

직접수치해법을 이용한 난류 예혼합 화염전파속도 연구

한인석* · 허강열**†

Roles of Displacement Speed of Premixed Flame Embedded in Isotropic Turbulent Decaying Flow

Insuk Han*, Kang-Yul Huh**†

ABSTRACT

Flame surface area is a critical parameter determining turbulent flame speed. Three-dimensional direct numerical simulations(DNS) were conducted to figure out the evolution process of flame surface area. Fully compressible Navier-Stokes equations are solved to reproduce premixed flame embedded in isotropic decaying turbulent flow. The tangential straining and curvature of propagating surface affect development of flame area. In this study, four different turbulent intensity flows and three different Le number flames are investigated to force changes in straining and curvature effects. Consistent results are obtained for the probability density functions (PDF) of strain and curvature with previous researches. It is revealed that displacement speed, which is a speed of flame surface relative to unburnt flow, controls the balance between sink and source of flame surface area.

Key Words : Direct numerical simulation, Turbulent premixed flame, Displacement speed, Flame surface density

기 호 설 명

DNS	Direct Numerical Simulation	PDF	Probability Density Function
S_T	Turbulent flame speed	Le	Lewis number
A_{flame}	Total flame area	Σ	Flame surface density
Sc	Consumption speed	t_F	Laminar flame time
S_d	Displacement speed		

1. 서 론

난류 예혼합 연소 이론 및 모델링에서 화염 면적의 발달 과정은 기본적인 관심사이다. 난류 유동은 예혼합 화염을 구부리고 잡아당김으로써 화염 면적을 증가시킨다. 국부 화염 면적은 화염면

에 접선 straining 및 곡률에 의해서 그 증가 또는 감소 속도가 결정된다. Yeung[1] 등은 material surface에서 접선 strain을 연구하고 면적 가중 확률밀도함수가 양수 방향으로 옮겨지는 것을 확인하였다. Le 수가 1이 아닌 경우 화염구조는 곡률과 밀접한 관련이 있다. Harworth와 Poinso[2]는 $Le < 1$ 인 경우 화염면적이 증가하는 것을 확인하였다. 또한 propagating surface(i.e. 화염면)에 대해서도 접선 strain의 확률밀도함수를 구했으며, 화염이 신장 접선

* 포항공과대학교 기계공학과 대학원

** 포항공과대학교 기계공학과

† 연락처. huh@postech.ac.kr

strain에 선택적으로 정렬함을 보였다.

화염면적밀도는 평균값으로 단위 부피당 화염 면적을 뜻한다. 화염면적밀도의 정확한 지배방정식은 Pope[3] 및 Candel과 Poinsot[4]에 의해 유도되었다. 그 식은 두개의 생성항 접선 strain과 propagation 을 가진다. Trounev와 Poinsot[5]는 Le 수가 다른 화염에서 각 생성항을 비교하였다. 또한 Trounev[6]는 난류 shear flow에서도 각 생성항을 비교하였다. 표면평균한 strain은 화염 brush안에서 항상 화염면적을 증가시키지만, propagation 항은 전반부에서는 화염면을 증가시키고 후반부에서는 화염면을 없애는 역할을 함을 보였다.

Displacement 속도 즉 화염의 유동에 대한 상대 속도에 대한 연구도 수차례 발표되었다. Propagation 항은 이 displacement 속도와 곡률의 곱이므로 displacement 속도에 대한 고찰이 필요하다. 2차원 직접수치해법을 이용하여 Echekki와 Chen[7,8]은 displacement 속도가 곡률의 함수로 나타남을 보였다. Gran[9]등은 displacement 속도가 세 개의 항, 즉 반응항, 법선 확산항, 접선 확산항으로 나뉠수 있음을 보였다. Peters[10] 등은 각 항들의 statistics를 보였다.

앞서 서술한 것처럼 displacement 속도는 그 자체로만 연구되었고, 화염 면적 생성의 입장에서는 고찰되지 않았다. 본 연구에서는 3차원 직접수치해법을 이용하여 화염 면적의 발달 과정을 연구하고, 특히 displacement 속도의 영향에 대해서 알아보고자 한다.

2. 이론 및 직접수치해법

2.1 이론

Echekki와 Chen[8]의 논문에 나와 있는 iso-scalar surface의 displacement 속도 식을 살펴보고자 한다. 이 식은 반응물의 질량분율 지배방정식으로부터 유도된다. 반응물의 질량분율은 미연영역에서는 1이며 기연영역에서는 0이고, 다음과 같이 쓸수 있다.

$$\frac{\partial Y}{\partial t} + \mathbf{X} \cdot \nabla Y = 0 \quad (1)$$

위 식에서 \mathbf{X} 는 iso-contour의 속도이며 유동 속도 \mathbf{u} 와 법선방향으로 displacement 속도 S_d 의 합으로 주어진다.

$$\mathbf{X} = \mathbf{u} + n S_d \quad (2)$$

법선벡터 \mathbf{n} 은 기연영역에서 미연영역으로 향하며 이는 화염의 전파 속도방향과 같다.

$$n = \frac{\nabla Y}{|\nabla Y|} \quad (3)$$

$$S_d = -\frac{w}{\rho|\nabla Y|} - \frac{\nabla \cdot (\rho D \nabla Y)}{\rho|\nabla Y|} \quad (4)$$

위 식에서 나타난 것처럼 S_d 는 화학반응항과 확산항으로 주어지며 확산항은 다시 법선과 접선으로 나뉠수 있다.

$$S_d = -\frac{w}{\rho|\nabla Y|} - \frac{n \cdot \nabla(\rho D |\nabla Y|)}{\rho|\nabla Y|} - D(\nabla \cdot \mathbf{n}) \quad (5)$$

법선 벡터의 divergence를 곡률 curvature k 로 하였다.

