

고온고속류에서 기화를 고려한 연료액적의 분열(Breakup)기구 해석에 관한 연구

A Study on Analysis of Breakup Mechanism of Vaporizing Fuel
Droplet in High Temperature and Velocity Air Stream

김 관 철*, 황 상 순**
K.C.Kim, S.S.Hwang

ABSTRACT

In this study, an experimental study was performed to investigate the breakup mechanism of vaporizing droplet. A well-controlled experimental apparatus was used to study breakup mechanisms of a monodisperse stream of drops injected into a transverse high temperature and velocity air stream. The experiments gave informations about the microscopic structure of the liquid drop breakup process, drop breakup regimes, and drop trajectories in high temperature flow region. The breakup time, drop acceleration and wavelength of surface instability wave were measured from a high-magnification and double spark photography. The two instability theories, i.e., Kelvin-Helmholtz instability and Rayleigh-Taylor instability, were estimated by comparing the calculated data with the measurements. The results showed that the breakup time in high temperature flow condition is shortened because the surface tension is decreased by the increase of gas temperature.

주요기술용어: High temperature and velocity air stream(고온고속류), Breakup(분열), Atomization(미립화), Vaporization(기화), Breakup time(분열시간), Instability(불안정)

1. 서 론

액체분무 미립화는 디젤엔진, 가스터빈 엔진, 오일버너, 로켓, 직접분사식 가솔린엔진 등의 많은 실제적인 응용에서 사용되고 있다. 액체 연료의 미립화는 연료의 표면적을 증가시켜

연료의 기화율을 증대시키며, 기화에 의한 공간적인 공연비의 분포특성은 엔진의 성능 및 배기가스저감 등에 직접적인 영향을 미친다.

액체연료의 분무과정을 이루고 있는 현상들은 공기와의 상대속도에 의한 분열(breakup) 과정, 충돌(collision)과정, 합착(coalescence) 현상, 확산과 기화과정 등으로 구성되는데, 특히 액적의 분열과정은 액체연료의 미립화 특성에 가장 큰 영향을 미치는 인자로서

* 인천대학교 대학원

**인천대학교 기계공학과

Reitz와 Bracco^[1], Krzeczowski^[2], Pilch^[3], Hsiang^[4] 등에 의해서 많은 기초적인 연구가 진행되어 왔다. 특히, Pilch^[3]은 액적의 표면 장력과 주위가스의 관성력의 비인 Weber수 ($\rho_g u^2 a_0 / \sigma$)에 의하여 몇 가지 형태의 breakup 영역이 존재함을 밝혀 내고 Weber수가 증가함에 따라 bag breakup, boundary-layer stripping, catastrophic breakup 영역으로 나뉘짐을 실험적으로 보여 주었다. 이와 같은 많은 연구자들에 의해 진행된 이제까지의 액적의 분열과정에 대한 기본 연구는 주위 공기온도를 상온으로 두고 공기와의 상대속도 및 액적의 물리적인 변수에 따른 분열 특징만을 고려하였다. 이러한 상온에서의 분열에 대한 연구결과는 연료액적과 공기와의 온도차가 크지 않을 경우 실제 분무현상을 나타내는 분열 모델링으로 적절하게 사용되어 왔다. 그러나 실제 직접분사식 가솔린엔진이나 특히 디젤엔진에서 연료액적은 고온고압상태에서의 연료분사에 의해 분열되며 이런 주위상황에서는 연료의 분열과정중에 기화과정이 수반되기 때문에 상온에서의 분열현상과는 다른 형태를 나타낼 것으로 예상된다.

따라서, 실제 디젤엔진이나 직접분사식 가솔린엔진에 있어서 앞서 기술한 바와 같이 실린더내의 분무과정은 높은 상대속도에 의한 분열과정과 실린더내의 공기 압축에 의한 고온상태에서의 기화과정이 동시에 일어나기 때문에 기존의 상온에서의 분열과정에서 나타나지 않은 여러 현상에 대한 연구의 필요성이 대두되고 있다.

본 연구에서는 잘 제어된 실험장치와 고배율 반복스파크광원을 이용하여 상온상태에서와 같은 Weber수에서 온도 변화 (298 ~ 623K)에 따른 분열형태의 미세한 변화과정을 고속 사진촬영하였고, 이로부터 액적의 궤적, 분열시간, 가속도 그리고 표면 불안정파의 파장을 구하였으며, 이를 KH(Kelvin-Helmholtz) 불안정이론과 RT(Rayleigh-Taylor) 불안정이론에서 구해진 최대성장율과 파장 그리고 분열시간의 온도에 따른 변

화를 실험치와 비교하여 각 분열모델들의 적용가능성을 검토하였다.

2. 분열 및 미립화 이론

2.1 KH 불안정이론 (Wave Breakup Model)

이 모델은 액주표면에 공기와의 상대속도에 의해 미소크기의 KH(Kelvin-Helmholtz) 불안정 표면파가 존재하여 이 불안정파에 의해 액적이 분열된다는 개념으로 액체표면에 존재하는 미소크기의 불안정파에 선형운동방정식을 적용하여 분산방정식(dispersion equation)을 유도한다. Reitz^[5]는 이 분산방정식의 수치해를 곡선적합(curve fitting) 하여 다음과 같은 불안정파의 최대성장율(Ω)과 파장(Λ)관계식을 구하였다.

$$\frac{\Lambda}{a_0} = 9.02 \frac{(1+0.45Z^{0.5})(1+0.47T^{0.7})}{(1+0.87We_g^{1.67})^{0.6}} \quad (1)$$

$$\Omega \left(\frac{\rho_l a_0^3}{\sigma} \right)^{0.5} = \frac{0.34 + 0.38 We_g^{1.5}}{(1+Z)(1+1.4T^{0.6})} \quad (2)$$

$$\text{여기서, } We_g = \frac{\rho_g U^2 a_0}{\sigma}, \quad Re_l = \frac{U a_0}{\nu_l}$$

$$Z = \frac{We_l^{0.5}}{Re_l}, \quad T = Z We_g^{0.5}, \quad We_l = \frac{\rho_l U^2 a_0}{\sigma}$$

(l : liquid, g : air, σ : surface tension)

그리고 새로운 액적은 가장 빨리 성장하거나 또는 가장 불안정한 표면파의 파장에 비례하는 액적 직경을 갖는 blob으로부터 형성된다고 가정하였다. 이 경우에 표면파의 분열 특성시간은 다음으로부터 정해진다.

$$\tau = \frac{3.726 B_1 a_0}{\Lambda \Omega} \quad (3)$$

여기서, a_0 는 모액적의 반경이고 B_1 은 분열시

간상수(breakup time constant)로서, Reitz^[5]는 이 값이 분열과정에서 초기 교란의 크기를 나타낸다고 생각하였다. 또 이 값은 액적의 궤적에 영향을 주는 결정적인 인자로 유동조건에 따라 값이 달라진다.^[6]

