

난류 예혼합 화염 선단부의 통계적 특성에 관한 수치적 연구

권재성* · 허강열***

Leading Edge Statistics of a Turbulent Premixed Flame

Jaesung Kwon and Kang Y. Huh

ABSTRACT

Leading edge statistics are obtained by direct numerical simulation(DNS) of freely propagating incompressible and stagnating compressible turbulent premixed flames. Conditional averages of velocities in terms of reaction progress variable, c , and local flame surface density, Σ_f' , are defined and compared through the flame brush. It holds asymptotically that $\langle u \rangle_f = \langle S_d \rangle_f$ and $\langle u \rangle_u - \langle u \rangle_b = D_t/L_w$ with the characteristic length scale of \bar{c} variation, L_w . It also holds that $\langle u \rangle_b = \langle u \rangle_f$ for a freely propagating flame under no mean strain rate. The turbulent burning velocity, S_T , is determined by the conditional statistics at the leading edge under large activation energy.

Key Words : Turbulent premixed combustion, Turbulent burning velocity, Stagnating flame, Freely propagating flame, Leading edge

기 호 설 명

Alphabets	Subscript
<i>BML</i> : Bray-Moss-Libby	<i>u</i> : unburned
<i>Da</i> : Damköhler number	<i>b</i> : burned
<i>FSD</i> : flame surface density	Averaging
<i>Ka</i> : Karlovitz number	$\bar{\cdot}$: Unconditional averaging
<i>KPP</i> : Kolmogorov-Petrovski-Piskunov	$\langle \cdot \rangle$: Unconditional averaging
<i>Re_t</i> : Turbulent Reynolds number	$\langle \cdot \rangle_f$: Surface averaging with respect to
<i>S_d</i> : displacement speed	generalized FSD

1. 서론

난류화염전파속도(S_T)는 미연가스 방향으로의 화염 선단부 전파를 나타낸다[1]. 지금까지 난류화염전파속도에 대한 많은 연구가 수행되었고, 다양한 S_T 관계식이 제안되었지만 다양한 실험 조건에 적용하는 데는 한계가 있었다. 예를 들어, 동일한 난류 강도 하에서 적분길이 스케일의 변화에 따른 S_T 변화 또는 동일한 층류화염속도에서 분자확산계수의 변화에 따른 S_T 변화와 같은 중요한 경향조차 일관성 있게 재현하지 못하였다[2,3]. KPP 분석은 연소가 난류 유동장에 영향을 주지 않는다는 가정 하에 가능한 최소

전파속도로서의 S_T 를 결정하는 데 적용되었고, 이후 다양한 난류 예혼합 연소모델을 접목한 S_T 연구에 확장되었다[4,5]. 그 외에도 화염 선단부에서의 소염 모델과 eddy breakup(EBU)모델을 이용하여 S_T 에 대한 고유치 분석이 수행되었다[6]. 최근에는 층류화염두께, 평균 곡률, 분자확산계수 및 난류확산계수를 이용한 화염 선단부에서의 S_T 관계식이 제안되었다[7]. 이 관계식은 통계적으로 화학반응을 무시할 수 있으며 분자확산과 난류확산이 지배적인 영역에서 얇은 화염층이 존재한다는 가정에 기초하였다. 이 관계식에 따르면 난류강도의 증가에 따른 S_T 곡선의 굽어짐은 작은 eddy들이 화염 내부에 침투함에 따라 화염두께가 두꺼워지거나 강한 난류 하에서 평균 곡률이 커지기 때문으로 설명된다. 최근 H₂-air의 희박 예혼합 화염에 대한 직접수치해석(DNS)을 통해 조건평

* 포항공과대학교 기계공학과 대학원

** 포항공과대학교 기계공학과

† 연락저자, huh@postech.ac.kr

균에 대한 연구가 수행되었으며, 화염 선단부 개념에 기초하여 S_T 와 화염 두께의 연관성을 제시하였다[8]. 본 연구에서는 비압축성 자유전파화염과 압축성 정체화염에 대한 3차원 DNS를 통해, 반응진행변수(c)와 화염면적밀도(FSD)의 분포에 따른 화염 선단부 거동을 분석하였으며, 조건평균 정의에 기초하여 화염 브러쉬 내부와 선단부에서의 통계치에 대한 관계식을 수립, 검증하였다.