다음 식은 화염면 부피비 Σ' 의 지배방정식이 다.

$$\frac{\partial \Sigma'}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{X} \Sigma') = (\nabla \cdot \mathbf{u} - \mathbf{nn} : \nabla \mathbf{u}) \Sigma' + S_d k \Sigma' \quad (6)$$

Boger[11] 등에 따르면 반응진행변수 지배방정식으로부터 위 식을 유도할 수 있다. 위 식의 우변에서 첫 번째 항은 접선 strain 이며 두 번째 항은 propagation 항이다 두 항을 합쳐 stretch라고 한다. strain 항은 난류 유동이 직접 화염을 늘려서 면적을 증가시키는 효과를 나타낸다. propagation 항은 화염이 반응물 방향으로 불룩하게 구부러져 있을 때는 화염 자체의 속도 즉 displacement 속도로 인해서 면적이 증가하는 영향과 반대의 경우 즉 반응물 방향으로 오목하게 구부러져 있을 때는 면적이 감소하는 영향을 나타낸다. 위 식에 평균을 취하면 화염면적밀도 $\Sigma = \langle \Sigma' \rangle$ 지배방정식을 얻을수 있다.

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} + \nabla \cdot (\langle \mathbf{X} \rangle_s \Sigma) = \langle \nabla \cdot \mathbf{u} - \mathbf{nn} : \nabla \mathbf{u} \rangle_s \Sigma + \langle S_d k \rangle_s \Sigma \quad (7)$$

위 식에서 $\langle \rangle_s$ 는 표면 평균을 뜻하며 다음과 같이 정의한다.

$$\langle Q \rangle_s = \frac{\langle Q \Sigma' \rangle}{\langle \Sigma' \rangle} \quad (8)$$

2.2 직접 수치 해법

직접 수치 해법은 화염면적밀도 지배방정식의 각 항들을 연구하기에 이상적인 방법이다. 압축성 3차원 Navier-Stokes 식의 해를 구함으로써 난류 예혼합 화염을 모사하였다. 반응물, 질량,

운동량 및 에너지 지배방정식으로 이루어져 있다. 시간 적분은 low storage 4차 Runge-Kutta 방법[12]을 이용하였으며, 공간 차분은 6차 compact scheme[13]을 사용하였다. x-방향에 대해서는 유입 및 유출 경계조건[14]을 주었으며 그 외 방향에 대해서는 주기 경계조건을 사용하였다. 난류 유입 경계조건은 Zhang과 Rutland[15]에 의해 처음으로 예혼합 연소에 적용되었으며, Chakraborty와 Cant[16]의 논문에 잘 설명되어 있다. 화학반응은 단일 화학반응식을 사용했으며 표 1에 계산조건을 나타내었다. strain의 영향 및 propagation의 영향에 차이를 주기 위해 난류 강도와 Le 수 parametric study를 하였다. non-unity Le 수 화염의 경우 층류 화염 속도를 같게 하였다. 계산 상황은 3차원 난류 유동장 안에서 발달하는 예혼합 화염에 해당한다. 그림 1은 $u'=4S_L$ 인 경우 0, 2, 9 eddy turnover time에서 화염 모습을 나타낸 것이다. 그림에 나타난 것처럼 화염은 난류 유동장 안에서 시간이 흐름에 따라 앞으로 전파하는 것을 볼 수 있다.

Table 1 Simulation parameters

u'/S_L	Le
4	1.0
6	1.0
8	1.0
10	1.0
6	1.2
6	0.8

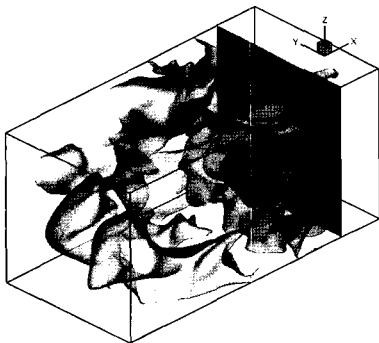


Fig. 1 Flame surface at three different eddy turnover times for $u'=4S_L$ case

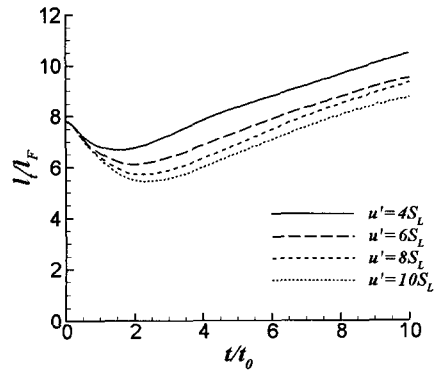
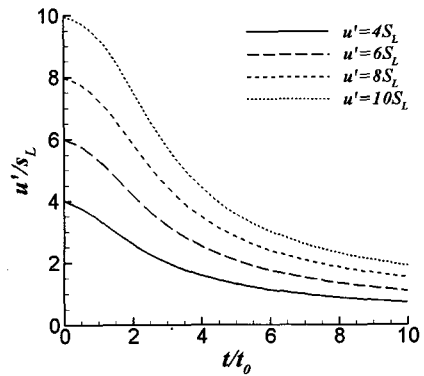
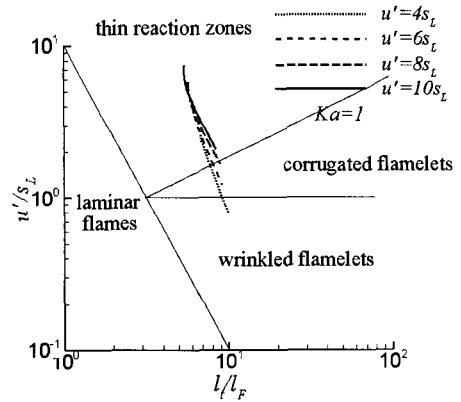


