

통상 및 미소 중력의 초임계 압력하에서 일차원 액적 배열의 화염 퍼짐 거동의 비교 연구

박 정* · 신현동** · 小林秀昭*** · 新岡嵩***
(1998년 9월 9일 접수)

Comparative Study of Flame Spread Behaviors in One Dimensional Droplet Array Under Supercritical Pressures of Normal Gravity and Microgravity

Jeong Park, Hyun Dong Shin, Hideaki Kobayashi and Takashi Niioka

Key Words: Flame Spread(화염 퍼짐), Flame Propagation(화염 전파), Droplet Spacing(액적 간격), Subcritical Pressure(아임계 압력), Supercritical Pressure(초임계 압력)

Abstract

Experiments on flame spread in an one-dimensional droplet array up to supercritical pressures of fuel droplet have been conducted in normal gravity and microgravity. Evaporating process around unburnt droplet is observed through high-speed Schlieren and direct visualizations in detail, and flame spread rate is measured using high speed chemiluminescence images of OH radical. Flame spread behaviors are categorized into three: flame spread is continuous at low pressures and is regularly intermittent up to the critical pressure of fuel. flame spread is irregularly intermittent and zig-zag at supercritical pressures of fuel. At atmospheric pressure, the limit droplet spacing and the droplet spacing of maximum flame spread rate in microgravity are larger than those in normal gravity. In microgravity, the flame spread rate with the increase of ambient pressure decreases initially, takes a minimum, and then decreases after taking maximum. This is so because the flame spread time is determined by competing effects between the increased transfer time of thermal boundary layer due to reduced flame diameter and the reduced ignition delay time in terms of the increase of ambient pressure. Consequently, it is found that flame spread behaviors in microgravity are considerably different from those in normal gravity due to the absence of natural convection.

기호설명

- D : 액적 직경
- P : 분위기 압력
- s : 액적 간격
- t_s : 화염 퍼짐 시간
- t_f : 가연 혼합기의 일부가 점화한 후 가연 혼합기층을 전파하는 전파 시간
- t_i : 미연 액적 주위의 가연 혼합기의 점화

- 시간
- t_{th} : 가연 액적 주위에 형성된 열경계층이 미연 액적까지 전파하는데 걸리는 시간
- t_d : 미연 액적 주위의 가연 혼합기의 일부가 점화하기까지의 물리적·화학적 점화 지연 시간

1. 서론

일차원 액적 배열 내에서의 화염 퍼짐(flame spread) 거동에 관한 연구⁽¹⁻³⁾는 실제 분무 연소기의 초기 연소 특성을 단순화하여 체계적으로

* 한국과학기술원 기계공학과
 ** 회원, 한국과학기술원 기계공학과
 *** 동북대학 유체파학연구소

이해할 수 있는 유용한 수단을 제공한다. 즉, 액적 직경, 액적 간격, 주위류의 속도, 분위기 압력 및 온도, 주위 산화제의 농도 등의 변화에 따른 화염 퍼짐 거동의 관찰을 통해 실제 분무 연소의 화염 퍼짐에 관한 유용한 정보를 얻을 수 있다. 그러나, 통상 중력 및 미소 중력 하에서 자연 대류의 존재 유·무로 액적 배열 주위에 형성되는 열유동의 차이가 화염 퍼짐 거동에 상당한 영향을 줄 수 있다. 미소 중력(microgravity)에서는 상 변화(phase change)에 의한 반경 방향의 대류와 열 전도에 의해 시간에 따라 반 구형의 열경계층이 기연 액적(burning droplet)측으로부터 미연 액적(unburnt droplet) 측으로 전달되고 미연 액적 측으로부터 증발된 연료와 주위 산화제의 혼합에 의해 형성된 가연 혼합기가 점화함으로써 화염 퍼짐이 유지된다. 그러나, 통상 중력(normal gravity)하에서는 화염에 의해 형성된 자연 대류 유동에 의해 기연 액적 주위의 고온 가스는 상방향으로 흐름이 유도되어 열경계층의 액적 배열 방향으로의 전달을 방해하게 된다. 따라서, 같은 액적 간격에 대해 미소 중력하에서는 화염 퍼짐이 발생하지만 통상 중력하에서는 화염 퍼짐이 극히 제한받아 화염 퍼짐이 존재하지 않는 한계 액적 간격 및 한계 압력이 존재할 수도 있다. 한편, 선행된 통상 중력하에서의 결과로부터 대기압 조건에서 액적 간격이 화염 직경보다 작은 경우에 연료의 초임계 압력까지 분위기 압력이 증가하여도 화염 퍼짐이 존재하는 현상은 연료의 초임계 압력들에서 급격히 증가하는 연료 증발에 의한 점화 지연 시간의 감소와 관련이 있었다. 통상 중력하에서의 이러한 현상은 기연 액적 주위의 고온 가스층이 상방향으로의 자연 대류 유동의 영향에도 불구하고 나타났기 때문에 미소 중력하에서 화염 퍼짐 거동에 관심이 모아진다.