2.2 RT 불안정 이론
(RT Instability Breakup Model)

RT(Rayleigh-Taylor) 불안정모델은 밀도가 일정하지 않은 액적과 가스 접촉면의 뒷면에서 액적이 밀도가 낮은 가스방향으로 가속이 될 때, 밀도차에 의해 불안정파가 발생된다는 개념으로서 불안정파의 최대 성장률(ω)과 파장(λ) 그리고 분열시간(τ_b)은 다음 식으로부터 구해진다.^[7]

$$\lambda = 2\pi \sqrt{\frac{3\sigma}{a(\rho_l - \rho_g)}} \quad (4)$$

$$\omega = \sqrt{\frac{2[a(\rho_l - \rho_g)]^{3/2}}{3\sqrt{3}\sigma(\rho_l + \rho_g)}} \quad (5)$$

$$\tau_b = \frac{B_2}{w} \quad (6)$$

여기서, a 는 액적의 가속도이고, B_2 는 RT모델 상수이다.

위에 기술된 분열모델에 쓰여지는 고온에서의 액체연료의 물성치들의 변화는 공기노즐출구에서 액적과 고온유속의 공기와의 열전달을 고려하여 계산하였는데, 본 연구에서는 액적의 표면 온도를 막온도(film temperature, $\frac{T_l + T_g}{2}$)로 가정하고 계산하였다. 또한 온도에 따른 물성치들은 3차원 압축성 유체역학프로그램인 KIVA-II^[8]의 fuelib.f에 있는 물성치를 이용하였다.

2.3 액적항력모델

액적의 항력계수는 통상 액적을 구형의 강체로 가정하여 액적의 레이놀즈수(Reynolds

number)변화에 따라 구한 Stokes 항력식에 분열과정중에 작용하는 힘을 스프링-질량시스템의 질량, 스프링, 댐핑력으로 유사시킨 TAB(Taylor Analogy Breakup)모델에서 구한 무차원 변위함수(distortion parameter)를 도입한 액적항력모델(dynamic drop drag model)을 두 불안정모델에 사용하였다. 실제로 실험결과를 살펴볼 때 액적이 공기류의 관성력에 의하여 초기 구형에서 변형되어 높은 상대속도에서는 거의 원판형으로 변형되어 버리기 때문에 이러한 액적의 변형이 적절히 고려되어야 한다.

무차원 변위함수(y)는 다음 식으로부터 계산되어진다.

$$\ddot{y} = \frac{2}{3} \frac{\rho_g U^2}{\rho_l r^2} - \frac{8\sigma}{\rho_l r^3} y - \frac{5\mu_l}{\rho_l r^2} \dot{y} \quad (7)$$

$$y(t) = \frac{We}{12} + e^{-wt_d} \left[(y(0) - \frac{We}{12} \cos wt + (\frac{\dot{y}(0)}{w} + \frac{y(0) - \frac{We}{12}}{wt_d} \sin wt) \right] \quad (8)$$

여기서, $t_d = \frac{2\rho_l r^2}{5\mu_l}$, $w = \sqrt{\frac{8\sigma}{\rho_l r^3} - \frac{1}{t_d^2}}$

구형의 강체로 가정하고 구한 액적의 항력계수와 실제 변형을 고려한 항력계수식은 다음과 같다.

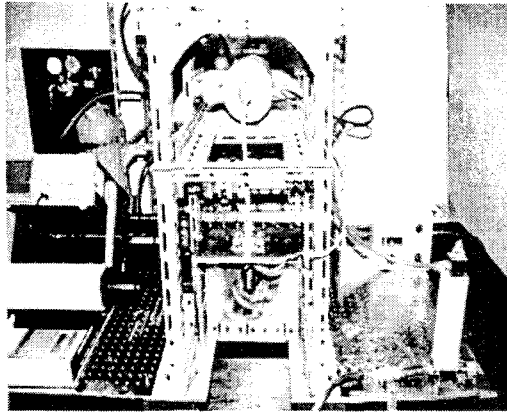
$$C_{d, sphere} = \begin{cases} \frac{24}{Re_d} (1 + \frac{1}{6} Re_d^{\frac{2}{3}}) & Re_d \leq 1000 \\ 0.424 & Re_d > 1000 \end{cases} \quad (9)$$

$$C_d = C_{d, sphere} (1 + 2.632y) \quad (10)$$

3. 실험장치 및 실험방법

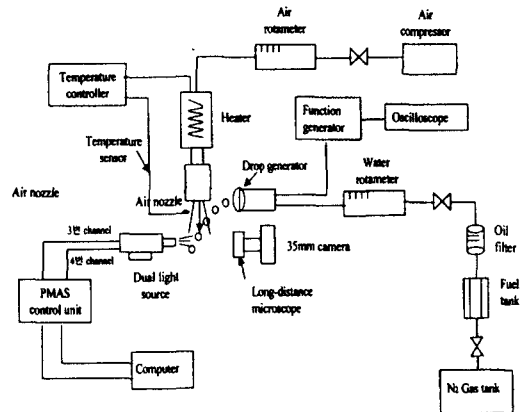
실험장치의 개략도는 Fig.1에서 보는 바와 같다. 실험장치는 고온고속류에서의 분열과정을 연구하기 위해서 잘 제어된 실험장치를 필요로 하며, 크게 단일액적발생장치(Monodisperse

droplet generator)와 공기공급장치, 정밀제어 가열장치, 정압연료공급장치 그리고 고배율 반 복스파크광원장치로 나눌 수 있다.



(a)

17.7m/s 로서, Fig.2에서 처럼 공급되는 공기와 수직으로 분사된다. 단일액적 발생장치에서 발생시킨 액적이 제트(jet)의 가장자리에서 혼합



(b)

Fig.1 Photographs of experimental apparatus(a) and schematic diagram of experimental apparatus(b)

단일 액적발생장치는 Berglund-Liu 액적발생기^[9]와 함수발생기(Function generator)를 사용하여 일정한 크기의 액적을 발생시킨다. 정압연료공급장치는 질소가스를 이용하여 일정한 압력상태에서 일정체적의 유량을 공급하도록 하였다. 고온공기 공급장치는 상용온도가 최대 650℃이고, 과열사용한도가 850℃인 직경 0.65mm의 K형 열전대를 공기노즐 출구에 설치한 온도제어기(Temperature controller)와 히터(Heater)를 사용하여 일정한 고온의 공기를 공급하였다. 히터는 Ni(90%)-Cr(10%) 합금으로 된 재료를 사용하였고, 가열재(heating element)의 보호를 위해서 히터에 공급되는 전압은 AC 0~220V까지 조절할 수 있도록 하였다.