Fig. 2 Regime diagram and turbulence decaying characteristics

화염 계산과는 별도로 난류 유동의 decaying 특성을 알기 위한 계산을 하였다. 이를 통해 본 연구의 화염 조건이 난류 예혼합에서 어떤 regime에 해당하는지 알기 위함이다. 계산 결과는 그림 2에 나타내었다. 난류강도는 계속 감소하며, integral length scale은 초기 2 eddy turnover time 동안 감소하다가 이후에는 증가하는 모습을 보였다. Peters[17]에 의해 제시된 regime map에 2 eddy turnover time부터 9

eddy turnover time까지의 변화를 나타내었다. 처음에는 모두 thin reaction zone에 속하며 시간이 지나면서 난류 강도가 감소할수록 corrugated flamelet에 접근하는 것을 볼 수 있다. 잘 알려진 것처럼 thin reaction zone에서는 Kolmogrove scale eddy가 화염의 preheat zone보다 작기 때문에 preheat 반응물이 난류에 의해 흩어질 수 있다. 그러나 실제 반응이 일어나는 영역은 Kolmogrove scale 보다 작아서 난류에 영향을 받지 않는다. 반면 corrugated flamelet regime에서는 화염구조가 난류에 영향을 받지 않는다.

3. 결과 및 고찰

3.1 Global results

난류 화염 속도 S_T , 전체 화염 면적 A_{flame} 및 consumption 속도 S_C 등과 같은 global 변수를 먼저 살펴보았다. 난류 화염 속도는 반응물을 적분함으로써 계산하였다.

$$S_T = \frac{1}{\rho A_{cross}} \int w dV \quad (9)$$

위 식에서 A_{cross} 는 $y-z$ 평면의 단면적이다. consumption 속도 S_C 의 정의는 반응속도항을 화염에서 법선한 방향에 대해 적분한 값이며, 본 연구에서는 S_T/A_{flame} 와 같이 가정하였다. 즉 난류 화염 속도를 전체 화염 면적과 consumption 속도의 곱으로 나누어 관찰하였다. 그림 3은 난류 강도 변화에 따른 S_T , A_{flame} 및 S_C 의 시간 변화 추이를 나타내고 있다. 그림에 나타낸 값들은 모두 층류 화염 값으로 표준화 하여 시간이 0일 때 값이 1이다. 먼저 난류 강도가 클수록 난류 화염 속도가 증가하는 경향을 확인할 수 있다. 또한 난류 화염 속도와 전체 화염 면적의 시간 변화 추이가 거의 같음을 확인할 수 있다. 즉 전체 화염 면적이 난류 화염 속도를 결정한다고 말할 수 있다. $u'=6S_L$ 인 경우 난류 화염 속도와 화염 면적 모두 층류 화염 값의 4배 정도이다. consumption 속도는 모두 1 근처의 값을 보이며 시간이 지날수록 층류 화염 값에 가까워 간다. 한가지 언급할 내용은 그림 2에 나타난 것처럼 난류 강도는 시간이 지날수록 약해지지만 화염 면적 즉 난류 화염 속도는 계속 줄어들지 않는 경향을 보이고 있다. 그림 4는 Le 수에 따른 S_T , A_{flame} 및 S_C 의 시간 변화 추이를 나타내고 있다. $Le=0.8$ 일 때 난류 화염 속도, 전체 화염 면적 및 consumption 속도 모두 가장 높은 값을 가진다. 또한 Le 수 parametric study에서는 화염 면적의 증가와 consumption 속도의 차이 두 가지 모두 난류 화염 속도에 영향을 준다.

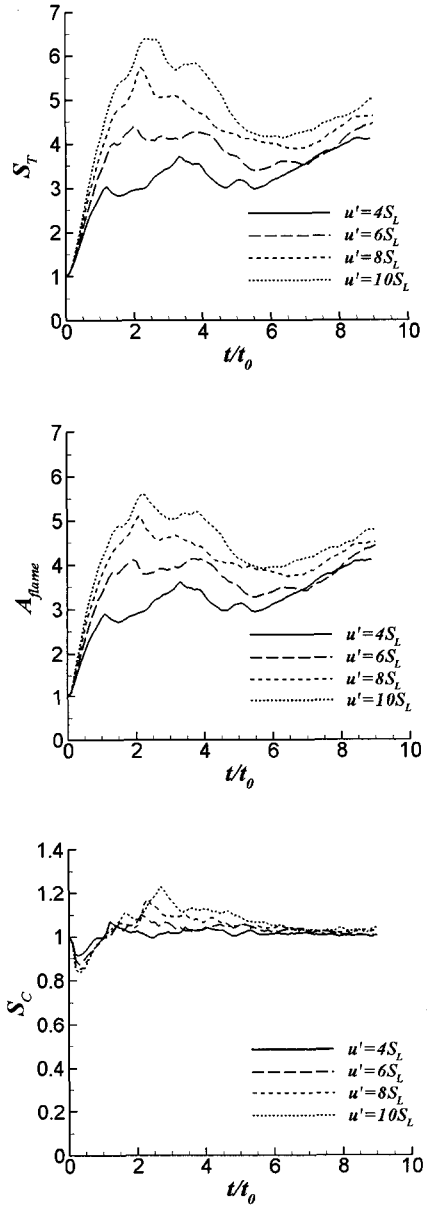


Fig. 3 Temporal evolution of the normalized turbulent flame speed, total flame area, and consumption speed for different turbulent flows