현재의 연구는 n-Decane($n-C_{10}H_{22}$, $T_b=447.3K$, $T_c=617.6K$, $P_c=2.11MPa$)에 대해 초임계 압력 영역인 5.0MPa까지 분위기 압력이 변할 때 통상 및 미소 중력하에서 일차원 액적 배열내에서의 화염 퍼짐 거동에 관한 비교 연구가 수행된다. 상 증폭기(image intensifier)가 탑재된 고속 CCD 카메라를 이용하여 OH 라디칼 화학 발광 상(chemiluminescence image of OH radical)으로부터 화염 퍼짐율이 측정된다. 미연 액적으로부터 증발된 연료의 안개 상(mist image of vaporized

fuel)의 관찰을 위해 칼라 CCD 카메라를 사용하여 직접 상(direct image)이 촬영되고 미연 액적으로부터 연료의 증발 과정을 관찰하기 위해 쉬리펜 가시화가 수행된다. 현재의 미소 중력 실험은 일본 Gifu-Geng의 Toki시에 있는 일본무중량 종합연구소(MGLAB)의 미소 중력 설비를 이용하였다. 자유 낙하 거리는 100m이고 4.5초간 미소 중력($10^{-5}g$)을 얻을 수 있다.

일반적으로 일차원 액적 배열내에서 화염 퍼짐 거동은 기연 액적측으로부터의 연소 거동과 미연 액적측의 점화 거동에 의존하여 나타나게 된다. 단일 액적의 점화 거동에 대해서는 연료의 초임계 압력의 고압 분위기로 확장되어 연구된 예는 제한적이지만 분위기 압력의 증가에 따라 점화 시간은 단조 감소하는 것이 보고된다⁽⁴⁻⁹⁾. 연료의 임계 압력 이상에서의 단일 액적 연소에 관한 연구^(10,11)에서는 연소 수명 시간(combustion life time)과 연소율(burning rate)은 연료의 임계 압력에서 각각 최소와 최대를 나타낼을 보인바 있다. 이것은 분위기 압력의 증가에 따른 가스 상 확산율(gas-phase diffusion rate)의 감소와 가스화율(gasification rate)의 증가의 중첩된 효과에 기인한다. 이러한 관점에서 미소 중력하에서의 연료의 임계 압력 근처의 분위기 압력하에서 일차원 액적 배열에 대한 화염 퍼짐 거동에서도 이러한 현상이 나타날 것인가 하는 것이 현재 연구의 관심이다.

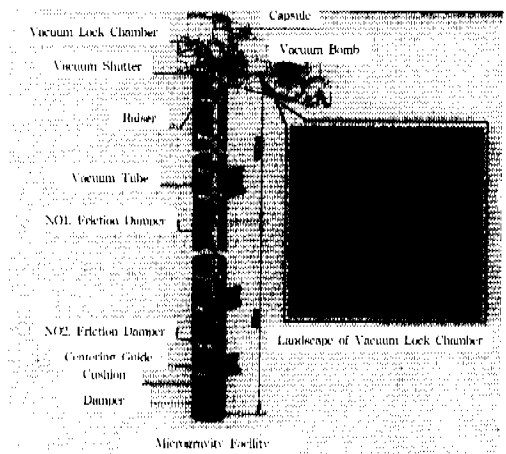


Fig. 1 Schematic drawing of drop tower facility for microgravity experiment.

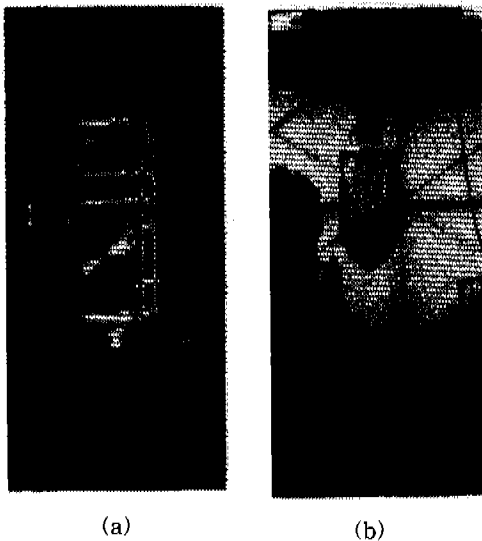


Fig. 2 (a) Capsule loaded with present experiment and (b) vacuum chamber loaded with capsule.

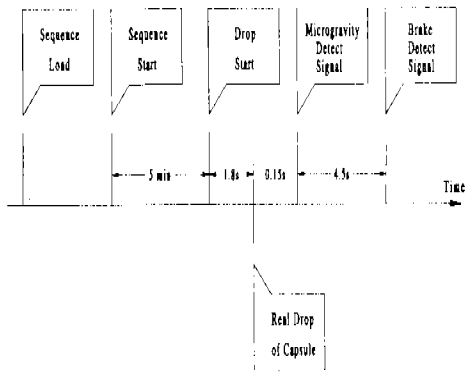


Fig. 3 Schematic explanation on dropping process of capsule.

2. 실험 장치 및 방법

실험 장치 및 실험 방법은 선행된 연구에서 상세히 설명하였고 여기서는 미소 중력 실험 설비 및 미소 중력에서의 실험 방법에 대해서만 설명한다. 미소 중력 실험은 일본 Gifu-Geng, Toki시에 소재한 일본무중력종합연구소(MGLAB)에서 수행되었다. 미소 중력 실험에 사용되는 개략적인 설비도물 Fig. 1에 나타내었다. 이 설비는 진공(drop shaft의 내압 10^{-1} Torr이하)중 낙하 방

식으로 약 4.5초간 미소 중력 환경($10^{-5}g$)을 얻을 수 있다. Fig. 2(a)는 본 실험 장치가 탑재되는 낙하 캡슐(capsule), Fig. 2(b)는 낙하물 위해 캡슐이 탑재되는 진공 잠금 장치를 나타낸다. 낙하 캡슐은 외경 0.9m, 높이 2.28m, 중량 1000Kg으로 하부에는 전원 공급 장치부, 상부에는 낙하중의 미소 중력 환경의 검사 및 사용자가 원하는 데이터 습득을 위해 가속도계, 압력계, 온도계, 데이터 기록 장치 등의 실험 지원 장치부가 있고, 캡슐 중앙부에는 사용자의 실험 장치가 탑재되는 유효 탑재부(payload)가 있다. 진공 잠금 장치부 내에서 자성 지지부(magnetic holder)가 캡슐을 지지하고 낙하탑 내부의 진공도가 조절된 후 사용자가 원하는 시간에 자성 지지부의 제거에 의해 캡슐이 낙하된다.