본 실험에서 사용된 액체는 Ethyl Alcohol (C₂H₅OH)이며, 상온에서 물성치는 밀도 $\rho = 783 \text{ kg/m}^3$, 점성계수 $\mu = 1.15 \times 10^{-3} \text{ Pa}\cdot\text{s}$, 표면장력 $\sigma = 0.024 \text{ kg/s}^2$ 이다. 액적발생기에서 공급되는 체적유량 $Q = 8.35 \text{ cm}^3/\text{min}$ 이고, 가진주파수(exciting frequency)는 43kHz 로서 182 μm 의 액적을 발생시킨다. 가진주파수는 최대전압이 20V이고 사각파(square wave)를 갖는 함수발생기에 의해 발생시킨다. 액적의 분사속도는

영역(mixing layer)의 영향을 최소화하기 위하여 Fig.2 에서처럼 공기노즐의 단면형상을 수렴하는 유선형으로 하였고, R/D = 1.0, D= 5mm 로 결정하였다. 또한, 들어가는 액적의 위치를 공기 노즐 출구로부터 1.5mm로 하여 혼합영역의 영향을 최소화하도록 하였다. 공기유속은 열선유속계를 사용하여 공기 체적 유량계를 보정하여 측정하였다.

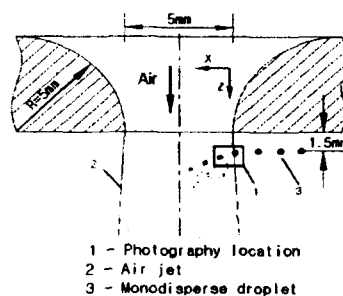


Fig.2 Schematic diagram of air-nozzle exit

이와 같은 실험장치를 통한 단일 연료액적분열 과정의 시간변화를 고속 사진촬영하기 위하여 반복스파크 광원을 사용하였다. 스파크 광원은 시간지연기(time delay)에 의하여 두 개

스파크간의 간격을 조절할 수 있는데, 본 실험에서는 5~20 μ s을 사용하여 분열되는 액적의 속도와 분열현상을 측정하였다. 측정장비는 V-TEK의 PMAS (Particle Motion Analysis System)광원 및 Microscope와 Nikon 35mm 카메라 그리고 분열과정을 세밀하게 촬영하기 위해 INU HI-TEK의 Zoom Lens를 35mm 카메라에 연결하여 사용하였다. 본 실험에서 Zoom Lens의 작동거리는 최대 36mm이며, 최고배율은 흑백필름상으로 32배였다. 필름은 Kodak ASA400 Negative Film을 사용하였다.

공급되는 공기의 온도범위는 298~623K까지로 설정하여 실험하였다. 고온공기공급기에서 히터는 연속적(1시간 이상)인 히터내부의 가열로 인해 가열재들이 열팽창하며 고속(200 m/s이상)의 공기가 공급되면 가열재들의 열팽창이 더욱 증가되어 끊어질 가능성이 크게 된다. 실제로 본 실험을 진행하는 동안 673K까지 공기 온도를 증가시켰을 때, 히터 내부의 가열재들이 끊어지는 경우가 발생하였다. 그리고 고온공기의 난류 효과를 줄이기 위해서 히터출구와 공기노즐 입구 부분을 곡선형 동관으로 연결하였다.

Table.1 Experimental Conditions and Variables

Case	Air velocity (m/s)	Air temperature (K)	Weber number (We_g)	Reynolds number (Re_g)
a-1	80	298	61	931
a-2	125	298	149	1454
a-3	210	298	421	2443
b-4	101	473	61	540
b-5	157	473	149	844
b-6	265	473	421	1418
c-7	116	623	61	377
c-8	181	623	149	591
c-9	302	623	421	993

(a: 298K, b:473K, c:623K)

공기의 유속은 상온에서 80m/s, 125m/s, 210m/s로서 각각 bag breakup, boundary-

layer stripping breakup (또는 shear), surface wave instability (또는 catastrophic)breakup 영역으로 대표되는 Weber수를 나타낼 수 있는 조건을 취하였다.^[10] 고온에서는 상온에서와 동일한 Weber수를 갖는 유속조건에서 실험을 행하여 고온조건이 breakup 유형에 어떠한 영향이 있는지를 파악해보도록 하였다.

본 연구의 각각의 경우에 대한 실험조건과 작동변수들이 Table.1에 요약되어 있다. 여기서 Weber수와 레이놀즈수(Reynolds number)는 공기의 밀도와 액적의 직경에 기초한다.

4. 실험결과 및 고찰

Fig.3은 공기의 흐름이 없을 때 Berglund-Liu 액적발생기^[9]에 의해 균일한 크기의 단일 액적 흐름이 발생됨을 보여준다. 입경은 182 μ m, 액적간의 간격은 378 μ m이며, 17.7m/s로 그림의 왼쪽에서 오른쪽으로 들어간다.

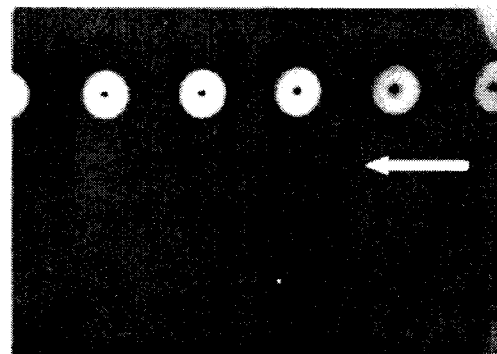


Fig.3 Monodisperse droplet stream

액적의 크기는 액적이 완전히 구형이라는 가정하에서, 다음의 관계식으로부터 결정되어진다.

$$d = \left(\frac{6Q}{\pi f}\right)^{1/3}$$

여기서, Q는 액적의 체적유량이며, f는 가진주파수이다. 위의 관계식으로부터 구해진 액적의 크기는 184 μ m로서 실제 측정된 크기와 거의 동일하다. 또한 실험에서 발생한 액적형태는 거의