2. 수학적 배경

반응진행변수 c 의 전달식은 다음과 같다.

$$\frac{\partial c}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla c = \frac{1}{\rho} \nabla \cdot (\rho D_m \nabla c) + \dot{w}_c = S_d \Sigma_f' \quad (1)$$

$$\Sigma_f' = |\nabla c| \quad (2)$$

$$\mathbf{n} = -\frac{\nabla c}{|\nabla c|} \quad (3)$$

위 식에서 Σ_f' 은 국소화염면적밀도, n 은 c 면에 수직인 미연 가스 방향으로의 단위벡터이다. 식 (2)~(3)을 이용하여 식 (1)을 식 (4)와 같이 쓸 수 있다.

$$\frac{\partial c}{\partial t} - \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} \Sigma_f' = S_d \Sigma_f' \quad (4)$$

평균반응진행변수 \bar{c} 의 전달식은 식 (4)를 평균하여 다음과 같이 쓸 수 있으며, \bar{c} 는 $\langle c \rangle$ 와 동일한 의미를 가진다.

$$\frac{\partial \bar{c}}{\partial t} - \langle \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} \rangle_f \Sigma_f = \langle S_d \rangle_f \Sigma_f \quad (5)$$

여기서 조건면적평균, $\langle \phi \rangle_f$,은 국소화염면적밀도를 가중하여 다음과 같이 정의한다.

$$\langle \phi \Sigma_f' \rangle = \langle \phi \rangle_f \Sigma_f \quad (6)$$

식 (5)는 다시 식 (7)과 같이 나타낼 수 있다.

$$\frac{\partial \bar{c}}{\partial t} - \langle \mathbf{v} \rangle_f \cdot \nabla \bar{c} = \langle \mathbf{v}' \cdot \mathbf{n}' \rangle_f \Sigma_f + \langle S_d \rangle_f \Sigma_f \quad (7)$$

$$\mathbf{v}' = \mathbf{v} - \langle \mathbf{v} \rangle_f \quad (8)$$

통계적 정상상태에 있는 화염 브러쉬에서 \mathbf{v}' 과 \mathbf{n}' 의 상관관계는 무시할 수 있기 때문에 식 (5)로부터 식 (9)를 유도할 수 있다[7].

$$\langle \mathbf{v} \rangle_f \cdot \langle \mathbf{n} \rangle_f + \langle S_d \rangle_f = 0 \quad (9)$$

통계적 정상상태에 있는 1차원 화염에 대한 \bar{c} 의 구배는 식 (7)로부터 다음과 같이 주어진다.

$$\frac{\partial \bar{c}}{\partial x} = |\langle \mathbf{n} \rangle_f| \Sigma_f = \frac{\langle S_d \rangle_f \Sigma_f}{\langle u \rangle_f} \quad (10)$$

화염 선단부(leading edge)는 고활성화에너지(large activation energy)를 가지는 경우에 반응이 무시될 정도로 작아지므로 \bar{c} 의 전달에서 대류와 난류 확산 및 분자 확산이 지배적인 영역이다. c 와 \bar{c} 가 지수 함수 형태로 0으로 감소할 때 화염 선단부에서의 밀도변화는 무시할 수 있으며, S_T [7]는 식 (11)과 같이 유도된다.

$$S_T = \frac{D_{tu} + D_{mu}}{L_w} \quad (11)$$

위 식에서 L_w 는 난류 예혼합 화염의 특성길이로서 식 (12)와 같이 정의된다.

$$\frac{1}{L_w} = \left(\frac{1}{\bar{c}} \frac{d\bar{c}}{dx} \right)_{\bar{c} \rightarrow 0} = -\langle \nabla \cdot \mathbf{n} \rangle_f + \frac{1}{L_m^*} \quad (12)$$

식 (11)과 (12)를 이용하여 최종적으로 식 (13)이 유도된다.

$$S_T = (D_{tu} + D_{mu}) \left(\frac{1}{L_m^*} - \langle \nabla \cdot \mathbf{n} \rangle_f \right) \quad (13)$$

위 식은 D_a 가 충분히 크고 식 (6)에 따른 평균을 정의할 수 있는 화염면이 존재하는 경우에 적용된다. \bar{c} 와 Σ_f 모두 화염 선단부에서 지수 함수 형태를 따른다는 가정 하에 통계적 정상상태의 1차원 화염에 대한 식 (14)~(19)가 성립한다[7].

$$\frac{\partial \bar{c}}{\partial x} = \Sigma_f \quad (14)$$

$$\frac{\partial \bar{c}}{\partial x} = \frac{\bar{c}}{L_w}, \quad \frac{d^2 \bar{c}}{dx^2} = \frac{\bar{c}}{L_w^2} \quad \text{and} \quad \frac{d\Sigma_f}{d\bar{c}} = \frac{1}{L_w} \quad (15)$$

$$\nabla \cdot \langle \mathbf{n} \rangle_f = 0, \quad (16)$$

$$|\langle \mathbf{n} \rangle_f| = 1, \quad (17)$$

$$\frac{1}{\sum_f} \frac{d\sum_f}{dx} = \frac{1}{L_w}, \quad (18)$$

$$\left\langle \frac{1}{\sum_f} \frac{d\sum_f'}{dx} \right\rangle = \left\langle \frac{1}{c} \frac{dc}{dx} \right\rangle_f = \frac{1}{L_m^*}. \quad (19)$$

임의의 스칼라나 벡터의 c 에 대한 조건평균은 식 (20)~(21)과 같이 정의된다.