Fig. 3은 캡슐의 낙하 과정에 관한 개략도를 나타낸다. 캡슐이 낙하물 위해 진공 잠금 장치에 탑재된 후 낙하 샤프트 내부가 진공 상태로 유지되면 샤프트 내부 검사실의 통재하에 중앙 탑재 원의 명령에 따라 시퀀스 로드(sequence load)가 시작된다. 시퀀스 로드 기간 안에 낙하 설비에 문제가 없으면 시퀀스 개시(sequence start)에 들어간다. 시퀀스 개시 신호와 동시에 본 실험 장치의 노트북 P/C에 신호가 주어지면 시퀀스 개시 기간 동안 서스펜더에 연료 액적이 공급된다. 낙하 개시 신호후 미소 중력 검지 신호에 맞추어 캡슐은 낙하된다. OH 라디칼 화학 발광 상 촬영을 위한 고속 카메라 및 점화기에 대한 신호는 미소 중력 검지 신호에 맞추어 주어지고 캡슐의 낙하와 함께 점화기로부터 첫번째 액적의 점화물 통해 화염이 미연 액적을 향해 전달된다. 이러한 절차를 통해 얻어진 결과는 캡슐이 회수된 후 OH 라디칼 화학 발광 상 및 칼라 CCD 카메라로부터의 직접 상이 VTR에 기록되고 OH 라디칼 화학 발광 화상으로부터 화염 퍼짐율(flame spread rate)이 측정된다. OH 라디칼 화학 발광 상은 1/400s의 노출 시간으로 촬영되고 미연 액적 주위의 증발 연료의 안개 상들의 관찰을 목적으로 1/30s의 노출시간으로 칼라 CCD 카메라로부터의 직접 가시화를 수행하였다. 또한, 미연 액적 표면으로부터의 연료 증발 과정을 가시화하기 위해 150W의 할로젠 연속 광원을 사용하여 1/1000s의 노출 시간으로 단일 광로의 쉬리렌 가시화를 수행하였다.

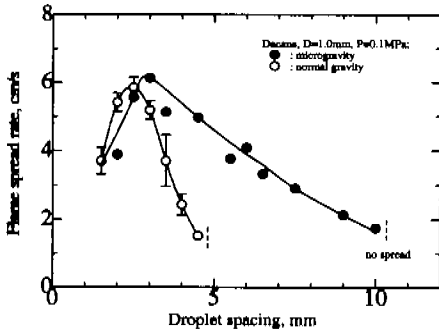


Fig. 4 Variation of flame spread rate with droplet spacing; D=1.0mm, P=0.1MPa.

3. 실험 결과 및 논의

Fig. 4는 통상 중력 및 미소 중력하의 대기압 분위기에서 액적 직경 1.0mm인 n-Decane의 일차원 액적 배열내에서 액적 간격에 따른 화염 퍼짐을 비교하여 나타낸다. 전체적인 경향은 통상 중력하에서의 실험된 결과와 유사하게 나타난다. 즉, 어떤 액적 간격 이상에서는 기연 액적외 연소 수명 시간안에 열전달이 충분치 않아서 화염 퍼짐이 발생하지 않는 한계 액적 간격이 존재한다. 액적 간격이 줄어들면 기연 액적축으로 미연 액적이 접근하게 되면서 고온 가스층에 노출되어 점화 시간이 감소하기 때문에 화염 퍼짐율은 증가한다. 최대 화염율의 액적 간격이 화염 직경과 관련되며 그 이상 액적 간격이 줄어들면 증발 잠열에 의한 냉각 효과에 의해 화염 퍼짐율은 감소하게 된다. 그러나, 화염 퍼짐율의 한계 액적 간격은 통상 중력의 경우 5.0mm, 미소 중력의 경우 10.5mm이고, 최대 화염 퍼짐율의 액적 간격은 통상 중력의 경우 2.5mm, 미소 중력의 경우 3.0mm로 나타난다. 통상 중력장에서는 화염의 존재에 의해 발생하는 자연 대류에 의해 상방향(upward direction)으로 흐름이 유도되어 기연 액적 주위에 형성된 열경계층의 액적 배열 방향으로의 전달이 제약을 받게 된다. 미소 중력하에서는 상방향으로 자연 대류에 의한 흐름이 없어 화염 직경이 상대적으로 크고, 기연 액적 선단부측에 형성되는 고온 가스층이 화염 주위에 정체하면서 열경계층을 형성하여 시간에 따라 미

연 액적축으로 전달된다. 따라서, 화염 직경과 관련있는 최대 화염 퍼짐율의 액적 간격 그리고 한계 액적 간격은 통상 중력의 경우에 비해 증가하게 되고 화염 퍼짐율은 상대적으로 큰 값을 유지하게 된다.

