

< 논문 >

# 미소 중력장에 있는 저신장율 화염소화에 미치는 다차원 효과

오창보\* · 박 정† · 김정수\*\* · Anthony Hamins\*\*\*

(2005년 1월 31일 접수, 2005년 8월 17일 심사완료)

## Multi-Dimensional Effects on a Low Strain Rate Flame Extinction Under Microgravity Environment

Chang Bo Oh, Jeong Park, Jeong Soo Kim and Anthony Hamins

**Key Words :** Flame Extinction(화염소화), Global Strain Rate(총괄스트레인율), Lateral Heat Loss(측면 열손실), Microgravity(미소중력), Multidimensional Effects(다차원 효과), Radiation Heat Loss(복사 열손실), Turning Point(전환점)

### Abstract

Flame structure and extinction mechanism of counterflow methane/air non-premixed flame diluted with nitrogen are studied by NASA 2.2 s drop tower experiments and two-dimensional numerical simulations with finite rate chemistry and transport properties. Extinction mechanism at low strain rate is examined through the comparison among results of microgravity experiment, 1D and 2D simulations with a finite burner diameter. A two-dimensional simulation in counterflow flame especially with a finite burner diameter is shown to be very important in explaining the importance of multidimensional effects and lateral heat loss in flame extinction, effects that cannot be understood using a one-dimensional flamelet model. Extinction mechanism at low strain rate is quite different from that at high strain rate. Low strain rate flame is extinguished initially at the outer flame edge, the flame shrinks inward, and finally is extinguished at the center. It is clarified from the overall fractional contribution by each term in energy equation to heat release rate that the contribution of radiation fraction with 1D and 2D simulations does not change so much and the overall fractional contribution is decisively attributed to radial conduction (“lateral heat loss”). The experiments by Maruta et al. can be only completely understood if multi-dimensional heat loss effects are considered. It is, as a result, verified that the turning point, which is caused only by pure radiation heat loss, has to be shifted towards much lower global strain rate in microgravity flame.

### 1. 서론

대향류화염은 지난 30년간 광범위하게 연구되어왔고, 덕트로의 열손실을 최소화하고 유동장과 반응물 혼합을 쉽게 제어하고 1차원 화염구조를 연구할 수 있다는 측면에서 유용하다.<sup>(1-8)</sup> 그러나 전체화염신장율(global strain rate)이 감소할 때 엔탈

피 손실, 화염굴곡(flame curvature), 화염불안정성 등은 부력에 의해 중요해진다.<sup>(9)</sup> 이러한 이유로 대부분의 연구들은 부력 효과들을 무시할 수 있는 고화염신장율 화염들에 집중되어 왔다.

미소 중력 실험을 통하여 부력과 화염 굴곡으로부터 자유로운 저화염신장율 화염이 주로 대향류 유동구조에서 수행되어 왔다.<sup>(10-12)</sup> Maruta<sup>(12)</sup> 등은 10 초의 미소 중력 설비를 이용한 대향류화염 실험에서 질소 첨가에 따른 소화한계 곡선을 얻었다. 이 연구에서 소화한계 곡선은 어떤 신장율을 경계로 신장율이 작아지거나 커지면 소화한계가 작아지는 “C-곡선” 형태의 결과를 얻었다. 또한, 수치 해석 결과로부터 저신장율 화염의 소화조건에서 복사 손실율은 최대 약 0.2 정도로 복사 열손실이

† 책임저자, 회원, 국립순천대학교 기계자동차공학부

E-mail : jeongpark@sunchon.ac.kr

TEL : (061)750-3533 FAX : (061)750-3530

\* 회원, 한국기계연구원 에너지기계연구센터

\*\* 회원, 국립순천대학교 기계자동차공학부

\*\*\*NIST, Building and Fire Research Laboratory

소화에 주원인임을 밝혔다. 그러나 유한한 버너 직경의 효과가 고려되지 않았고, 무한경계에서 점원(point source)에 기인한 1 차원 해석결과이므로 2 차원 해석을 통한 그 이상의 해석과 실험이 요구 될 것으로 판단된다.

본 연구에서는 임의의 신장울에서 메탄-공기 화염의 소화를 위해 요구되는 질소의 최대 물분율을 결정하고, 소화조건 근처의 화염구조를 검토한다. 저신장울에서 화염소화 기구를 평가하기 위해 미소중력 실험, 1 차원 및 2 차원 수치해석 결과들이 비교된다. 특히, 유한한 직경의 버너를 가지고 수행된 실험을 통하여 저신장울 조건에서 화염구조 및 소화기구에 다차원 화염구조가 어떻게 영향을 미치는지 논의된다.

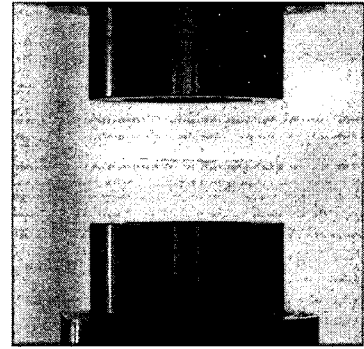


Fig. 1 Typical counterflow nonpremixed flame

$$a_g = \frac{2V_a}{L} \left( 1 + \frac{V_f \sqrt{\rho_f}}{V_a \sqrt{\rho_a}} \right) \quad (1)$$

## 2. 실험방법

### 2.1 실험장치

Fig. 1 에 보인 바와 같이 25 리터 실린더 내에 15mm 내경의 대향류 버너를 설치하고, 2.2 초간 미소 중력 상태를 유지할 수 있는 NASA 설비를 통해 미소 중력 실험을 수행하였다. 버너 덕트는 다공성 물질을 사용하고 일련의 미세 스크린을 설치하여 노즐 출구에서 플러그 유동 속도를 갖도록 하였다. 버너 사이의 간격은 15mm 이다.