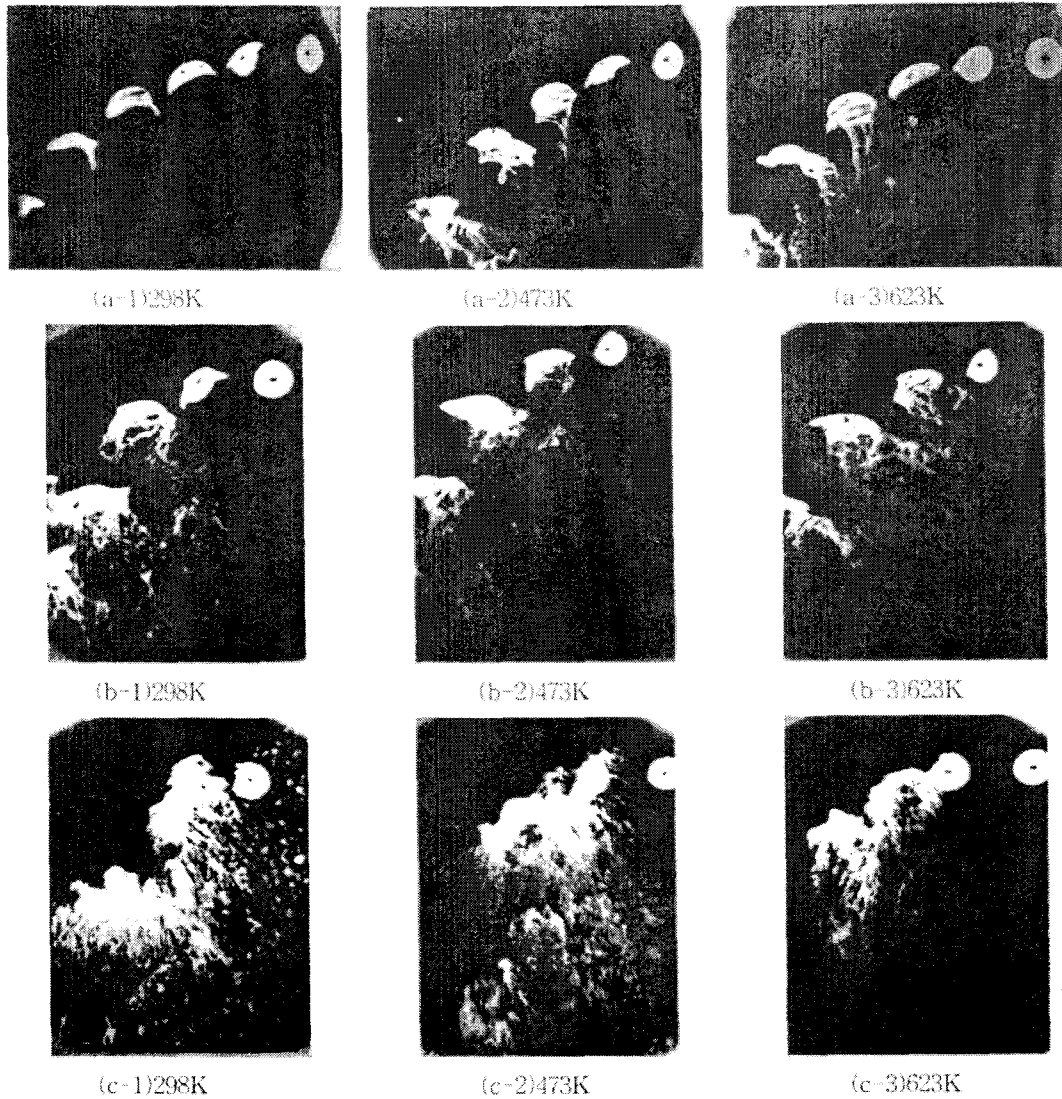


Fig.4 Breakup photographs at (a) $We=61$, (b) $We=149$, (c) $We=421$ with elevated temperatures

구형임을 확인할 수 있다. 간혹 구형의 액적이 진동하는 것이 보이는데, 이것은 액적의 고유진동수와 가진주파수의 영향 때문이다. 본 실험에서는 액적발생기와 공기노즐 출구사이의 거리를 약 45mm로 하여 진동의 영향을 최소화하였다.

Fig.4은 bag breakup, boundary-layer stripping breakup, catastrophic breakup 영역에 대하여 온도에 따라 액적이 분열되는 과정을 보여주는 사진으로서, 사진부의 위치는 공기노즐 출구의 액적과 공기유속이 만나는 지점에서,

공기유속이 작아 액적의 굴절이 크지 않은 $We=61$ 영역에서는 분사방향(가로방향)의 현상을 좀더 관찰할 수 있도록 가로×세로, 2mm×1.4mm로 상을 촬영하였고 공기에 의한 굴절이 큰 $We=149, 421$ 영역에서는 공기유속방향(세로방향)의 현상을 좀더 관찰할 수 있도록 가로×세로, 1.4mm×2mm로 상을 촬영하였다. Fig.4에서 온도는 298K, 473K, 623K이며, 공기유속은 Fig.4(a)에 대하여 각각 80, 101, 116m/s, (b)에 대하여 125, 157, 181m/s, (c)에 대하여는 210, 265, 302m/s이다.