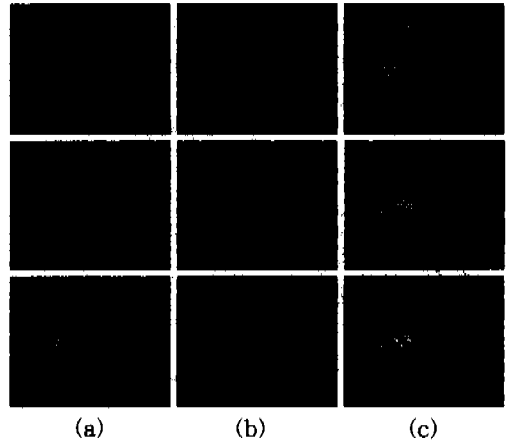
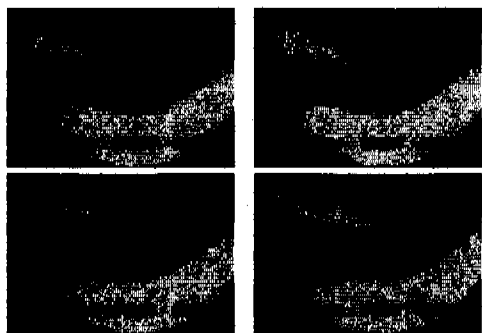


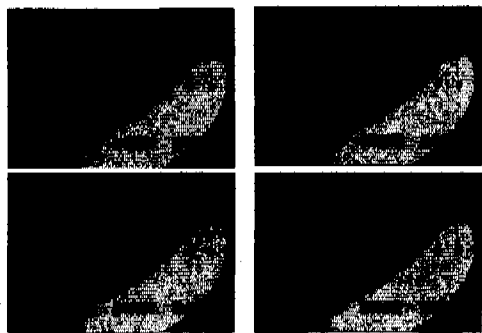
Fig. 5. OH chemiluminescence images of flame spread with ambient pressure in Microgravity; D=1.0mm, s=2.0mm, (a) P=0.5MPa, (b) P=1.5MPa, (c) P=2.5MPa.

Fig. 5는 액적 직경 1.0mm, 액적 간격 2.0mm인 경우에 있어서 미소 중력하에서 분위기 압력에 따른 화염 퍼짐 거동의 OH 라디칼 화학 발광상을 화상 증폭기가 탑재된 고속 CCD 카메라에 의해 촬영하여 나타낸다. Fig. 5(a)에 보여진 바와 같이 분위기 압력이 작은 경우에는 화염 퍼짐은 연속적인 모드를 나타낸다. Fig. 5(b)에서 알 수 있듯이 분위기 압력이 증가함에 따라 액적 연료의 아임계 압력 내에서 화염 퍼짐은 간헐적인 모드로 변해간다. 즉, 화염은 한정된 시간 동안 액적 간격 사이에서 체류하면서 화염 주위에 형성된 열경계층의 전달을 통해 미연 액적을 증발시키고 미연 액적 주위의 가연 혼합기의 일부가 점화하면서 화염은 가연 혼합기층을 전파하여 미연 액적 주위에 화염을 형성한다. 분위기 압력이 증가할수록 미연 액적 주위의 가연 혼합기층으로 화염의 전파와 액적 간격 사이에서의 화염의 체류 거동이 확연히 구분되면서 화염 퍼짐은 간헐적 모드로 변해간다. 이것은 압력의 증가로 인해 화염 직경이 줄어들어^(10, 12) 기연 액적축에 형성된 열경계층이 미연 액적축으로 전달되는데 더 오랜

시간이 요하기 때문이다. 아임계 압력들에서는 기연 액적축 화염의 액적 간격 사이에서의 체류 동안에 미연 액적 주위의 가연 혼합기의 점화와 미연 액적 주위로의 화염 전파로 특성지워지는 간헐적 화염 퍼짐 거동이 비교적 규칙적으로 나타난다.



(a)

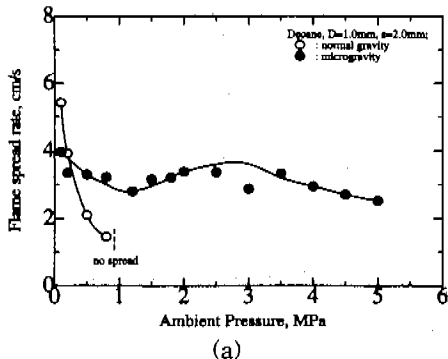


(b)

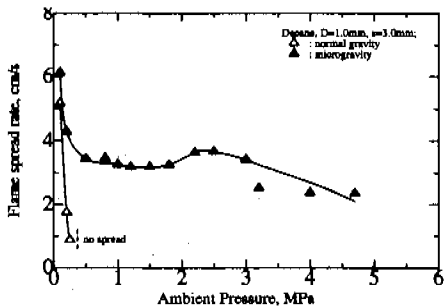
Fig. 6 Typical schlieren images of flame spread in microgravity; $D=1.0\text{mm}$, $s=3.0\text{mm}$, (a) $P=1.0\text{MPa}$ and (b) $P=3.0\text{MPa}$.

Fig. 5(c)에 나타난 바와 같이 미소 중력하에서 분위기 압력이 연료의 초임계 압력인 경우에 있어서는 화염 퍼짐이 간헐적 모드로서 지그 재그 형태를 나타낸다. 지그 재그 형태의 화염 퍼짐이 나타나는 원인을 파악하기 위해 슈리렌 가시화하여 Fig. 6에 나타내었다. Fig. 6(a)에 나타난 바와 같이 분위기 압력이 낮아 연속적 화염 퍼짐 모드를 나타내는 경우에 있어서는 미연 액적 표면으로부터의 증발이 미약하여 슈리렌 상으로 나타나지 않는다. Fig. 6(b)에 나타나는 바와 같이 분위기 압력이 연료의 초임계 압력인 경우에 있어서는 슈리렌 경계(Schlieren Boundary)가 미연 액