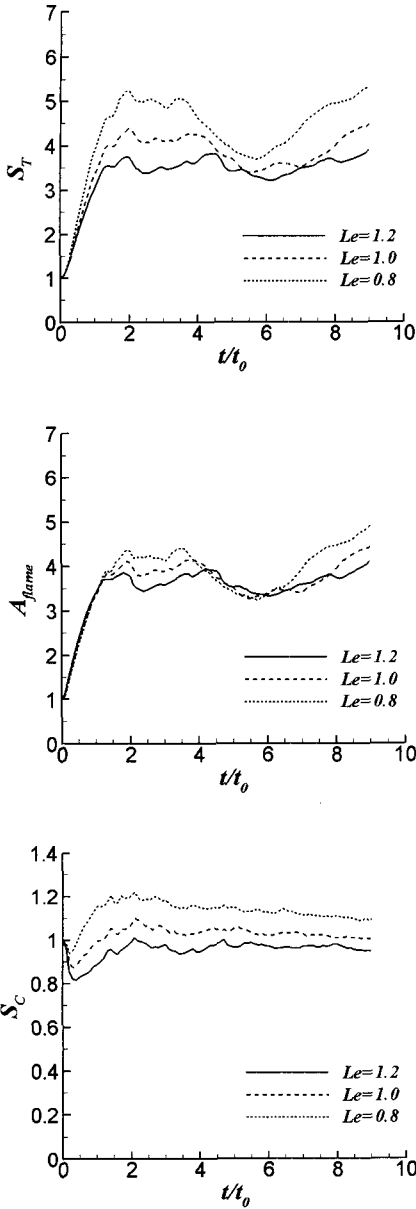


Fig. 4 Temporal evolution of the normalized turbulent flame speed, total flame area, and consumption speed for different Le number flames

그림 5에는 각기 다른 난류 유동장에서 strain 항과 propagation 항 및 전체 stretch 항의 평균값을 시간에 대해서 나타내었다. 각항은 층류화염시간($t_F=\delta_F/S_L$)으로 표준화하였다.

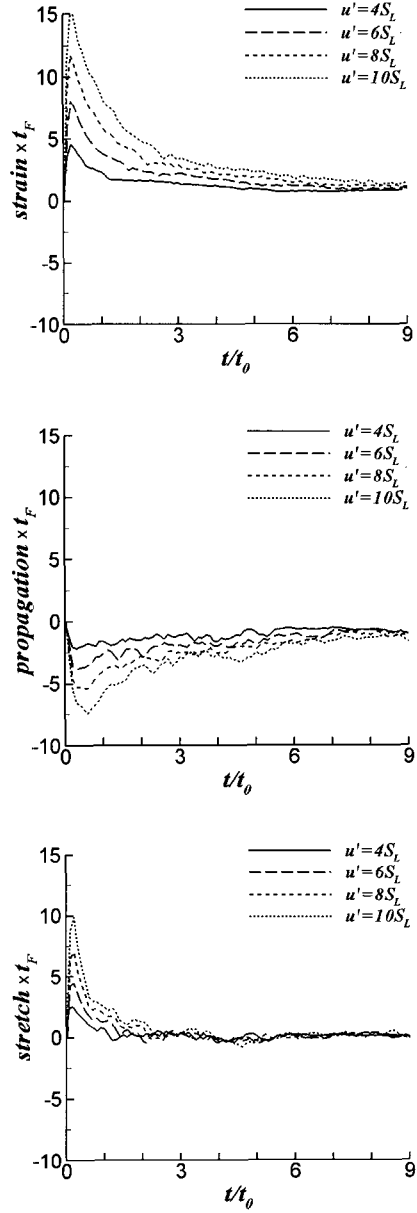


Fig. 5 Temporal evolution of the normalized strain, propagation and stretch for different turbulent flows

먼저 strain 항의 평균값은 항상 양수이며 반면에 propagation 항의 평균값은 항상 음수임을 알 수 있다. 즉 평균적으로 화염 면적은 난류 strain에 의해서 증가하고, propagation에 의해서 감소하여 전체적으로 균형을 이룬다. 또한 예상과 같이 난류 강도가 강할수록 strain이 증가하였으며, 그에 따라 propagation 항도 난류가 강할수록 그 효과가 증가하였음을 알 수 있다. 전체 stretch

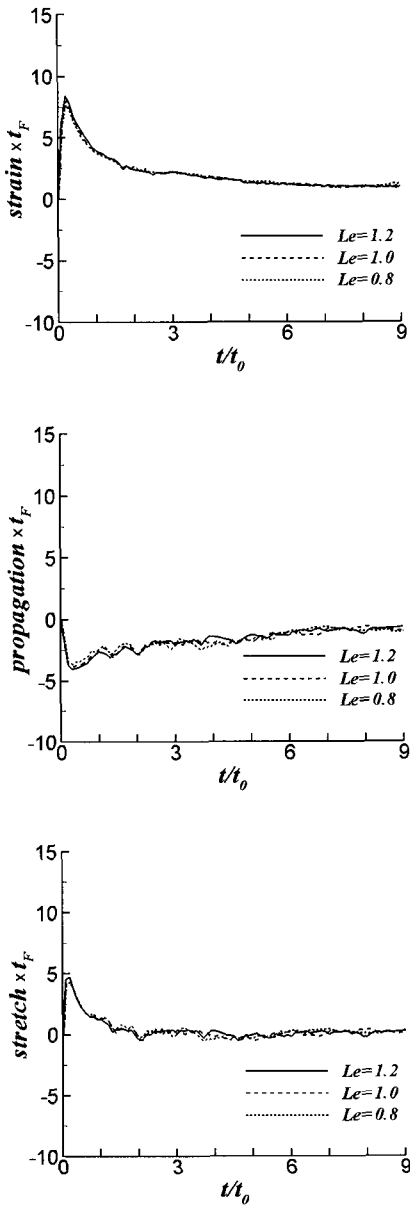


Fig. 6 Temporal evolution of the normalized strain, propagation and stretch for different Le number flames

항의 시간변화추이에서 약 2 eddy turnover time 후에는 stretch가 0에 가까운 값을 가짐을 볼 수 있다. 즉 평평한 층류화염에서 난류화염으로 발달하는데 본 연구의 조건에서는 2 eddy turnover time이 소요되었다.