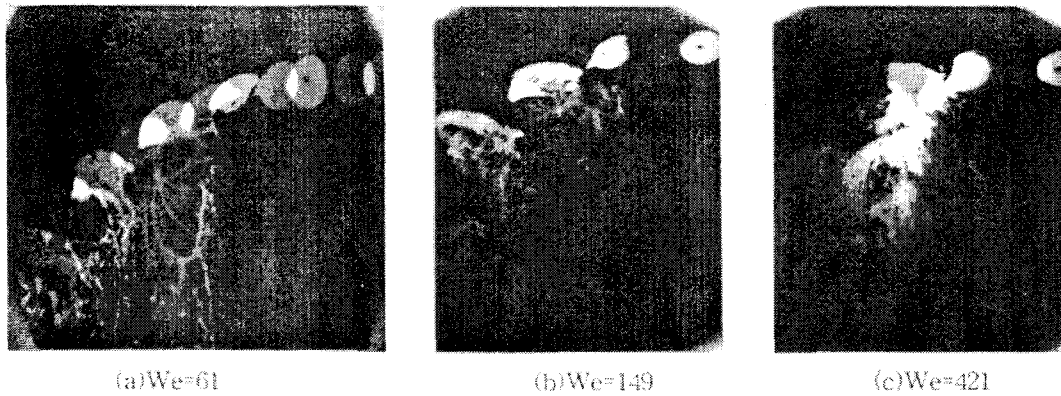


Fig.5 Double spark photographs at 623K with 10 μ s time intervals

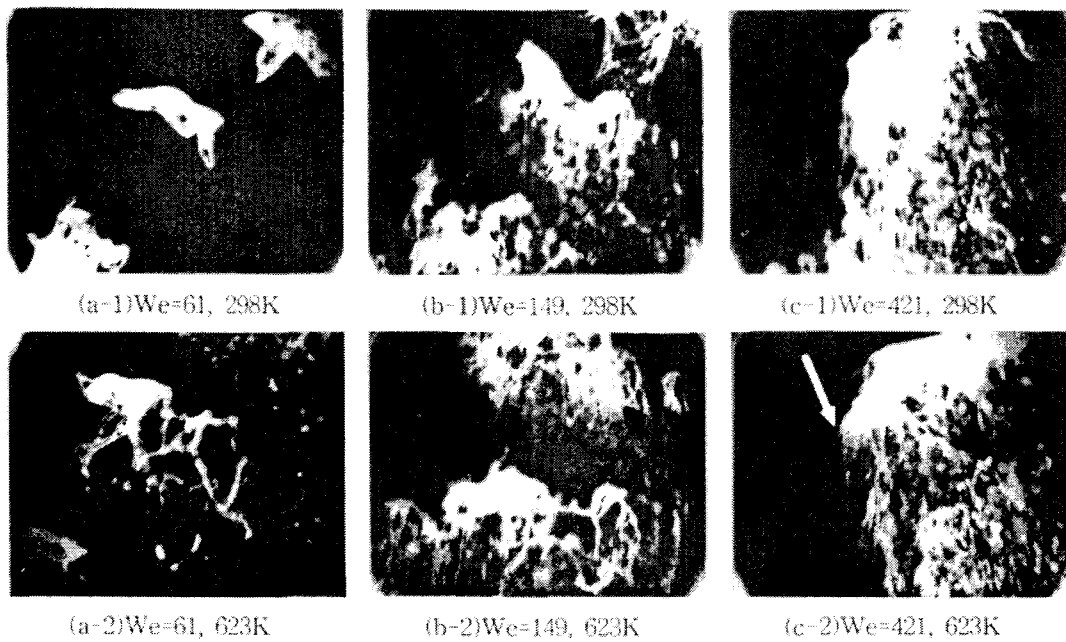


Fig.6 High-magnification photographs in three different breakup regimes at 298K and 623K

<Bag breakup 영역>

Fig4.(a)는 We=61의 조건으로서 bag breakup 영역을 보여주고 있다. 이 영역에서는 액적은 원형중앙부분의 공기의 동압에 의하여 변형되어 액적의 중앙부분에 비누방울과 같은 액체막이 형성되는데, 본 실험에서는 액체막이 액적의 가장자리에서 일부 나타나는 것을 상온조건

(298K)에서 확인할 수 있었다. 그리고 고온이 될수록 액체막 형태보다는 가는 실모양의 ligament로 형성됨을 관찰할 수 있다. 이는 통상 bag형태 액체막의 분열과정이 ligament로 진행되는데 온도의 영향에 의해 보다 빠른 ligament형태로의 변화과정을 확인할 수 있었다.

Fig.5는 623K의 고온공기유속에서 각각의

breakup 영역에 대하여 10 μ s 간격의 반복스파크 광원으로 찍은 사진이다. 상의 밝은 부분이 첫 번째 광원이고 어두운 부분이 10 μ s 후의 두 번째 광원에 의한 상이다. 반복스파크 광원사진으로부터 측정된 액적의 분열시간은 상온에서는 액적이 공기 노즐을 들어간 후 63.4 μ s 후에 분열을 시작하며, 473K, 623K의 공기흐름에서는 각각 36.8 μ s, 33.2 μ s 후에 분열을 시작한다. bag의 분열은 온도가 올라갈수록 더 빨리 진행됨을 반복스파크사진에서도 관찰할 수 있다.

Fig.6은 온도변화에 따른 분열과정을 보다 자세히 보기 위해 상온과 623K의 고온 공기유속에서 3개의 다른 breakup 영역에 대하여 INU HI-TEK의 고배율사진기로 찍은 분열사진이다. Fig.6(a)의 고배율 사진을 보면, 액적의 아래부

ligament들로 천이되는 boundary-layer stripping 영역을 보여주고 있다. 온도가 증가할수록 전단력에 의해 생긴 얇은 sheet가 보다 빨리 ligament로 천이됨을 보여준다. 상온에서 액적은 24.8 μ s 후에 분열하기 시작하며 473K, 623K의 공기흐름에서는 각각 20 μ s와 19 μ s가 지난 후에 분열하기 시작한다. 이 영역에서도 bag 영역과 마찬가지로 고온의 공기와의 열전달에 의해 액적의 표면온도가 증가함으로써 액적의 표면장력이 감소하여, 액적이 외부교란에 대하여 안정하게 하려는 성질을 상온에서보다 더 빨리 잃어버리기 때문에 고온으로 갈수록 더 빨리 분열되는 것으로 생각된다. Fig.4(b) 액적의 아래부분에 형성된 ligament들을 보면 상온에서는 고온에 비해 더 긴 ligament들을 볼

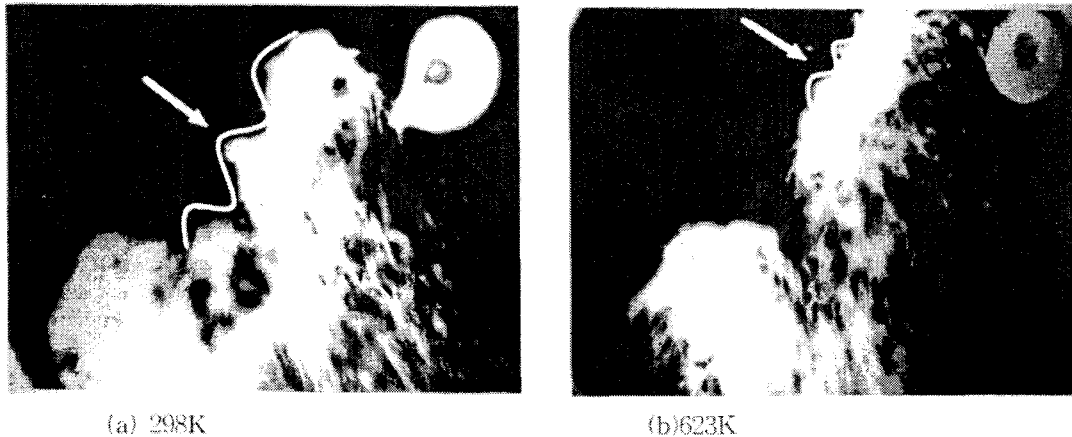


Fig.7 High-magnification photographs in catastrophic breakup regime at 298K and 623K
Surface instability wave is observed(Wavelength is 132 μ m and 76 μ m)

분에 상온에서 나타나지 않은 많은 실타래와 같은 ligament들이 보이며, 이 ligament의 분열과정으로 생겨난 작은 액적들이 떨어져 나감을 관찰할 수 있다.

<Boundary-layer stripping breakup 영역>

Fig.4(b)는 We=149로서 bag breakup 영역과는 달리 공기와 액적의 상대속도가 커짐에 따라 액적의 가장자리 부분에 공기의 점성력에 의한 전단력에 의하여 매우 얇은 sheet들이 생겨나고 이 sheet들이 나중에 실 형태의

수 있는데 이것은 상온에서는 상대적으로 미세한 ligament들이 남아있지만, 고온에서는 고온공기와 열전달에 의해 미세한 ligament들이 증발하기 때문이다. Fig.6(b)의 고배율사진에서도 ligament들의 증발을 관찰할 수 있다.

