

열 및 운동량 손실이 예혼합화염의 연소불안정성에 미치는 영향에 관한 연구

강상훈* · 백승욱** · 임홍근***

Investigation of Premixed Flame Instability with Heat and Momentum Losses

Sang Hun Kang* · Seung Wook Baek** · Hong Geun Im***

ABSTRACT

For MEMS applications, the effects of the momentum and heat loss on the stability of laminar premixed flames in a narrow channel are investigated by high-fidelity numerical simulations. A general finding is that momentum loss promotes the Saffman-Taylor (S-T) instability which is additive to the Darrieus-Landau (D-L) instabilities, while the heat loss effects result in an enhancement of the diffusive-thermal (D-T) instability. These effects are also valid in nonlinear behavior of the premixed flame. The simulations of multiple cell interactions are also conducted with heat and momentum loss effects.

초 록

초소형 연소시스템의 응용을 위한 기초 자료로서, 열 및 운동량 손실이 예혼합화염의 연소불안정성에 미치는 영향에 대하여 수치적으로 연구하였다. 고차정확도를 갖는 수치해석기법을 이용한 수치실험에서 운동량 손실은 Darrieus-Landau (D-L) 불안정성을 증진시키는 효과를 보였고 열손실은 diffusive-thermal (D-T) 불안정성을 활성화시키는 효과를 나타냈다. 이러한 영향은 화염의 비선형적 거동구간에도 유효하여 다중 셀의 분할 및 통합과정에서도 중요한 역할을 했다.

Key Words: Darrieus-Landau instability(Darrieus - Landau 불안정성), Diffusive-thermal instability (열 및 질량확산 불안정성), Saffman-Taylor instability(Saffman-Taylor 불안정성), Heat loss(열손실), Momentum loss(운동량손실)

† 2005년 4월19일 접수 ~ 2005년 9월12일 심사완료

* 정회원, 한국항공우주연구원 항공추진그룹

** 종신회원, 한국과학기술원 항공우주공학과

*** 정회원, 미시건대 기계공학과

연락처, E-mail: aeroksh@kari.re.kr

1. 서 론

MEMS (Micro-Electro-Mechanical Systems), 즉 초소형 정밀 기계시스템의 개발은 현재 가장

많은 연구자들이 관심을 갖고 주목하고 있는 분야 중에 하나이다. 휴대용 전자장비, 초소형 센서 및 미소비행체 등을 비롯한 많은 초소형 시스템들이 개발되고 있으며, 그에 따라 이들 시스템으로의 안정적이고 효율적인 동력공급 또한 매우 중요한 연구분야로 인식되고 있다. 현재 대부분의 초소형 시스템들은 전기에너지를 주동력원으로 삼고 있으며 이동식 시스템의 경우에는 전기 배터리를 이용한 동력시스템에의 의존도가 매우 높다고 할 수 있다. 그러나 전기 배터리의 경우에는 에너지 밀도가 타 에너지원보다 현저하게 떨어질 뿐만 아니라 장시간 충전을 필요로 하는 경우가 많아 이를 대체할 수 있는 동력장치의 개발이 필요한 실정이다. 많은 연구자들은 전기 배터리의 대체 동력원으로서 화학에너지를 손꼽고 있다. 특히 초소형연소시스템(Micro combustion system)을 이용한 구동장치는 화학적 에너지를 전기에너지의 중간단계 없이 기계적 에너지로 전환할 수 있어 그 효율 면에서 여타 다른 동력장치보다 우수하다고 할 수 있다.

초소형연소시스템의 개발에 있어서 가장 중요한 일은 연소시스템 내부에서 화염을 안정화하고 제어하는 일이다. 좁은 공간에서 화염을 존속시키기 위해서는 화염두께가 얇은 예혼합화염이 유리하지만 조건에 따라 연소불안정성에 의하여 화염이 불안정해 질 수 있기 때문에 이를 적절하게 제어해야하는 어려움이 있다.

이러한 문제를 해결하기 위하여, 많은 연구자들이 예혼합화염의 연소불안정성에 관하여 연구해 왔다. 예혼합화염은 내재적 불안정성을 통하여 층류에서 난류로 스스로 천이된다. 이 중 Darrieus-Landau (D-L) 불안정성과 diffusive-thermal (D-T) 불안정성은 이러한 내재적 불안정성의 대표적인 모드라고 할 수 있으며 수십년 동안 많은 연구자들에 의해 연구되었다[1-4]. 그러나 초소형 연소시스템과 같이 협소한 공간에서 예혼합화염이 전파될 때에는 벽면으로부터 마찰에 의한 운동량 손실 및 열손실을 무시할 수 없게 되므로 기존의 연소불안정성의 특성이 영향을 받을 수 있다. 따라서 본 연구에서는 좁

은 채널 내에서 예혼합화염이 전파될 때 운동량 손실 및 열손실 효과가 전체적인 연소불안정성에 어떠한 영향을 미치는지 살펴보고, 초소형 연소시스템 개발의 기초자료를 제시하고자 한다.

Saffman and Taylor[5] 는 어떠한 전파면이 마찰저항력을 받을 때 생겨날 수 있는 불안정성에 대하여 처음으로 언급하였다. "Viscous fingering"이라고 불리는 이러한 현상은 좁은 두 평판 사이로 정의되는 Hele-Shaw cell을 혼합되지 않는 두 유체가 한 방향으로 통과할 때, 협소한 공간으로 인해 두 유체간의 점성도 차이에 의한 저항력이 극대화 되어 나타나게 된다. 이후 Joulin and Sivashinsky[6]는 점근해석(Asymptotic analysis)을 이용한 연구를 통하여 예혼합화염전파에서도 Saffman-Taylor (S-T) 불안정성이 나타나며 이러한 운동량 손실이 연소불안정성을 더 심화시키는 역할을 한다는 사실을 증명하였다. 그러나 이들의 연구는 D-T 불안정성의 효과를 배제했을 뿐만 아니라, 현상 자체를 선형영역으로 제한하여 실제 현상을 모사하는데는 한계가 있다. S-T 불안정성에 관한 실험적 고찰은 Abid 등[7]에 의해서 시도 되었다. 이들은 메탄+공기 및 에탄+공기 등의 예혼합화염이 Hele-Shaw cell을 전파해나갈 때 나타나는 S-T 불안정성의 특성에 대해서 연구하였다. Kang 등[8]은 고해상도의 수치해법을 이용하여 S-T 불안정성이 예혼합화염 전파에 미치는 영향에 관하여 연구하였다. 이 연구에서 그들은 D-L, D-T 불안정성과 S-T 불안정성의 메커니즘에 대해서 상세히 기술하였고 Lewis 수와 Peclet 수가 이들 연소불안정성에 미치는 영향에 대해서도 연구하였다. 이들의 연구에 의하면 S-T 불안정성은 유체역학적인 불안정성의 특성을 가지며 화염 셀의 크기를 조절하는데 관여하여 평균 화염 전파속도에 영향을 미친다. 이들의 연구는 벽면에 의한 운동량손실이 전체 연소불안정성에 미치는 영향에 대해서 중요한 기준을 제시하긴 했으나 Hele-Shaw cell의 벽면을 단일조건으로 가정하여 열손실의 효과는 무시하였다.

그동안 열손실이 내재적 불안정성에 미치는

영향에 관한 연구는 활발하게 이루어지지 않았다. Joulin and Clavin[9]은 점근해석을 이용한 D-T 불안정성의 특성에 관한 연구에서 열손실효과를 고려하여 그 영향에 대해서 설명하였으나 D-L 불안정성의 영향을 배제하여 현상에 관한 종합적인 설명은 부족하였다. Joulin and Sivashinsky[6]는 열손실 효과가 S-T 불안정성에 미치는 영향에 대해서도 언급하였으나, 열손실에 의한 영향이 클 것으로 예측되는 D-T 불안정성 모드는 고려하지 않았기 때문에 그들의 이론으로 실제현상을 설명하는 데는 무리가 있다. 최근 Bechtold 등[10]은 점근해석을 이용한 연구에서 복사열전달효과가 Markstein 수에 영향을 주어 전체적인 D-T mode의 특성을 변화시킨다고 주장했다.

본 연구에서는 현재까지의 연구와 맥락을 같이하여 열손실 및 운동량 손실이 예혼합화염의 연소불안정성에 미치는 영향에 대해서 수치적으로 연구하였다. 이 때, 기존의 연구들이 가졌던 한계점을 극복하기위해서 본 연구에서는 D-L, D-T 및 S-T 불안정성이 상호간에 미치는 영향을 모두 고려하였고 선형 및 비선형영역에서의 예혼합화염의 거동 또한 모사하여 각각의 영역에서 나타나는 연소불안정성의 특성에 대해서 고찰하였다.

2. 수치 해석 기법

화염면의 두께 및 화염전파속도는 예혼합화염의 불안정성 및 거동과 밀접하게 연관되어있는 변수이다. 따라서, 본 연구에서는 이러한 변수들의 변화를 정확하게 예측하기 위해서 고해상도의 수치해석기법(Direct Numerical Simulation)을 이용하였다. 이러한 방법은 계산 영역의 크기에는 한계가 있으나 별다른 가정없이 선형영역의 화염거동 뿐만 아니라 비선형 영역의 거동까지 해석할 수 있다는 장점을 가지고 있다.

본 연구에서는 압축성 Navier-Stokes 방정식과

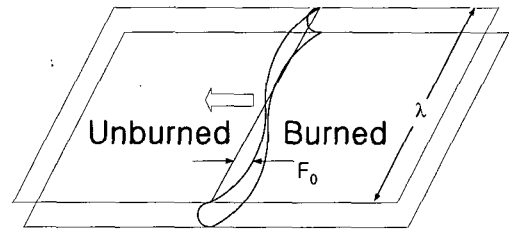


Fig. 1 Schematic of the Flame Propagation through the Hele-Shaw Cell

에너지, 화학종 방정식을 단단계 단종 아래니우스 모델과 함께 해석하였으며 모든 변수들은 음향학적 시간 스케일과 길이 스케일로 무차원화시켜 해석하였다. 본 연구에서 사용한 지배방정식과 수치해석 기법은 기존에 수행하였던 연구 논문[8]에 자세하게 설명되어있으므로 본문에서는 무차원화와 같은 부수적인 내용을 생략하여 소개하기로 한다.

