

영역조건평균에 기초한 난류연소속도의 직접수치해법검증

김수엽* · 허강열***

Validation of an asymptotic zone conditional expression for turbulent burning velocity against DNS database

Sooyoub Kim* and Kang Y. Huh***

ABSTRACT

Zone conditional formulation for the Reynolds average reaction progress variable is used to derive an asymptotic expression for turbulent burning velocity. New DNS runs are performed for validation in a statistically one dimensional steady state configuration. Parametric study is performed with respect to turbulent intensity, integral length scale, density ratio and laminar flame speed. Results show good agreement between DNS results and the asymptotic expression in terms of measured maximum flame surface density and estimated turbulent diffusivity in unburned gas.

Key Words : Turbulent burning velocity, Direct numerical simulation, Zone conditional averaging, Premixed turbulent flame

기 호 설 명

c : 반응진행변수	Σ_f : 화염면적밀도
S_d : 변위속도	Σ_{max} : 최대 화염면적밀도
S_L : 층류화염속도	D_{th} : 난류확산계수
I_0 : 층류화염속도의 평균 신장계수	U_T : 난류연소속도

1. 서 론

난류 예혼합화염에서 화염대의 평균전파속도를 의미하는 난류연소속도의 정의에 대해서 지금까지 많은 논쟁이 있다. 실용 연소기에서의 공학적 중요성에도 불구하고, 화염의 형태와 실험 조건에 따라 난류연소속도에 대한 실험식의 오차범위는 상당히 크다. 실험적인 관계식[1]이나 유사한 함수형태를 가진 조율상수[2]를 포함한 이론적,

분석적 표현식들이 있으나 현재까지는 다양한 연소 영역에서 신뢰할 만한 예측이 어렵다는 것이 중론이다. 주어진 실험 조건에서 난류 연소속도로 정의할 수 있는 유일한 측정값이 존재하지 않는다는 비관적인 견해도 있다[3]. 그러나 이는 난류예혼합화염의 특성에 대한 매개변수나 관련 물리적 현상들을 모두 고려하지 못하는 것에 기인한 결과일 수도 있다. 예를 들면, 외부 압력구배[4], stagnating flow[5] 또는 화염면적밀도를 증가시키는 화염 불안정성[6] 등이 있다.

난류연소에서 불규칙하게 변화하는 스칼라와 반응물을 다루기 위해서는 통계적 평균법이 필요하다. 무조건적인 Favre 평균은 비선형적인 평균 반응물을 적절히 처리하기 어려운 반면, 조건평

* 포항공과대학교 기계공학과 대학원

** 포항공과대학교 기계공학과

† 연락처, huh@postech.ac.kr

균법은 비선형성 문제점을 해결하는데 유용한 면이 있다. 혼합분율에 대한 조건 평균을 취하는 Conditional Momentum Closure 모델[7]은 난류 확산 연소에서 성공적인 결과를 보여 주고 있다 [8]. 일반적으로 조건 변수는 평균값으로부터 변동을 감소시키기 위해 임의적인 선택이 가능하다.

영역조건평균은 높은 Damköhler 수에서의 난류에 혼합 연소에 대한 유용한 평균법이다. 왜냐하면 반응가스와 생성가스 영역간의 천이에서 야기된 변동과 각각의 영역에서의 난류에 의한 변동을 구분하여 처리할 수 있기 때문이다. 이전의 연구에서는 표면평균값들에 대한 단합 가정을 도입하여 영역조건평균된 질량과 운동량 식에 대한 해를 구하였다[9]. 또한 상대적으로 낮은 난류 레이놀즈수와 Damköhler 수 조건에서, 정상 화염대의 DNS database를 이용한 영역조건평균법에 대한 검증이 수행되었다[10, 11]. 본 논문에서는 새로운 DNS 결과에 따라 난류 강도, 적분 길이 스케일, 밀도 비 그리고 층류화염속도의 영향을 독립적으로 평가할 수 있는 parametric study를 수행하였으며 그로부터 난류연소 속도에 대한 접근 예측식을 검증하였다.

2. 수학적 보존식

2.1 영역조건 평균의 정의

영역 조건 평균을 구현하기 위해서 아래와 같이 Heaviside 함수를 정의한다.

$$H_c(c; \mathbf{x}, t) = H(c - c^*) = \begin{cases} 1 & \text{if } c(\mathbf{x}, t) \geq c^* \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (1)$$

여기서 c^* 는 0.5로 하였다. 순간적으로 모든 영역을 서로 다른 영역인 미반응영역(반응가스) ($\rho = \rho_u$), 기반응영역(생성가스) ($\rho = \rho_b$), 그리고 얇은 연소영역($\rho_u < \rho < \rho_b$)으로 나눈다. iso-c 표면은 $c(\mathbf{x}, t) \leq c^*$ 인 영역으로부터 $c(\mathbf{x}, t) \geq c^*$ 인 영역을 구분하는 화염면으로 정의된다. 높은 Damköhler 수 조건에서 반응영역 두께는 난류 속도 스케일보다 작고, 또한 $0 < c < 1$ 인 확률이 매우 작아서 무시할 수 있다. 여기서 H_c 는 다음과 같이 레이놀즈 평균하면 평균반응진행변수가 된다.