<Catastrophic breakup 영역>

Fig.4(c)는 We=421의 조건으로 공기유속이 210m/s 이상의 큰 값을 가진다. 그림에서 보는 것처럼 마치 충격파 같은 것이 액적에 부딪혀 순간적으로 액적이 폭발하는 것처럼 보이며, 수

많은 ligament들이 형성됨을 관찰할 수 있다. 그리고 납작해진 액적의 중앙부분에 진폭이 큰 불안정파가 생겨나는 catastrophic breakup 영역을 보여주고 있다.

Fig.7은 catastrophic breakup 영역의 고배율 사진으로 상온과 623K의 고온의 공기유속에서 액적의 표면에 불안정파가 발생함을 볼 수 있다. 이 불안정파에 대하여 Hwang과 Reitz^[11]는 측정된 파장과 예측된 파장의 비교를 통해서 큰 크기의 조각으로 분열시키는 큰 파장을 가지는 파는 가속하는 액적의 뒤표면에서 생기는 RT불안정파로 설명하였고, 보다 짧은 파장의 파를 KH불안정파로 보았으며 이러한 KH파는 RT파에 의해 생성된 조각들의 가장자리에서 시작되는 것으로 유추하였다. Fig.7의 catastrophic breakup 영역의 고배율 사진으로부터 불안정파의 파장을 측정하였는데 상온에서는 132 μm , 623K 공기온도에서는 76 μm 의 크기를 갖는 불안정파가 발생하였고 발생된 불안정파의 파장은 고온의 공기유속에 의해 짧아짐을 확인할 수 있었다.

이와 같이 측정된 불안정파의 파장을 KH불안정 이론과 RT불안정이론으로 구한 결과와 비교하여 Table.2에 나타내었다.

Table.2 Comparison of Measured and Predicted Surface Wavelengths

T(K)	실험 (μm)	KH		RT	
		λ (μm)	$1/\Omega$ (μs)	λ (μm)	$1/\omega$ (μs)
298	132	5.4	0.26	58.5	3.74
623	76	1.4	0.05	40.4	3.11

Table.2에서 보는 바와 같이 RT 불안정이론으로부터 구한 불안정파의 파장이 실험값에 잘 접근하는 것을 보여준다. 그리고, RT불안정이론으로부터 구한 파장이 KH불안정이론으로부터 구한 값

보다 더 큰 값을 나타내는데, 이는 Hwang과 Reitz^[11]가 설명한 결과와 유사한 경향을 보인다. 그리고 공기의 온도가 증가함에 따라서 측정된 파장이 짧아지는데 KH와 RT이론을 통해서도 예측 가능함을 보여준다.

불안정파의 성장속도는 고속에서의 광학시스템의 한계성과 현상의 불균일성 때문에 측정하지 못하여 파장과 성장속도의 관계를 실험적으로는 밝히지 못하였다. catastrophic breakup 영역에서 분열시간은 액적이 공기제트에 들어간 후, 순간적으로 분열이 일어나기 때문에 bag breakup영역과 boundary-layer stripping 영역에서처럼 정확히 측정하진 못했지만 반복스파크 광원을 20, 15, 10, 5 μs 로 주고 촬영한 사진으로부터 약 10~15 μs 정도의 분열시간을 가짐을 거시적으로 측정하였다. Fig.4(c)의 catastrophic breakup 영역사진에서 상온과 623K인 분열사진을 비교했을 때, 623K의 분열사진에서 ligament들의 증발이 명백히 관찰된다. 그리고 모액적 크기(사진상에서 진한 부분)도 상온에 비해서 줄어들음을 확인할 수 있다. Fig.6(c)의 고배율 분열사진에서도 ligament들의 증발과 모액적의 감소를 관찰할 수 있다.

온도변화가 분열시간에 미치는 영향을 파악하기 위하여 Fig.8에 반복스파크 광원사진으로부터 측정된 값과 KH불안정이론과 RT불안정이론으로부터 구한 계산결과를 비교하여 보았다.

실험으로부터 구한 분열시간은 bag breakup 영역에 대해서는 액적이 공기노즐출구에 들어간 후 액막이나 ligament들이 형성되는 시점을 기준으로 하였고, boundary-layer stripping breakup 과 catastrophic breakup 영역에 대하여는 sheet가 형성되는 시점을 기준으로 계산하였다. Fig.8에서 (a),(b),(c)는 액적의 표면온도를 막은도로 가정하고 구한 분열시간이며, (d)는 고온공기에 의한 열전달시간이 충분히 거의 액적의 표면온도가 공기온도와 같다고 하는 무한 열전도(infinite conductivity)로 가정하여 구한 분열시간값으로 나타내었다. 실험에서 사용한 Ethyl Alcohol의 물성치는 523K까지만 나타나 있기 때문에 623K의 물성치는 523K로 대신하

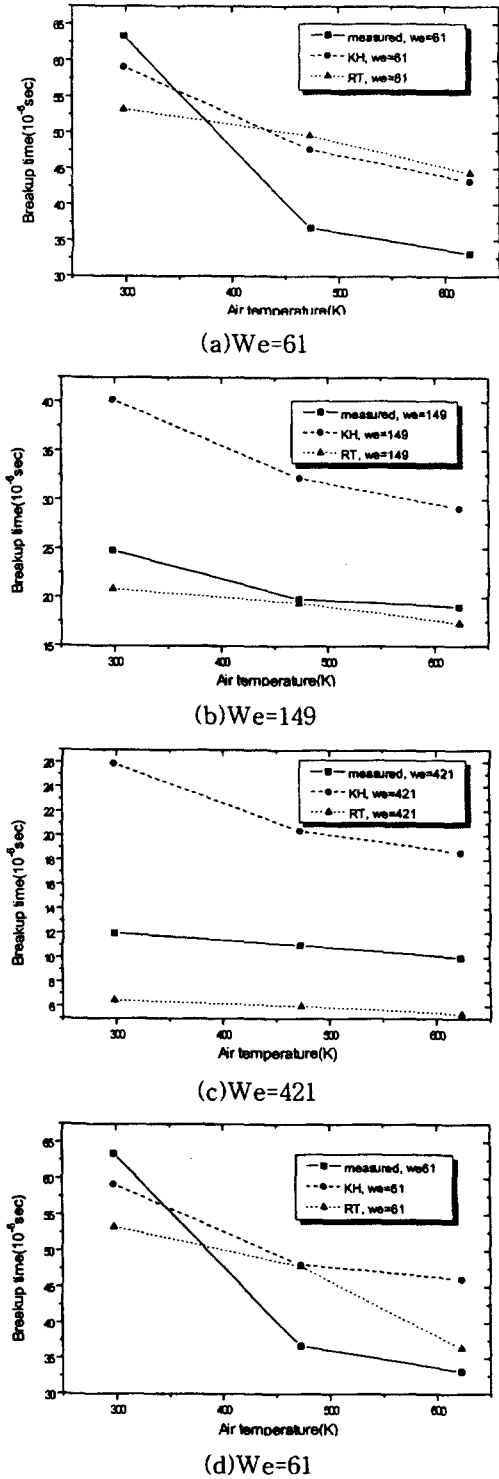


Fig.8 Comparison of measured and predicted breakup times ((a),(b),(c): film temperature, (d): infinite conductivity)