본 연구에서 기본적으로 고찰하고자 하는 현상은 평행한 두 평판사이로 정의될 수 있는 Hele-Shaw cell을 통한 예혼합화염의 전파이다 (Fig. 1). 이 현상을 보다 편리하게 고찰하기 위해서 본 연구에서는 갈릴레안 변환 (Galilean Transformation)을 통하여 화염면을 따라 이동하는 관찰자의 입장에서 현상을 해석하였다. 즉, 화염면을 계산영역내에 오랫동안 머무를 수 있게 하기 위해, 평판과 유동은 일정한 속도로 화염전파방향과 반대방향으로 이동하게 된다. 또한 Hele-Shaw cell을 통한 화염의 전파현상을 2차원적으로 모사하기 위해서 cell 두께방향의 속도장과 온도장은 다음과 같이 포물선 분포(Parabolic profile)를 갖는다고 가정하였다.

$$u(x, y, z) = -\frac{4\{u(x, y, h/2) - U_c\}}{h^2} z^2 + \frac{4\{u(x, y, h/2) - U_c\}}{h} z + U_c \quad (1)$$

$$T(x, y, z) = -\frac{4\{T(x, y, h/2) - T_w\}}{h^2} z^2$$

$$+ \frac{4\{T(x, y, h/2) - T_w\}}{h} z + T_w \quad (2)$$

이때 h 는 Hele-Shaw cell 의 두께를 나타내며 U_c 와 T_w 는 관찰자의 이동에 의한 대류속도 (Convective velocity)와 Hele-Shaw cell 벽면의 온도를 각각 나타낸다. 벽면온도 T_w 는 화염의 열손실과 밀접한 관련이 있으며 벽면의 재질 및 외부온도에 따라 달라질 수 있으므로 다음과 같은 열손실 변수 H 를 도입하여 정의한다.

$$T_w = T_0 + (1 - H) \times (T_g - T_0) \quad (3)$$

이때 T_0 는 반응물 초기 온도를 나타내며 T_g 는 기체온도를 나타낸다. $H=0$ 인 경우에는 $T_w = T_g$ 가 되어 단열벽면조건을 얻을 수 있고 $H=1$ 인 경우에는 $T_w = T_0$ 가 되어 등온벽면조건을 설정할 수 있다.

Equation 1과 2의 모델을 이용하여 $z=h/2$ 평면에서의 Hele-Shaw cell의 벽면에 의한 운동량의 손실과 열손실항을 표현하면 다음과 같다.

$$\tau_{zx} = \mu \frac{\partial u}{\partial z} = -\mu \left[\frac{8\{u(x, y, h/2) - U_c\}}{h^2} z - \frac{4\{u(x, y, h/2) - U_c\}}{h} \right] \quad (4)$$

$$\frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} = \mu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = -\frac{8\mu\{u(x, y, h/2) - U_c\}}{h^2} \quad (5)$$

$$q_z = k \frac{\partial T}{\partial z} = -k \left[\frac{8\{T(x, y, h/2) - T_w\}}{h^2} z - \frac{4\{T(x, y, h/2) - T_w\}}{h} \right] \quad (6)$$

$$\frac{\partial q_z}{\partial z} = \mu \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = -\frac{8k\{T(x, y, h/2) - T_w\}}{h^2} \quad (7)$$

또한 이를 이용하여 열, 운동량손실항을 포함한 $z=h/2$ 평면에서의 2차원 지배방정식 시스템은 다음과 같이 구성될 수 있다.

$$\frac{\partial \rho^+}{\partial t^+} + \frac{\partial}{\partial x^+} (\rho^+ u^+) + \frac{\partial}{\partial y^+} (\rho^+ v^+) = 0 \quad (8)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t^+} (\rho^+ u^+) + \frac{\partial}{\partial x^+} (\rho^+ u^{+2}) + \frac{\partial}{\partial y^+} (\rho^+ u^+ v^+) \\ &= -\frac{\partial P^+}{\partial x^+} + \frac{1}{Re_a} \left[\frac{\partial \tau_{xx}^+}{\partial x^+} + \frac{\partial \tau_{xy}^+}{\partial y^+} + \frac{\partial \tau_{xz}^+}{\partial z^+} \right] \quad (9) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t^+} (\rho^+ v^+) + \frac{\partial}{\partial x^+} (\rho^+ u^+ v^+) + \frac{\partial}{\partial y^+} (\rho^+ v^{+2}) \\ &= -\frac{\partial P^+}{\partial y^+} + \frac{1}{Re_a} \left[\frac{\partial \tau_{xy}^+}{\partial x^+} + \frac{\partial \tau_{yy}^+}{\partial y^+} + \frac{\partial \tau_{yz}^+}{\partial z^+} \right] \quad (10) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial e^+}{\partial t^+} + \frac{\partial}{\partial x^+} [(e^+ + P^+) u^+] \\ & \quad + \frac{\partial}{\partial y^+} [(e^+ + P^+) v^+] \\ &= \frac{1}{Re_a} \left[\frac{\partial}{\partial x^+} (u^+ \tau_{xx}^+) + \frac{\partial}{\partial y^+} (u^+ \tau_{xy}^+) \right. \\ & \quad + \frac{\partial}{\partial z^+} (u^+ \tau_{xz}^+) + \frac{\partial}{\partial x^+} (v^+ \tau_{xy}^+) \\ & \quad \left. + \frac{\partial}{\partial y^+} (v^+ \tau_{yy}^+) + \frac{\partial}{\partial z^+} (v^+ \tau_{yz}^+) \right] \\ & \quad + \frac{1}{Re_a Pr} \left[\frac{\partial}{\partial x^+} \left(\mu^+ \frac{\partial T^+}{\partial x^+} \right) + \frac{\partial}{\partial y^+} \left(\mu^+ \frac{\partial T^+}{\partial y^+} \right) \right. \\ & \quad \left. + \frac{\partial}{\partial z^+} \left(\mu^+ \frac{\partial T^+}{\partial z^+} \right) \right] + Q_R^+ \dot{w}_R^+ \quad (11) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t^+} (\rho^+ Y_i^+) + \frac{\partial}{\partial x^+} (u^+ \rho^+ Y_i^+) \\ & \quad + \frac{\partial}{\partial y^+} (v^+ \rho^+ Y_i^+) \\ &= \frac{1}{Re_a Sc} \left[\frac{\partial}{\partial x^+} \left(\mu^+ \frac{\partial Y_i^+}{\partial x^+} \right) + \frac{\partial}{\partial y^+} \left(\mu^+ \frac{\partial Y_i^+}{\partial y^+} \right) \right] \\ & \quad - \dot{w}_R^+ \quad (12) \end{aligned}$$

본 연구에서 사용한 단단계 단종 반응 모델은 다음의 식으로 표현될 수 있다.

$$\begin{aligned} Q_R^+ &= \frac{1}{Y_{R,0}} c_0^2 (T_f^+ - T_0^+) \\ &= \frac{1}{Y_{R,0}} c_0^2 \left(\frac{\sigma}{1-\sigma} \right) \left(\frac{1}{\gamma-1} \right) \quad (13) \end{aligned}$$

$$\dot{\omega}_R^+ = A^+ \rho^+ Y_R^+ \exp \left[-\frac{\beta(1-\theta)}{1-\sigma(1-\theta)} \right] \quad (14)$$

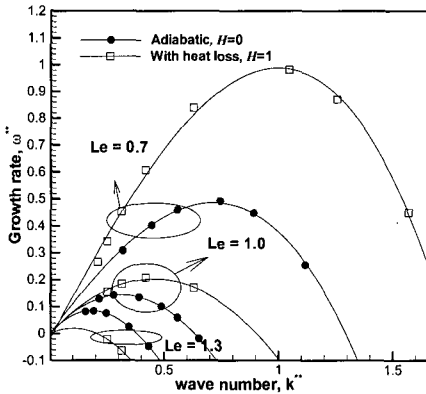


Fig. 2 Growth Rate versus the Wave Number for Different Lewis Number and Heat Loss Conditions: $h^{**} = 8, F_0/\lambda = 10^{-3}$

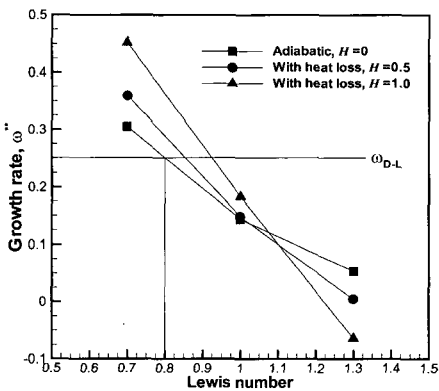


Fig. 3 The Growth Rate as a Function of the Lewis Number and Heat Loss Parameter : $h^{**} = 8, \lambda^{**} = 20, F_0/\lambda = 10^{-3}$

이때 β 는 Zeldovitch 수이고 σ 는 발열 변수이다.

Equation 8-12에 기술한 지배방정식은 6차정확도를 갖는 외재적 유한차분법[11]을 이용하여 차분하였으며, 3차 정확도의 외재적 Runge-Kutta 방법[12]을 통하여 시간진행에 따른 해를 구하였다. 화염전파 초기에 발생할 수 있는 압력파는

계산 경계면에서 반사될 경우 전체 해를 오염시킬 수 있다. 따라서 유동의 입구와 출구에는 무반사경계조건을 사용하여 압력파가 계산영역 외부로 진행하여 빠져나가도록 설정하였다[13, 14]. 또한 화염전파의 가로방향의 경계면은 주기 경계 조건(Periodic boundary condition)을 주어 현상을 해석하였다.

본 연구에서 사용한 수치해석 기법은 고해상도를 요구하는 만큼 많은 계산량을 필요로 한다. 따라서 본 연구에서는 수치해석 결과를 신속하게 얻어내기 위해서 MPI방법(Message passing interface)을 이용하여 해석코드를 병렬화하였다. 병렬화된 해석코드는 10개의 프로세서를 통한 테스트에서 계산속도가 프로세서의 개수에 선형적으로 비례하여 향상되었다.