$$\langle H_c \rangle = \bar{c} \quad (2)$$

첨자가 없는 overbar와 $\langle \cdot \rangle$ 기호는 모두 앙상블 평균을 나타낸다. 임의의 변수 Φ 에 대해서 다음과 같은 관계식이 성립한다.

$$\langle H_c \Phi \rangle = \bar{c} \langle \Phi \rangle_b \quad (3)$$

$$\langle (1 - H_c) \Phi \rangle = (1 - \bar{c}) \langle \Phi \rangle_u \quad (4)$$

여기서 $\langle \Phi \rangle_u$ 와 $\langle \Phi \rangle_b$ 는 각각 반응가스와 생성가스 영역에서 조건평균값을 의미한다. Φ_i 는

$$\Phi_i = \langle \Phi \rangle_i + \Phi'_i \quad (5)$$

로 나타낼 수 있으며, 여기서 i 는 u, b, su 또는 sb등이 될 수 있다. sb와 su는 Fig.1에서 보는 것과 같이 얇은 반응영역에 인접한 면에서의 반응가스와 생성가스 측의 조건평균 값을 의미한다. 두개의 평균, $\langle \Phi \rangle_u$ 와 $\langle \Phi \rangle_{su}$ (또는 $\langle \Phi \rangle_b$ 와 $\langle \Phi \rangle_{sb}$), 은 일반적으로 서로 다른 값을 가진다. 부피에 대해서 적분을 하면, 전자는 반응가스(또는 생성가스)의 부피평균을 나타내는 반면, 후자는 반응가스(또는 생성가스) 측의 화염면에서의 표면평균을 나타낸다. 조건적인 밀도의 변동은 상수 ρ_b 와 ρ_u 에 비해서 무시할 수 있다. 밀도가 변화하는 화학반응 영역은 얇은 층류화염면 영역으로 제한된다. 모든 반응항은 화염면의 양단에서 평균된 값인 su, sb 항과 화염면적밀도로서 표현할 수 있다.

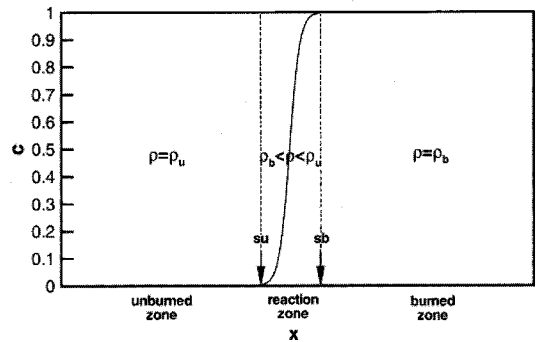


Fig. 1 Illustration of instantaneous reaction field around a flamelet surface

2.2 \bar{c} 보존식

순간 반응진행변수에 대한 보존식은 다음과 같다.

$$\frac{\partial c}{\partial t} + \nabla \cdot \nabla c = S_d |\nabla c| \quad (6)$$

위에서 반응진행변수 c 의 정의는

$$c = \frac{T - T_u}{T_b - T_u} \quad \text{또는} \quad c = \frac{Y_F - Y_F^u}{Y_F^b - Y_F^u} \quad (7)$$

T , T_u 그리고 T_b 는 각각 임의의 온도와 반응가

스 및 생성가스의 온도이다. Y_F , Y_F^n , 그리고 Y_F^p 는 각각 임의의 연료질량분율과 반응가스와 생성가스의 연료질량분율이다. 식(7)에서의 두 정의는 열손실과 압축성의 영향이 없고 단일 Lewis 수의 경우 서로 동일하다. Heaviside 함수의 미분은 다음과 같이 주어진다.

$$\frac{\partial H(c-c^*)}{\partial t} = \delta(c-c^*) \frac{\partial c}{\partial t} \quad (8)$$

$$\nabla H(c-c^*) = \delta(c-c^*) \nabla c \quad (9)$$

Heaviside 함수 H_c 의 보존식은 식 (6), (8)과 (9)에서 다음과 같이 유도할 수 있다.

$$\frac{\partial H_c}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla H_c = S_d \Sigma \quad (10)$$

여기서 S_d 는 층류화염속도 S_L 과 같다고 가정한다. 순간적인 화염면적밀도 Σ 는 다음과 같다.

$$\Sigma = |\nabla c| \delta(c-c^*) \quad (11)$$

식 (10)을 앙상블 평균하면 우리는 Reynolds 평균된 반응진행변수에 대한 다음의 보존식을 구할 수 있다.

$$\frac{\partial \bar{c}}{\partial t} + \langle \bar{v} \rangle_{su} \cdot \nabla \bar{c} = \langle \bar{v}'_{su} \cdot \mathbf{n}' \rangle_s \Sigma_f + S_{Lu} \Sigma_f \quad (12)$$