였다. KH이론에서 분열시간상수 B_1 값과 RT이론에서 모델상수 B_2 값은 O'Rourke와 Amsden^[12]이 제안한 $\sqrt{3}$ 을 두 이론에 동일하게 적용하였다. Fig.8(a) We=61인 bag breakup 영역을 보면 KH이론은 상온에서는 실험치를 잘 예측하지만 온도가 증가함에 따라서 RT이론과 마찬가지로 실험치보다 더 느린 분열시간값을 예측한다. 즉 상온에서는 실험치보다 빠른 분열시간값을 예측하지만 공기온도가 고온으로 갈수록 더 느린 분열시간값을 예측하는데 이것은 액적의 표면온도를 막온도로 가정하였는데 실제로 액적표면에서 고온의 공기와의 열전달이 막온도 이상으로 일어나기 때문으로 판단된다. 따라서 액적의 표면온도를 공기의 온도와 같다는 무한열전도로 가정하여 계산을 수행하여 보았다. 그 결과가 Fig.8(d)에 나타나있다. Fig.8(d)를 보면 623K의 공기온도에서 RT이론으로부터 구해진 분열시간값은 실험치를 잘 예측하지만 KH이론은 막온도로 가정했을 때와 마찬가지로 상당히 느리게 예측한다.

Fig.8(b) We=149인 boundary-layer breakup영역에서 RT이론은 실험치에 거의 유사한 값을 예측하지만 KH이론은 상대적으로 매우 느린 분열시간값을 예측한다. 특히 공기온도가 473K에서 KH이론은 32.2 μ s로서 실험치의 19.8 μ s보다 매우 느린 값을 예측하지만 RT이론은 19.4 μ s로서 실험치와 거의 동일한 값을 예측한다.

Fig.8(c) We=421인 catastrophic breakup영역의 분열시간을 보면 측정된 실험값에 RT이론이 KH이론보다 실험치에 잘 접근하는 경향을 보인다. 전반적으로 세개의 breakup 영역 모두에서 RT이론이 실험치와 잘 일치하며 KH이론보다 더 빠른 분열시간값을 예측한다. 이와 같이 KH이론에 비해 RT이론이 더 빠른 분열시간을 갖는 것은 RT이론에서는 가속도의 영향을 고려하였기 때문이다. 즉 동일한 웨버수에서 공기의 온도가 증가할수록 액적과 공기와의 상대속도는 커지게 되어 액적의 가속도는 증가하게 된다. 따라서 RT이론에서 불안정파의 최대성장율은 식(5)에서 보는 바와 같이 증가된 액적의 가속도에 의해 더 큰 성장률을 갖는 불

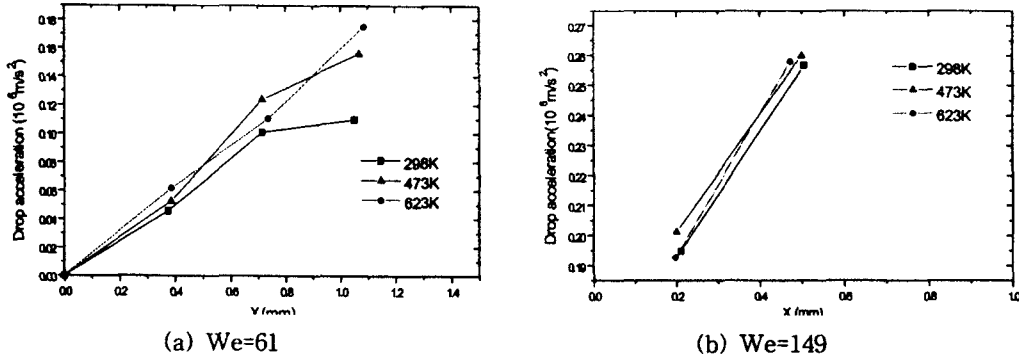


Fig.9 Measured drop acceleration at (a)We=61,(b)We=149 with elevated temperature

안정파를 유도하여 액적이 더 빨리 분열되게 한다.

Fig.9은 RT이론에서 중요한 변수인 가속도에 미치는 온도의 영향을 보기 위해 Weber수 61, 149인 영역에서, 노즐 출구 부분에서 반복스파크 사진으로부터 실험적으로 측정된 가속도를 보여주는 그림이다. X축의 값은 액적이 노즐출구에 들어가서 공기유속과 만나는 점을 기준으로 하여 액적의 진행방향으로 놓았다. 액적의 가속도를 실험적으로 구할 때 공기유속 진행방향(Z축)의 속도를 기준으로 하여 측정하였는데 이것은 상대속도에 가장 큰 영향을 주는 것은 노즐 출구의 공기유속이므로 공기유속 방향이 가속도항의 효과를 나타내는데 가장 유효한 것으로 판단하였기 때

문이다.

Fig.9(a) We=61영역의 액적가속도 그림에서 고온일 때 가속도의 값이 더 높게 나타남을 확인할 수 있다. Fig.9(b) We=149의 액적가속도 그림에서도 고온에서 액적가속도의 값이 더 높게 나타나는 경향을 보여 주고 있다. 두 영역 모두에서 공기온도가 증가할수록 액적의 가속도가 상온에 비해 높게 나타난 것은 액적이 고온공기유속과의 열전달에 의해 액적 표면의 온도가 증가하여 상온보다 액적이 더 빨리 분열되며 또한 미세한 ligament들이 증발함으로써 모액적의 질량이 감소하게 되는데, 더 작아진 모액적은 고온의 공기유속을 더 잘 따라가게 되어 Z축 방향으로 더 빨리 가속되기 때문이다.

