동장과는 달리 라그랑지안(lagrangian) 좌표를 입자 식에서 사용하였다. 우선 액적의 순간위치에 대한 식으로 다음과 같이 정의된다.

$$\frac{dx_d}{dt} = u_d \quad (10)$$

$$\frac{dy_d}{dt} = v_d \quad (11)$$

계산결과 v_d 는 매우 작은 값으로 앞으로의 분석에서 이값을 무시해서 계산하기로 한다.

일반 입자의 운동방정식으로부터 다음과 같이 입자의 순간 속도를 나타낼 수 있다.⁽¹⁹⁾

$$\frac{du_d}{dt} = \frac{3}{4} C_D \frac{\mu_1}{\rho_1} \frac{Re_d(u_g - u_d)}{D_d^2} - g \quad (12)$$

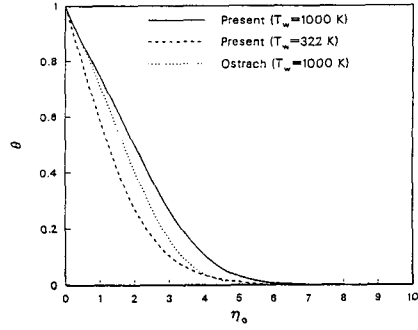


Fig. 4 Temperature profiles adjacent to vertical isothermal plate to compare with variable and constant property methods

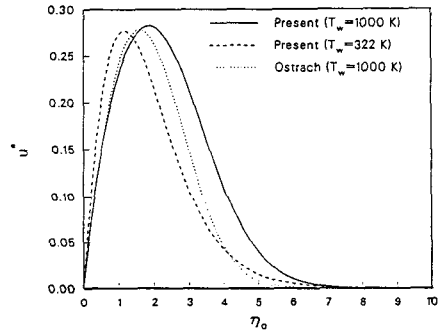


Fig. 5 Velocity profiles adjacent to vertical isothermal plate to compare with variable and constant property methods

여기서

$$Re_d = \frac{D_d \sqrt{(u_g - u_d)^2 + (v_g - v_d)^2}}{\nu_g} \quad (13)$$

액적표면에서의 Mass Fraction은 다음에 의해 계산될 수 있다.

$$Y_{fs}^{-1} = 1 + \frac{M_g}{M_{fs}} (X_{fs}^{-1} - 1) \quad (14)$$

여기서

$$X_{fs} = \frac{n_{fs}}{n_{tot}} = \frac{f_{fs}}{760p}$$

또한 액적표면에서의 Vapor Concentration과 액적 온도 사이의 관계는 Clausius-Clapeyron 식으로 주어진다. 즉,

$$P_{fs} = \exp\left(a - \frac{b}{Td + c}\right) \quad (15)$$

a, b, c에 대한 값을 다음과 같다.

사용 연료	a	b	c
메탄올	7.2066	1582.698	239.765
Hexane	6.01098	1176.102	224.899
증류수	7.06352	1650.270	226.346

액적의 단위무게당 전달된 열량은

$$H = \left[\frac{1 - Y_{fs}}{Y_{fs}} \right] C_p (T_g - T_d) \tag{16}$$

여기서 액적의 표면온도를 계산하기 위해 무한전도한계모형 (infinite conduction limit model⁽⁷⁾)을 도입하였다. 그 식은

$$\frac{dT_d}{dt} = - \frac{3\dot{m}_d(H-L)}{\pi C_{p1} \rho_1 D_d^2} \tag{17}$$

여기서 L은 액체의 잠열(latent heat)이다.

증발에 의한 입자의 크기변화는 Ranz-Marshall Correlation^(20,21)을 이용하여 Blowing Effect f'을 계산하였다.

$$\frac{dD_d^2}{dt} = - \frac{2\rho D}{\rho_1} f' \ln(1+B) \tag{18}$$

$$f' = 1 + 0.3 Re_d^{1/2} Pr^{1/3} \tag{19}$$

B는 질량전달수(mass transfer no.)이며 이는

$$B = \frac{Y_{fs}}{1 - Y_{fs}} \tag{20}$$

이와같이 해서 증발을 \dot{m}_d 는 다음과 같이 계산될 수 있다.

$$\dot{m}_d = - \frac{\pi}{4} D_d \rho_1 \frac{dD_d^2}{dt} \tag{21}$$

위식(10)~(21)에서 입자의 크기 및 온도와 순간 속도를 구하기 위하여 2nd Order Runge-Kutta Method를 이용하였다.