적축에 접근함에 따라 미연 액적으로부터 활발히 연료가 증발하는 것을 알 수 있다. 한편, 상변화(phase change)에 의해 유발되는 증발 연료의 대류 속도가 커져 점화 시간보다도 증발 연료의 체류 시간이 충분히 짧은 경우에 증발 연료의 일부는 미연 혼합기 주위에서 점화하지 않고 다음 인접한 미연 액적으로 전달된다. 따라서, 선행 미연 액적으로부터 전달된 증발 연료는 인접 미연 액적이 증발하면서 국부적으로 과농 혼합기층을 형성하기도 하고 인접 미연 액적의 점화를 촉진시키기도 하는 비정상 특성을 나타낸다. 이와 같이 선행 미연 액적으로부터의 증발 연료가 인접 미연 액적 주위의 혼합기에 영향을 주어 가연 혼합기층이 바뀌게 되면서 Figs. 5(c)와 6(c)에 나타나는 바와 같이 화염 퍼짐 및 전체적인 화염 모양은 지그 재그의 형태를 나타낸다.



(a)



(b)

Fig. 7 Variation of flame spread rate with ambient pressure; $D=1.0\text{mm}$, (a) $s=2.0\text{mm}$ and (b) $s=3.0\text{mm}$.

Figs. 7(a)과 (b)는 미소 중력 및 통상 중력에

서 액적 직경 1.0mm의 n-Decane 액적 배열에 대해 압력에 따른 화염 퍼짐율을 액적 간격 2.0mm과 3.0mm에 대해 각각 나타낸다. 선행 연구에서 보여진 바와 같이 통상 중력하에서 분위기 압력을 증가시키면 화염 퍼짐율은 단조 감소하고 화염 퍼짐이 발생하지 않는 한계 압력도 액적 간격의 증가와 함께 감소한다. 액적 간격이 2.0mm인 경우 낮은 압력에서 통상 중력하에서의 화염 퍼짐율이 미소 중력인 경우에 비해 큰 이유는 다음과 같다. Fig. 4에 나타난 바와 같이 최대 화염 퍼짐율은 미소 중력의 경우 0.1MPa에서 액적 간격 3.0mm에서 나타나고 통상 중력의 경우는 2.5mm에서 나타난다. 통상 중력하의 선행 연구에서 최대 화염 퍼짐율의 액적 간격은 화염 직경과 관련됨을 보고하였다. 따라서, 미소 중력의 경우가 통상 중력과 비교하여 화염 직경과 관련되는 최대 화염 퍼짐율의 액적 간격에 비해 위에서 언급된 액적 간격이 상대적으로 더 작아서 중발 잠열에 의한 냉각 효과가 크기 때문이다.

한편, 통상 중력의 경우에 대기압 조건에서 최대 화염 퍼짐율의 액적 간격보다 작은 액적 간격으로부터 분위기 압력이 증가하는 경우는 액적 연료의 임계 압력을 넘어서도 화염 퍼짐이 발생할 수 있음을 보인 바 있어 미소 중력하의 초임계 압력하에서의 화염 퍼짐 거동이 주목된다. Figs. 7에서 보여진 바와 같이 미소 중력하에서는 현재의 실험 범위(0.1~5.0MPa)안에서 한계 압력은 나타나지 않는다. 또한, 분위기 압력이 증가함에 따라 화염 퍼짐율은 감소하다가 최소를 나타낸 후 다시 증가하고, 연료 액적의 초임계 압력의 어떤 분위기 압력에서 최대를 나타낸 후 다시 감소하게 된다. n-Decane을 사용하여 나타난 실험 결과를 모든 액체 연료의 분위기 압력에 따른 화염 퍼짐 거동의 대표적 결과로 간주하기에는 아직도 많은 실험 및 이론적 검증이 요구된다. 그러나, 현재의 화염 퍼짐에 관한 실험 결과와 단일 액적에 관한 기존 연구들과의 비교를 통해 다음과 같은 설명이 가능하다. 화염 퍼짐 시간(t_f)은 다음과 같이 표현될 수 있다.^(2,3)

$$t_f = t_f + t_i = t_f + t_{th} + t_d \quad (1)$$

분위기 압력이 낮아 화염 퍼짐이 연속적 모드를 나타내는 경우에 있어서는 식(1)의 각 항에 의해 분리적으로 묘사하기는 어렵다. 그러나, t_f 는 연

속적 모드와 간헐적 모드의 경우를 비교하면 급격한 변화를 나타내지는 않을 것으로 판단된다. 즉, 간헐적 모드에서는 t_f 는 화염 퍼짐 시간(t_f)에 비해 무시할 만하고 간헐적 모드로부터 연속적 모드로 변화하는 원인도 t_f 의 감소에 기인한다. 따라서, t_f 는 거의 일정하다고 가정해도 무방하며 분위기 압력의 증가에 따른 화염 거동은 주로 t_i 에 의존하게 된다. 한편, 분위기 압력의 증가에 따라 화염 직경은 단조 감소하고⁽¹⁰⁻¹²⁾, t_{th} 는 화염 직경의 감소에 따라 단조 증가하며 최소 점화 에너지가 가열되어야 할 가스의 부피에 비례한다는 개념⁽¹³⁾을 이용하여 다음과 같이 유도됨을 보일 수 있다.⁽²⁾

$$t_{th} \sim s^2 \left(\frac{s}{d^*} - \frac{3}{2} + \frac{3}{4} \frac{d^*}{s} - \frac{1}{4} \frac{d^{*2}}{s^2} \right) \quad (2)$$