Figure 1에는 본 연구에서 기본적으로 다루고자 하는 물리현상을 개략적으로 묘사하여 나타냈다. 수치해석을 위한 초기조건은 1-D 예혼합화염전파를 해석한 결과를 2-D 영역으로 사상(Mapping)하여 구성하였다. 이때 초기 화염면에 다음과 같은 사인파형태의 교란을 주어 이후의 화염면의 거동을 고찰하였다.

$$x_f = F_0 \sin(ky) \quad (15)$$

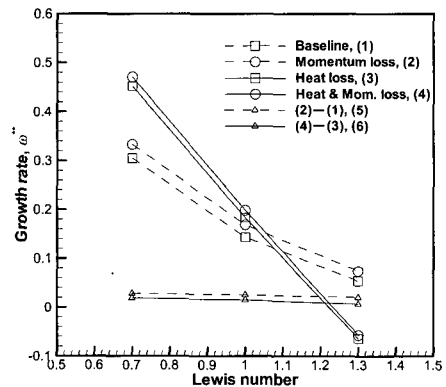


Fig. 4 Effects of Heat and Momentum Loss on the Growth Rate for Different Lewis Numbers : $h^{**} = 8, \lambda^{**} = 20, H = 1.0, F_0/\lambda = 10^{-3}$

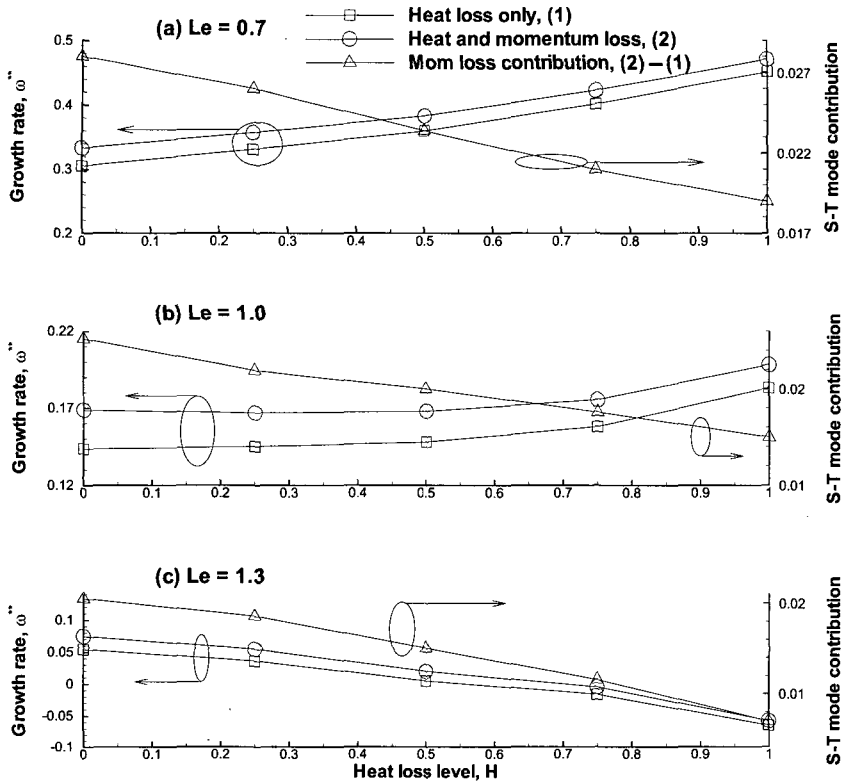


Fig. 5 Growth Rate versus the Heat Loss Level and S-T Mode Contribution for (a) $Le = 0.7$, (b) $Le = 1.0$, and (c) $Le = 1.3$: $h^{**} = 8$, $\lambda^{**} = 20$, $H = 1.0$, $F_0/\lambda = 10^{-3}$

이때 x_f 는 평면 화염면에 주어지는 교란을 나타내며 F_0 는 초기 교란의 크기를, k 는 교란과 수(Wavenumber)를 각각 나타낸다. 본 연구에서는 기본적으로 $Re_a = 1700$, $Pr = 0.7$, $\sigma = 0.8$, $\beta = 10$ 을 기준값으로 사용하였다. 또한 수평방향의 계산 영역은 화염두께의 50배 정도를 유지하였으며 열역학적 화염두께에 10개의 격자점을 할당하여 충분한 해상도를 갖도록 하였다. 해석 결과는 화염속도 및 두께의 변화에 관계없이 현상을 파악할 수 있도록 다음과 같은 열역학적 화염두께(δ_{th})와 화염시간(τ_{th})으로 무차원하여 표현하였다.

$$\delta_{th} = \frac{T_f - T_0}{(dT/dx)|_{T=(T_f+T_0)/2}} \tag{16}$$

$$\tau_{th} = \delta_{th}/S_L \tag{17}$$

이를 이용한 무차원 물리량은 상첨자 "****"로 표현하였다.

3. 결 과

3.1 선형영역에서의 불안정성

3.1.1 열손실의 영향

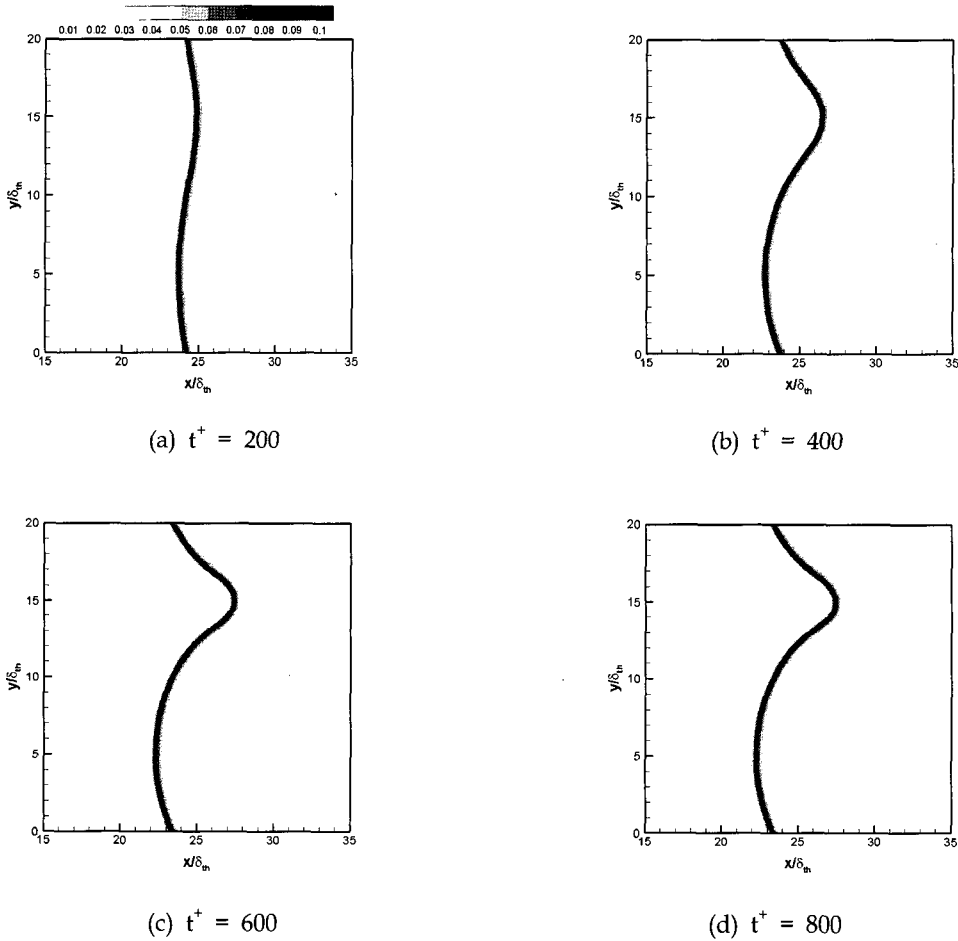


Fig. 6 Time Evolution of the Normalized Reaction Rate Contours in Nonlinear Behavior at (a) $t^+ = 200$, (b) $t^+ = 400$, (c) $t^+ = 600$, and (d) $t^+ = 800$, without Heat and Momentum Loss, for $Le = 1.0$, $\lambda^{**} = 20$, $F_0/\lambda = 10^{-2}$

Diffusive-thermal (D-T)불안정성의 기본적인 메커니즘은 화염면으로의 질량확산과 열확산의 불균형 현상이다. 따라서 Lewis 수가 중요한 변수가 되며 열손실 효과 또한 D-T 불안정성에 중요한 영향을 끼칠 것으로 예상할 수 있다. 이 절에서는 열손실 효과가 D-T 불안정성에 미치는 영향을 파악하기 위하여 수치해석적 실험 (Numerical experiment)을 수행하였다.

Figure 2에는 Lewis 수의 변화 및 열손실효과의 유무에 따라 연소불안정성의 크기가 어떻게 달라지는지 나타냈다. 이 때 w 는 연소불안정성

에 의한 교란크기 F 의 증가율로 다음의 식으로 표현할 수 있다.

$$w = \frac{1}{F} \frac{dF}{dt} \quad (18)$$

그림에서 살펴볼 수 있듯이 열손실 효과는 Lewis수에 따라 다르게 나타났다. 즉, $Le=0.7$, 1.0 인 경우에는 열손실효과를 고려한 경우 교란 증가율이 단일조건의 경우보다 더 크게 나타나 화염이 더 불안정해졌으나 $Le=1.3$ 인 경우에는