식(12)를 계산하기위하여 C_D 에 대한 경험식이 요구되며 우선적으로 표준저항계수(standard drag coefficient) 값을 이용 계산을 시도하였다. 즉,

$$C_D = \frac{24}{Re_d} (1 + Re_d^{1/3}/6) \tag{22}$$

이를 계산한 결과가 Fig. 6에서 단일입자로 가정 하였을때 입자의 속도변화가 각 초기입자 크기에

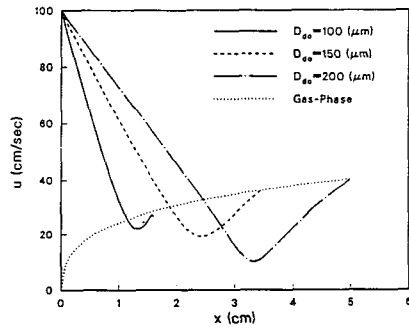


Fig. 6 Droplet velocity profiles along the hot plate axial direction for different initial diameters without interaction

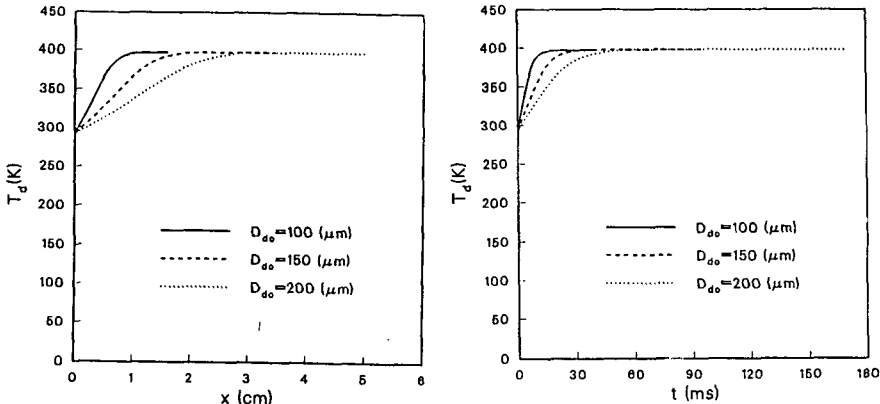


Fig. 7 Droplet temperature profiles with respect to the axial distance and time for different droplet sizes without interaction

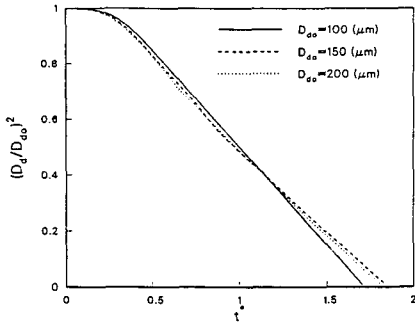


Fig. 8 Non-dimensional diameter changes with respect to non-dimensional time for different initial diameters without interaction

다른 결과를 보여주고 있다. 본 결과에서 흥미있는 것은 감속되는 입자가 증발후 입자크기의 변화로 인해 어느정도 시간이 지난후 다시 가속이 시작되어 입자가 완전증발이 되어 가스의 속도와 같아질 때까지 계속된다. Fig. 7은 단일입자의 경우 입자 내의 온도변화를 보여주고 있으며 이때 판(plate)의 온도는 100K로 유지시켰다. 입자의 초기속도는 1 m/sec로 하였고 입자가 판(plate)에서 1 mm떨어진 거리에서 운동하도록 하였다. 이때 입자내의 온도변화는 Wet-Bulb 온도에 이르기까지 지속되고 있음을 보여주고 있다. Fig. 8은 입자의 크기변화를 시간에 대해 무차원화한 결과를 보여주고 있다.

3. 실험장치 및 절차

실험장치는 Fig. 9에서 보는 바와 같이 크게 두개의 부분으로 구분되어 지는데, 하나는 열경계층을 형성하기 위한 수직판이고 다른 하나는 균일입자를 발생시키는 액적발생기(droplet generator) 장치로 나눌 수 있다.