그림 6에는 Le 수가 다른 화염에 대해서 각 stretch 항들을 나타내었다. 이 경우는 앞서 난류 강도와 달리 큰 차이를 보이지 않고 있다.

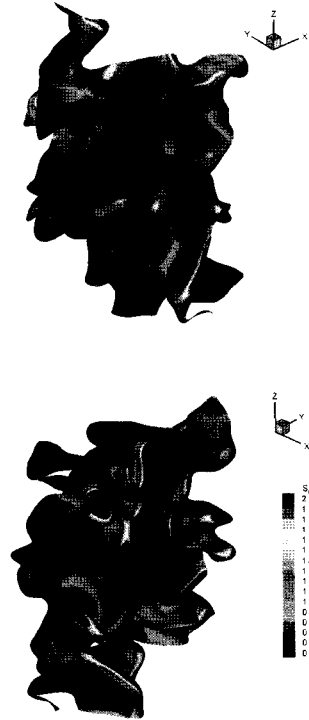


Fig. 7 The distribution of displacement speed on iso- $c(=0.8)$ surface for case $u'=4S_L$ with unity Lewis number at two eddy turnover times

다만 Le 수 parametric study에서도 2 eddy turnover time 이후 stretch 값이 0에 가까워진 것을 확인할 수 있다. 다음 단원에서는 statistical data를 제시할 것이며 이 data들은 2 ~ 9 eddy turnover time 사이의 값들로써 초기 화염 발달 과정을 제외한 결과이다.

3.2 Statistics and means on \bar{c} space

먼저 화염면 위에서 displacement 속도의 분포를 그림 7에 나타내었다. 첫 번째 그림은 반응물 방향에서 본 것이며 두 번째 그림은 같은 화염을 생성물 방향에서 바라본 것이다.

화염 면은 반응진행변수 c 의 값이 0.8인 곳 즉 화학반응 속도가 가장 높은 곳으로 정하였다. 화염 면을 정의하는 c 값에 따라 곡률값이 달라질 수 있으며 이는 propagation 항의 예측에 영향을 준다. 본 연구에서는 이전 연구들과 일관성을 유지하기 위하여 $c=0.8$ 에서 화염면을 가정하였으며 이 위치에서 표면 평균을 취하였다. 위 그림에서 알 수 있는 것처럼 displacement 속도는 곡률의 함수이다. 즉 화염이 반응물 쪽으로 불룩하게 굽어 있는 곳에서 (이때 곡률은 양수이다.)

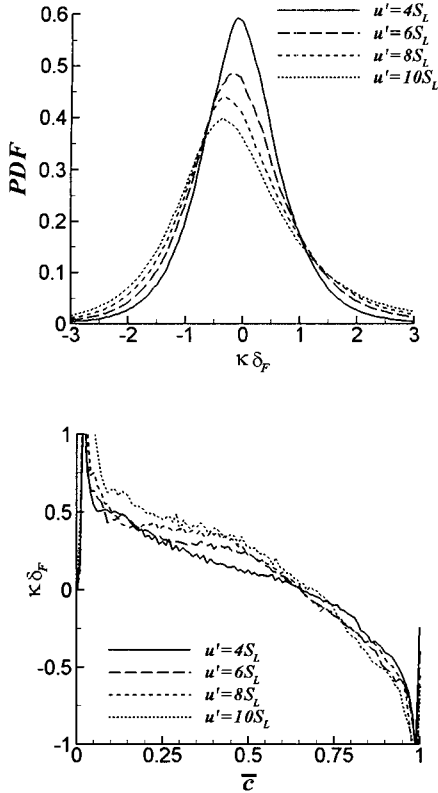


Fig. 8 PDF and mean on \bar{c} space of curvature for different turbulent flows

S_d 값보다 생성물 쪽으로 불룩하게 굽어있는 곳에서 S_d 값이 더 높다. 즉 화염의 leading edge 에서보다 trailing edge에서 S_d 값이 더 높다. 위 그림과 같은 data들은 각 $y-z$ 평면에서 평균을 취하였으며 이를 2 ~ 9 eddy turnover times 사이의 값들을 이용하여 \bar{c} space에서 다시 시간 평균을 취하였다.

그림 8은 다른 난류 강도 대해서 곡률의 확률 밀도함수와 \bar{c} 공간에서 평균값을 나타낸 것이다. 난류가 강할수록 곡률의 확률밀도함수가 넓어졌다. 다시 말하면 강한 난류가 화염의 leading, trailing edge를 뾰족하게 만든다. 곡률은 층류 화염 두께로 표준화 되었으며 대부분 화염의 곡률은 층류 화염 두께의 역수보다 작다. \bar{c} 공간에서 나타낸 곡률의 평균값 그림에서는 난류강도가 클수록 화염 brush에서 변화 폭이 큰 것으로 드러났다. 즉 화염 brush의 전반부에서는 난류 강도가 강한 경우가 다른 경우에 비해 곡률의 평균값이 더 높은 반면 후반부에서는 더 낮다. Le 수 차이에 따른 곡률의 확률 밀도 함수 및 평균값은 별다른 차이를 보이지 않았다.