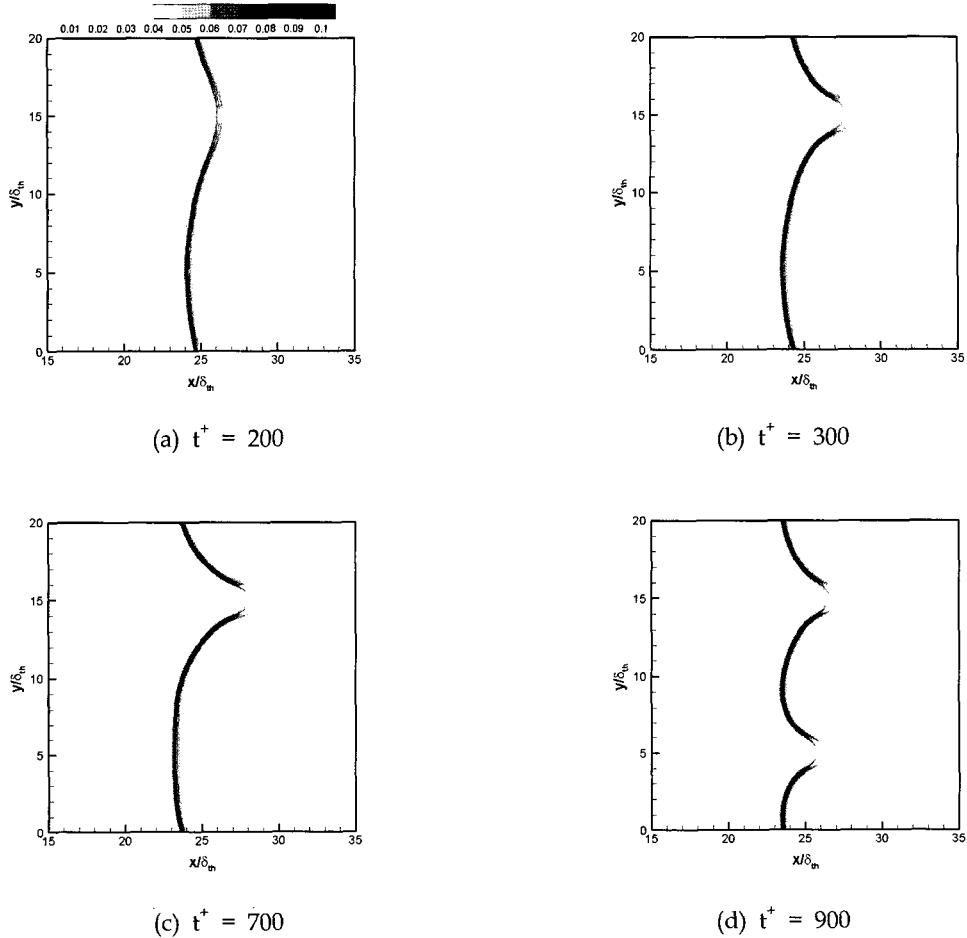


Fig. 7 Time Evolution of the Normalized Reaction Rate Contours in Nonlinear Behavior at (a) $t^+ = 200$, (b) $t^+ = 300$, (c) $t^+ = 700$, and (d) $t^+ = 900$, without Heat and Momentum Loss, for $Le = 0.7$, $\lambda^{**} = 20$, $F_0/\lambda = 10^{-2}$

열손실 효과가 교란증가율을 감소시켜 화염을 더 안정화시키는 결과를 보였다. 이를 더 자세히 살펴보기 위해서 Fig. 3에는 일정한 교란과수 ($k^{**} = 0.314$ or $\lambda^{**} = 20$)에 대한 교란 증가율의 변화를 발췌하여 도시하였다. 기존의 이론과 동일하게 Lewis 수가 감소함에 따라 화염이 더 불안정해지는 현상은 열손실 여부에 관계없이 동일하게 나타났으나 열손실 효과가 불안정성에 미치는 영향은 Lewis 수에 따라 다르게 나타났다. 즉, D-T 모드에 의해 불안정한 영역 ($Le < 1$)에서는 열손실효과가 불안정성을 더 심화시키지

만 D-T 모드에 의해 안정한 영역 ($Le > 1$)에서는 열손실효과가 불안정성을 감소시키는 역할을 했다. 이는 다시 말하면, 열손실 효과가 Lewis 수에 따른 교란증가율의 변화기울기를 증가시켰다고 할 수 있다. 이러한 현상의 원인에 관한 간단한 물리적 설명은 아직까지 이루어지지 않고 있다. 그러나 Bechtold 등[10]은 최근의 점근해석 (Asymptotic Analysis)을 통한 연구에서 열손실 효과가 Markstein 길이의 변화를 초래하여 본 연구에서 제시한 결과와 동일한 경향이 나타나게 된다는 것을 수식적으로 증명하였다.

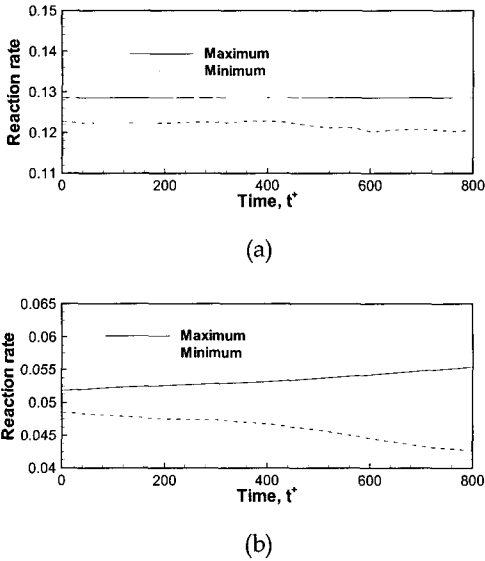


Fig. 8 Time Evolution of the Normalized Reaction Rate at the Flame Surface for (a) the Baseline case without Heat or Momentum Loss, and (b) with Heat Loss only, for $Le = 1.0$, $\lambda^{**} = 20$, $F_0/\lambda = 10^{-2}$

또한 Joulin and Clavin[9]은 열손실 효과가 임계 Lewis 수 (D-T 불안정성에 의해 화염이 불안정한 영역과 안정한 영역의 경계가 되는 Lewis 수)를 변화시킬 수 있다고 예측하였다. 그러나 그들의 연구는 D-T 모드만을 고려한 결과인 반면 본 연구에서는 D-T 불안정성 뿐만 아니라 D-L 불안정성 모드까지 포함하였기 때문에 이들의 예측결과를 명확하게 확인하기는 어렵다. 총 불안정성에서 D-T 모드만을 분리해 추출하기는 어렵지만 다음과 같은 몇 가지 가정을 도입하면 Joulin and Clavin[9]의 예측결과를 확인할 수 있다.

- (a) 단열 조건의 경우 $Le_c = 0.8$ (i.e. $l_{1,c} = -2$)이다.
- (b) D-L 불안정성 모드는 Lewis 수 및 열손실량에 의해 변화하지 않는다.

이러한 가정을 통하면 순수하게 D-L 모드에 의한 교란 증가율 w_{D-L} 은 약 0.2507로 Fig. 3의

수평한 선으로 나타낼 수 있다. 따라서 이 수평 선과의 교차점으로 표시될 수 있는 임계 Lewis 수는 열손실에 따라 증가하여 기존의 이론적 예측과 일치하는 것을 알 수 있다. 사실상 D-L 불안정성 모드는 열손실과 무관하지 않으므로 가정 (b)는 옳지 않다고 할 수 있다. 그러나 열손실량이 많을수록 열팽창에 의한 D-L 모드의 양 또한 저하되므로 w_{D-L} 을 표시한 수평선은 열손실량에 따라 아래로 하강하게 된다. 따라서 열손실에 따른 임계 Lewis 수의 증가는 더욱 심화되어 기존의 이론적 예측은 더욱 명확하게 확인될 수 있다.

3.1.2 열 및 운동량손실의 영향

본 절에서는 예혼합화염의 전파에 있어서 열 및 운동량 손실이 복합적으로 미치는 영향에 대해서 고찰하였다. Fig. 4에는 Fig. 3에 도시한 결과와 동일한 조건에 더하여 열 및 운동량 손실의 복합적인 영향을 함께 도시하였다. 그림에서 "baseline"으로 표시되는 결과는 열 및 운동량 손실이 모두 없는 결과이고 운동량손실 (Momentum loss)은 $h^{**} = 8$ 의 조건으로, 열손실 (Heat loss)은 $H = 1.0$ 의 조건을 주어 계산한 결과이다. 앞선 절에서 설명한 바와 같이 열손실 효과는 Lewis 수에 따른 연소불안정성의 변화기울기를 심화시키는 결과를 보이고 있다. 운동량 손실에 의한 영향은 Kang 등[8]의 결과에서 나타난 바와 같이 전체적으로 불안정성을 심화시키는 효과를 보여주고 있으며 이러한 경향은 열손실이 함께 동반된 경우에도 동일하게 나타나고 있다. Case (5)와 (6)은 열손실의 여부에 따라 운동량 손실에 의한 불안정성의 상승정도를 각각 보여주고 있다. 즉, case (5) (case (2)-(1))는 단열조건에서 운동량 손실로 인한 불안정성의 상승정도를 나타내고 있고, case (6) (case (4)-(3))는 열손실이 있는 조건에서 운동량 손실에 의한 불안정성의 상승정도를 나타내고 있다. 각각의 경우에서 운동량 손실에 의한 영향이 Lewis 수와 무관하게 나타나고 있는 것은 Kang 등[8]의 결과와 일치하지만 열손실이 있는 경우