수직판은 동판로 0.15×0.6 m 크기의 직사각형 형태를 가지고 있으며 고온으로 가열시 산화를 방지하기 위하여 5 μm의 두께로 크롬(chrome) 도금을 입혔다. 그 뒷면에는 1100 W 전열판 두개를 각기 따로 조절할수 있도록 해서 수직판의 온도가 등온이 되도록 하였다. 또한 판의 뒷쪽에 500 μm 직경의 K형 열전대(thermocouple K type)을 심어서 판의 온도를 정확하게 기록하도록 하였고 또한 판의 뒷면에 열손실을 방지하기 위해 단열재를 부착

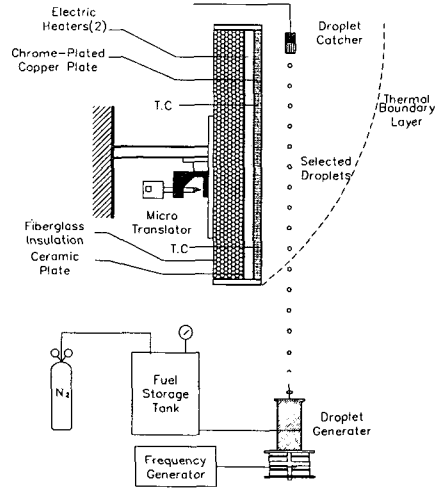


Fig. 9 Schematic drawing for the experimental system

하였다. 발생 입자의 Stream과 판 사이의 간격을 정확하게 유지 조절하기 위하여 광학용 이송기(optical translator)를 이용하였고, 여기서 입자와 판과의 거리는 입자가 지나는 순간위치에서 가스의 온도 및 속도를 결정하므로 정확한 측정을 요한다.

액적발생기는 압전변환기(piezoelectric transducer)를 이용한 맥동 액적 발생기(impulse jet generator)를 응용하였으며 이때 입자간의 거리 조정은 발생기의 주파수에 의해 정확히 조절될 수 있다. 여기서 이용된 맥동 액적발생기는 당 실험실에서 개발한 것으로 참고문헌에⁽²²⁾ 상세히 기술되어 있는 관계로 간단한 원리에 대한 설명에 국한하고자 한다. 기본원리는 액주(liquid jet or liquid column)를 압전변환기에서 발생하는 맥동(impulse force)에 의해 일정크기의 액적(uniform-sized droplets)으로 만드는 장치이다. 본 실험에서 사용된 장치는 외경이 8 mm이고, 내경이 3 mm인 액체실린더 내에 설치된 피스톤이 가압상태에 있는 저장탱크로부터 공급된 액체를 주파수발생기(function generator)에서 발생하는 맥동에 의해 진동하므로써 주사바늘(hypodermic needle)에서 발생하는 액주를 일정한 크기의 액적으로 분무시킨다. 액적의 크기는 바늘의 크기 및 가해진 주파수에 의하여 결정된다. 입자의 크기에 대한 측정은 20배까지 확대가 가능한 Polaroid Microscopic Camera를 사용하였고 입자의 순간 속도를 구하기 위하여 다음의 관계를 이용하였다.

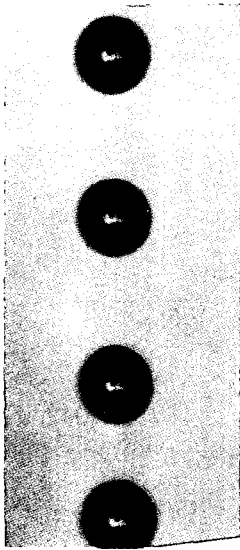


Fig. 10 Sample photo of 20 times magnified tandem droplets along the vertical plate for methanol with initial spacing ($s_0=3$), diameter ($D_{d0}=409 \mu\text{m}$), and velocity ($u_{d0}=452 \text{ cm/sec}$) at $y=1 \text{ mm}$

$$u_d \cong L_d f \quad (23)$$

여기서 f 는 단위시간당 생성입자의 수이며 이는 맥동 액적발생기에서 사용된 주파수와 동일하며 L_d 는 주어진 순간에서의 입자간의 간격을 의미한다. 이에 대한 예가 Fig. 10에서 보여주고 있다.