미소 중력 하에서 실험을 위해 50ms 응답 시간을 갖는 압력제어기(pressure controller)와 임계 오리피스가 직렬로 연결되었다. 전체응답시간은 제어응답시간과 유동체제시간의 합으로 나타나며 신장울이 50s<sup>-1</sup> 과 7s<sup>-1</sup> 에 대해 각각 0.066 와 0.6397s 였다. 전체응답시간의 결정 방법은 다음절에서 상세히 논의된다. 유동 제어와 데이터 습득은 320MB 플래쉬 메모리를 갖는 PC104 마이크로 프로세서와 단일 채널이 최대 1.5kHz 의 최대 샘플링율을 갖는 16 비트 보드를 사용하였고, 24VDC 배터리로 전자 장치들이 구동되었다.

### 2.2 화염소화 측정

소화 실험은 총괄 스트레인을 일정하게 유지한 상태에서 희석제 유동율을 증가시키고 동시에 연료 유동율을 감소시킴으로써 수행되었고, 전체 스트레인은 7s<sup>-1</sup> 에서 50s<sup>-1</sup> 였다. 전체 스트레인은 다음과 같이 정의된다.<sup>(2)</sup>

$V$  와  $\rho$  는 반응물의 속도와 밀도를 나타내고, 하첨자  $a$  와  $f$  는 공기와 연료를 나타낸다. 미소 중력 실험은 먼저 실린더를 진공으로 만들고, 실린더 내에서 공기와 반응하는 초과 연료의 연소 가능성 배제를 위해 분위기는 질소로 채워진다. 빠른 시간 안에 열선 온도를 증가시키기 위해 응답 특성이 좋은 Pt/Rd 13% 열선이 사용되었고, 반응물들의 유동이 시작된 후 점화를 위해 약 2 초간 충전된다. 본 연구에서는 공기는 상부버너, 질소로 희석된 메탄은 하부버너에서 공급되고, 초기 혼합기는 가능한 점화조건에서 소화 근처로 하였다. 점화한 후에 열선은 화염에 교란을 최소화 하도록 2cm/s 로 버너로부터 제거된다. 낙하한 후에 미소 중력 조건은 10<sup>-3</sup>m/s<sup>2</sup> 이하이다.

미소 중력 실험에서 신장울, 희석제 물분율, 실린더 압력, 낙하 시작과 끝 시간, 그리고 포토 검출기(photo detector)로부터의 신호가 기록된다. 화염 소화는 포토 검출기로부터 신호가 현격히 떨어지는 시간에서 발생하게 된다. 계의 응답 지연 시간을 고려한 소화 시간에서 화염 소화의 임계 질소 물분율이 결정되었고, 계의 응답 지연 시간은 질소 물분율에 대한 두개의 ramping 을 가지고 반복 실험을 통해 얻어졌다. 또한, 이러한 계의 응답 지연 시간을 결정하는 방법은 계의 부피와 신장울의 곱이 유동율에 상당하는지를 평가하여 확인하였다. 중력 조건에서 질소의 ramping 율에 따라 조사한 결과 화염 소화를 위한 임계 질소 물분율은 ramping 율에 무관함을 확인할 수 있었다.

### 2.3 온도 측정

12.5 $\mu\text{m}$  의  $\beta\text{-SiC}$  필라멘트가 중심선을 따라 버너 양단에 설치되고, 소화 근처에서는 화염이 청염이므로 필라멘트로부터의 방사 화염 강도로부터 화염 온도가 측정이 가능하게 된다.<sup>(13)</sup> 필라멘트로부터 방사 화염 강도는 근접 렌즈(close-up lens)를 통해 디지털 비디오 카메라에 기록되고, 상의 분해능은 8 bit RGB 색으로 0.07mm/pixel 이었다. 얻어진 상의 노출은 상이 최대 온도에서 과다 노출이 되지 않도록 조절되어 사용되었다. 어떤 표면으로부터 전체 방사 에너지는 플랑크 법칙에 따라  $E = \epsilon\sigma T^4$  로 표현되며, 디지털 비디오 카메라에 의해 감지되는 화염으로부터 조사율은 감지기의 스펙트럴 민감도 및 투과율 그리고 고체각(solid angle)의 함수이다. 그러나 디지털 비디오 카메라의 스펙트럴 응답 곡선과 광학계의 투과율은 일정하지 않을 뿐더러 알기는 어렵다. 결국 디지털 비디오 카메라의 신호와  $T^4$  와의 선형적 관계는 가정될 수 없고, 신호 강도와 필라멘트 온도 사이에 관계를 알기 위한 검정원(calibration source)이 필요하게 된다. OPDIF 코드는 파이버 주변에 열전달 해석에 근거하여 예견된 파이버 온도를 교정하는데 사용된다. 파이버 온도는 측정된 파이버 강도와 비교되고, 파이버 강도는 파이버 온도의 5 승에 비례하였다. 현재의  $\beta\text{-SiC}$  필라멘트 기법은 기존 연구에서 상세히 소개되어 있어 상세한 소개는 생략한다.<sup>(9)</sup> 대류 열전달 계수는 실린더 주위에 저속의 교차 유동(cross flow)에 대한 열전달 해석으로부터 얻어졌다. 화염에 대해 수직 및 수평 방향에 대한 필라멘트 강도 비교를 통해 둘 사이의 차이는 실험 오차 내에 있었다. 얻어진 가스 온도는 1200K 이상인 경우에 대해서만 받아들일 수 있다.<sup>(9)</sup>