그림 9에는 displacement 속도의 평균값을

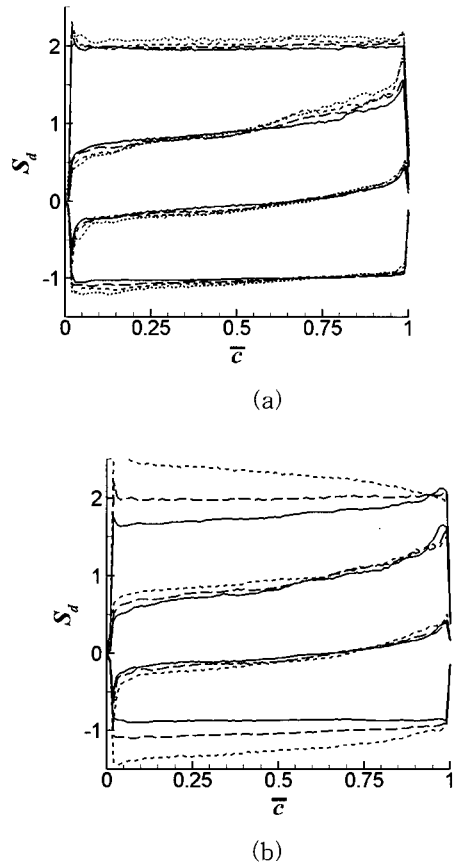


Fig. 9 Means on \bar{c} space of displacement speed and its three contributions

\bar{c} 공간에서 나타내었다. (a)는 여러 난류 강도에 대한 결과이며 (b)는 여러 Le 수에 대한 결과이다. 먼저 앞서 그림 7로부터 알 수 있었던 것처럼 S_d 는 곡률의 함수이므로 화염 brush의 앞에서 최소값을 가지며 뒤에서 최대값을 가지는 것으로 나타났다. 이는 식 (5)번의 세 항중에서 곡률에 의한 항 때문에 생기는 특성이다. 난류 강도가 클수록 두 확산 현상 즉 법선과 접선 모두 증가하여 S_d 가 이로 인해 화염 brush의 전반부에서 감소하는 경향을 보이고 있다. 전체적으로 난류가 강할수록 S_d 는 \bar{c} 공간에서 급격한 기울기를 가진다. 반면 Le 수가 작은 경우는 반응항이 곡률과 비례하는 경향을 보이고 있다. 즉 화염이 반응물 쪽으로 불룩하게 굽어있는 경우에는 반응속도가 빠르고 반대로 생성물 쪽으로 불룩하게 굽어있는 경우는 반응속도가 느리다. 이는 잘 알려진 diffusive-thermal instability이다. 이때 확산항의 변화는 반응항의 변화에 따른 것이다. 전체적으로 S_d 는 Le 수가

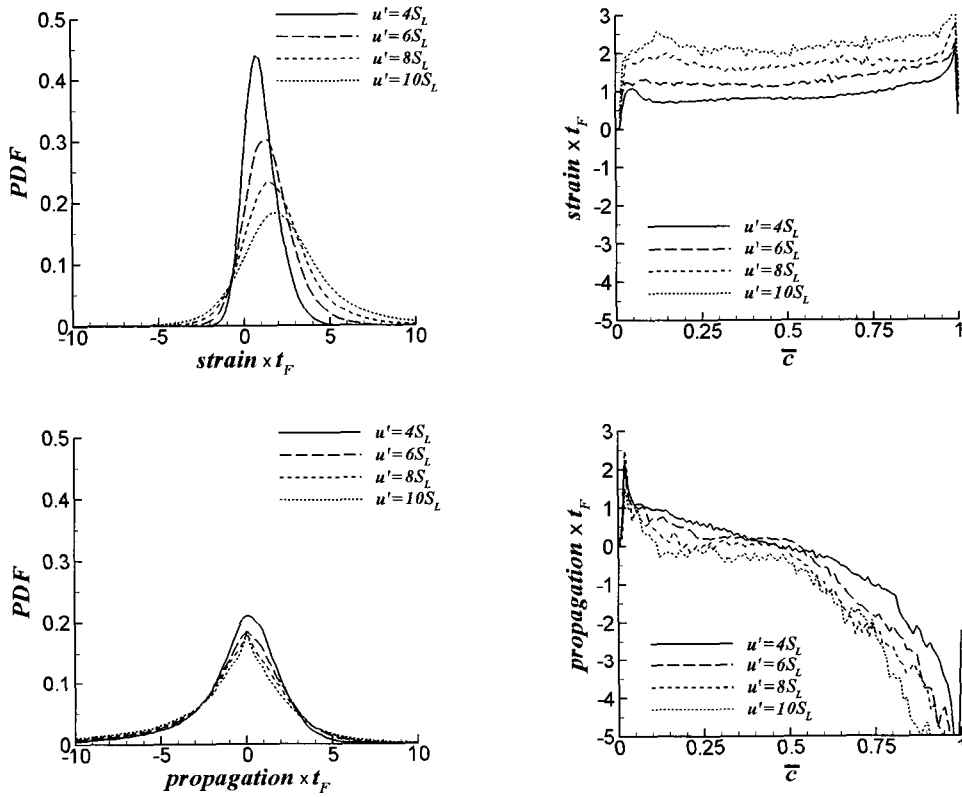


Fig. 10 PDFs of strain and propagation terms for different flows

1보다 작을 때 그 기울기가 더 작아져 평평하게 된다. 정리하면 강한 난류와 1보다 작은 Le 수 화염 모두 화염 면적이 증가하였다. 그러나 Sd 의 기울기는 강한 난류의 경우 증가하여 brush 앞과 뒤의 차이가 커졌으며 낮은 Le 수 화염의 경우는 반대로 그 차이가 줄어들었다.