여기서 화염면적밀도 Σ_f 는 Σ 의 앙상블 평균이다. 식(12)에서 Φ 의 표면 평균 $\langle \Phi \rangle_s$ 는 무조건적인 BML(Bray-Moss-Libby)식과는 달리 $\langle \Phi \rangle_s = \langle \Phi \Sigma \rangle / \Sigma_f$ 로 정의 된다. 여기서는 영역 간의 상호 작용을 모델링하고 해석하기 위해 반응가스 쪽에서의 표면 평균을 취한다. 그러나 얇은 화염편의 생성가스 쪽에서 표면 평균을 취한 식도 유사한 방법으로 유도할 수 있다. \mathbf{n} 은 다음과 같이 화염면에서 반응가스 쪽으로의 단위 수직 벡터이다.

$$\mathbf{n}(x, t) = -(\nabla c / |\nabla c|)_{c=c^*} \quad (13)$$

$\nabla H_c = -n \Sigma$ 인 관계가 성립한다. 층류화염속도 S_{Lu} 는 인접한 반응가스에 대한 상대적인 화염면의 이동속도이다. 예를 들어 v_s 가 iso-c 화염면의 속도일때, $\mathbf{V}_s = \mathbf{V}_{su} + n S_{Lu}$ 이다. 많은 열방출과 약한 난류가 있는 경우 역구배 확산(countergradient diffusion)이 중요하며, 이때 화염면적 밀도 Σ_f 는 다음과 같이 간단히 모델링할 수 있다.

$$\Sigma_f = 4 \Sigma_{\max} \bar{c} (1 - \bar{c}) \quad (14)$$

여기서 Σ_{\max} 는 $\bar{c} = 0.5$ 에서 최대값을 가진다. 구배 확산(gradient diffusion)이 증가하면 Σ_f 가 최대가 되는 \bar{c} 값이 증가하는 경향이 있지만[12],

많은 실험 결과[13]에서 식 (14)와 같은 포물선 분포를 나타낸다.

2.3 난류연소속도에 대한 Asymptotic Expression

레이놀즈 평균된 반응진행변수에 대한 보존식 (식 (12))은 다음과 같이 표현될 수 있다.

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{c}}{\partial t} + \langle \mathbf{V} \rangle_u \cdot \nabla \bar{c} \\ = (\langle \mathbf{V} \rangle_u - \langle \mathbf{V} \rangle_{su}) \cdot \nabla \bar{c} \\ + \langle \mathbf{V}'_{su} \cdot \mathbf{n}' \rangle_s \Sigma_f + S_{Lu} \Sigma_f \end{aligned} \quad (15)$$

식 (15)의 우변의 첫 번째 항은 다음과 같이 모델링한다.

$$\begin{aligned} (\langle \mathbf{V} \rangle_u - \langle \mathbf{V} \rangle_{su}) \cdot \nabla \bar{c} \\ = f(u'/S_{Lu}^0, Ka) D_{tu} \nabla^2 \bar{c} \end{aligned} \quad (16)$$

여기서 D_{tu} 는 반응가스에서의 난류 확산계수이고, 함수 f 는 u'/S_{Lu}^0 의 비와 Karlovitz 수의 영향을 나타낸다. 표면과 부피 평균속도의 차이는 외부 압력구배가 없는 경우 반응가스의 확산 난류 eddy motion에 의해 결정된다. 식 (15)의 우변의 두 번째 항은 다음과 같이 모델링한다[9].

$$\begin{aligned} \langle \mathbf{V}'_{su} \cdot \mathbf{n}' \rangle_s \Sigma_f = K \langle k \rangle_u^{0.5} \Sigma_f \\ = K \langle k \rangle_u^{0.5} (1 - \langle n \rangle_s \cdot \langle n \rangle_s)^{0.5} \Sigma_f \end{aligned} \quad (17)$$

I_0 는 층류화염속도의 평균 신장계수(stretch factor)이며 K 는 무차원 임의 상수이다. DNS 결과에 따르면 $\langle \mathbf{V}'_{su} \cdot \mathbf{n}' \rangle_s$ 는 양수이며 화염대 내에서 대략 상수값을 가진다[11]. 따라서 레이놀즈 평균된 반응진행변수에 대한 보존식을 1차원 정상 진행화염에 대해 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\begin{aligned} U_T \frac{\partial \bar{c}}{\partial x} = f(u'/S_{Lu}^0, Ka) D_{tu} \frac{d^2 \bar{c}}{dx^2} \\ + K \langle k \rangle_u^{0.5} (1 - \langle n \rangle_s \cdot \langle n \rangle_s)^{0.5} \Sigma_f + I_0 S_{Lu}^0 \Sigma_f \end{aligned} \quad (18)$$

여기에서 \bar{c} 가 0으로 갈 때 \bar{c} 가 exponential decay한다고 가정함으로써, 점근적(asymptotic)으로 난류화염속도 U_T 를 구할 수 있다.

$$\frac{\partial \bar{c}}{\partial x} = a_1 \bar{c} \quad \text{as } \bar{c} \rightarrow 0 \quad (19)$$

다음의 관계는 화염의 선단에서 점근적으로 성립한다.