$$\langle \phi c \rangle = \langle \phi \rangle_b \bar{c} \quad (20)$$

$$\langle \phi(1-c) \rangle = \langle \phi \rangle_u (1-\bar{c}) \quad (21)$$

식 (2)~(3)을 이용해 식 (22)를 유도할 수 있다.

$$\nabla \cdot (c\mathbf{v}) = -\mathbf{v} \cdot \mathbf{n} \sum_f' + c\nabla \cdot \mathbf{v} \quad (22)$$

$\langle \nabla \cdot \mathbf{v} \rangle_b$ 는 화염 선단부에서 무시할 정도로 작은 반응으로 인해 0에 접근한다. 이 때 $\langle \mathbf{v}' \cdot \mathbf{n}'' \rangle_f$ 는 무시할 수 있다고 가정함으로써, 식 (22)를 평균하면 식 (23)이 유도된다.

$$\langle \mathbf{v} \rangle_b \cdot \nabla \bar{c} + \bar{c} \nabla \cdot \langle \mathbf{v} \rangle_b = -\langle \mathbf{v} \rangle_f \cdot \langle \mathbf{n} \rangle_f \sum_f \quad (23)$$

화염 선단부에서 $\langle \mathbf{n} \rangle_f$ 는 단위벡터에 접근하므로 [9], 식 (23)을 식 (24)와 같이 쓸 수 있다.

$$\langle u \rangle_b + L_w \frac{d\langle u \rangle_b}{dx} = \langle u \rangle_f \quad (24)$$

자유전파화염의 선단부에서는 $d\langle u \rangle_b/dx$ 가 0이 기 때문에 $\langle u \rangle_b = \langle u \rangle_f$ 가 성립한다. 그러나 정체화염의 경우에는 평균변형속도의 영향으로 $\langle u \rangle_b = \langle u \rangle_f$ 가 성립하지 않는다. 화염 선단부에서의 밀도변화를 무시할 수 있다면 BML 가정[10]과 구배확산 가정에 기초하여 식 (25)를 유도할 수 있다.

$$\frac{D_t}{L_w} = \langle u \rangle_u - \langle u \rangle_b \quad (25)$$

3. 직접수치해석(DNS) 계산조건

3.1. 비압축 유동에서의 DNS

난류 강도가 유지되는 비압축 유동에서의 자유전파화염에 대한 3D DNS를 수행하였다. Fig. 1(a)는 계산영역을 보여준다. 평균 속도에 난류를 중첩하여 x 방향으로 유동이 유입된다. 비압축 유동에서는 화학종의 전달과 열방출이 난류장에 영향을 주지 않는다. 반응물은 식 (26)과 같이 아레니우스 형태의 비가역 단일단계반응을 거쳐서 생성물로 전환된다.

$$\dot{w} = A Y_R \exp(-A_i/(1+B_i(1-Y_R))) \quad (26)$$

위 식에서 Y_R 은 반응물의 질량분율이고, Table 1의 계산 조건에 대해 A, A_i, B_i 는 동일하며 각각 185.75, 22.25, 7.0이다. 유사한 계산 조건 및 상세 내용에 대해서는 Lee와 Huh[9]를 참조하면 된다.

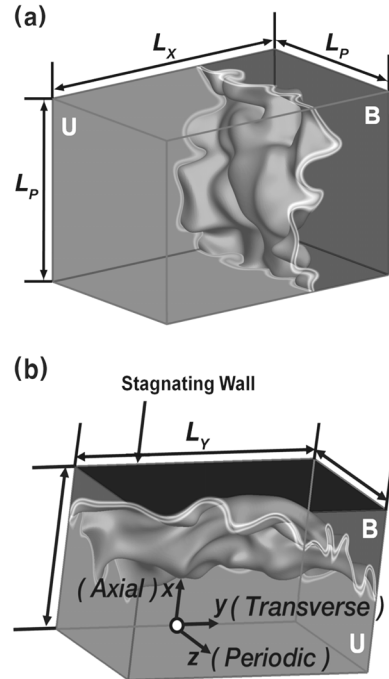


Fig. 1. Schematic configurations for (a) freely propagating flames and (b) stagnating flames.