## 3. 수치적 방법

### 3.1 2 차원 축대칭 화염해석

유한 화학반응에 기반을 둔 비정상 2 차원 화염은 중력 및 미소 중력하의 대향류 확산 화염에 대해 수행되었다. 현재의 수치 해석 방법은 미소 중력 실험결과 및 중력장에서의 실험결과 등에서의 천이 과정 및 화염 모양을 예측하는데 사용할 수 있고 화염 소화에 요구되는 임계 질소 물분율을 예측할 수 있다. 수치계산은 2 차원 직접수치모사(direct numerical simulation) 기법에 의해 수행되었고, 3 단계 반응 기구<sup>(14)</sup>를 사용하였고 열화학적 물

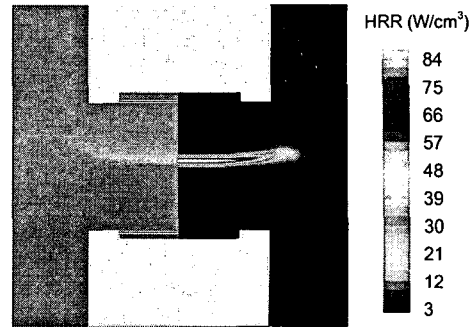


Fig. 2 Photo of 0-g flame and computed heat release rate of microgravity flame for  $a_g=20$  (1/s) and  $Ca = 0.81$

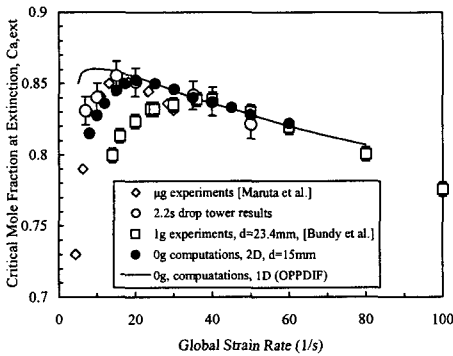
성치는 CHEMKIN,<sup>(15)</sup> 전달 물성치는 TRANFIT<sup>(16)</sup> 을 사용하였다.

원래의 코드는 단일 와에 의해 교란되는 대향류 비에혼합화염의 비정상 응답과 화염소화를 검토하기 위해 개발되었다.<sup>(17)</sup> 본 연구에서는 저신장을 화염의 화염소화 연구를 위해 수정하여 사용되었다. 저마하수 근사에 기반을 둔 방정식들은 속도, 화학종, 온도이다. 예측자-교정자(predictor-corrector) 방식을 이용하여 지배방정식을 시간적분하였다. 최소 격자 간격은 축방향으로는 0.15mm, 반경방향으로는 0.3mm로 하였으며, 3단계 반응모델을 사용하는 현재의 연구에서 열방출 영역의 두께를 충분히 분해 가능하고 소화한계 예측을 정확히 할 수 있는 수준이다. 시간 간격은 안정한 해를 얻기 위해 계산상에서 얻어졌다. 관심영역의 화염이 청염이므로 광학적 박복사 모델(optically thin model)이 사용될 수 있고<sup>(18)</sup>, 3단계 화학반응모델에서 활성화 에너지와 예지수 요소(pre-exponential factor)는 복사 열손실에 의한 효과가 적은 화염신장이 40s<sup>-1</sup>인 화염의 소화한계 및 온도 측정 데이터에 기반을 두어 수정하여 사용하였다.

Fig. 2는  $a_g=20\text{s}^{-1}$ 와  $Ca=0.81$ 인 경우에 대해 미소중력장의 실험에서 얻어진 화염사진과 열방출율에 대한 수치해석 결과를 비교하여 보여주고 있다. 여기서  $Ca$ 는 희석제의 물분율을 의미한다. Fig. 2에 나타난 바와 같이 화염위치와 모양은 수치해석에 의해 잘 예측됨을 알 수 있다.

### 3.2 1차원 대향류화염 해석

기존연구자들은 전형적으로 대향류 화염을 주로 1차원으로 해석하였다. Maruta 등<sup>(12)</sup>은 1차원 대향류 코드를 사용하여 실험으로부터 얻어진 C-곡선

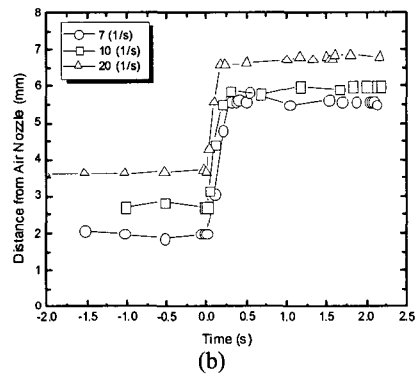
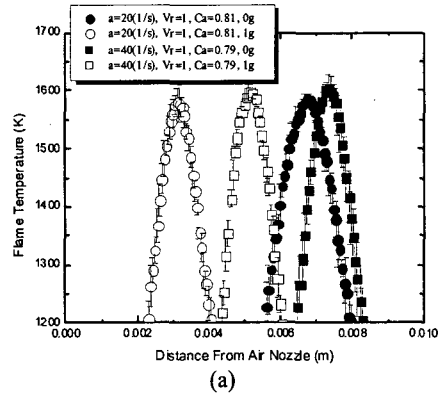


**Fig. 3** Measured and computed critical nitrogen mole fraction in the fuel stream for extinction in normal- and micro-gravity flames

의 저신장을화염 영역에 있어서 복사 열손실 효과의 중요성을 보였다. 본 연구에서도 소화 근처 화염 구조와 소화 한계를 예측하는 2 차원 모델과의 비교를 위해 OPPDIF 코드<sup>(19)</sup>를 사용하였다. 유사 변수 개념에 근간을 둔 OPPDIF 코드는 속도, 온도, 화학종의 방정식을 풀게 되고 마찬가지로 복사항은 광학적 박복사 모델을 채택하였다. 기본적으로 부력항은 OPPDIF 코드에 포함되어 있지 않다. GRI-3.0 상세반응기구<sup>(20)</sup>와 3 단계 반응기구<sup>(14)</sup>를 1 차원 해석에 사용되었다.