그림 10은 각기 다른 난류 강도에서 strain, propagation 및 stretch 항의 확률밀도함수를 보이고 있다. 우선 strain 항의 경우 대부분의 확률이 양수 즉 extensive strain 임을 알수 있다. 이는 앞서 연구들과 일치한다. 또한 난류 강도가 클수록 PDF 분포가 넓어짐을 볼 수 있다. propagation PDF는 얼핏 0에 대해서 대칭으로 보이지만, 층류 화염 속도의 역수보다 5배 이상 큰 양쪽 즉 양수인 곳과 음수인 곳을 비교하면 음수인 곳의 확률이 더 높음을 볼 수 있다. 그림 5에 나타난 것처럼 평균값은 음수이다. 즉 그림 10에 나타난 작은 차이가 평균값을 음수로 만든다. 이는 그림 9에서 살핀 것처럼 음수 곡률값에서 Sd 가 양수 곡률값에서 Sd 보다 크기 때문이

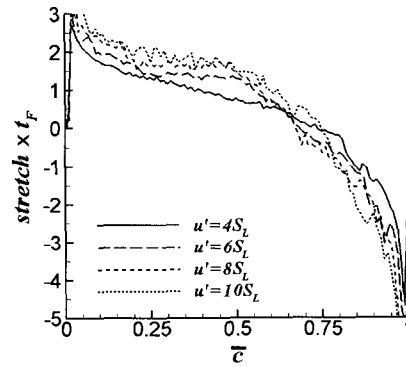


Fig. 11 Means of stretch terms for different flows

다. 화염이 반응물 쪽으로 굽어 있을 때는 Sd 가 작아서 화염 면적 증가 속도가 낮다. 반면 생성물 쪽으로 굽어 있을 경우는 Sd 가 높아서 화염 면적 감소 속도가 빠르다. 이러한 특성이 propagation 항의 평균값을 음수로 만든다.

그림 11은 난류강도에 따른 stretch 항의 변화를 c -bar 공간에서 보이고 있다. 먼저 strain 항은 화염 bursh 전영역에서 화염면적을 증가시킨

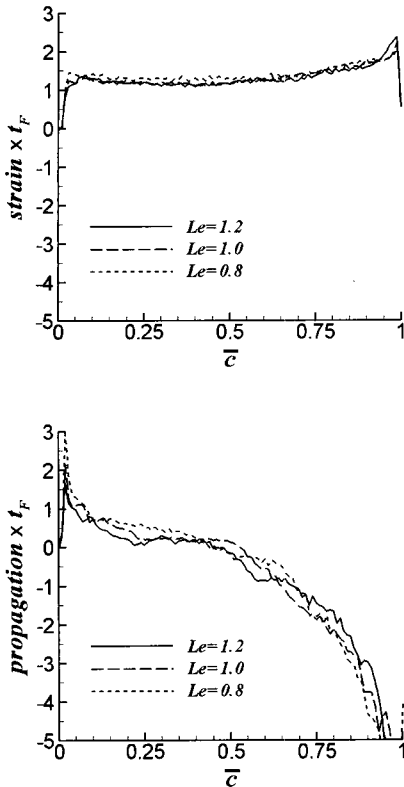


Fig. 12 Means of stretch trends for different Le number flames

다. 반면 propagation 항은 화염 brush의 전반부 즉 곡률이 양수인 경우에는 화염면을 증가시키지만 후반부에서는 화염면을 줄이는 역할을 한다. 이 propagation 항과 그림 8의 곡률의 평균값을 비교해보면, 화염 brush의 전반부에서 난류강도가 클수록 곡률의 평균값은 양수로 크지만 propagation 항은 반대로 그 값이 작다. 이는 그림 9에 나타낸 것처럼 S_d 가 난류가 클수록 화염의 전반부에서 작은 값을 가지기 때문이다. 즉 난류강도가 클수록 곡률의 평균값은 증가하지만 S_d 가 작아져서 화염 brush의 전반부에서 화염 면적 증가 정도가 줄어든다. 반면 후반부에서는 반대로 S_d 가 난류강도가 클수록 커져서 화염 면적 감소율이 빠르다. 정리하면 난류강도가 큰 경우 strain 항에 의해서 증가된 화염 면적을 S_d 가 곡률이 양수일 때는 감소하고 음수일 때는 증가하여 propagation 항에 의한 면적 증가는 줄이고 감소는 늘림으로써 균형을 유지한다.

그림 12는 Le 수가 다른 경우에 strain 항과 propagation 항을 보여준다. strain 항은 유동장이 같기 때문에 별 차이를 보이지 않음을 알 수 있다. 반면 propagation 항은 곡률이 거의 같은

에도 불구하고 Le 수가 작은 경우 화염 brush의 전반부에서 더 큰 값을 가짐을 볼 수 있다. 이는 그림 9에서 보인바와 같이 S_d 가 전반부에서 증가했기 때문이다. 즉 Le 수가 작은 경우, 화염이 반응물 쪽으로 굽어있을 때 S_d 가 더 빠르기 때문에 면적 증가가 더 많이 이루어진다. 앞서 난류강도가 강한 경우에는 S_d 가 화염 면적을 줄이는 방향으로 변했지만 Le 수 작은 경우는 화염 면적을 늘리는 방향으로 변하였다. 그림 11과 12에서는 화염 brush의 맨 앞과 뒤에서 화염 면적이 가장 빨리 증가하고 가장 빨리 감소하는 것으로 나타났다. 그러나 이 부분에서는 화염 면적 밀도가 매우 낮기 때문에 증가하는 면적 및 감소하는 면적의 양은 미미하다. 실제 면적이 가장 많이 증가하는 c-bar 값은 대략 0.4 정도이며 가장 많이 감소하는 c-bar 값은 0.9 정도이다.