여기서, s 는 액적 간격이고, d^* 는 화염 직경을 나타낸다. 또한, 임계 압력 이하에서 단일 액적 점화에 관한 system Damköhler No.는 $\Delta \sim P^2$ 로 표시되고 이것은 분위기 압력의 증가에 의해 물리적·화학적 점화 지연 시간이 감소함을 의미한다.^(6,7) 또한, 점화 지연 시간은 주로 연료의 증발율에 의존하는 것이 알려져 있다.⁽⁶⁻⁹⁾

한편, Fig. 8에 분위기 압력에 따른 화염 퍼짐 거동을 OH 라디칼 화학 발광 상과 비교하기 위해 칼라 CCD 카메라를 사용하여 직접 가시화하여 나타내었다. Fig. 5와 비교하면 OH 라디칼 화학 발광 상과는 달리 직접 사진을 통해 미연 액적 주위에 화염파는 상이한 상이 관찰된다. 이것은 OH 라디칼 화학 발광 상에서는 관찰되지 않는 점으로부터 미연 액적 연료로부터 증발된 안개 가스 상(mist images of vaporized fuel)으로 판단된다. 분위기 압력이 낮아 연속적 화염 퍼짐 모드를 나타내는 경우에는 미연 액적 주위에 증발된 안개상들이 관찰되지 않지만 Fig. 8(b)에 보여진 바와 같이 분위기 압력이 증가하여 임계 압력 근처로 접근함에 따라 안개상이 관찰되고 초임계 압력에서 급격히 안개상이 증가하는 것을 알 수 있다. 따라서, 분위기 압력이 증가하면 미연 액적으로부터 증발량이 증가하는 것이 확인되며 미연 액적 주위의 가연 혼합기의 점화 시간이 감소할 것이 예상된다. 요약한다면, 분위기 압력 증가에 따른 화염 직경 감소로 기연 액적 축으로부터 미연 액적 축으로의 열경계층의 전달 시간

이 증가하는 효과와 분위기 압력의 증가에 따른 연료 증발량의 증가로 물리적·화학적 점화 지연 시간이 감소하는 효과의 상호 경쟁에 의해 화염 퍼짐 시간이 결정된다.

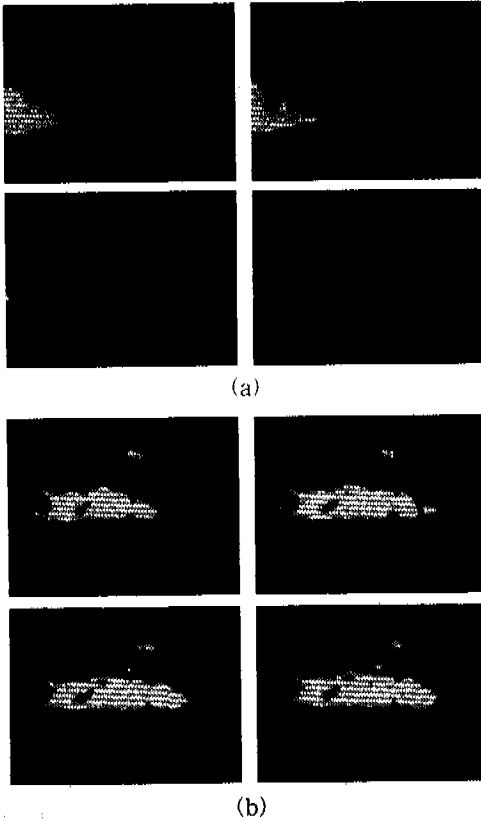


Fig. 8 Typical direct images of flame spread in microgravity; $D=1.0\text{mm}$, $s=3.0\text{mm}$, (a) $P=0.2\text{MPa}$ and (b) $P=3.0\text{MPa}$.

먼저 분위기 압력이 낮은 경우에 있어서는 Fig. 8(a)에 보여진 바와 같이 화염 퍼짐은 연속적 모드를 나타내고 미연 액적 주위에 연료로부터의 증발 안개상이 관찰되지 않기 때문에 점화 시간의 감소 효과는 상대적으로 작을 것이 예측된다. 또한, 분위기 압력이 증가하여 액적 간격이 2.0 및 3.0mm 모두에서 1.2MPa 근처가 되면 화염 퍼짐은 간헐적 모드로 변하지만 여전히 미연 액적 주위에 증발된 연료의 안개상이 관찰되지 않는 점으로부터 이러한 영역에서는 분위기 압력의 증가에 따른 화염 직경의 감소 효과가 훨씬