#### 4. 결과 및 논의

Fig. 3 에 본 연구에서 얻어진 측정 및 예측된 소화 한계를 비교하였고, Maruta 등<sup>(12)</sup>에 의해 수행된 미소중력 실험결과도 비교하였다. 본 연구에서 얻어진 실험결과는 임계질소 물분율의 소화한계 및 C-곡선 상의 화염 소화를 위한 최대 임계 질소 물분율의 위치 등을 고려할 때 Maruta 등에 의해 얻어진 미소 중력에서의 실험 결과와 잘 일치한다. 화염 소화를 위한 최대 임계 질소 물분율은  $15s^{-1}$ 의 전체화염신장율에서  $0.855 \pm 0.016$  였다. 중력 조건에서의 전환점(turning point)은 미소 중력에 비해 훨씬 고화염신장율에서 발생한다. 중력조건외 소화한계 곡선의 특성은 측면 열손실 이외에 부력에 의해 화염 예지부분에서 국부 화염신장율이 증가하고 이로 인한 화염 외측으로부터의 소화특성에 기인한다.<sup>(21)</sup> 소화한계 곡선은 화염신장율이  $20s^{-1}$  이상에서는 Maruta 등의 결과는 본 연구의 결과에 비해 급격히 감소한다. 중력 및 미소 중력에 대한 본 연구에서의 결과가 화염신장율 증가에



**Fig. 4** Typical flame behavior in normal- and micro-gravity flames; (a) temperature profile and (b) position of maximum flame temperature from the airside duct subject to a constant near extinction mole fraction of diluent

따라 부력 효과가 현저히 감소하는 고화염신장율의 영역에서도 하나의 곡선으로 나타내어지는 점으로부터 현재 결과에 대한 신뢰를 갖게 한다. 현재의 결과에서는  $40s^{-1}$  이상의 화염신장율에서는 눈에 두드러지는 차이가 없는 반면  $40s^{-1}$  이하의 화염신장율에서는 중력 조건에서의 임계 질소 물분율은 미소중력에서의 값에 비해 일관되게 적게 나타난다. 따라서  $40s^{-1}$  이상의 화염신장율에서는 부력이 열손실 측면에서 중대한 효과를 나타내지 않는다는 것을 알 수 있다.

저신장을 화염에 있어서 1 차원 수치해석 결과는 미소 중력인 경우에 측정 결과와 비교하여 과다 예측되고, 2 차원 해석 결과는 실험 결과와 잘 일치하고 있다. 특히 같은 광학적 박복사 모델을 적용했음에도 불구하고 저화염신장율에서 1 차원 해석 결과를 가지고 화염소화에 대해 예측된 임계 질소 물분율은 2 차원 해석결과에 비해 훨씬 크다. 이것은 복사열손실외에 추가적으로 다차원 효과가 저화염신장율에서 크게 작용하고 있음을 의미한다.

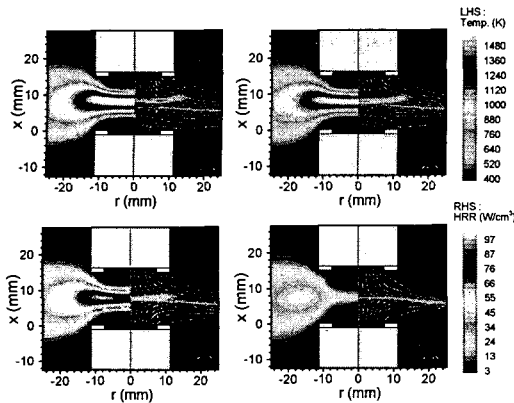


Fig. 5(a) Computed sequence of the extinction of microgravity flame for  $a_g=20 \text{ s}^{-1}$  and  $Vr=1$  as the nitrogen mole fraction in the fuel stream increases from 0.79 to 0.855: (a) initial state of 0s, (b) 0.12s (c) 0.18s (d) 0.24s. The left-hand side of the figures shows the computed local flame temperature, while the right-hand side shows the computed local heat release rate and streamlines

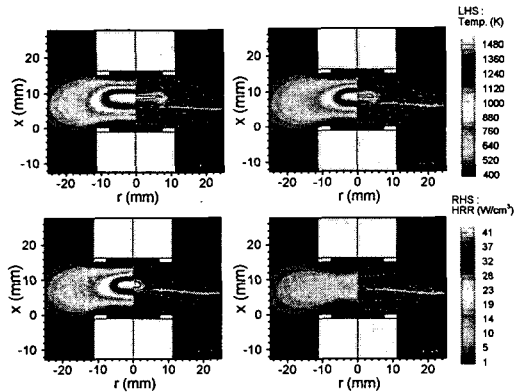


Fig. 5(b) Computed sequence of the extinction of microgravity flame for  $a_g=8 \text{ s}^{-1}$  and  $Vr=1$  as the nitrogen mole fraction in the fuel stream increases from 0.79 to 0.815: (a) initial state of 0s, (b) 0.30s (c) 0.39s (d) 0.45s. The left-hand side of the figures shows the computed local flame temperature, while the right-hand side shows the computed local heat release rate and streamlines

미소 중력하에서 C-curve 의 저화염신장율에서 화염소화에 대한 희석체의 임계 물분율의 감소는 복사 열손실에 기인한다는 사실<sup>(12,22)</sup>은 지난 연구들로부터 잘 알려진 사실로 받아들여져 왔다. 그러나 본 연구의 후반부에서 보여지겠지만 반경방향으로의 측면 열손실이 C-curve 전환점의 위치에 크게 작용한다는 사실을 알 수 있다.