4. 실험결과 및 분석

수직 가열관의 축 방향을 따라 위에서 언급된 방법을 이용하여 입자의 크기와 속도를 측정하였고 그 결과를 Least Square를 이용한 1st Order Polynomial로 Curve Fitting을 하였다. 그 결과가 Fig. 11과 12에서 나타나 있으며, 여기서 데이터가 흩어져 있는 것은 자연대류(natural convection)에 의한 고온 유동장의 불안정에서 유발된 액적의 진동현상(oscillation)에 기인한 것이며, Regression 후에 이들 데이터는 모두 $\pm 5\%$ 내의 에러(error) 범주에 속해있다. 실행된 Regression의 형태는 다음과 같다.

$$\begin{aligned} u_d &= a_1 x + a_2 \\ D_d &= b_1 x + b_2 \end{aligned} \quad (24)$$

이에 대한 실질시간(real time)을 계산하기 위하여 다음 식을 사용하였다.

$$t = t_0 + \int_{x_0}^x \frac{dx}{u_d(x)} \quad (25)$$

이에 대한 Hexane 입자의 실험결과가 Fig 11과 12에서 보여주고 있다. 이를 이용한 Curve Fitting 결과는 다음과 같다.

$$\begin{aligned} U_d &= -6.118x + 452.145 \\ D_d &= -0.3176x + 409.583 \end{aligned} \quad (26)$$

이 결과로서 이 입자의 초기속도 및 크기는 각각 452 cm/sec 와 $410 \mu\text{m}$ 인 것을 각각 알 수 있다. 이의 속도식을 입자의 가속도로 바꾸기 위하여 다음의 관계를 이용하였다.

$$a_d = \frac{du_d}{dt} = \frac{1}{2} \frac{du_d^2}{dx} \quad (27)$$

식(26)과 (27)을 이용하여 어느 순간의 저항계수, C_D 를 계산하기 위하여 일반 운동방정식 이용하였다. 즉,

$$m_d \frac{du_d}{dt} = -\frac{\pi}{8} D_d^2 \rho_g C_D |u_d - u_g| (u_d - u_g) + F_g \quad (28)$$

여기서 F_g 는 중력에 의한 Body Force를 의미한다. 식(28)을 다시 정리하면

$$C_D = \frac{4}{3} \frac{\rho_l}{\mu_g} \frac{(a_d + g) D_d^2}{Re_d (u_g - u_d)} \quad (29)$$

여기서

$$Re_d = \frac{\rho_g D_d |u_g - u_d|}{\mu_r (T_r)} \quad (30)$$

식(30)에서 이용된 물성치(property)는 참고(reference) 온도에 대하여 결정되며, 이 참고온도는 다음과 같이 정의 된다.

$$T_r = T_d + (T_g - T_d)/3 \quad (31)$$

본 연구에서는 주로 가까운 거리에 ($s < 5$) 놓여진 상태의 입자들간에 상호 어떠한 영향을 주는지에 관한 연구에 중점을 두었다. 아울러 증발효과에 대한 영향을 관측하고자 순도 99% 이상의 액체를 이용하여 실험을 수행하였다. Fig. 13은 이들 연료를 이용하여 수직관으로부터 $y=1 \text{ mm}$ 와 2 mm 의 각각 다른위치에서 입자를 주입시켰고 이때 무차원화된 입자간의 거리, $s(L_d/D_d)$, 는 2.8~3.4의 범

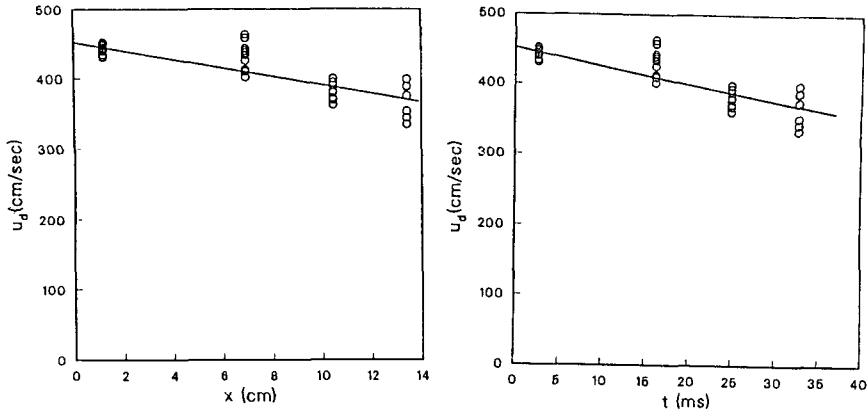


Fig. 11 Velocity distribution after least square curve fitting with respect to axial distance (x) and time (t) for hexane droplet