\bar{c} 가 0 또는 1로 접근함에 따라 진행방향과 수직

$$\frac{d^2 \bar{c}}{dx^2} = a_1^2 \bar{c}, \quad \langle n_x \rangle_s = 1, \quad (20)$$

$$\Sigma_f = \frac{d\bar{c}}{dx} = a_1 \bar{c} \quad \text{as } \bar{c} \rightarrow 0$$

인 평면의 한쪽 면에서만 반응가스 또는 생성가스가 존재하기 때문에, 평균 단위 수직 벡터 $\langle n_x \rangle_s$ 의 크기는 1이 되어야 한다. 상수 a_1 은 식 (14), (20)에 따라서 $4\Sigma_{\max}$ 로 정해진다. 그러면, U_T 에 대한 점근식이 식 (18)로 부터 다음과 같이 주어진다.

$$U_T = 4f(u'/S_{Lw}^0, Ka) \Sigma_{\max} D_{Lw} + I_0 S_{Lw}^0 \quad (21)$$

식 (17)에서 모델링된 항은 난류연소속도에 대한 점근식에 영향을 미치지 않는다. 여기서 함수 f 와 평균 신장계수(stretch factor) I_0 는 1로 가정하였으며 향후 이 두 변수의 영향에 대한 추가적인 연구가 필요하다.

3. Methodology in DNS

직접수치해법을 이용하여 난류연소속도에 대한 식 (21)의 검증을 위해 새로운 database를 구축하는 작업을 수행하였다. 이를 위해 one-step irreversible 화학반응이 있는 압축성 Navier-Stokes 식을 풀었다.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (22)$$

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_i u_j) = - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (23)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho e}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} [(\rho e + p) u_j] \\ = \frac{\partial u_j \tau_{ij}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\lambda \frac{\partial T}{\partial x_i}) + Q\omega \end{aligned} \quad (24)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho Y_R}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j Y_R) \\ = \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho D \frac{\partial Y_R}{\partial x_i}) - \omega \end{aligned} \quad (25)$$

여기에서

$$\rho e = \frac{1}{2} \rho u_i u_i + \frac{p}{\gamma - 1} \quad (26)$$

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) \quad (27)$$

$$\omega = A\rho Y_R \exp\left(-\frac{T_a}{T}\right) \quad (28)$$

p 는 압력, e 는 내부 에너지, 그리고 Q 는 반응가스의 단위질량당 방출열이다. A 는 pre-exponential factor이며 T_a 는 활성화온도, 그

리고 혼합가스는 비열비 $\gamma = 1.4$ 인 이상기체로 가정한다. Y_R 은 반응가스의 질량비이다. 여기에서 반응진행변수 c 는 $1 - Y_R$ 로 정의된다. 그리고 λ 는 열전도율, D 는 확산계수로서 다음과 같다.

$$\lambda = \mu c_p / Pr \quad \text{and} \quad D = \mu / (\rho Sc) \quad (29)$$

점도 μ 는 다음과 같다.

$$\mu = \mu_u (T/T_u)^{0.76} \quad (30)$$

Prandtl 수(Pr)와 Schmidt 수(Sc)는 0.7로 한다. 이 식들을 공간차분(spatial discretization)을 위해 6th order compact scheme의 유한차분법을 사용하여 low storage 4계 Runge-Kutta법으로 적분하였다. 초기 조건과 유입 난류는 균질(homogeneous) 등방성(isotropic) 난류이다. 본 DNS 코드는 입구와 출구에서의 유입/유출 경계 조건과 유한 차분법에 기초하고 있다. 무한평면 화염을 표현하기 위해서 측면에서 주기적(periodic) 경계조건을 사용한다. 임의의 초기조건 때문에 입구 또는 출구경계로부터 반사되는 wave에 의한 nondissipative transient를 피하기 위해서 비반사(nonreflective) 경계조건이 사용되었다. 격자의 숫자는 유체방향과 다른 두 수직방향으로 각각 178x128x128이다. 이는 현재의 1GB의 RAM을 가진 LINUX PC에서 계산할 수 있는 최대의 격자수이다.

시뮬레이션은 완전 발달된 정상화염에 도달하기 위해 5 eddy turnover time후의 초기 조건으로부터 계산을 시작하였다. 평균과 후처리 작업을 위해 각각의 경우마다 계산 시작 후 10 eddy turnover time동안 일정한 간격으로 data를 sampling하여 64개의 data set을 얻었다. 유입경계조건은 정상상태를 유지하였으나 계산영역 내에 화염대를 유지시키기 위해 유입속도를 인위적으로 계속 조절하였다.

4. 결과 및 토의

참조경우의 시뮬레이션 조건은 Table 1과 같다. Damköhler 수는 7.2, 난류 Reynolds 수는 116.4, 그리고 Karlovitz 수는 3.94 이다. 이 값들은 table에 주어진 열 확산율, 층류화염속도, 난류강도, 그리고 적분 길이 스케일에 기초한 것이다. 생성가스 온도, T_b , 에 대하여 Zeldovich 수(Ze)는 T_a/T_b 로 정의된다. D_{th} 는 열 확산계수(thermal diffusivity)이다. l_c 는 D_{th}/S_{Lw}^0 로 주어지는 화학 길이 스케일(chemical length scale)이고, 층류화염두께와 관련이 있다. 여기에서는 Da가 계산 한계에 의해 제한됨에도 불구하고, 1단계 반응은 높은 Da에서 영역조건평균에 관계없다.