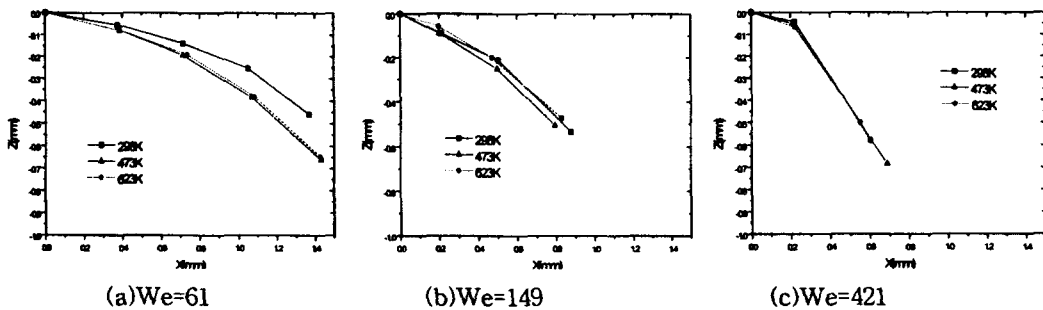


Fig.10 Measured droplet trajectories in three different breakup regimes with elevated temperatures.

Weber수가 61인 영역에서의 초기가속도는 약 $0.06 \times 10^6 \text{ m/s}^2$ 의 값을 가지며, Weber수가 149인 영역에 대하여는 약 $0.21 \times 10^6 \text{ m/s}^2$ 의 값을 갖는다. 그리고 Weber수 421인 영역에 대하여는 반복스파크 분열사진으로부터 구한 액적의 초기가속도의 값은 $1.0 \times 10^6 \text{ m/s}^2$ 였다.

Fig.10은 각 영역에 대하여 실험으로 측정된 온도에 따른 모액적의 궤적을 보여주는 그림이다. Weber수가 149, 421인 영역에서 온도에 따른 영향이 거의 없는데, Weber수가 61인 영역에서는 공기의 온도가 고온에서는 더 굴절되는 것을 보여준다. 이것은 공기유속이 고속인 $We=149, 421$ 인 영역에서는 액적이 공기노즐출구로 들어갈 때, 노즐출구근처에서 액적이 고온의 공기와 충분한 열전달을 하지 못하고, 고속의 공기유속을 따라가지만, $We=61$ 인 영역에서는 노즐출구근처에서 $We=149, 421$ 의 고속인 경우에 비해 노즐출구근처에서 존재하는 시간이 길기 때문에 고온의 공기유속과 충분한 열전달을 하게 되어 액적의 초기구형을 유지하려는 표면장력을 감소시켜 이로 인해 짧아진 분열시간에 의한 효과로 판단된다.

이와 같은 궤적에 대한 온도의 영향은 향후 수치계산에서 매우 유용한 데이터로 활용할 수 있으리라 판단된다.

5. 결 론

잘 제어된 실험장치와 반복스파크 광원으로부터 얻어진 온도변화에 따른 breakup 과정에 대한 사진과 RT불안정이론과 KH불안정이론의 수치계산의 결과를 토대로 다음의 결과를 얻었다.

1. 고온 및 상온에서 Weber수가 61, 149, 421로 증가함에 따라서 bag breakup, boundary-layer stripping, catastrophic breakup 현상이 나타남을 확인하였고, 고온에서도 Weber수에 따른 breakup 영역의 분류가 유효함을 확인할 수 있었다.
2. Bag breakup영역에서 증가된 공기온도에 의한 표면장력의 감소와 빠른 기화로 인하여 액막의 일종인 bag이 더 빨리 사라짐을 확인하였고,

boundary-layer stripping 영역에서도 액적의 가장자리에 형성된 sheet가 고온조건에서 보다 빨리 ligament로 천이됨을 확인하였다.

3. 반복스파크 사진으로부터 분열시간 측정결과, 공기의 온도가 증가함에 따라 액적의 분열시간이 짧아지는 것을 확인하였다.

4. RT불안정이론으로 구해진 분열시간이 KH 불안정이론에 비해 실험치에 더 잘 접근함을 확인하였고, 이는 온도의 변화에 따른 가속도의 영향을 RT불안정이론이 보다 적절히 나타내는데 기인하는 것으로 판단된다.

5. Weber수 421의 catastrophic breakup 영역에서, 실험사진으로부터의 불안정파의 파장 측정결과와 KH불안정이론과 RT불안정이론의 계산결과와의 비교를 통해서 RT불안정이론이 온도에 따른 breakup과정을 보다 잘 재현할 수 있음을 확인하였다.

후 기

본 연구는 한국과학재단의 핵심전문연구과제 (과제번호: 971-1005-028-2)지원에 의해 수행되었으며 이에 감사드립니다.

참고문헌

1. R.D. Reitz and F.V. Bracco, "Mechanism of Breakup of Round Liquid Jets," In Encyclopedia of Fluid Mechanics, Gulf Pub., Houston, Tx, pp.233-249, 1986.
2. S.A. Krzeczowski, "Measurement of Liquid Droplet Disintegration Mechanism," Int. J. Multiphase Flow, Vol.6, pp.227-239, 1980.
3. M. Pilch and C.A. Erdman, "Use of Breakup Time Data and Velocity History Data to Predict the Maximum Size of Stable Fragments for Acceleration-Induced Breakup of Liquid Drop," Int. J. Multiphase Flows, Vol.13, pp.741-757, 1987.
4. L.P. Hsiang and G.M. Faeth, "Secondary

- Breakup in the Deformation Regime," AIAA Paper 92-0110, 30th Aerospace Meeting and Exhibit, Reno, NV, Jan.6-9, 1992.
5. R.D. Reitz, "Modeling Atomization Processes in High-Pressure Vaporizing Sprays," Atomization and Sprays Technology, Vol.3, pp.309-337, 1987.
 6. A.B. Liu, D. Mather and R.D. Reitz, "Modeling the Effects of Drop Drag and Breakup on Fuel Sprays," SAE Paper 930072, 1993.
 7. L.M. Ricart, R.D. Reitz and J.E. Dec, "Comparisons of Diesel Spray Liquid Penetration and Vapor Fuel Distributions with In-Cylinder Optical Measurements," University of Wisconsin-Madison, 1998.
 8. A.A. Amsden, P.J. O'Rourke and T.D. Burtler, "KIVA-II, A Computer Program for Chemically Reactive Flows with Sprays," Los Alamos National Laboratory Report No, LA-11560-MS, 1989.
 9. R.N. Berglund and B.Y.H. Liu, "Generation of Monodisperse Aerosol Standards," Exp. Sci. Technol., Vol.7, pp.147-153, 1973.
 10. A.B. Liu and R.D. Reitz, "Mechanisms of Air-Assisted Liquid Atomization," Atomization and Sprays, Vol.3, pp.55-75, 1993.
 11. S.S. Hwang, Z. Liu and R.D. Reitz, "Breakup Mechanisms and Drag Coefficients of Liquid-Spray Vaporizing Liquid Drops," Atomization and Sprays, Vol.6, pp.353-376, 1996.
 12. P.J. O'Rourke and A.A. Amsden, "The TAB Method for Numerical Calculation of Spray Droplet Breakup," SAE Paper 872089, 1987.