Fig. 4 는 전형적인 화염 거동을 나타내며, (a)는 중력 및 미소 중력에서의 온도 분포 그리고 (b)는 중력 조건으로부터 미소 중력으로 변화하는 과정에서 공기층 버너로부터 최대 화염 온도의 위치를 나타낸다. 화염이 미소 중력으로 천이하는 과정에서 최대화염온도의 위치는 양측 버너의 중심으로 움직이게 되고 반응대의 두께는 약간 증가한다. 화염 온도는 천이 과정으로부터 미소 중력 상태로 변하면서 일정하게 되고 반응대 안에서 온도 측정의 불확실성은  $\pm 35\text{K}$  였다.

기존 연구에서 저화염신장율의 소화한계에서 최대 복사 분율은 0.2 정도였다.<sup>(12)</sup> 그러나 무한대에서 점원을 갖는 경계 조건으로부터의 계산에 기반을 둔 1 차원 계산으로부터 얻어진 결과이고, 유한한 버너 직경의 효과가 고려되지 않았다. 더우기 현재의 OPPDIF 코드를 사용한 1 차원 계산에서 조차 유한한 버너 직경의 효과는 고려되어 있지 않다.  $20 \text{ s}^{-1}$  보다 작은 저화염신장율에서의 현재 실험적 관찰에 따르면 측면 화염 크기는 버너 직경보다 작았고 소화 한계 근처에서는 버너 직경의 약 1/2 정도였다. 한편, Maruta 등의 실험에서는 버너 직경이 16mm 이고 현재의 버너 직경은 15mm 라는 것이 주목되어야 한다. 결국 외측의 예지 화염에서 주위로의 측면 열손실이 직접적으로 중심부의 화염에 영향을 미칠 수 있다는 것이다. Maruta 등의 결과는 이러한 유한한 버너 직경 효과를 무시한 상태에서 과다 예측되었을 가능성을 배제할 수 없다. Fig. 3 에서 1 차원 및 2 차원 계산 사이의 소화에서 임계 질소 물분율의 차이는 유한한 버너 직경에 기인할 수 있음을 의미한다. 결국 유한한 버너 직경의 대향류 화염에 대해서는 2 차원 수치 해석이 요구된다는 것을 의미한다.

이러한 사실을 명확히 보이기 위해 미소 중력하에서 화염신장율이 작고 큰 경우( $a_g=8$  and  $20 \text{ s}^{-1}$ )의 소화 과정을 Fig. 5 에 나타내었다. 두개의 화염신장율은  $20 \text{ s}^{-1}$  를 전후하여 화염 소화 기구가 다르기 때문에 선택되었다. 연료측에서 질소 물분율은  $Ca=0.79$  로부터 화염 소화한계까지 증가되었다. 그림의 좌측에는 계산된 국부적 화염 온도를 나타내고 우측에는 열방출율을 나타낸다. 또한 우측에는 유선을 포함시켰다. Fig. 5(a)에 나타낸 바와 같이 대표적인 고화염신장율인 경우의 화염 거동은 화염 강도가 중심에서 더 약하고 전체 화염 소화는 동시에 발생한다. 이것은 잘 알려진 전형적인 스트레치를 받는 화염의 소화 거동이다. 반면에 Fig. 5(b)에 나타낸 바와 같이 대표적으로 저화염신장율의 경우에는 화염 소화는 외측 화염 예지로부터 시작되고 외측으로부터 안쪽으로 화염이 움츠러들

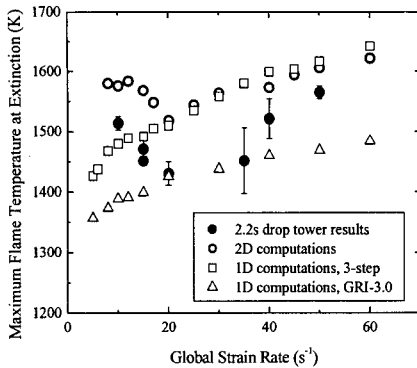


Fig. 6 Experimented and simulated maximum flame temperatures at flame extinction as a function of a global strain rate at the center of microgravity flame

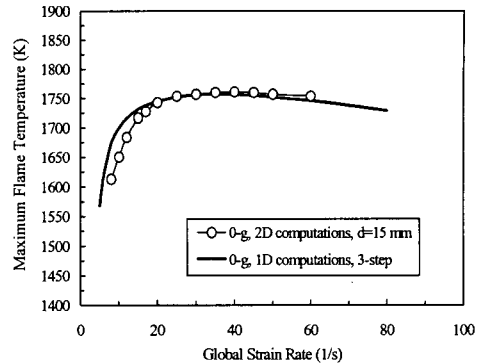


Fig. 7 Computed 1D and 2D maximum flame temperatures as a function of the global strain rate at the center of microgravity flames with  $Ca=0.79$

Table 1 Specific maximum heat release rate as a function of radial location in simulated microgravity flames.