Table 1. Specifications for freely propagating flames

Case	u_0' [cm/s]	$\frac{u_0'}{S_{Lu}^0}$	Ka	Re_0
FP1	0.24	1.0	0.37	10.0
FP2	0.42	1.75	0.84	17.4

Table 2. Specifications for stagnating flames

Case	L_x [cm]	u_0' [cm/s]	$\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_F$ [s $^{-1}$]	u_F' [cm/s]	Ka_0	Re_0
ST1	3.0π	1.0	-0.37	0.58	0.60	18.9
ST2	2.0π	1.75	-0.84	0.53	0.60	17.2

(u_0' : 입구 난류강도, u_F' : 화염 선단부 난류강도, $(\partial u/\partial x)_F$: 화염 선단부 평균변형속도, Ka_0 : 입구 Ka , $Re_0 = u'l_0/\nu$: 입구 Re)

3.2. 압축 유동에서의 DNS

압축 유동에서의 난류정체화염에 대한 3D DNS를 수행하였다. Fig. 1(b)는 계산영역 및 경계조건을 개략적으로 보여주고, 계산 조건은 Table 2에 정리되어 있다. y , z 방향으로의 계산영역 크기인 L_y 와 L_z 는 각각 3.5π cm, 2.0π cm이고, 입구 크기는 3.0π cm이다. 반응물은 식 (27)의 비가역 단일단계반응을 거쳐 생성물로 전환된다.

$$\dot{w} = A\rho Y_R \exp(-T_w/T) \quad (27)$$

여기서 A 와 T_a 는 Table 2의 계산 조건에 대해 동일하며 각각 3110, 4850 K이다. 반응물과 생성물의 밀도비, $\rho_u/\rho_b (= T_b/T_u)$ 는 4.0이다. 상세 내용은 Lee와 Huh [7]를 참조하면 된다.

본 연구에서 선정된 난류화염조건은 wrinkled flamelet 영역에 해당되는 이상적인 경우로서 계산상의 한계로 인해 Re_t 및 난류강도가 실제 난류화염과는 거리가 있다. 그러나 얇은 화염면의 wrinkling과 난류에 의한 스칼라의 전달 등 화염 선단부에서의 접근 거동과 관련한 기본적인 물리적 특성은 확인할 수 있다.

4. 결과 및 토의

4.1. 평균속도의 접근 거동

Fig. 2는 x 방향으로의 평균속도 $\langle u \rangle$ 와 조건평균속도 $\langle u \rangle_u$, $\langle u \rangle_b$, $\langle u \rangle_f$ 및 $\langle S_d \rangle_f$ 를 보여준다. 기하학적으로 $\langle u \rangle_u$ 와 $\langle u \rangle_b$ 는 미연가스와 기연가스에서 부피 평균을 의미하고, $\langle u \rangle_f$ 와 $\langle S_d \rangle_f$ 는 화염면에서의 면적평균을 의미한다. Fig. 2(b)는 ST1에서 연소에 의한 부피 팽창에 따른 $\langle u \rangle$ 의 피크를 보여준다. 비록 화염 양 끝단에서의 오차는 존재하지만, FP1의 경우 $\langle u \rangle_f$ 가 화염 선단부에서는 $\langle u \rangle_b$ 에 접근하고, 말단부에서는 $\langle u \rangle_u$ 에 접근하는데, 이것은 식 (24)에 따라 기연가스 속도 구배인 $d\langle u \rangle_f/dx$ 와 미연가스 속도 구배인 $d\langle u \rangle_u/dx$ 가 자유전파화염의 양 끝단에서 무시할 정도

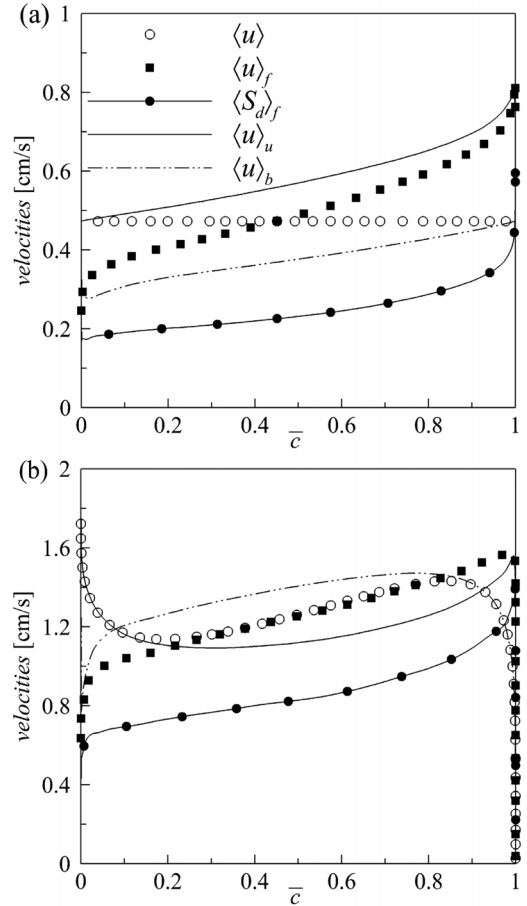


Fig. 2. Profiles of different velocities for (a) FP1 and (b) ST1.

로 작아지기 때문이다.