4. 결론

1) 3차원 난류 유동장에서 단일 화학 반응식을 이용하여 예혼합 연소 화염을 모사하였다. 화염 면적 밀도 지배방정식에 나타나는 두 생성항 strain과 propagation 항 각각의 영향을 고찰하기 위하여 난류 강도와 Le 수를 달리하여 수치 모사하였다.

2) 난류 화염 속도는 전체 화염 면적과 유사한 변화 과정을 보였으며, 단위 면적당 화염 속도는 Le 수가 1인 경우 층류 화염의 값과 유사하였다. Le 수가 1보다 작은 경우 화염 면적 및 consumption 속도 모두 증가하였다. 모든 경우에 strain 항의 전체 평균값은 항상 양수이며, propagation 항의 전체 평균값은 항상 음수로서 stretch 값은 약 2 eddy turnover time 이후에는 0에 근접한 값을 가졌다.

3) S_d 는 화염 brush에서 증가하는 경향을 가지며 이는 곡률의 영향으로 나타난 결과이다. 난류강도가 강한 경우 S_d 는 화염 brush의 전반부와 후반부에서 값의 차이가 증가하였으며 Le 수가 작은 경우에는 그 차이가 감소하였다. 즉 난류강도가 강한 경우 S_d 는 propagation에 의한 면적 증가를 줄이면서 동시에 면적 감소효과는 늘리는 역할을 한다. 반면 Le 수가 작은 경우에는 S_d 가 propagation에 의한 면적 증가를 효과를 높이는 방향으로 변한다. S_d 는 화염 면적의 생성과 소멸 사이에서 균형을 유지하도록 하는 역할을 담당한다.

참고문헌

- [1] P. K. Yeung, S. S. Girimaji, and S. B. Pope, "Straining and scalar dissipation on

- material surfaces in turbulence: Implications for flamelets," *Combust. Flame*, Vol. 79, 1990, pp.340-365.
- [2] D. C. Harworth, T. Poinsot, "Numerical simulations of Lewis number effects in turbulent premixed flames," *J. Fluid Mech.* Vol. 244, 1992, pp. 405-436.
- [3] S. B. Pope, "The evolution of surfaces in turbulence," *Int. J. Engng Sci.* Vol. 26, No. 5, 1988, pp. 445-469.
- [4] Sebastien M. Candel and Thierry J. Poinsot, "Flame stretch and the balance equation for the flame area," *Combust. Sci. and Tech.* Vol. 70, 1990, pp. 1-15.
- [5] Arnaud Trouve and Thierry Poinsot, "The evolution equation for the flame surface density in turbulent premixed combustion," *J. Fluid Mech.* Vol. 278, 1994, pp. 1-31.
- [6] Arnaud Trouve, "The production of premixed flame surface area in turbulent shear flow," *Combust. Flame*, Vol. 99, 1994, pp.687-696
- [7] Tarek Echekki and Jacqueline H. Chen, "Unsteady strain reate and curvature effects in turbulent premixed methane-ari flame," *Combust. Flame*, Vol. 106, 1996, pp. 184-202.
- [8] Tarek Echekki and Jacqueline H. Chen, "Analysis of the contribution of curvature to premixed flame propagation," *Combust. Flame*, Vol. 118, 1999, pp. 308-311.
- [9] I. R. Gran, T. Echekki, J. H. Chen, "Negative flame speed in an unsteady 2-D premixed flame," *26th Symposium on Combustion*, 1996, pp. 323-329.
- [10] N. Peters, P. Terhoeven, J. H. Chen, T. Echekki, "Statistics of flame displacement speeds from computaions of 2-D unsteady methane-ari flames," *27th Symposium on Combustion*, 1998, pp. 833-839.
- [11] M. Boger, D. Veynante, H. Boughanem and A. Trouve, "Direct numerical simulation analysis of flame surface density concept for large eddy simulation of turbulent premixed combustion," *27th Symposium on Combustion*, 1998, pp. 917-925.
- [12] Christopher A. Kennedy, Mark H. Carpenter and R. Michael Lewis, "Low-storage, explicit Runge-Kutta schemes for the compressible Navier-Stokes equations," *Applied Numerical Mathematics*, Vol. 35, 2000, pp. 177-219.
- [13] Sanjiva K. Lele, "Compact finite difference schemes with spectral-like resolution," *J. Comput. Physics*, Vol. 103, 1992, pp. 16-42.
- [14] T. J. Poinsot and S. K. Lele, "Boundary conditions for direct simulations of compressible viscous flows," *J. Comput. Physics*, Vol. 101, 1992, pp. 104-129.
- [15] Songwei Zhang and Christopher J. Rutland, "Premixed flame effects on turbulence and pressure-related terms," *Combust. Flame*, Vol.102, 1995, pp. 447-461.
- [16] Nilanjan Chakraborty and Stewart Cant, "Unsteady effects of strain rate and curvature on turbulent premixed flames in an inflow-outflow configuration," *Combust. Flame*, Vol 137, 2004, pp. 129-147.
- [17] N. Peters, "The turbulent burning velocity for large-scale and small-scale turbulence," *J. Fluid Mech.* Vol. 384, 1999, pp. 107-132.