Location	Maximum HRR ( $J/cm^3s$ )	Local strain rate ( $s^{-1}$ )	SMHRR ( $J/cm^3$ )
Microgravity, $a_g=8 s^{-1}$			
$r/R=0^*$	48.0	12.0	4.2
$r/R=0.4$	46.0	11.0	4.2
$r/R=0.9^{**}$	25.0	11.0	2.4
Microgravity, $a_g=20 s^{-1}$			
$r/R=0^*$	110.0	36.0	3.0
$r/R=0.5$	107.0	33.0	3.2
$r/R=1.4^{**}$	54.0	8.4	6.5

\* Where R is the burner inner radius and  $r/R=0$  is at the center of the flow field  
 \*\* The outer flame edge region that has half value of the centerline heat release rate

어 최종적으로 화염 소화가 나타난다는 것을 알 수 있다.

다음은 두 화염들 사이의 화염 소화 과정을 정량적으로 비교하기 위해 국부적인 화염신장율에 대한 최대 열방출율의 비로 정의된 비최대열방출율(specific maximum heat release rate, SMHRR)을 구하였다.<sup>(23)</sup> 이러한 변수는 물리적으로 화염 강도에 대한 척도로 사용되며, 물리적으로 SMHRR 이 작은 경우 화염 강도는 약하고 소화되기 쉽다는 것을 의미한다. Table 1 에 보이듯 미소 중력 화염의 저화염신장율의 대표적 경우로서  $8 s^{-1}$  인 경우에 외측 화염 에지에서 화염 강도는 중심에 비해 훨씬 약하다는 것을 알 수 있다. 이러한 화염 구조가 전술된 바와 같이 저화염신장율에서 외측으로

부터 중심쪽으로 화염 소화가 나타나게 되는 원인임을 알 수 있다. 반면에  $20 s^{-1}$  인 경우에 외측 화염 에지는 강하고 따라서 Fig. 5(a)에 나타난 바와 같이 화염이 갑자기 전체적인 소화로 나타나는 원인임을 알 수 있다. Fig. 6 에 미소 중력 하에서 1 차원 및 2 차원 계산으로부터 화염 소화에서 얻어진 최대 화염 온도를 실험에 의한 최대 화염 온도와 비교하고 있다. 광학적 박복사 모델, 3 단계 및 GRI-3.0 반응기구를 사용한 1 차원 계산 결과로부터 화염 소화에서 최대 화염 온도는 전체화염신장율의 증가에 따라 단조 증가한다는 것을 알 수 있다. 반면에 실험 결과와 2 차원 계산 결과는 전체화염신장율이 증가함에 따라 최대화염온도가 감소하다가 최소를 보인 후에 다시 증가하는 경향이 정성적으로 잘 묘사된다. 결과적으로 1 차원 및 2 차원 계산 사이의 차이는 다차원 효과(특별히 측면 열손실 효과)에 기인한다는 것을 의미한다. Fig. 7 은  $Ca=0.79$  인 경우에 전체화염신장율에 따라 1 차원 및 2 차원으로 계산된 중심에서의 최대 화염온도를 나타낸다. 저화염신장율에서 1 차원 및 2 차원 계산 결과들 사이의 차이는 크다는 것을 알 수 있다. 결과적으로 다차원 효과가 고려된 2 차원 계산에 있어서 화염 온도가 더 작다는 것을 알 수 있다.

지금까지 유한한 버너 직경을 갖는 대항류 화염에서 다차원 효과가 중요해진다는 것을 보였지만, 측면 혹은 반경 방향으로 열손실이 Maruta 등이 제시한 복사분율과의 비교를 통하여 평가하는 것이 명확한 증거를 제시하는 것일 수 있다. 계산된 2 차원 화염에 대해 에너지 방정식 상의 각항의 기여도를 평가하기 위해 에너지 방정식은 아래의 식 (2)의 형태로 다시 쓰여진다.

$$\underbrace{\rho c_p \left( \frac{\partial T}{\partial t} \right)}_0 = \underbrace{-\rho c_p u \frac{\partial T}{\partial x}}_{Cx} - \underbrace{\rho c_p v \frac{\partial T}{\partial r}}_{Cr} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right)}_{Dx} + \underbrace{\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \lambda \frac{\partial T}{\partial r} \right)}_{Dr} + \underbrace{\sum_{i=1}^N \rho c_{pi} D_{im} \frac{\partial Y_i}{\partial x} \frac{\partial T}{\partial x}}_{Mx} + \underbrace{\sum_{i=1}^N \rho c_{pi} D_{im} \frac{\partial Y_i}{\partial r} \frac{\partial T}{\partial r}}_{Mr} + \underbrace{\dot{q}_r}_{Rs} - \underbrace{\sum_{i=1}^N W_i h_i^0 \dot{\omega}_i}_{Cs} \tag{2}$$

여기서  $C_x$  와  $C_r$  은 축방향 및 반경방향 대류항,  $D_x$  와  $D_r$  은 축방향 및 반경방향 확산항,  $M_x$  와  $M_r$  은 축방향 및 반경 방향 상호 확산항(inter-diffusion term),  $R_s$  는 복사 열손실율, 그리고  $C_s$  는 화학반응에 의한 열방출율을 나타낸다. 에너지 방정식에서 각항은 단위부피당 단위시간당 에너지의 단위를 갖는다. 각항의 상대적인 중요성은 중심선을 따라 화염 표면에 대해 적분을 수행함으로써 평가될 수 있다.