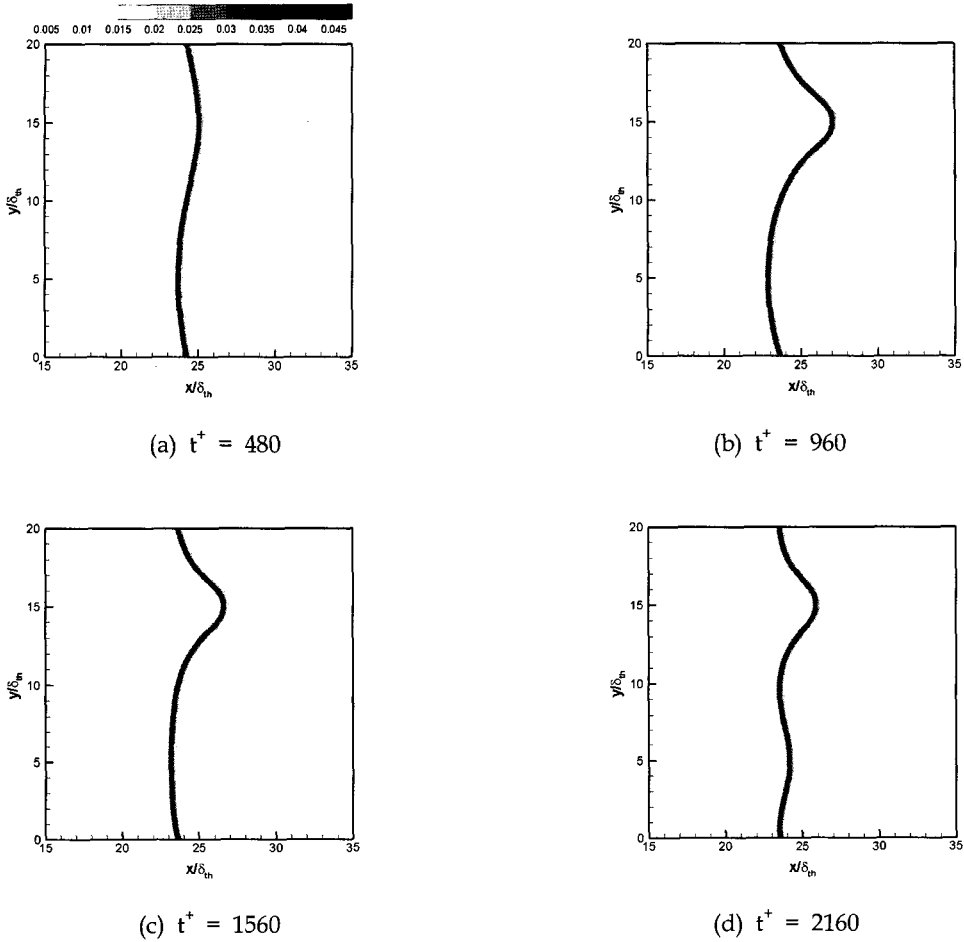


Fig. 9 Time Evolution of the Normalized Reaction Rate Contours in Nonlinear Behavior at (a) $t^+ = 480$, (b) $t^+ = 960$, (c) $t^+ = 1560$, and (d) $t^+ = 2160$, with Heat Loss only, for $Le = 1.0$, $\lambda^{**} = 20$, $F_0/\lambda = 10^{-2}$

에는 운동량 손실에 의한 불안정성의 상승정도가 더 저하되는 것을 알 수 있다. 이는 열손실이 있는 경우 연소가스의 온도가 낮아져 점성도 또한 동반 하락하기 때문으로 풀이 될 수 있다. 즉, 열손실로 인하여 S-T 모드의 구동력이라 할 수 있는 점성도 차이가 저하되어 S-T 불안정성의 절대량이 감소하게 된 것이다. Fig. 5를 살펴보면 이러한 경향을 더 뚜렷하게 관찰할 수 있다. Fig. 5는 Lewis 수 및 열손실 변수 H 의 변화에 따른 불안정성의 크기 변화를 나타내고 있다. 그림에서 살펴볼 수 있듯이 Lewis 수가 작

은 경우에는 열손실 효과가 화염을 더 불안정하게 하고 Lewis 수가 큰 경우에는 열손실 효과가 화염을 더 안정하게 하며, 이와 관계없이 운동량 손실은 전체적으로 화염을 더 불안정하게 하고 있다. 그러나 이러한 운동량 손실에 의한 영향의 크기는 모든 경우에서 열손실 변수에 반비례하여 감소하는 것을 알 수 있다. 따라서 열손실량이 크게 나타나는 초소형 연소시스템의 경우에는 열손실에 의한 영향이 운동량 손실에 의한 것 보다 더 중요한 역할을 할 것으로 예측할 수 있다.

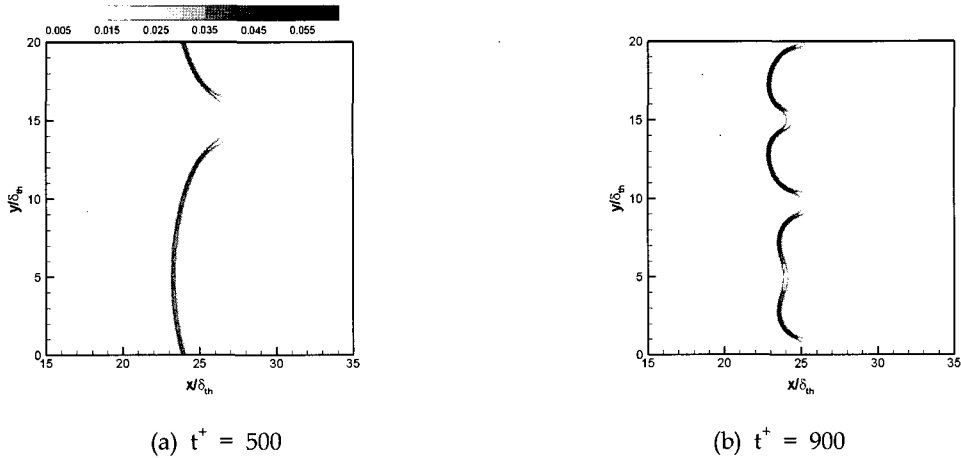


Fig. 10 Time Evolution of the Normalized Reaction Rate Contours in Nonlinear Behavior at (a) $t^+ = 500$, (b) $t^+ = 900$, with Heat Loss only, for $Le = 0.7$, $\lambda^{**} = 20$, $F_0/\lambda = 10^{-2}$

3.2 비선형영역에서의 불안정성

3.2.1 D-T 모드에 의한 셀 분리

3.1 에서는 열손실효과가 D-T 모드를 더 심화시키는 것을 확인할 수 있었다. 그러나 이러한 결과는 교란의 정도가 매우 작은 경우로 정의될 수 있는 선형적 거동영역에 국한된 결과였다. 따라서 이러한 영향이 일반적인 화염의 비선형적 거동영역에서도 유효한 것인지는 확실하지 않다. 따라서 본 절에서는 열손실 효과를 포함한 예혼합화염의 비선형적 거동에 대해서 살펴보기로 한다.

예혼합화염에 있어서 비선형적인 거동과 선형적인 거동의 중요한 차이점은 D-T 모드에 의해 발생하는 화염면의 곡률에 따른 국부적인 화염속도의 변화이다. Markstein[15]의 이론에 의하면 실제 화염속도 u_n 은 층류 평면 화염속도 u_L 로부터 다음과 같이 유도될 수 있다.

$$u_n = u_L [1 - (L_M/R)] \quad (19)$$

이때 L_M 은 Markstein 길이를 나타내고 R 은 화염면의 곡률반경을 나타낸다. 이러한 국부적인

화염속도의 변화는 선형영역의 경우 곡률반경이 매우 크므로 무시할 수 있지만, 비선형영역의 경우 전체적인 화염면의 거동에 중요한 역할을 하게 된다. Yuan 등[16]은 이러한 영향으로 인해 화염면의 셀 분리가 일어날 수 있음을 지적한 바 있다.

Fig. 6과 7에는 Lewis 수가 1.0과 0.7인 경우에 화염면의 거동을 반응률 등고선을 이용하여 도시하였다. 이 때 열 및 운동량손실은 고려하지 않았다. 그림을 살펴보면 Lewis 수가 1.0인 경우 (Fig. 6) 시간이 지날 수록 1개의 화염면 셀이 생성되며 화염면의 위치에 따른 반응률의 변화는 심하지 않은 것을 관찰할 수 있다. 그러나 Lewis 수가 0.7인 경우(Fig. 7)에는 국부적인 반응률의 차이로 인하여 셀 분리가 발생하여 2개의 셀이 생성되고 있음을 알 수 있다.

셀 분리의 메커니즘은 다음과 같이 설명할 수 있다. 초기조건으로 주어진 미소교란은 불안정성에 의해서 점점 커지게 되고 화염면은 골짜기부분(Trough)과 봉우리 부분(Crest)으로 나뉘어져 화염면 셀이 생성된다(Fig. 7(a)). 골짜기부분이 후방으로 후퇴하게 되면 셀의 경계면 부분의 곡률반경이 감소하게 되므로 Eq. 19에 의해서 국부적인 화염속도가 증가하게 된다 (Fig. 7(b)). 셀

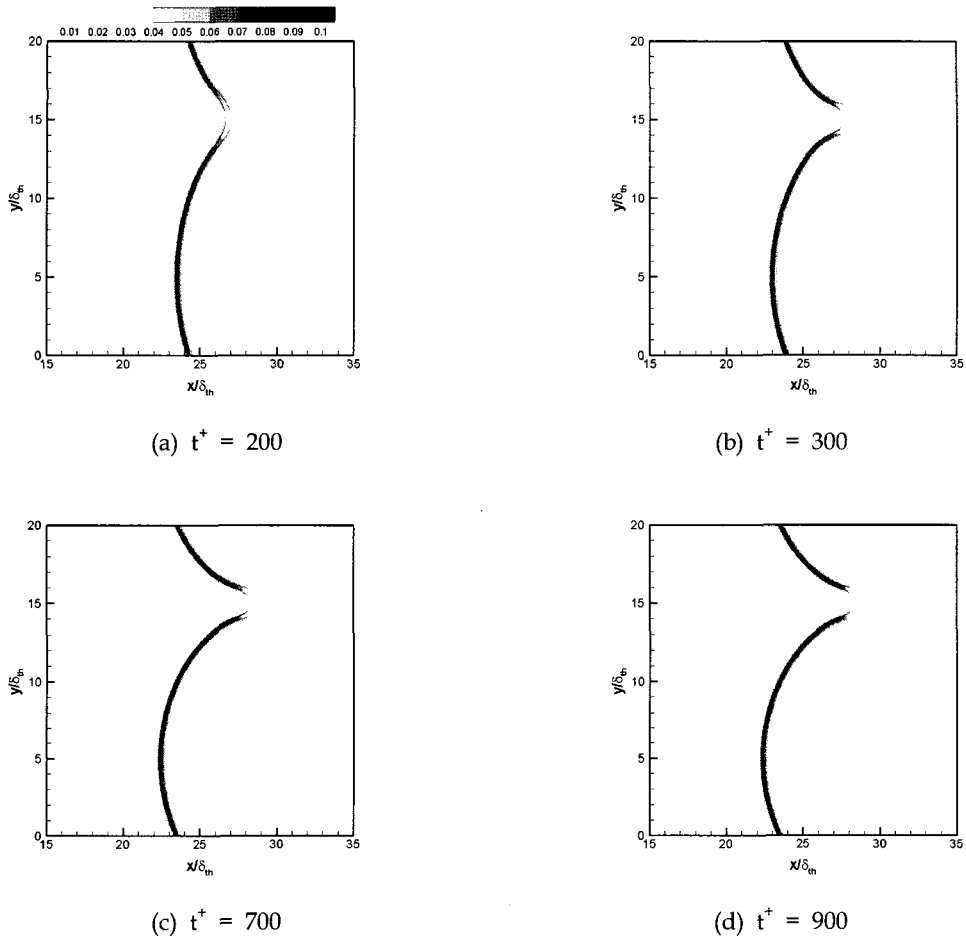


Fig. 11 Time Evolution of the Normalized Reaction Rate Contours in Nonlinear Behavior at (a) $t^+ = 200$, (b) $t^+ = 300$, (c) $t^+ = 700$, and (d) $t^+ = 900$, with Momentum Loss only, for $Le = 0.7$, $\lambda^{**} = 20$, $F_0/\lambda = 10^{-2}$

경계면은 세로방향으로 전파되므로 화염면의 봉우리 부분은 점차 늘어지고 평평해져 화염강도는 점점 약화되게 된다(Fig. 7(c)). 시간이 지나면서 화염면의 봉우리 부분은 점차 약화되어 마침내 분리된다(Fig. 7(d)).