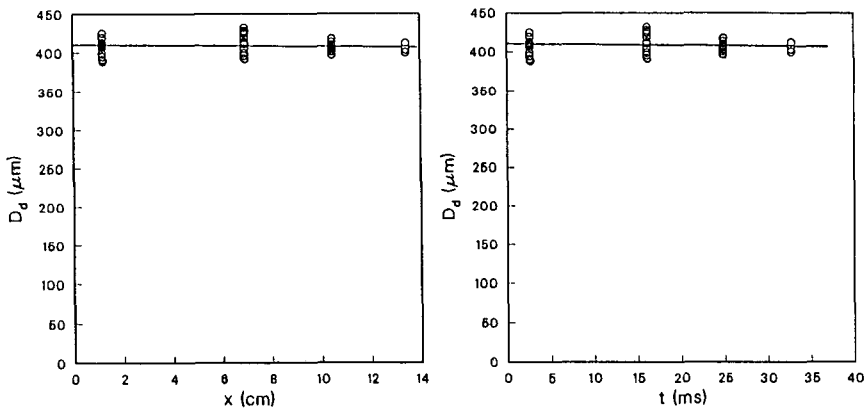


Fig. 12 Diameter change after least square curve fitting with respect to axial distance (x) and time (t) for hexane droplet

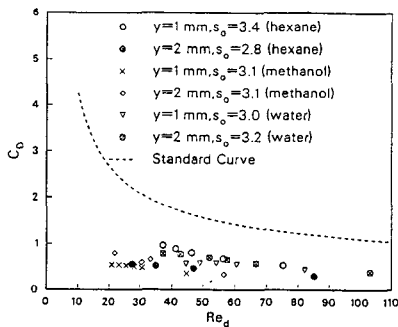


Fig. 13 Drag coefficient for closely spaced droplets at $T_w=811K$ and $s_0=2.8\sim 3.4$

위에 놓여있다. 본 실험결과에 의하면 대부분이 표준저항곡선 (standard drag curve) 보다 훨씬 낮은 위치에 분포되어 있는 것으로 나타나 있다. 그 원인으로 크게 세가지로 구분될 수 있는데, 첫째는 액적의 증발에 의한것을 예상할 수 있으나, Fig. 12에 나타난 바와 같이 액적간의 좁은간격으로 인한 액적으로의 열전달 억제로 극히 소량의 증발만이 발생하여 액적의 저항감소에 커다란 영향을 주지 못한것으로 예측된다. 결론적으로 Fig. 13에 나타난 저항감소 현상은 주로 액적간의 좁은 간격으로 인한 간섭현상에 기인하며 이와 더불어 비정상태의한 저항감소도 요인으로 고려해 볼수 있다. 여기서 이 용된 표준저항곡선은 단일입자로서 전혀 증발효과

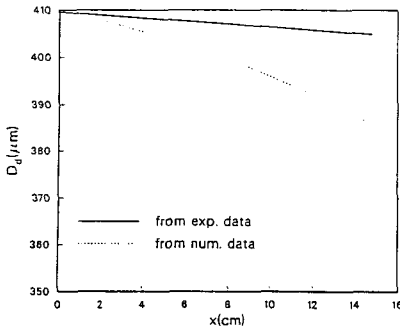


Fig. 14 Experimental data comparisons with numerical results by using single droplet correlation(Ranz-Marshall and Standard drag coefficient) hexane at $T_w=811$ K and $s_0=3$ for $y=1$ mm

를 고려하지 않은것으로 본 연구에서는 식(22)를 이용하였다. Fig. 13에 나타나있는 결과에 의거하여 Non-Linear Regression에 의한 Curve Fitting을 하여 다음의 관계식을 얻었다.