Fig. 8 은  $Ca=0.79$  인 경우에 있어서 전체화염신장율의 함수로서 2 차원으로 계산된 화염의 열방출율에 대한 에너지 방정식의 각항의 분율로서 각각의 기여도를 나타낸다. 0-g 및 1-g 화염의 중심축 반응대에서는 축방향 전도 열손실은 열발생량에서 복사 및 반경방향 열손실을 제외한 양과 대략 균형을 이루게 된다. Fig. 8 에 보여진 바와 같이 단지 반경 방향으로의 전달항들인  $C_r$ ,  $D_r$ ,  $M_r$  과 복사항이 중요한 역할을 하지만, 복사항과 반경 방향으로의 전도 열손실이 주로 열손실에 기여한다는 것을 알 수 있다. 한편, Fig. 3 의 결과를 이제 다시 평가해 볼 필요가 있다. Fig. 3 을 살펴보면 1 차원 계산의 경우가 전환점이 가장 저화염신장율

에서 나타나고, 실험 및 2 차원 수치 해석 결과가 좀더 높은 화염 신장율에서 나타나고 있다. 또한 Fig. 8 에서 보인 바와 같이 2 차원 계산에서 복사 열손실율은 1 차원 계산과 비교하여 별 차이가 없는 것으로부터 복사항은 1 차원 및 2 차원 계산에 별 영향을 받지 않는다는 것을 알 수 있다. 또한 1 차원 계산에서는 반경 방향으로의 전도 열손실이 없고 2 차원 계산에서만 나타난다는 점을 주목해야 한다. 결국 Fig. 3 에 나타난 저화염신장율에서 1 차원 계산 결과와 실험 및 2 차원 계산 결과와의 차이는 Fig. 8 에서 보는 바와 같이, 복사 열손실량은 유사하지만, 2 차원 계산과 실험에서는 반경방향의 전도 열손실량 더 추가되기 때문에 소화한계가 1 차원 결과에 비해 작게 나오는 것을 알 수 있다.

5. 결론

NASA 2.2초 낙하 설비를 사용하여 미소 중력 실험이 수행되었고, 3단계 및 GRI-3.0을 이용한 1 차원 및 2차원 수치해석이 소화 한계와 화염구조를 해석하기 위해 도입되었다. 미소 중력 실험에서 전체화염신장율은  $7 \text{ s}^{-1}$ 로부터  $50 \text{ s}^{-1}$ 까지 변화되었고, 각 실험은 전체화염신장율을 고정시키고 회석제 유동율을 증가시키고 연료 유동율을 감소시켜 수행되었다. 얻어진 결과는 다차원 효과를 명확히 하기 위해 1차원 및 2차원 해석과 비교되었고, 다음과 같은 결론이 얻어진다.

다차원 효과, 특히 화염 소화에 있어서 측면 열손실의 중요성을 설명하기 위해서는 2 차원 수치해석이 요구되며 이러한 효과들은 1 차원 모델로는 설명되지 않는다. 본 연구와 Maruta 등<sup>(12)</sup>의 유한한 버너 직경을 가지고 수행된 실험들은 다차원 열손실 효과들이 고려되었을 때야 만이 비로서 이해되고, C-곡선의 전환점은 복사 열손실 만의 원인에 의해 나타나는 것이 아니라는 것을 알 수 있었다.

화염 소화 기구는 고화염신장율과 저화염신장율에서 아주 상이하게 나타난다. 고화염신장율 화염

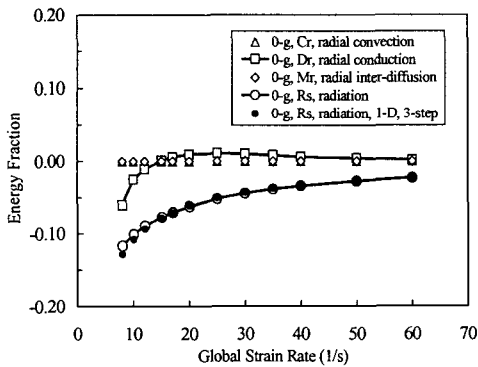


Fig. 8 Overall fractional contribution by each term in the energy equation to the heat release of the computed 1D and 2D flame as a function of the global strain rate at the center of a microgravity flame with  $Ca=0.79$  and a burner diameter of 15 mm for 2D flames

에 대해서는 화염 강도가 중심에서 더 약하고 결국 질소 물분율이 증가함에 따라 전체 화염이 동시에 소화하게 된다. 이것은 전형적으로 신장된 화염에서의 소화 거동으로 잘 알려져 있는 바이다. 반면에 저화염신장율 화염에 대해서는 화염 소화가 외측 화염 예지로부터 나타나고, 질소 물분율 증가에 따라 화염은 외측으로부터 중심 쪽을 향하여 화염 소화가 진행되다가 중심부 화염마저도 소화된다.

열방출율에 대한 에너지 방정식의 각항의 분율에 대한 평가로부터 1 차원 및 2 차원으로 수행된 결과들 사이에서 복사 분율은 거의 차이를 나타내지 않는다. 따라서 Fig. 3 에 묘사된 바와 같이 화염 소화 거동에 있어서 반경방향으로의 전도 열손실(측면 열손실)이 중요한 원인임을 알 수 있다. 결론적으로 Fig. 3 의 1 차원 계산에 잘 나타나 있지만 순수한 복사 열손실만에 의해 나타나는 전환점은 훨씬 저화염신장율 영역으로 이동하게 된다. 따라서 Maruta 등이 저화염신장율화염에 대해 순수 복사열손실에 의해 화염 소화를 설명하려면 그것은 기존 데이터에 비해 훨씬 저화염신장율에 대해서만 적용되어야 한다.