Figure 6과 7에 나타난 결과의 비교에서 D-T 모드에 의해 불안정한 화염은 국부적 화염속도의 변화로 인하여 셀 분리를 일으키는 것을 알 수 있다.

3.2.2 열 및 운동량 손실의 영향

앞선 절에서 살펴본 바와 같이 D-T 모드는 셀 분리과정에 있어서 중요한 역할을 한다. 열손실 효과가 D-T 모드를 증진시킨다는 3.1.1의 결과로 볼 때 열손실 효과가 셀 분리를 촉진시키는 것도 가능할 것으로 기대할 수 있다.

이를 확인하기 위해서 본 절에서는 3.2.1의 결과와 같은 조건에 열손실 효과를 더하여 계산을 수행해 보았다. 이 때 열손실량은 Hele-Shaw cell 두께 $h^{**} = 5$, 열손실 변수 $H = 0.4$ 로 두어 조절하였다.

Figure 8에는 $Le = 1.0$ 인 경우에 화염면 상

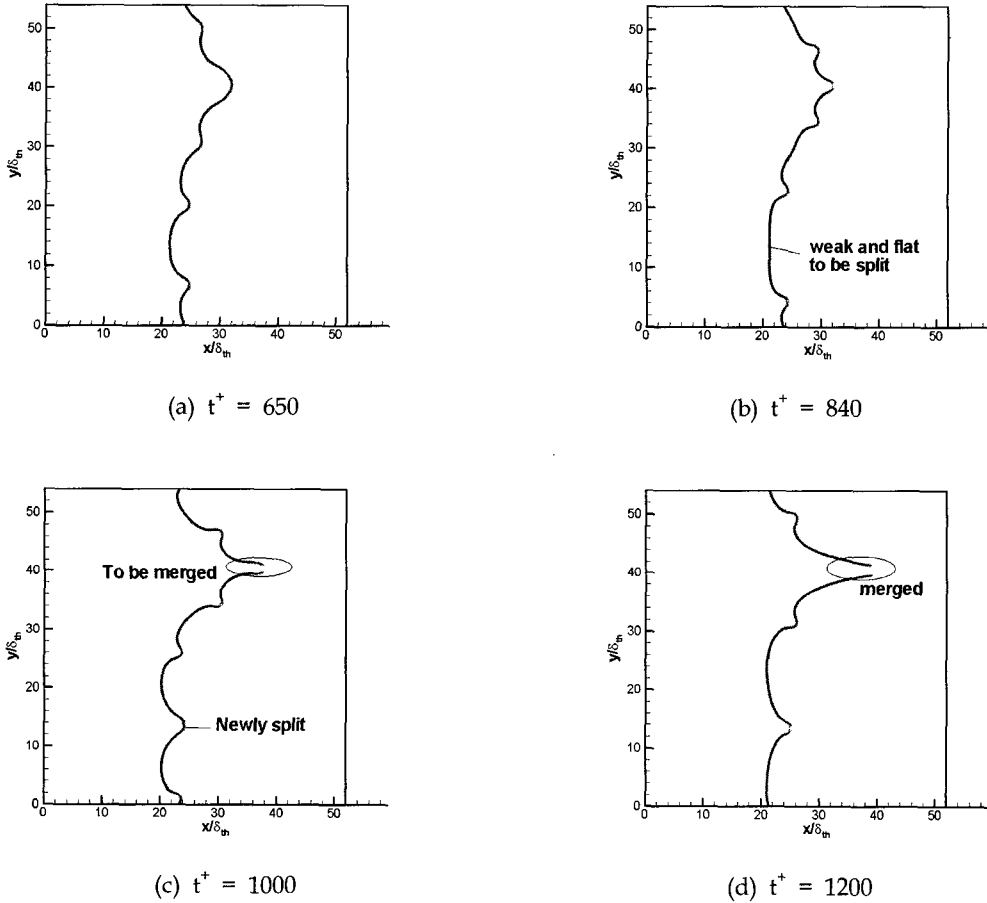


Fig. 12 Time Evolution of the Normalized Reaction Rate Contours with Multiple Cell Interactions for the Baseline Case without Heat or Momentum loss, for $Le = 0.7$, $\lambda^{**} = 54$, $F_0/\lambda = 10^{-2}$

에서 최대 반응률과 최소 반응률의 시간에 따른 변화를 열손실 여부와 연계하여 도시하였다. 이들 반응률은 국부적 화염속도를 대변하는 변수라 할 수 있다. Fig. 8(a)에는 열 및 운동량손실 효과를 고려하지 않은 경우의 반응률의 변화를 나타냈고 Fig. 8(b)에는 열손실효과를 고려한 경우의 반응률의 변화를 나타냈다. 그림에서 살펴볼 수 있듯이, 열손실이 없는 경우에는 D-T 모드의 효과가 적기 때문에 국부적 화염속도의 변화가 적게 나타나고 있다. 그러나 열손실이 있는 경우에는 Lewis 수가 1임에도 불구하고 시간이

지남에 따라 화염면의 곡률반경에 차이로 인해 국부적 화염속도 역시 변화하고 있는 것을 알 수 있다. 이는 앞선 3.2.1의 결과와 마찬가지로 열손실 효과가 비선형 영역에서도 D-T 모드의 효과를 심화시키고 있는 것으로 풀이될 수 있다. Fig. 9에는 Fig. 8(b)와 같은 조건의 경우 ($Le = 1.0$, 열손실 고려)에 화염면의 거동을 도시하였다. 그림에서 살펴볼 수 있듯이, Lewis 수가 1.0임에도 불구하고 셀 분리가 발생해 2 개의 셀이 생성되었음을 알 수 있다.

열손실 효과가 선형영역에서 뿐만 아니라 비

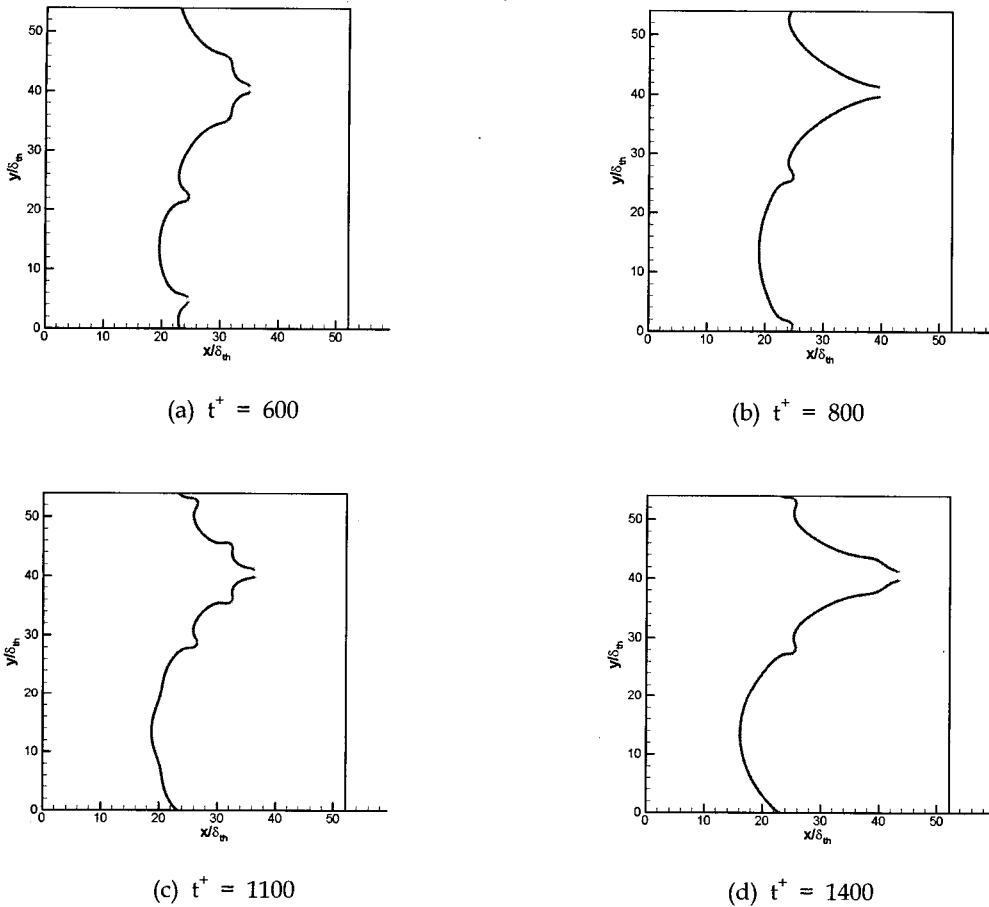


Fig. 13 Time Evolution of the Normalized Reaction Rate Contours with Multiple Cell Interactions for the Baseline Case with Momentum Loss only, for $Le = 0.7$, $\lambda^{**} = 54$, $F_0/\lambda = 10^{-2}$

선형영역에서도 D-T 모드의 효과를 증진시키는 것이 확인되었으므로 이러한 효과는 Lewis 수가 작은 경우에 더욱 현저하게 나타날 것으로 기대할 수 있다. Fig. 10에는 $Le = 0.7$ 이고 열손실을 고려한 경우에 화염면의 거동을 나타냈다. 그림에서 확인할 수 있듯이 이 경우에는 화염면 상의 국부적 화염속도 차이가 더욱 심화되어 국부적으로 소멸현상 (Local quenching)이 나타났으며(Fig. 10(a)) 셀 분리현상이 매우 심화되어 다수의 셀이 생성되었음을 알 수 있다.