화염 브러쉬 내부에서 $\langle u \rangle_f$ 는 $\langle u \rangle_b$ 로부터 $\langle u \rangle_u$ 에 이르기까지 단조증가한다. ST1에서 $\langle u \rangle_f$ 는 벽에 의한 유동의 정체와 연소에 의한 부피 팽창의 효과가 결합되어 결과적으로 화염 브러쉬 내부에서 증가하게 된다. $\langle S_d \rangle_f$ 역시 화염 브러쉬 내부에서 단조증가하며 식 (10)에 따라 $\langle S_d \rangle_f/\langle u \rangle_f$ 는 $|\langle \mathbf{n} \rangle_f|$ 과 같은 값을 가진다. Fig. 3은 화염 브러쉬에서 양 끝단을 제외한 대부분의 영역에서 $\langle n_x \rangle_f$ 의 값에 큰 변화가 없음을 보여준다. $\langle n_x \rangle_f$ 의 크기는 화염면의 방향성에 대한 지표로서 화염 양 끝단에서의 크기는 1로 수렴한다. 이것은 화염 양 끝단에서의 화염면이 통계적으로 평면이라는 것을 의미하고, $\langle n_x \rangle_f$ 의 크기가 작을수록 화염면의 방향성이 줄어든다는 것을 의미한다.

Fig. 4는 순속도 $\langle u + n_x S_d \rangle_f$ 가 ST1의 벽 근처와 화염 선단부를 제외한 영역에서 양의 값을 가지는 것을 보여준다. 이것은 $\langle u \rangle_f$ 가 화염 브러쉬 내부에서

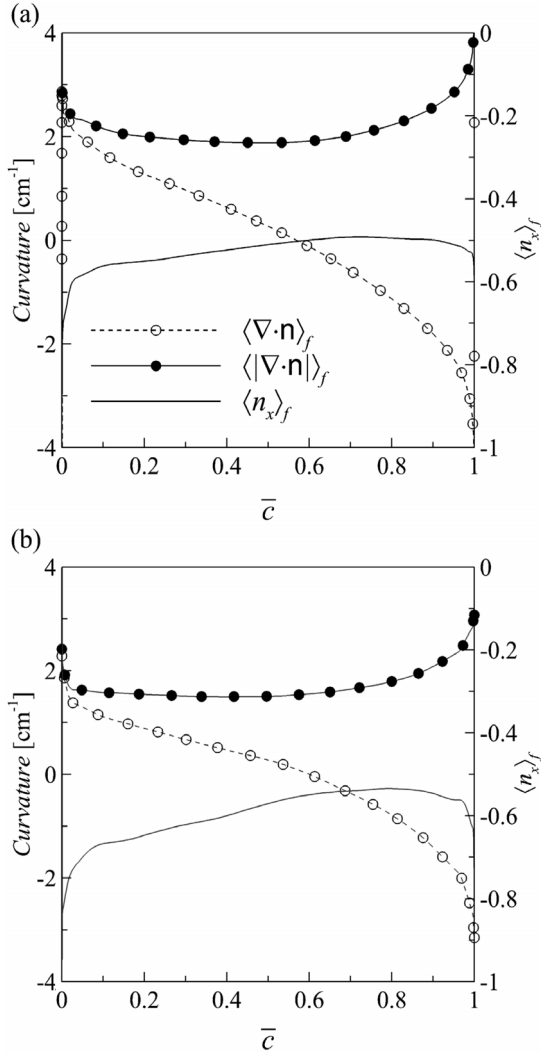


Fig. 3. Distributions of mean curvature, $\langle \nabla \cdot \mathbf{n} \rangle_f$, mean absolute curvature, $\langle |\nabla \cdot \mathbf{n}| \rangle_f$, and mean flame orientation vector, $\langle \mathbf{n}_x \rangle_f$, for (a) FP1 and (b) ST1.

$\langle S_d \rangle_f$ 보다 항상 크다는 것을 의미한다. 화염 선단부에서 평균속도들 간의 점근 거동은 DNS 결과 후처리를 통해 알 수 있지만, 제한된 격자수와 표본의 한계로 인해 특히 화염 끝단이나 화염 브러쉬 외부에 대한 후처리 결과에 대해서는 불확실성이 존재한다.

Fig. 2(a)에서 $\langle u \rangle_u$ 는 $\langle u \rangle_b$ 보다 크다. 이것은 구배 확산을 의미하는데, 비압축 유동의 경우 연소로 인한 부피 팽창이 없어 $\langle u \rangle_b$ 가 가속되지 않기 때문이다. 식 (25)에 따른 $\langle u \rangle_u$ 와 $\langle u \rangle_b$ 의 차이는 FP1와 ST1의 경우 각각 0.25 cm/s, 1.3 cm/s이다. ST1의 화염 선단부에서도 낮은 반응률로 인해 부피 팽창이 무시할 정도의 수준이므로 구배확산이 일어남을 알 수 있다.