우세하게 작용하고 있다는 것을 알 수 있다. 따라서, Fig. 7에서 알 수 있는 바와 같이 이러한 영역에서 분위기 압력이 증가하면 기연 액적층으로부터 미연 액적으로의 열경계층이 전달되는 시간(t_{th})이 커지게 되어 화염 퍼짐율은 단조 감소하게 된다. Fig. 8(b)에 나타난 바와 같이 분위기 압력이 액적 연료의 임계 압력에 접근하게 됨에 따라 점차로 미연 액적 주위에 증발된 연료의 안개상이 관찰되며 연료의 초임계 압력으로 분위기 압력이 증가하면서 증발된 연료의 안개상이 급격히 증가하게 된다. 이러한 영역에서는 여전히 감소하는 화염 직경에 의해 화염 퍼짐은 간헐적 모드를 유지하고 있으나 미연 액적층으로부터 급격히 증가된 연료 증발에 의해 점화 시간의 감소 효과가 더 우세하게 되어 Fig. 7에 보여진 바와 같이 이러한 영역에서 화염 퍼짐율은 다시 증가하게 된다. 한편, 단일 액적의 점화 및 증발에 관한 연구⁵에서 증발 상수는 분위기 압력의 증가에 따라 초임계 압력의 어느 압력까지는 단조 증가하고 최대를 나타낸 후 그 이상 분위기 압력이 증가하면 오히려 감소하게 됨을 보여주고 있다. 사용된 연료는 n-Heptane(임계 압력=2.7MPa, 임계 온도=540K)이고 증발 상수가 최대를 나타내는 분위기 압력은 분위기 온도에 따라 다르지만 n-Heptane 임계 압력의 약 2배 정도에서 나타나고 있다. 단일 액적의 연소에 관한 연구들에서 아임계 압력 범위에서 실험적으로 $x \sim P^{-0.5}$ (여기서, x 는 액적 표면으로부터 화염까지의 거리)의 관계가 얻어졌고⁽¹²⁾, 초임계 압력 및 온도들에서 연료 액적을 같은 크기의 연료 가스로 가정하여 $r \sim P^{-1/3}$ (r 은 화염 반경)의 관계가 됨을 보일 수 있다⁽¹⁰⁾. 또한, 분위기 압력의 증가에 따른 화염 직경의 단조 감소에 관한 결과는 초임계 압력들을 포함하는 전체 압력 범위에 대해 검증되었다⁽¹¹⁾. 따라서, 초임계 압력에서 액적 표면 온도가 초임계 온도로 증가하여도 분위기 압력의 증가에 따라 화염 직경이 감소함을 의미한다. 결과적으로 액적 연료의 초임계 압력의 어떤 분위기 압력 이상에서는 액적 연료의 증발율이 둔화되거나 오히려 감소하는 효과에 의해 점화 시간은 증가하게 된다. 또한, 초임계 압력에서도 여전히 화염 직경은 감소하여 기연 액적으로부터 미연 액적으로의 열경계층의 전달 시간은 증가하게 된다. 이러한 두가지 효과에 의해 화염

퍼짐율은 최대를 보인 후 다시 감소하게 된다.

한편, 통상 중력에서 수행된 선행 연구의 Fig. 8에서 나타난 바와 같이 액적 직경이 1.0mm인 경우에는 액적 간격이 1.5mm, 액적 직경이 0.75mm인 경우에 있어서는 1.0mm인 경우에 초임계 압력에서도 화염 퍼짐이 나타나지만 화염 퍼짐이 최대를 나타내는 압력 범위가 나타나지 않는다. 이것은 통상 중력하에서도 초임계 압력에서 미연 액적으로부터 연료 증발량이 급격히 증가하지만 가연 혼합기가 점화하여도 자연 대류에 의해 점화된 가스는 상방향으로 흐름이 유도된다. 이것은 선행 연구의 Fig. 6에 나타난 바와 같이 미연 액적으로부터 연료가 증발되어 미연 액적측 가연 혼합기가 점화된 후 점화된 화염이 상방향으로 흐르고 나서 시간이 경과된 후 미연 액적 주위에 화염이 형성되는 것이 관찰된 바 있다. 따라서, 통상 중력하에서는 자연 대류 효과에 의해 화염 퍼짐이 제약을 받게 되어 미소 중력하에서와 같이 최대를 나타내지는 않지만 증진된 연료 증발에 기인하여 액적 간격이 작은 경우에 있어서는 초임계 압력까지 화염 퍼짐이 발생하게 된다. 그러나, 액적 간격이 그 이상으로 커지면 낮은 압력 범위에서 화염 직경의 감소 효과에 의해 한계 압력이 나타나고 임계 압력으로 접근하면서 연료 증발률이 증가하여도 액적 간격이 크면 증진된 증발에 의해 미연 액적측 가연 혼합기가 점화하여도 자연 대류에 의해 제약을 받기 때문에 화염 퍼짐을 유지시키지 못하게 된다. 결과로서 통상 중력하에서는 액적 간격이 커질수록 화염 퍼짐의 한계 압력도 감소하게 된다.

현재까지 수행된 미소 중력하에서의 화염 퍼짐에 관한 실험을 통해 해결되어야 할 몇가지 의문들이 미래의 작업으로 남는다. 첫째로, 통상 중력의 경우 n-Decane, D=1.0mm인 경우에 액적 간격이 1.5mm 보다 큰 모든 경우에 있어서 임계 압력보다 훨씬 작은 분위기 압력에서 화염 퍼짐이 발생하지 않는 한계 압력이 존재한다. 미소 중력의 경우에서는 자연 대류 효과가 없어 화염 직경이 크기 때문에 현재의 실험 범위안에서는 아임계 압력들에서 화염 퍼짐의 한계 압력이 존재하지 않는다. 그러나, Fig. 4에 보여진 바와 같이 대기압 분위기 압력에서 미소 중력의 경우도 액적 간격이 큰 경우에는 한계 액적 간격이 존재한다. 따라서, 액적 간격이 큰 경우에 분위기 압

력을 증가시키면 아임계 압력에서도 화염 퍼짐의 한계 압력이 존재할 가능성이 있다. 둘째로, 아임계 압력과 분위기 압력에서 어떤 액적 간격의 경우 화염 퍼짐의 한계 압력이 존재하여도 임계 압력으로 접근하거나 초임계 압력의 어떤 분위기 압력에서 증진된 연료 증발율에 의해 미연 액적의 점화 시간이 감소하면 다시 화염 퍼짐이 존재하는 분위기 압력 범위가 존재할 가능성이 있다. 셋째로, 현재의 실험 한계인 5.0MPa까지의 초임계 압력에서는 화염 퍼짐의 한계 압력이 존재하지 않는다. 그러나, 앞서 지적된 바와 같이 분위기 압력의 증가에 따른 화염 직경의 감소 효과와 연료 증발율이 최대가 된 후 다시 감소하는 효과에 의해 어떤 분위기 압력 이상에서는 화염 퍼짐의 한계 압력이 존재할 가능성이 있다. 현재의 상황에서 이러한 의문들의 해결을 위해서는 다양한 연료를 통해 더 많은 이론적 및 실험적 접근들이 향후의 과제로 남는다.