Fig. 2는 참조경우의 변동하는 화염대를 3-D 이미지로 보여준다. 층류화염면 내에는 화염의 내부구조를 나타내기 위해 약 4-5개의 계산 격자가 있다. 정상 화염대는 sampling 주기 동안에 도메인 안에 제한되어 있어야 하며 때로는 화염면이 생성가스 쪽으로 순간적으로 길게 생성되어 사라지거나 또는 분리되어 반응가스 덩어리로서 흘러간다. 이것은 평균 결과에는 큰 영향을 미치지 않지만, 화염이 출구경계에 접촉함으로써 조건적 통계에 일부 영향을 미친다.

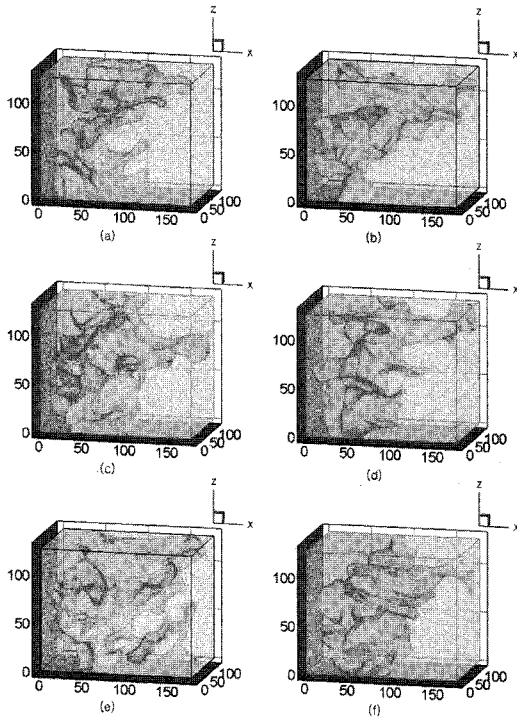


Fig. 2 Images of a turbulent premixed flame brush at different instants for the reference case. (a) $5.0\tau_t$, (b) $6.7\tau_t$, (c) $8.3\tau_t$, (d) $10.0\tau_t$, (e) $11.7\tau_t$ and (f) $13.4\tau_t$

Figure 3(a)와 (b)에서 \bar{c} 의 공간상 변화와 제한된 계산영역에서의 통계적인 성질에 기인하는 화염면적밀도의 변동을 보여준다. Fig. 3(c)에서 \bar{c} 와 화염면적밀도의 관계는 상당한 난류요동을 보이고 있으며 약 1.2의 최고값을 갖는 포물선 커브 아래 지역에 대부분 점들이 위치한다. 평균값 또한 약 0.9의 최고값을 가지는 포물선의 형태를 보인다. 순간적인 난류연소속도는 매 순간마다 조금씩 변동치를 보정해준 입구유속과 같이 정해진다. Fig. 3(a)와 (b)에서와 같은 이유로 변동하는 Fig. 3(d)에서 평균 난류연소속도는 1.24

Table 1. Reference case

$\frac{\rho_u}{\rho_b}$	S_{Lu}^0	u'/S_{Lu}^0	u'	l_k	l_c
4.0	0.314	2.38	0.7471	0.0229	0.0455
τ_t	τ_c	ν	k	ϵ	ν_t
1.0424	0.1449	0.005	0.8373	0.4539	0.1390
D_{th}	l_t	Ka	Re_t	Da	Ze
0.0413	0.7788	3.94	116.4	7.2	4.0

이다. Fig. 3(c)에서 경계면에서의 점근적인 구배가 평균곡선보다 최고치 곡선에 더 잘 맞기 때문에, 여기서는 난류연소속도를 최고치 곡선 커브의 Σ_{max} 값에 의해 예측하였다. 실험값이나 더 큰 계산영역에서의 시뮬레이션에서는 무시할 수 있는 정도의 변동이 수반될 것이다.

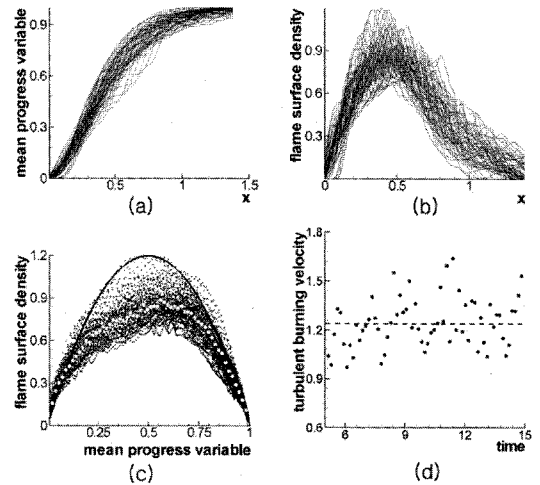


Fig. 3 DNS results for the reference case

참조경우에 대해 서로 다른 시각에서의 부피와 표면 평균속도를 Fig. 4에서 보여준다. 각각의 단면에서 조건평균된 속도의 변동은 부분적으로 불충분한 표본 수 때문이다. 대부분의 화염영역에서 $\langle V \rangle_b$ 가 $\langle V \rangle_u$ 보다 더 큰 반면, 안정된 화염대를 유지하기 위해 $\langle V \rangle_b$ 와 $\langle V \rangle_u$ 의 교차점이 선단 근처에서 반드시 일어나야만 한다. 표면평균속도들은 부피평균속도와 대체로 비슷하지만 Fig. 4에서 화염대 경계 근처에서 차이가 발생한다. 반응가스속도의 차이는 선단에서 일어나지만, 생성가스속도의 차이는 후연에서 일어난다. 따라서 난류 예혼합화염의 전파특성은 스칼라 양뿐 아니라 반응가스와 생성가스의 속도 등 운동량균형에도 의존한다는 것을 알 수 있다.