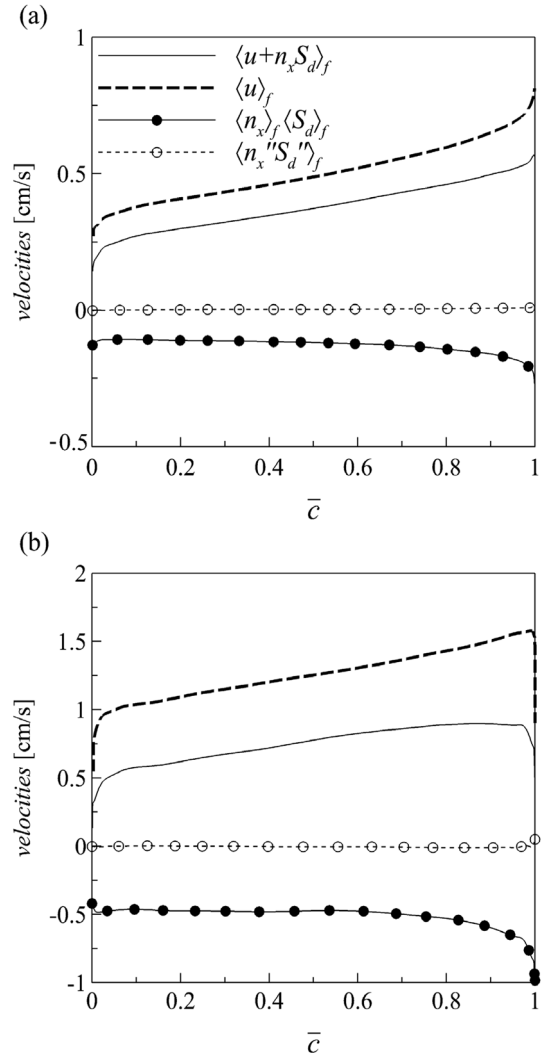


Fig. 4. Convection and laminar propagation terms of the Σ_f transport equation for (a) FP1 and (b) ST1.

Fig. 5는 화염 브러쉬 두께(ℓ_F)를 분석하기 위한 식 (10)의 $d\bar{c}/dx$ 관련항의 거동을 나타낸다. 화염 브러쉬 두께는 식 (28)과 같이 정의된다.

$$\ell_F = \frac{1}{\frac{d\bar{c}}{dx}} \quad (28)$$

난류 플럭스인 $\langle \mathbf{v}'' \cdot \mathbf{n}'' \rangle_f$ 은 FP1에서는 0에 가까운데, ST1의 경우 주기 방향에 대한 성분이 소멸되지 않아 $\langle \mathbf{v}'' \cdot \mathbf{n}'' \rangle_f$ 이 0이 되지 않는다. 여기서 $\langle \mathbf{v}'' \cdot \mathbf{n}'' \rangle_f$ 은 대류속도와 화염면에 수직한 단위벡터 간의 상관관계를 의미한다.

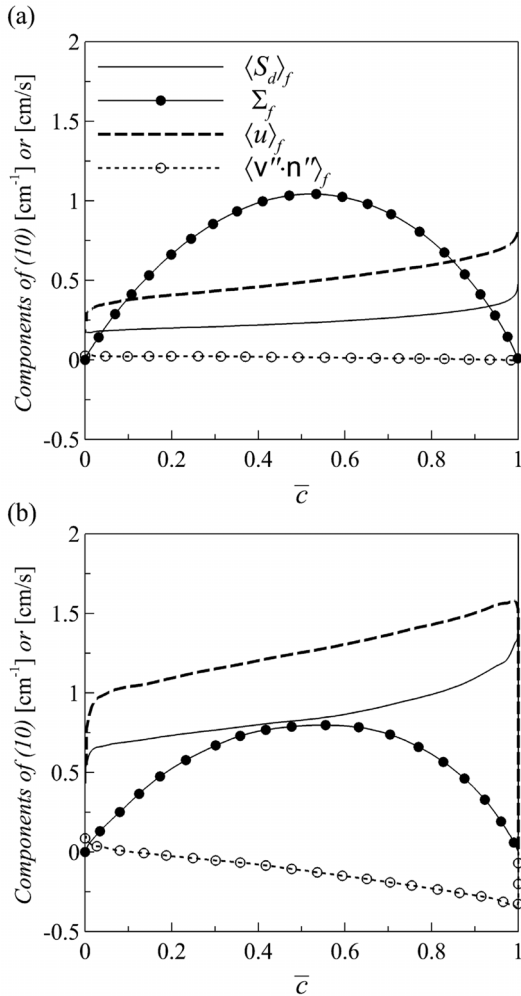


Fig. 5. Components of $\bar{d}c/dx$ in (10) for (a) FP1 and (b) ST1.