열손실효과를 배제하고 운동량 손실효과만을

고려하였을 경우의 화염의 거동은 Fig. 11에 도시하였다. 이 때 $Le = 0.7$ 로 두어 Fig. 7 및 10의 결과와 비교하여 분석하였다. Fig. 7, 10 및 11의 결과는 모두 $Le = 0.7$ 를 조건으로 하고 있지만 그 결과는 현저하게 다르게 나타났다. Fig. 11의 경우에는 S-T 모드 효과에 의해서 연소가스 영역의 점성저항력이 강해지므로 유동이 화염면의 골짜기 부분에 집중되게 된다. 따라서 화염면의 봉우리 부분에는 상대적으로 유동이 분산되어 셀 분리 경향이 감소하였다. Fig. 7, 10 및 11의 결과에 대한 해석을 요약정리하면 다음과

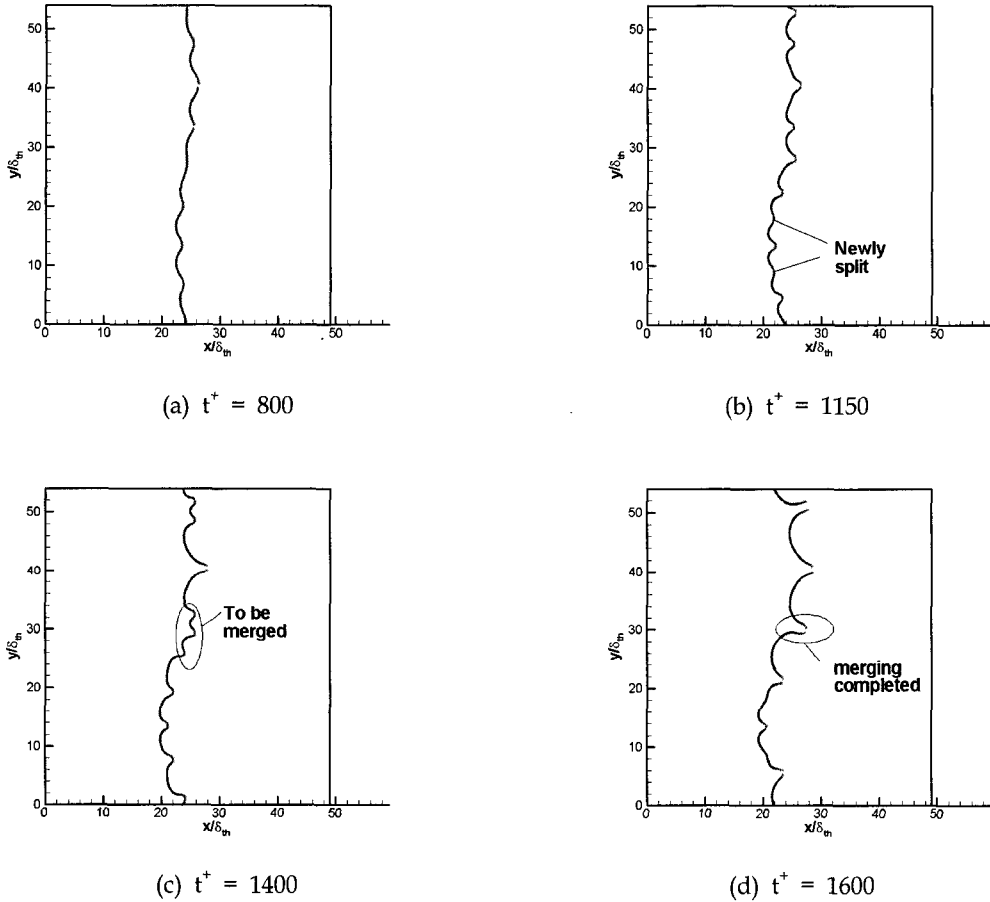


Fig. 14 Time Evolution of the Normalized Reaction Rate Contours with Multiple Cell Interactions for the Baseline Case with Heat loss only, for $Le = 0.7$, $\lambda^{**} = 54$, $F_0/\lambda = 10^{-2}$

같다. 일반적으로 D-T 모드는 화염이 불안정한 영역($Le < Le_c$)에서 셀 분리를 심화시킨다(Fig. 7). 이때 열손실효과가 더해진 경우에는 D-T 모드의 효과가 더 증대되어 이러한 셀 분리현상은 더욱 심화된다(Fig. 10). 그러나 운동량손실의 효과, 즉 S-T 효과는 유체역학적으로 D-L 모드의 불안정성을 심화시키며 셀 분리현상을 억제하는 효과를 보인다(Fig. 11). 따라서 화염동역학적인 측면에서 볼 때 운동량 손실의 영향과 열손실의 영향은 상호 경쟁하며 화염 셀의 분리 및 병합 현상에 영향을 준다고 할 수 있다.

3.23 다중 셀의 상호작용

현재까지의 결과에서는 예혼합화염면의 기본적인 거동을 살펴보았다. 본 절에서는 화염 셀의 이동, 분리 및 통합 등 큰 스케일의 화염거동을 살펴보기 위해서 세로방향의 계산영역을 화염두께의 약 54배로 확장하여 수치적 실험을 수행하였다. 초기조건은 앞의 경우와 마찬가지로 한 파장의 사인파를 교란으로 주어 그 변화를 고찰하였다. 열 및 운동량 손실이 전체적인 화염의 거동에 미치는 영향을 고찰하기 위해서 본 절에서는 4가지 수치실험을 수행하였다.

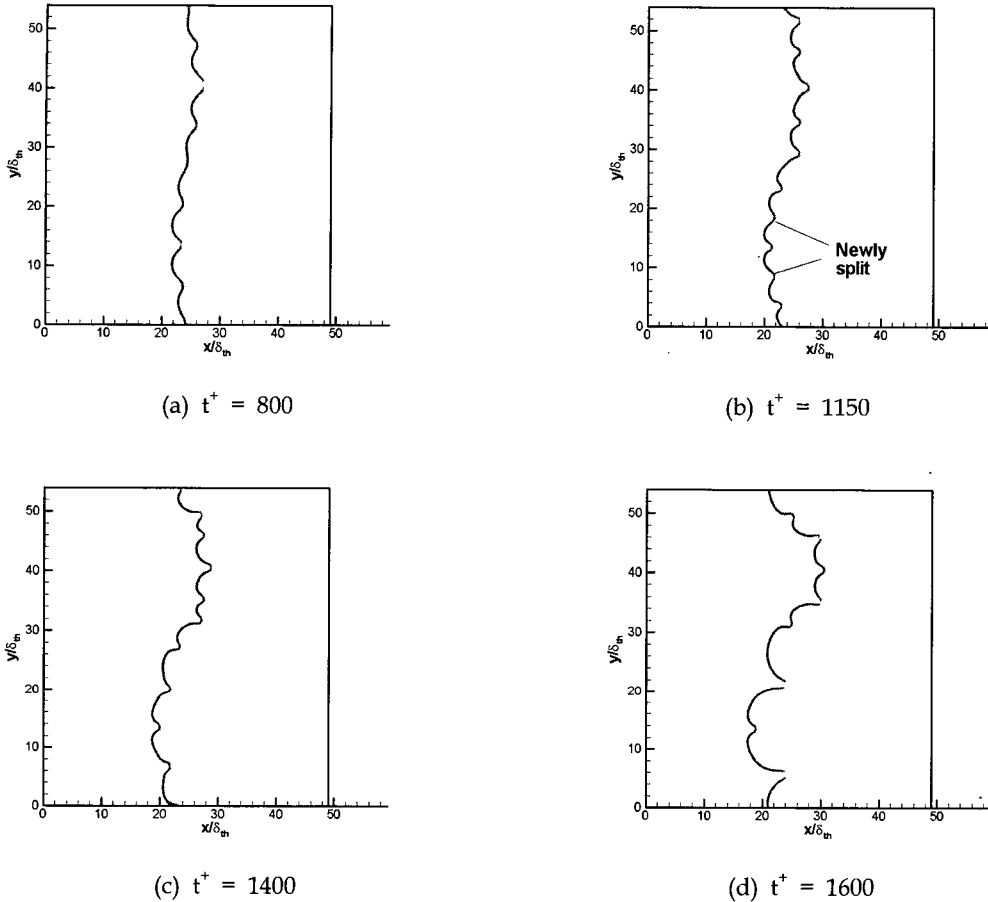


Fig. 15 Time Evolution of the Normalized Reaction Rate Contours with Multiple Cell Interactions for the Baseline Case with both Heat and Momentum Losses, for $Le = 0.7$, $\lambda^{**} = 54$, $F_0/\lambda = 10^{-2}$

- (a) 기준 조건 - 운동량 및 열손실 무시 ($Le = 0.7$) (Fig. 12)
- (b) 운동량 손실 고려 ($Le = 0.7$, $h^{**} = 5.7$) (Fig. 13)
- (c) 열손실 고려 ($Le = 0.7$, $h^{**} = 5.7$, $H = 0.5$) (Fig. 14)
- (d) 열 및 운동량 손실 고려 ($Le = 0.7$, $h^{**} = 5.7$, $H = 0.5$) (Fig. 15)

Figure 12에는 기준조건(운동량 및 열손실 무

시)에서의 다중 셀의 상호작용에 관한 수치실험 결과를 도시하였다. 그림에서 살펴볼 수 있듯이 초반에는 초기조건으로 준 사인파의 교란이 증폭, 확장되어 5개의 셀로 분화되었다(Fig. 12(a)). 이렇게 셀들이 형성된 이후에는 각각의 셀의 표면 중 곡률반경이 작은 부분(셀의 경계 부분)의 화염속도가 증가되어 화염면이 세로방향으로 늘어나게 된다(Fig. 12(b)). 이렇게 인장된 화염면은 봉우리 부분의 화염강도가 점점 약해져 마침내 셀 분리가 일어나게 된다. 이러한 셀 분리의 메커니즘은 3.2.1에 설명한 것과 동일하게 나타나

고 있다. Fig. 12에는 셀 분리 현상뿐만 아니라 셀 통합현상 또한 살펴볼 수 있다. Fig. 12(c)와 (d)를 살펴보면 근처에서 두개의 셀이 통합되는 모습을 관찰할 수 있다. 셀의 통합과정은 두 가지 형태로 나누어 설명할 수 있다. 첫 번째는 화염강도의 차이에 의한 통합이다. 각각의 셀은 화염면의 일부이므로 화염면에 수직인 방향으로 전파되어 스스로 더 큰 셀로 확장하려는 성질을 가지고 있다. 이러한 과정에서 두개의 인접한 셀은 서로 밀어내게 되므로 화염강도가 약한 셀은 상대적으로 강한 셀에 의해 밀려나 마침내 통합되게 된다. 두 번째는 화염면을 붙어내는 외부유동에 의한 영향이다. D-L 불안정성의 원리에 의해서 외부유동은 화염면의 골짜기 부근으로 집중되게 되는데 이때 셀의 크기가 클수록 더 많은 유동이 집중되게 된다. 따라서 큰 셀 근처에 존재하는 작은 셀들은 외부유동에 밀려 한쪽방향으로 이동, 후퇴하게 되고 마침내 통합된다.