$$C_D = \frac{2.4}{Re_d^{0.37}} \quad (10 < Re_d < 100) \quad (32)$$

이때 증발의 정도에 대한 실험결과를 Fig. 14에 보여주고 있다. Fig. 14는 Hexane을 이용하여 수직판으로부터 $y=1$ mm 떨어진 위치에서 입자를 쏘아 올렸으며 이때 $s_0=3$ 에서 시작되었으며 수직판의 온도는 811K를 유지하였다. 또한 입자의 크기는 각각 409 및 776 μ m 두가지에 대한 결과이다.

여기서 상호입자의 작용으로 인한 실험결과에서 나타난 Data를 가지고 수치해석의 결과와 비교해 보고자 한다. 여기서 수치해석의 결과를 위해 독립(isolate)된 전혀 외부의 영향이 없는 것으로 간주된 표준저항곡선 식(22) 및 Ranz-Marshall Correlation(식(19))을 식(12)~(22)에 적용하여 풀었으며 이에 대한 결과가 Fig. 14에 보여주고 있다. 이때 이용된 연료는 Hexane이며 수직판으로부터 $y=1$ mm 떨어진 곳에서 행해 졌으며 판의 온도는 811K로 유지되었다. 그림에서 보는 바와 같이 촘촘이 나열된 입자의 실험결과는 단일액적의 가정하에 실시된 계산결과와 비교해 볼 때 많은 차이가 나고 있음을 보여주고 있으며, 이 차이는 촘촘한 입자의 경우 앞쪽에 놓인 입자의 의해 유발되는 난류현상 및 좁은 입자간의 간격으로 인한 증발된 증기의 갇힘현상(entrapped)으로 인한 저항의 급격한

감소현상이 유발되어 입자에 대한 열전달이 억제되는 현상이 야기되므로서, 입자의 증발이 훨씬 지연되는 결과를 초래하고 있다.

5. 결 론

액적간의 간격이 상당히 좁게 놓여있는 경우 액적의 운동 및 증발상태에 어떠한 영향을 미치는가에 대한 연구에 중점을 두었다.

(1) 열원을 얻기위해 수직판에 대한 자연대류를 이용하였으며 이에 대한 수치해석을 위해 기체유동장의 물성치를 온도에 대한 변수로 적용한 결과 높은 온도에서의 온도 및 속도분포가 실험결과와 거의 일치함을 보여주고 있다.

(2) 액적에 대한 저항계수(drag coefficient)가 본 연구에서 실시된 액적간의 간격, 즉 $s_0=3\sim5$ 에서 표준저항계수(standard drag coefficient)보다 훨씬 아래에 분포되어 있으며, 이는 액적의 운동으로 발생된 난류에 의해 저항이 상당히 감소되어진 것으로 해석된다.

(3) 본 실험결과에 의해 레이놀드수에 대한 저항계수와와의 상관 관계식을 얻었다.

$$\text{즉, } C_D = 2.4 / Re_d^{0.37}$$

(4) 액적간의 간격은 운동뿐 만 아니라 액적의 증발율에도 상당히 영향을 미치는 것으로 관찰 되었다. 즉, 좁은간격으로 인한 액적으로의 열전달에 대한 억제효과 및 액적과 액적사이에 갇혀있는 증발된 Vapor의 높은 농도가 액적의 증발을 지연시키는 주요 요인으로 작용하고 있는 것으로 사료된다.

(5) 수치해석에 사용되는 단일입자(single droplet)의 가정은 일반 분무시에 적용할 경우 상당한 오차를 유발시킬 것으로 관찰되었다.

참고문헌

- (1) Eisenklam, P. and Arunachalam, S.A., 1966, "The Drag Resistance of Burning Droplets," *Combustion and Flame*, 10, pp. 171~181.
- (2) Eisenklam, P., Arunachalam, S.A., and Weston, J.A., 1967, "Evaporation Rates and Drag Resistance of Burning Drops," *Eleventh Symposium (International) on Combustion*, pp. 715~728.