4.2. 난류화염전파속도(S_T)의 접근 거동

Fig. 6은 식 (11)과 (13)에 따라 S_T 를 결정하는 변수들의 화염 선단부에서의 거동을 보여준다. 둥근 점선은 \bar{c} 가 지수함수 형태로 감소하는 화염 선단부를 나타낸다. Fig. 6(a)는 FP1의 $1/L_w$ 와 $1/L_m^*$ 가 화염 선단부로 가면서 일정한 값에 수렴하는 것을 보여준다. Table 3은 자유전파화염에서 L_m^* 는 FP1과 FP2의 경우 각각 0.093 cm, 0.081 cm이며 두 경우 모두 층류화염두께보다 작다는 것을 보여준다. FP1과 FP2에서 난류강도는 각각 0.23 cm/s, 0.41 cm/s이며, 평균 곡률은 FP2가 FP1보다 크다. 층류화염특성과 적분길이 스케일은 동일하게 적용되었다.

Table 4는 자유전파화염에서 식 (11)에 의한 S_T 예측 값이 DNS결과에 잘 부합됨을 보여준다. 하지만 제한된 표본 개수로 인해 화염 선단부에서의 평균 곡

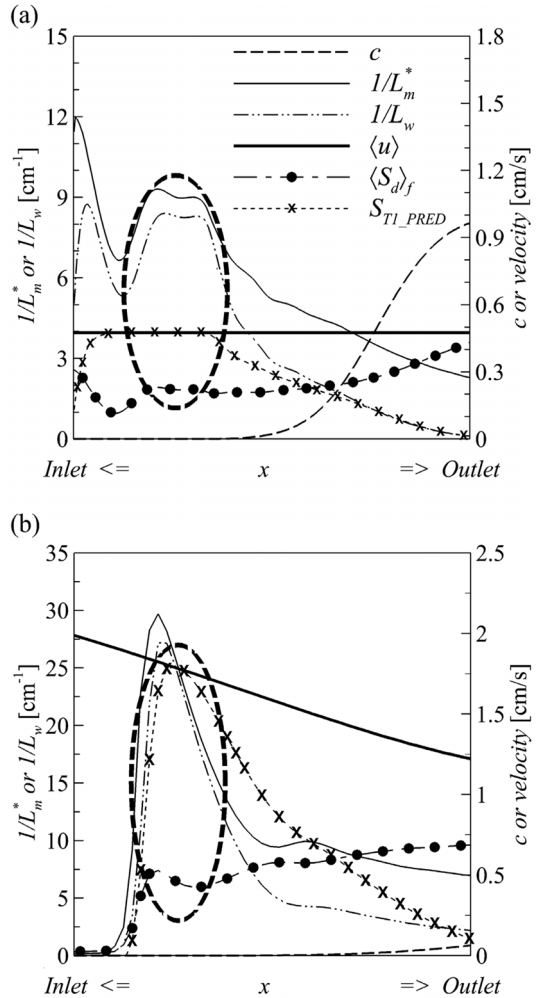


Fig. 6. Detail structures at the leading edge for (a) FP1 and (b) ST1. $\langle S_d \rangle_f = D_m/L_w$ holds in the encircled region of the convection-diffusion layer.

Table 3. Statistics relevant to determine the S_T at the leading edge

Case	$\frac{1}{L_w}$ [cm ⁻¹]	$\frac{1}{L_m^*}$ [cm ⁻¹]	$\langle \nabla \cdot \mathbf{n} \rangle_f$ [cm ⁻¹]	u' [cm/s]	D_{tu} [cm ² /s]
FP1	8.40	10.8	2.61	0.23	0.03
FP2	9.01	12.3	2.72	0.41	0.05
ST1	19.9	23.0	2.34	0.58	0.066
ST2	18.5	22.1	2.62	0.53	0.062

률을 후처리하는 과정에서 c 의 고차 미분에 대한 불확실성이 존재한다. 난류확산계수는 구배확산 가정에 기초하여 DNS결과 얻어진 난류 플럭스로부터 식 (29)와 같이 계산하였다.

Table 4. Results from DNS and predictive relationships for the S_T in all test flames

Case	S_{T_DNS} [cm/s]	S_{T1_PRED} by (11) [cm/s]	S_{T2_PRED} by (13) [cm/s]
FP1	0.47	0.48	0.46
FP2	0.68	0.68	0.73
ST1	1.75	1.71	1.78
ST2	1.61	1.52	1.61