## 후 기

본 연구는 NASA Microgravity Research Division 의 Contraction No. NNC04CB07C에 의해 지원되었고, 순천대학교공과대학학술재단의 교수해외파견 연구지원사업에 의해 지원을 받아서 수행되었고 이에 감사를 드립니다.

## 참고문헌

- (1) Tsuji, H., 1984, "Counterflow Diffusion Flames," *Progress in Energy and Combustion Science*, Vol. 8, pp. 93~119.
- (2) Seshadri, K. and Williams, F. A., 1978, "Laminar Flow Between Parallel Plates with Injection of a Reactant at High Reynolds Number," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 21, pp. 251~253.
- (3) Puri, I. K. and Seshadri, K., 1986, "Extinction of Diffusion Flames Burning Diluted Methane and Diluted Propane in Diluted Air," *Combustion and Flame*, Vol. 65, pp. 137~150.
- (4) Peters, N. and Kee, R. J., 1987, "The Computation of Stretched Laminar Methane-Air Diffusion Flames Using a Reduced-Four Step Mechanism," *Combustion and Flame*, Vol. 68, pp. 17~29.

- (5) Seshadri, K. and Kee, R. J., 1988, "Asymptotic Structure and Extinction of Methane-Air Diffusion Flames," *Combustion and Flame*, Vol. 73, pp. 23~44.
- (6) Tsuji, H. and Yamaoka, I., 1969, "Structure Analysis of Counterflow Diffusion Flames in the Forward Stagnation Region of a Porous Cylinder," *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol. 13, pp. 723~731.
- (7) Tsuji, H. and Yamaoka, I., 1971, "Structure Analysis of Counterflow Diffusion Flame in the Forward Stagnation Region of a Porous Cylinder," *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol. 13, pp. 723~731.
- (8) Kim, J. S., 1997, "Linear Analysis of Diffusive-Thermal Instability in Diffusion Flames with Lewis Number Close to Unity," *Combust. Theory Modelling*, Vol. 1, pp. 13~40.
- (9) Bundy, M., Hamins, A. and Lee, K. Y., 2003, "Suppression Limits of Low Strain Rate Non-Premixed Methane Flames," *Combustion and Flame*, Vol. 133, pp. 299~310.
- (10) Zhang, H. and Egolfopoulos, F. N., 2000, "Paper Title," *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol. 28, pp. 1875~1882.
- (11) Maruta, K., Yoshida, M., Ju, Y. and Niioka, T., 1996, "Experimental Study on Methane-Air Premixed Flame Extinction at Small Stretch Rates in Microgravity," *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol. 26, pp. 1283~1289.
- (12) Maruta, K., Yoshida, M., Guo, H., Ju, Y. and Niioka, T., 1998, "Extinction of Low-Stretched Diffusion Flame in Microgravity," *Combustion and Flame*, Vol. 112, pp. 181~187.
- (13) Vilimovic, V. and Goss, L.P., 1988, "SiC-Based Thin-Filament Pyrometry : Theory and Thermal Properties," *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol. 22, pp. 1907~1914.
- (14) Dryer, F. L. and Glassman, I., 1972, "High Temperature Oxidation of CO and CH<sub>4</sub>," *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol. 14, pp. 987~1003.
- (15) Kee, R. J., Rupley, F. M. and Miller, J. A., 1989, "A Fortran Chemical Kinetic Package for the Analysis of Gas Phase Chemical Kinetics," *SAND89-8009B*.
- (16) Kee, R. J., Dixon-Lewis, G., Warnatz, J., Coltrin, M. E. and Miller, J. A., 1986, "A Fortran Computer Code Package for the Evaluation of Gas-Phase Multicomponent Transport Properties," *SAND86-8246*.
- (17) Oh, C. B., Park, J. and Lee, C. E., 2004, "Numerical Investigation of Extinction in a Counterflow Nonpremixed Flame Perturbed by a Vortex," *Combustion and Flame*, Vol. 65, pp. 137~150.
- (18) Ju, Y., Guo, H., Maruta, K. and Liu, F., 1997, "On the Extinction Limit and Flammability Limit of Non-Adiabatic Stretched Methane-Air Premixed Flames," *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 342, pp. 315~334.
- (19) Lutz, A. E., Kee, R. J., Grcar, J. F. and Rupley, F. M., 1997, "OPPDIF : A Fortran Program for Computing Opposed-Flow Diffusion Flames," *Sandia Report SAND96-8243*.
- (20) Bowman, C. T., Hanson, R. K., Davidson, D. F., Gardiner, W. C., Lissianski, V., Smith, G. P., Golden, D.



- M., Frenklach, M. and Goldenburg, M., 1999, [http://www.me.berkeley.edu/gri\\_mech/](http://www.me.berkeley.edu/gri_mech/).
- (21) Oh, C. B., Park, J., Choi, B., Kim, J. S. and Hamins, A., 2005, "Extinction Limits of Low Strain Rate Counterflow Nonpremixed Flames in Normal Gravity," *Transactions of the KSME B*, Vol. 29, No. 9, pp. 997~1005.
- (22) T'ien, J. S., 1986, "Diffusion Flame Extinction at Small Stretch Rates: The Mechanism of Radiative Loss," *Combustion and Flame*, Vol. 65, pp. 31~34.
- (23) Sung, C. J., Liu, J. B. and Law, C. K., 1995, "Structural Response of Counterflow Diffusion Flames to Strain Rate Variations," *Combustion and Flame*, Vol. 102, pp. 481~492.