- (3) Yuen, M.C. and Chen, L.W., 1976, "On Drag of Evaporation Liquid Droplets," *Combustion Science and Technology*, 14, pp. 147~154.
- (4) Renksizbulut, M. and Yuen, M.C., 1983, "Experimental Study of Droplet Evaporation in a High-Temperature Air Stream," *ASME, J. Heat Transfer*, 105, pp. 384~388.
- (5) Renksizbulut, M. and Yuen, M.C., 1983, "Numerical Study of Droplet Evaporation in a High-Temperature Air Stream," *ASME, J. Heat Transfer*, 105, pp. 389~397.
- (6) Dwyer, H.A., 1989, "Calculation Droplet Dynamics in High Temperature Environment," *Prog. Energy Combust. Sci.* 15, pp. 131~158.
- (7) Law, C.K., 1976, "Unsteady Droplet Vaporization with Droplet Heating," *Combustion and Flame*, 26, pp. 17~22.
- (8) Law, C.K. and Sirignano, W.A., 1978, "Unsteady Droplet Combustion with Droplet Heating-II; Conduction Limit Model," *Combustion and Flam*, 28, pp. 175~186.
- (9) Prakash, S. and Sirignano, W.A., 1980, "Theory of Convective Droplet Vaporization with Unsteady Heat Transfer in the Circulating Liquid Phase," *Int. J. Heat Mass Transfer*, 23(3), pp. 253~268.
- (10) Tong, A. and Sirignano, W.W., 1982, "Analytical Solution for Diffusion and Circulation in a Vaporizing Droplet," *Nineteenth Symposium (International) on Combustion*, pp. 1007~1020.
- (11) Tal (THAU), R. and Sirignano, W.A., 1982, "Cylindrical Cell Model -the Hydrodynamics of Partical Assemblages at Intermediate Reynolds Numbers," *AICHe*, 28(2), pp.233~237.
- (12) Tal (THAU), R., Lee, D.N., and Sirignano, W.A., 1983, "Hydrodynamics and Heat Transfer in Sphere Assemblages-Cylindrical Coll Models," *Int. J. Heat Mass Transfer*, 26(9), pp. 1265~1272.
- (13) Tal (THAU), R., Lee, D.N., and Sirignano, W.A., 1984, "Periodic Solutions of Heat Transfer for Flow Through a Periodic Assemblages of Sphere," *Int. J. Heat Mass Transfer Technical Notes*, 27(8), pp. 1414~1417.
- (14) Chen, S.J. and Tong, A.Y., 1987, "Numerical Study on Hydrodynamics and Heat Transfer of Droplet Arrays Using Grid Generation," *AICHe Symposium Serics, Heat Transfer*, 83, pp. 230~236.
- (15) Tong, A.Y. and Chen, S.J., 1988, "Heat Transfer Calculations for Vaporizing Liquid Droplets Arrays in a High-Temperatuere Gas at Intermediate Reynolds Number," *Int. J. Heat and Fluid Flow*, 9(2), pp. 118~130.
- (16) Tsai, J.S. and Sterling, A.M. 1990, "The Combustion of Linear Droplet Arrays," *Twenty-Third Symposium (International) on Combustion*, pp. 1405~1411.
- (17) Ostrach, S., 1952, "Analysis of Laminar Convective Flow And Heat Transfer about a Flat Plate Parallel to The Direction of Generating Body Force," *NACA Technical 2635*.
- (18) Cairnie, L.R. and Harrison, J.L., 1982, "Natural Convection Adjacent to a Vertical Isothermal Hot Plate with a High Surface-to-Ambient Temperature Difference," *Int, J. Heat Mass Transfer*, 25(7), pp. 925~934.
- (19) Kuo, K.K., 1986, "Principles of Combustion," *John Wiley & Sons, New York*.
- (20) Ranz, W.E. and Marshall, W.R., 1952, "Evaporation form Drops, Part I," *Chemical Engineering Progress*, 48(3), pp. 141~146.
- (21) Ranz, W.E. and Marshall, W.R., 1952, "Evaporation from Drops, Part II," *Chemica Engineering Progress*, 48(4), pp. 173~180.
- (22) Choi, K.-J. and Delcorio, B., 1990, "Generation of Controllable Mono-dispersed Sprays Using Impulse Jet and Charging Techniques," *Rev. Sci. Instr.*, 61(6), pp. 1689~1693.