이러한 셀 통합의 두 가지 메커니즘은 다음과 같이 재해석될 수 있다. 첫 번째 메커니즘은 D-T 모드에 의한 셀 통합이다. 국부적인 화염강도의 변화는 D-T 불안정성 모드에 의해서 지배되기 때문이다. 두 번째 메커니즘은 D-L 모드에 의한 셀 통합이다. 앞서 설명한 바와 같이 외부유동이 화염면의 골짜기 부분으로 집중되는 현상은 D-L 불안정성 모드에 기인하기 때문이다. 대부분의 경우에 있어서 각각의 셀의 화염강도의 차이는 특수한 경우를 제외하고는 그다지 크지 않지만 각각의 셀이 확장되면서 외부유동은 언제나 화염면 골짜기부분으로 집중되게 된다. 따라서 예혼합화염의 셀 통합은 주로 두 번째 메커니즘 즉, D-L 불안정성 모드를 통해서 일어나게 된다. 따라서 셀 분리현상은 D-T 모드에 의해서 지배되고 셀 통합현상은 D-L 모드에 의해서 지배된다고 할 수 있는데 이러한 경향은 Fig. 13-15에 도시한 수치실험결과에서 잘 나타나고 있다.

Figure 13에는 운동량손실을 고려하였을 때 다중 셀의 상호작용에 관한 수치실험 결과를 도시하였다. Fig. 12의 경우와 유사하게 다수의 셀이

분화되었으나 그 숫자는 Fig. 12의 경우보다 적게 나타났다(Fig. 13(a)). 또한 셀의 분할 통합되는 모습도 관찰되고 있으나(Fig. 13(b)-(d)) 셀의 분리보다는 통합이 더 활발하게 나타나 전체적으로 셀의 평균크기가 Fig. 12의 경우보다 더 크게 나타나는 것을 살펴볼 수 있다(Fig. 12(d)와 13(d) 비교). 이는 운동량 손실로 인한 S-T 효과가 D-L 모드의 영향을 증폭시켜 셀의 통합현상을 가중시켰기 때문으로 풀이될 수 있다.

Figure 14에는 열손실을 고려하였을 때 다중 셀의 상호작용에 관한 수치실험 결과를 도시하였다. 앞선 결과와 대조적으로 초기조건으로 준사인파의 교란이 다수의 작은 셀로 분화되는 것을 살펴볼 수 있다(Fig. 14(a)-(b)). 이는 앞서 설명한 바와 같이 열손실이 D-L 모드를 억제하고 D-T 모드를 활성화 시켰기 때문으로 풀이될 수 있다. Fig. 14(c)를 살펴보면 셀의 통합 현상 또한 발견되고 있지만 이는 외부유동에 의한 통합이라기보다 셀의 화염강도 차이에 의한 통합으로 볼 수 있으며 이는 활성화된 D-T 모드에 의한 것이라 할 수 있다. 또한 시간이 지날수록 셀의 통합현상보다는 분리현상이 더 활발하게 일어나 전체적으로 셀의 크기가 작게 유지되고 있음을 알 수 있다(Fig. 14(c)-(d)).

마지막으로 Fig. 15에는 열 및 운동량 손실을 모두 고려하였을 때 다중 셀의 상호작용에 관한 수치실험 결과를 도시하였다. 서로 상반되는 영향을 주는 두 가지 효과가 모두 고려되었기 때문에 수치해석 결과는 Fig. 13의 결과와 14의 결과의 중간으로 표현할 수 있는 결과를 나타냈다. Fig. 14(d)와 15(d)를 비교해 보면 셀의 숫자는 비슷하게 나타나고 있으나 그 형태를 살펴보면 Fig. 15(d)의 경우가 보다 더 크고 확실한 형태의 셀이 형성되어 있는 것을 확인할 수 있다.

4. 결 론

지금까지 초소형 연소시스템 개발의 기초자료를 제시하기 위하여 열손실 및 운동량 손실효과

가 좁은 공간을 전파해나가는 예혼합화염의 불안정성에 어떠한 영향을 미치는지 고해상도의 수치해석 기법을 통하여 수치실험을 수행하였다.

열손실 항은 포물선 두께 방향으로 포물선 형태의 온도분포를 가정하여 고려하였다. 전체적인 수치해석 결과에서 운동량 손실은 유체역학적 불안정성(D-L 모드)을 증진시키는 효과를 보였으나 열손실은 D-T 불안정성을 증진시키는 효과를 나타냈다. 예혼합화염의 선형적 거동영역에서는 열손실 효과가 Lewis 수에 따른 교란증가율의 변화기울기를 증가시켰다. 다시 말하면 D-T 모드에 의해 불안정한 영역 ($Le < 1$)에서는 열손실 효과가 불안정성을 더 심화시키지만 D-T 모드에 의해 안정한 영역 ($Le > 1$)에서는 열손실효과가 불안정성을 감소시키는 역할을 했다. 또한 열손실은 임계 Lewis 수를 증가시키는 효과도 나타냈다.

예혼합화염의 비선형적 거동영역에서는 D-T 불안정성 모드가 강할수록 셀 분리현상이 심화되어 복잡한 화염거동형태를 보였다. 이때 열손실 효과는 이러한 D-T 모드를 더욱 활성화시켜 셀 분할을 더 심화시키는 경향을 보였지만 운동량 손실은 D-L 불안정성 모드를 향상시켜 이러한 셀 분할을 억제하고 셀 통합을 촉진시키는 특성을 보였다.

이러한 특성들은 다중 셀의 상호작용에 관한 수치 실험을 통하여 재확인되었다. 운동량 손실에 의해서 D-L 모드가 증진된 경우에는 전형적인 셀 크기가 크게 나타났으나 열손실에 의해서 D-T 모드가 활성화된 경우에는 다수의 소형셀들이 분화되어 대체적으로 셀 크기가 작게 나타났다. 이러한 두 가지 효과를 모두 고려한 경우에는 상반된 두 가지 영향이 서로 경쟁하여 셀의 분할 및 통합현상을 결정하였다.

참 고 문 헌

1. Clavin P., "Dynamic behavior of premixed flame fronts in laminar and turbulent flows," *Prog. Energy Combust. Sci.* Vol.11, 1985, pp.1~59
2. Frankel M. L. and Sivashinsky G. I., "The effect of viscosity on hydrodynamic stability of a plane flame front," *Combust. Sci. Technol.* Vol.29, 1982, pp.207~224
3. Cambray P. and Joulin G., "Length-scales of wrinkled of weakly-forced, unstable premixed flames," *Combust. Sci. Technol.* Vol.97, 1994, pp.405~428
4. Bychkov V. V. and Liberman M. A., "Dynamics and stability of premixed flames," *Physics Report* Vol. 325, 2000, pp. 115~237
5. Saffman P. G. and Taylor G., "The penetration of a fluid into a porous medium or Hele-Shaw cell containing a more viscous liquid," *Proc. R. Soc. London Ser. A*, Vol. 245, 1958, pp. 312~329
6. Joulin G. and Sivashinsky G. I., "Influence of momentum and heat losses on the large-scale stability of quasi-2D premixed flames," *Combust. Sci. Technol.* Vol.98, 1994, pp.11~23
7. Abid M., Sharif J. and Ronney P. D., "Propagating fronts in Hele-Shaw cells: effects of buoyancy and thermal expansion," *Spring Technical Meeting of the Western States Section of the Combustion Institute Paper* 98S-32
8. Kang S. H., Im H. G. and Baek S. W., "A computational study of Saffman-Taylor instability in premixed flames," *Combust. Theory Modelling*, Vol. 7, 2003, pp.343~363
9. Joulin G. and Clavin P., "Linear stability analysis of nonadiabatic flames : diffusional thermal model," *Combust. Flame*, Vol. 35, 1979, pp.139~153
10. Bechtold J. K., Cui C. and Matalon M., "The role of radiative losses in

- self-extinguishing and self-wrinkling flames," Proc. Combust. Inst., Vol.30, 2004, in press
11. Kennedy C. A. and Carpenter M. H., "Several new numerical methods for compressible shear-layer simulations," Appl. Numer. Math., Vol.14, 1994, pp. 397~433
 12. Wray A. A., "Minimal storage time advancement schemes for spectral methods," NASA Ames Research Center, Moffett Field, CA 94035
 13. Kim J. W. and Lee D. J., "Generalized characteristic boundary conditions for computational aeroacoustics," AIAA Journal, Vol. 38, No. 11, 2000, pp. 2040-2049
 14. Poinso T. J. and Lele S. K., "Boundary conditions for direct simulations of compressible viscous flows," J. Comp. Phys., Vol. 101, 1992, pp. 104~129
 15. Markstein G. H., "Experimental and theoretical studies of flame-front stability," J. Aerospace Sci., Vol. 18, 1951, pp. 199~209
 16. Yuan J., Ju Y. and Law C. K., "A computational simulation of the dynamics of cell evolution in flame propagation," Proc. of The 3rd Joint Meeting of the US Sections of Combust. Inst., Chicago, 2003, pp. 1221-1228