4. 결론

미소 중력하에서 일차원 액적 배열의 화염 퍼짐에 관한 실험이 액적 연료의 아임계 압력으로부터 초임계 압력까지 수행되었고 다음과 같은 결과가 얻어진다.

(1) 대기압에서 액적 간격에 따른 화염 퍼짐 거동에 관한 관찰로부터 통상 중력에 비해 미소 중력에서 한계 액적 간격 및 최대 화염 퍼짐율의 액적 간격이 증가한다. 이것은 미소 중력의 경우 자연 대류의 영향이 없어 통상 중력의 경우에 비해 화염 직경이 크고 고온 가스층이 기연 액적 주위에 정체하면서 미연 액적측에 열전달을 향상시키기 때문이다.

(2) 분위기 압력의 증가에 따른 화염 퍼짐 거동은 다음의 세가지로 특성화되어진다. 낮은 압력에서는 연속적 화염 퍼짐 모드를 나타내고, 압력이 증가함에 따라 액적 연료의 아임계 압력까지는 간헐적 모드를 취하지만 규칙적인 화염 퍼짐을 나타낸다. 초임계 압력으로 분위기 압력이 증가하면 화염 퍼짐은 간헐적 모드를 취하지만 불규칙적이고 비정상성이 강한 화염 퍼짐을 보여 화염 모양도 전체적으로 지그 재그(zig-zag) 형태를 나타낸다.

(3) 분위기 압력이 증가하면 화염 퍼짐율은 감

소하여 최소를 나타내고 다시 증가하여 어떤 초입계 압력에서 최대를 나타낸 후 다시 감소한다. 낮은 압력에서 화염 퍼짐율의 감소는 분위기 압력의 증가에 따른 화염 직경의 감소의 효과가 우세하게 작용하기 때문이다. 화염 퍼짐율이 연료의 초입계 압력과 어떤 분위기 압력에서 최대를 나타내는 것은 분위기 압력의 증가에 따른 미연액적 연료로부터의 증진된 연료 중발율에 기인한다. 분위기 압력이 그 이상 증가하면 연료 중발의 효과는 둔화되는 반면, 초입계 압력에서도 여전히 화염 직경이 감소하는 효과에 의해 다시 화염 퍼짐율은 감소하게 된다.

참고문헌

- (1) Reichenbach, R., Squires, D., and Penner, S.S., 1962, "Flame Propagation in Liquid-Fuel Droplet Arrays", *Eighth Symp.(Int.) on Comb.*, The Combustion Institute, p. 1068.
- (2) Brzustowski, T.A., Sobiesiak, A., and Wojcicki, S., 1981, "Flame Propagation Along an Array of Liquid Fuel Droplets at Zero Gravity", *Eighteenth Symp.(Int.) on Comb.*, The Combustion Institute, p. 265.
- (3) 岡島敏, 木本哲郎, 阿部和利, 山口修次, 1989, "無重力状態下での液滴燃料列の火炎伝ばに関する實驗的研究", *JSME Trans.(B)*, Vol. 47, No. 422, p. 2058.
- (4) Manrique, J.A. and Borman, B.L., 1969, "Calculation of Steady State Droplet Vaporization at High Pressures", *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 12, p. 1081.
- (5) Tsukamoto, T. and Niioka, T., 1993, "Dynamics of Heterogeneous Combustion and Reacting Systems", *Progress in Aeronautics and Astronautics, AIAA*, Vol. 152, p. 263.
- (6) Law, C.K., 1975, "Asymptotic Theory for Ignition and Extinction in Droplet Burning", *Comb. Flame*, Vol. 24, p. 89.
- (7) Mawid, M. and Aggarwal, S.K., 1989, "Chemical Kinetics Effects on the Ignition of a Fuel Droplet", *Combust. Sci. and Tech.*, Vol. 65, p. 137.
- (8) Nakanishi, R., Kobayashi, H., Kato, S., and Niioka, T., 1994, "Ignition Experiment of a Fuel Droplet in High-Pressure High Temperature Ambient", *Twenty-fifth Symp.(Int.) on Comb.*, The Combustion Institute, p. 447.
- (9) Niioka, T., Mitani, T., and Sato, J., 1984, "Ignition Characteristic of a Two-Component Condensed Fuel in a Stagnation-Point Flow", *Twentieth Symp.(Int.) on Comb.*, The Combustion Institute, p. 1877.
- (10) Faeth, G.M., Dominicus, D.P., Tulpinsky, J.F., and Olson, D.R., 1969, "Supercritical Bipropellant Droplet Combustion", *Twelfth Symp.(Int.) on Comb.*, The Combustion Institute, p. 9.
- (11) Sato, J., Tsue, M., Niwa, M., and Kono, M., 1990, "Effects of Natural Convection on High-Pressure Droplet Combustion", *Comb. Flame*, Vol. 82, p. 142.
- (12) Hall, A.R., and Diederichsen, J., 1953, "An Experimental Study of The Burning of Single Drops of Fuel in Air at Pressures Up to Twenty Atmospheres", *Fourth Symp.(Int.) on Comb.*, The Combustion Institute, p. 837.
- (13) Ballal, D.R., and Lefebvre, A.R., 1979, "Ignition and Flame Quenching of Flowing Heterogeneous Fuel-Air Mixtures", *Comb. Flame*, 35, p. 155.