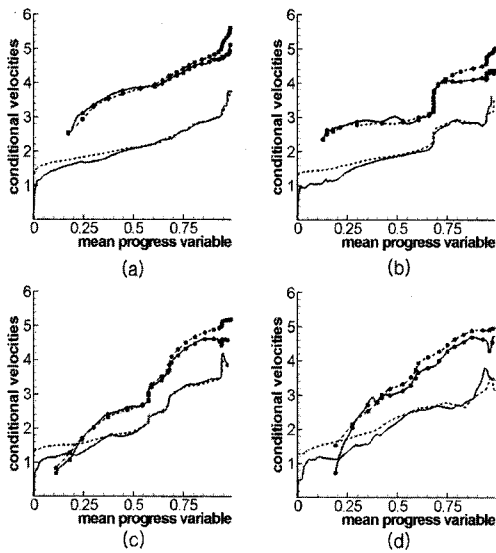


Fig. 4 Conditional velocities at different instants for the reference case. Solid line for $\langle V \rangle_{su}$, dotted line for $\langle V \rangle_u$, solid line with markers for $\langle V \rangle_{sb}$ and dotted line with markers for $\langle V \rangle_b$

참조경우에 더하여 Table 2에서와 같이 난류강도, 적분 길이 척도, 밀도 비, 층류화염속도의 6가지 경우에 대한 parametric study를 수행하였다. 3-D 화염형태는 Fig. 5에서 6가지 케이스를 모두 비교하였다. D1의 경우, 화염면적밀도가 증가함에 따라 화염의 주름이 더 심해졌다. 더 큰 밀도 비는 참조경우에 비해 어느 정도 화염면의 주름을 억제하는 것처럼 보인다. 난류강도를 낮게 한 U1 경우와 U2 경우에서는 주름이 적어지고, 화염대의 두께가 참조경우보다 짧아지는 것을 보여준다. 그것들은 모두 같은 적분 길이 스케일을 가지고 있음에도 불구하고, 더 낮은 난류강도에서 화염면적밀도가 감소하여 주름의 특성 스케일의 뚜렷한 증가를 보인다. 다른 경우들 보다 더 낮은 층류화염속도를 가진 S1 경우는 더 두꺼운 층류 화염편을 가진다. L1 경우와 L2 경

Table 2. Six cases for parametric study

Case Identification	Parameter Investigated
D1	$\rho_w/\rho_b = 1.0$
U1	$u' = 0.3736$
U2	$u' = 0.1868$
S1	$S_{Lu}^0 = 0.181$
L1	$l_t = 0.5841$
L2	$l_t = 0.3894$

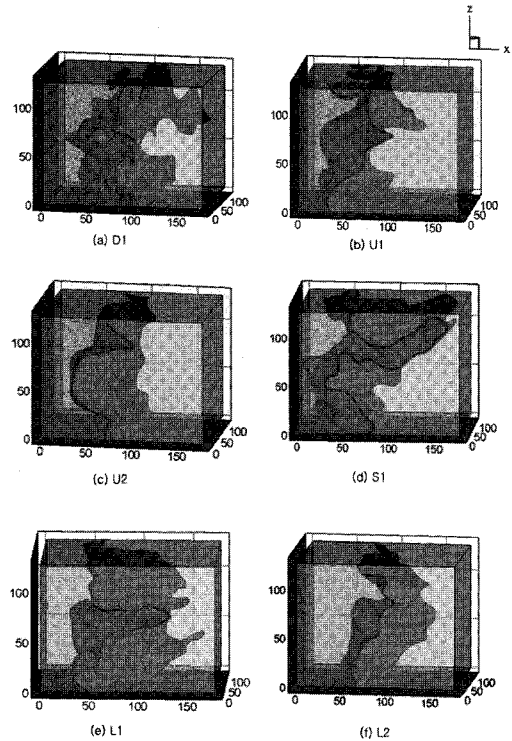


Fig.5 Images of turbulent premixed flame brushes for six parametric test cases

우는 참조경우와 같은 난류강도와 더 낮은 적분 길이 스케일을 가진다. 적분 길이 스케일이 감소하면 화염대의 두께는 감소하는 경향이 있는 반면, 화염면적밀도는 증가 효과를 보여주지 않는다.