$$D_{tu} = -\frac{\overline{u'c'}}{\overline{dc}/dx} \quad (29)$$

Fig. 6(b)는 등근 점선으로 표시된 영역에서 $1/L_w$, $1/L_m^*$ 및 $\langle S_d \rangle_f$ 가 연속적으로 변화하고 있음을 보여준다. 정체화염에서는 입구에서 벽으로 가면서 대류 속도가 감소하기 때문에 S_T 에 관련된 변수들의 값이 화염 선단부에서 수렴하지 않는다. Table 4는 식 (11)과 (13)에 의해 예측된 S_T 가 DNS결과에 잘 부합함을 보여준다. 정체 화염에서 S_T 결정에 필요한 통계량은 $\langle S_d \rangle_f$ 가 최소가 되는 점에서 추출하였으며, 이 지점은 c 가 화염 선단부로 가면서 지수함수 형태로 감소할 때 화염 브러쉬의 내부 경계에 해당한다[7]. Table 3은 화염 선단부에서 $1/L_w$ 가 식 (12)와 같이 화염 두께에 대한 특성길이인 L_m^* 와 평균 곡률에 의해 결정된다는 것을 보여준다. ST1과 ST2의 L_m^* 는 모두 0.044 cm 정도이며, 이것은 층류화염 특성길이인 L_m 보다 약 20% 작다. Table 3에 정리된 DNS 결과로부터 화염 선단부에서 S_T 는 난류확산계수의 영향을 크게 받고, 화염 두께가 Kolmogorov 에디보다 작은 경우 평균 곡률은 S_T 에 큰 영향을 미치지 않는다는 것을 알 수 있다.

5. 결론

난류 예혼합 화염의 선단부 거동에 대한 통계연구를 위해 비압축성 자유전파화염과 압축성 정체화염에 대한 3차원 DNS를 수행하였다. 통계치에 대한 조건평균은 c , $1-c$ 및 Σ_f' 를 가중하여 구해진다.

자유전파화염과 정체화염의 선단부에서 평균속도 간의 점근 거동에 대한 관계식 $\langle u \rangle_f = \langle S_d \rangle_f$ 와 $\langle u \rangle_u - \langle u \rangle_b = D_t/L_w$ 이 성립한다. 또한, 평균변형속도가 없는 자유전파화염의 선단부에서는 $\langle u \rangle_b = \langle u \rangle_f$ 가 성립한다. DNS결과를 통해 화염 선단부에서 이와 같은 조건평균 속도의 점근 거동은 확인할 수 있었지만, 제한된 표본 수와 DNS에 사용된 격자수의 한계로 인해 관계식들의 정확도에 대한 검증은 어려웠다.

S_T 는 c , \bar{c} 및 Σ_f 가 화염 선단부에서 지수함수 형태로 감소한다는 가정과 $\langle \mathbf{n} \rangle_f$ 가 1로 점근한다는 것에 기초하여 고활성화에너지를 가지는 반응물의 연소에서 화염 선단부 거동에 의해 결정된다. 여러 변수 중 난류확산계수가 S_T 를 결정하는 주요인이며, 대부분의 경우 평균곡률은 큰 영향을 미치지 않는다.

본 연구와 관련하여 평균변형속도가 S_T 에 미치는 영향을 알아보기 위한 후속 연구가 수행될 예정이며, 보다 양질의 데이터 확보를 위해 실제 난류화염에 가까운 조건에서의 DNS 수행이 요구된다.

후 기

본 연구는 Brain Korea 21의 지원을 받아 수행되었으며, 이에 감사드립니다.

참고문헌

- [1] Y. B. Zeldovich, The Mathematical Theory of Combustion and Explosions, Consultants Bureau (1985).
- [2] A. Lipatnikov, J. Chomiak, "Turbulent flame speed and thickness: phenomenology, evaluation, and application in multi-dimensional simulations", Prog. Energy Combust. Sci., 28 (2002) 1-74.
- [3] J. F. Driscoll, "Turbulent premixed combustion: Flamelet structure and its effect on turbulent burning velocities", Prog. Energy Combust. Sci., 34 (2008) 91-134.
- [4] B. Hakberg, A. D. Gosman, "Analytical determination of turbulent flame speed from combustion models", Proc. Combust. Inst., 20 (1985) 225-232.
- [5] J. M. Duclos, D. Veynante, T. Poinso, "A comparison of flamelet models for premixed turbulent combustion", Combust. Flame, 95 (1993) 101-117.
- [6] C. A. Catlin, M. Fairweather, S. S. Ibrahim, "Predictions of turbulent, premixed flame propagation in explosion tubes", Combust. Flame, 102 (1995) 115-128.
- [7] D. Lee, K. Y. Huh, "Validation of analytical expressions for turbulent burning velocity in stagnating and freely propagating turbulent premixed flames", Combust. Flame, 159 (2012) 1576-1591.
- [8] A. Amato, M. Day, R. K. Cheng, J. Bell, T. Lieuwen, "Leading point statistics of a turbulent, Lean, H₂-Air flame", Spring Technical Meeting of the Central States Section of the Combustion Institute, April 22-24, 2012

- [9] D. Lee, K. Y. Huh, “Statistically Steady Incompressible DNS to Validate a New Correlation for Turbulent Burning Velocity in Turbulent Premixed Combustion”, *Flow, Turbulence Combust.*, 84 (2010) 339-356.
- [10] K. N. C. Bray, P. A. Libby, J. B. Moss, “Unified modeling approach for premixed turbulent combustion-Part I: General formulation”, *Combust. Flame*, 61 (1985) 87-102.

논문접수일 : 2013. 02. 28

심사완료일 : 2013. 03. 14