6개의 parametric case에 대한 화염면적밀도는 Fig. 6의 참조경우와 비슷한 경향을 가지며, D1 경우에 대해 가장 큰 화염 주름(wrinkling), S1 경우에 대해 가장 작은 화염 주름(wrinkling)을 보인다. 이는 부분적으로 평균값의 변동이 순간적인 반응진행변수의 구배에 기초한 추정방법의 정확도와 일부 관련있다. S1 경우는 구배의 정확한 추정이 가능한 두꺼운 층류화염편을 가지기 때문에 더 적은 변동을 보여준다. 참조경우에서 난류연소속도는 Fig. 6의 최고점에서의 화염면적밀도에 의해 예측된다. 더 큰 계산영역과 추가의 test case에 대한 추가 연구 없이는, 최고 화염면적밀도와 독립적인 파라미터의 변동의 영향을 파악하기 어려울 것이다. Fig. 7은 순간적인 난류연소속도를 나타내며 수평선은 평균값이다. Fig. 7에서 예측된 난류연소속도와 Fig. 6의 화염면적밀도의 변동 사이에는 명확한 상호 연관성이 없다.

DNS로부터 구한 평균 난류연소속도와 식 (21)에 의한 예측값을 비교하였다. 화염면적밀도의

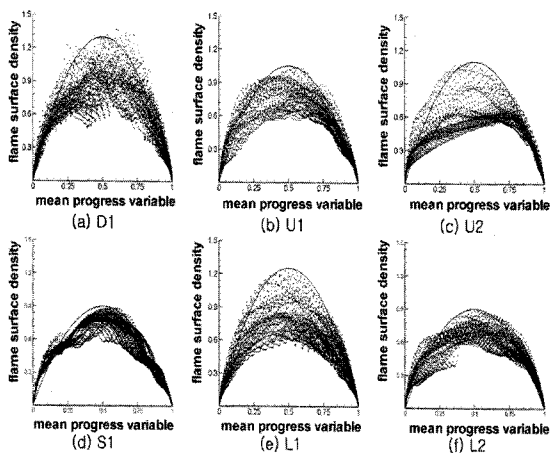


Fig. 6 Flame surface density vs \bar{c} for six parametric test cases

위쪽 경계에 해당하는 최고값을 Table 3에 나타내었다. 함수 $f(u'/S_{Lw}^0, Ka)$ 와 평균 신장계수 I_0 는 1로 가정했다. 이 단순화 가정은 이 연구의 검증에 대한 전체적인 타당성에는 영향을 주지 않을 것으로 생각된다. 난류확산율은 $D_{tu} = u'^2 T_L$ 로부터 구하였다. Lagrangian integral time scale T_L 은 문헌에서 이전 연구에 의해 추정 또는 측정되었으며 상수 C_0 와 함께 다음과 같이 주어진다.

$$T_L^{-1} = \frac{3}{4} C_0 \frac{\epsilon}{k}$$

Pope[14]는 상수 C_0 의 값을 4~6사이의 값을 가지는 것으로 보고한 반면, thermal wake data에서는 약 2.1로 추정하였다. Sawford[15]는 직접수치해석 data에 맞는 값으로 7을 제안했고, 본 논문에서는 이 값을 적용했다. 사용된 모든 파라미터는 예측된 난류연소속도와 함께 Table 3에 나타났다. 모든 경우의 점들이 $y=x$ 그래프 주변에 분포된 Fig. 8에서 DNS 결과와 점근적인 표현식

Table 3. Comparison of turbulent burning velocity from DNS and Predictive Formula

Case	D_{tu}	S_{Lw}^0	Σ_{max}	U_T^{DNS}	U_T^{pred}
ref.	0.1961	0.314	1.21	1.24	1.26
D1	0.1961	0.314	1.30	1.15	1.33
U1	0.0981	0.314	1.05	0.72	0.73
U2	0.0438	0.314	1.10	0.60	0.51
S1	0.1961	0.181	0.90	0.74	0.89
L1	0.1471	0.314	1.25	1.00	1.05
L2	0.0981	0.314	0.90	0.70	0.67

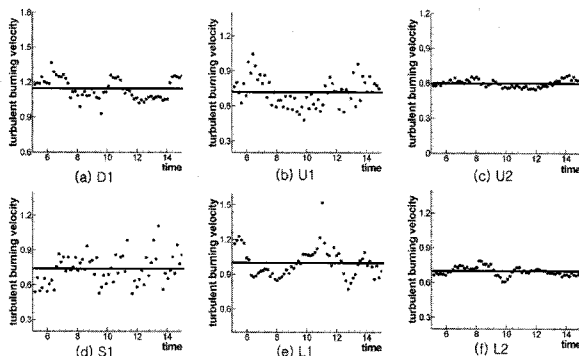


Fig. 7 Turbulent burning velocities for six parametric test cases

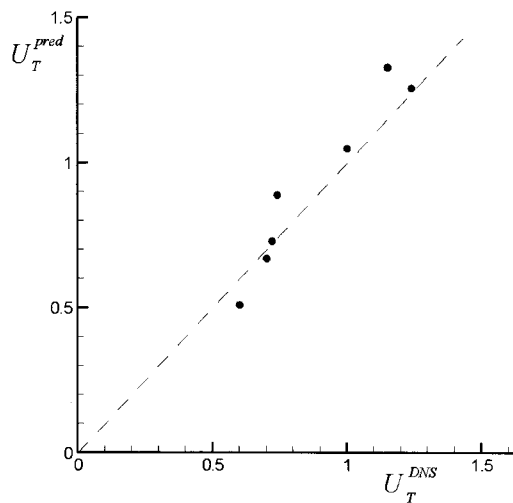


Fig. 8 U_T^{DNS} vs U_T^{pred}

이 잘 일치함을 알 수 있다. 오차의 최대값은 약 15%이다.

5. 결론

본 연구에서는 영역조건평균법을 이용한 two-fluid 모델의 추가적인 검증을 수행하였다. 새로운 DNS database를 이용하여 모든 경우에서 정상 난류 예혼합화염에 대한 DNS 결과와 난류연소속도에 관한 예측식과 잘 일치함을 보였다. 난류강도, 적분 길이 스케일, 밀도 비, 그리고 층류화염속도에 대한 민감도 조사 연구가 수행되었다. 제시된 예측식은 높은 Damköhler수 영역에서 외부적인 압력 구배가 없는 경우 적용이 가

능하며 기존의 난류화염속도 관계식들의 문제점이 화염면적밀도와 관련이 있음을 보이고 있다. 신장 계수와 난류 확산도에 대한 불확실성이 아직 남아있으나, 예측식에 대한 체계적 검증이 이루어졌다고 판단된다. DNS 결과는 계산 도메인의 한계와 평균의 불충분한 샘플 숫자 때문에, 각각의 단면에서 공간 평균값의 상당한 변동을 보여준다. 난류확산도는 Kolmogorov 상수 C_0 가 7의 값을 갖는 Lagrangian integral time scale로부터 예측하였다. DNS 계산영역을 넓힘으로써 통계적인 평균의 변동을 줄이고, 다단계 화학반응과 nonunity Lewis number 등 실제적인 화염모사를 수행하기 위해서 추가적인 연구가 필요하다.

참고문헌

- [1] Abdel-Gayed, R. G., Bradley, D. and D. Lawes, M. "Turbulent burning velocities: A general correlation in terms of strain rates," *Proc. Roy. Soc. Lond*, A414, 1987, pp. 389-413.
- [2] Peters, N., "The turbulent burning velocity for large scale and small scale turbulence," *J. Fluid Mech.*, Vol. 384, 1999, pp. 107-132.
- [3] Driscoll, J. F. "Premixed turbulent combustion - current knowledge and new challenges," *3rd Joint Meeting of the U.S. Sections of the Combustion Institute*, March, Chicago IL, 2003.
- [4] Liu, L. and Lenze, B., "The influence of turbulence on the burning velocity of premixed CH₄-H₂ flames with different laminar burning velocities," *22nd Int. Symp. on Combustion*, Combustion Institute, 1998, pp. 747-754.
- [5] Khokhlov, A. M, Oran, E. S and Wheeler, J. C, "Scaling in buoyancy-driven turbulent premixed flames," *Combustion & Flame*, vol. 105, 1996, pp. 28-34.
- [6] Kobayashi, H., Tamura, T., Maruta, K., Nioka, T. and Williams, F. A., "Burning velocity of turbulent premixed flames in a high pressure environment," *26th Int. Symp. on Combustion* (Combustion Institute), 1996, pp. 389-396.
- [7] Klimenko, A. Y. and Bilger, R. W. "Conditional moment closure for turbulent combustion," *Prog. Energy Combust. Sci.*, Vol. 25, 1999, pp. 595-687.
- [8] Kim, S. H. and Huh, K. Y., "Second-order conditional moment closure modeling of turbulent piloted Jet diffusion flames," *Combustion & Flame* in press., 2004.
- [9] Lee, E. and Huh, K. Y., "Zone conditional modeling of premixed turbulent flames at a high Damkohler number," *Combustion & Flame*, Vol. 138, 2004, pp. 211-224.
- [10] Lee, E., Im, Y. H. and Huh, K. Y., "Zone conditional analysis of a freely propagating one-dimensional turbulent premixed flame," *30th Int. Symp. on Combustion* (Combustion Institute) in press, 2004.
- [11] Im, Y., Huh, K. Y., Nishiki, S. and Hasegawa, T., "Zone conditional assessment of flame generated turbulence with DNS database of a turbulent premixed flame," *Combustion and Flame* Vol. 137, 2004, pp. 478-488.
- [12] Nishiki, S., Hasegawa, T., Borghi, R. and Himeno, R., "Modeling of flame generated turbulence based on direct numerical simulation databases," *29th Int. Symp. on Combustion*, Combustion Institute, 2002, pp. 2017-2022.
- [13] Lee, G., Huh, K. Y. and Kobayashi, H., "Measurement and analysis of flame surface density for turbulent premixed combustion on a nozzle-type burner," *Combustion & Flame*, Vol. 122, 2000, pp. 43-57.
- [14] Pope, S. B., "Lagrangian PDF methods for turbulent flows," *Annu. Rev. Fluid Mech.*, Vol. 26, 1994, pp. 23-63.
- [15] Sawford, B. L., "Reynolds number effects in Lagrangian stochastic models of turbulent dispersion," *Phys Fluids*, A 3(6), 1991, pp. 1577-1586.