

정체 유동장에 떠있는 난류 예혼합 화염의 일차 모멘트 닫힘 모사

이 은 주* · 허 강 열**

First Moment Closure Simulation of Floating Turbulent Premixed Flames in Stagnation Flows

Eunju Lee and Kang Y. Huh

Key Words : Turbulent Premixed Flame, Stagnation Flow, First Moment Closure, Reaction Progress Variable, Countergradient Turbulent Flux

Abstract

Computational fluid dynamic simulation is performed for the floating turbulent premixed flames stabilized in stagnation flows of Cho et al. [1] and Cheng and Shepherd [2]. They are both in the wrinkled flamelet regime far from the extinction limit with u'/S_L^0 less than unity. The turbulent flux is given in the first moment closure as a sum of the classical gradient flux due to turbulent motions and the countergradient flux due to thermal expansion. The parameter N_b 's are greater than unity with the countergradient flux dominant over the gradient flux. The countergradient flux is assumed to be zero in $\bar{c} < 0.05$. The flame surface density is modeled as a symmetric parabolic function with respect to \bar{c} . The product of the maximum flame surface density and the mean stretch factor is considered as a tuning constant to match the flame location. Good agreement is achieved with the measured $\tilde{\omega}$ and \bar{c} profiles along the axis in both flames.

1. 서론

층류 화염편 개념은 화학 반응 시간이 난류 특성 시간보다 작은 난류 예혼합 화염의 모델링에 효과적인 방법으로 사용되고 있다. 층류 화염편 개념으로써 화학 반응과 난류를 분리 처리할 수 있으나 반응 진행 변수, c , 의 평균 반응률과 난류 플럭스항의 닫힘 문제는

* 포항공과대학교 기계공학과 대학원

** 포항공과대학교 기계공학과

여전히 남아 있다. Bray et al [3]은 c 의 Favre 평균 난류 플럭스가 반응물과 생성물의 상대 속도에 비례하고 화학 반응이 없는 유동에서와는 달리 반구배(countergradient) 방향으로 일어날 수 있음을 보였다. Veynante et al [4]은 난류 수송에서 구배 확산과 반구배 확산의 상대적 중요성을 나타내는 변수로서 N_B 를 정의하였다. Bray et al [5]은 열팽창 효과가 무시될 수 있는 난류화염의 양 끝단에서는 N_B 의 값에 무관하게 구배 확산이 지배적임을 보였다. 반구배 확산을 고려하지 않은 이전 모사[6]에서는 c 가 화염 안에서 1로 접근하는 속도가 너무 느려 물리적으로 타당치 못한 두꺼운 난류화염을 예측했었다. 이차 모멘트 닫힘을 이용한 Karmed et al [7]의 모사는 pressure-strain 항과 pressure-scalar correlation 항들의 모델링에 어려움이 있어 예측된 c 의 반구배 확산이 정량적으로 정확치 못한 결과를 보여준다. Bray et al [8]은 \bar{c} 에 대한 포물선 함수로 평균 반응을 모델링하고 그 최대값은 화염편 교차(frequency) 당 생성물의 평균 생성률과 교차의 적분 시간 척도로 정의되는 Damkohler 수에 비례하도록 하였다. Damkohler 수는 소멸(extinction)에 가까운 상태에 있는 화염 안에서는 일정한 값을 가지지만 소멸 상태에서 멀리 떨어진 부상(floating) 화염에서는 \bar{c} 에 따라 그 값이 계속 증가해야 함을 보였다. 하지만 Damkohler 수가 변해야 하는 것에 대한 명확한 물리적인 해석은 아직 없으며 Karmed et al [7]의 결과에서와 같이 반구배 확산의 충분치 못한 예측으로부터 기인된 것으로 보인다. 평균 반응률과 난류 수송은 서로 강하게 연관되어 화염 내부의 \bar{c} 분포를 결정한다. 본 논문에서는 Cho et al [1]과

Cheng and Shepherd [2]의 두 테스트 화염에 대해 일차 모멘트 닫힘 방법으로 전산 유체 해석을 수행하였다.

2. 테스트 화염 설명

정체 유동장에 떠있는 화염에 대한 일반적인 화학 반응 유동장의 형상이 Fig. 1에 묘사되어 있다. 노즐로부터 분사된 지름 D 의 반응물 제트는 거리 H 에 위치한 벽면에 충돌한다. Cho et al [1]과 Cheng and Shepherd [2]의 두 테스트 화염(flame C, flame CS)에 대한 조건들은 Table 1에 정리되어 있다. 이 두 테스트 화염은 충돌 제트 유동장에서 소염이나 blowback 범위 내에서 안정화될 수 있는 두 극한조건에 근접하는 조건에 해당된다. 층류 화염편 영역(regime)은 wrinkled flamelet, corrugated flamelet, thin reaction zone 등 크게 3개의 영역(subregime)으로 나누어 진다[9]. 두 테스트 화염은 u'/S_L^0 가 1보다 작은

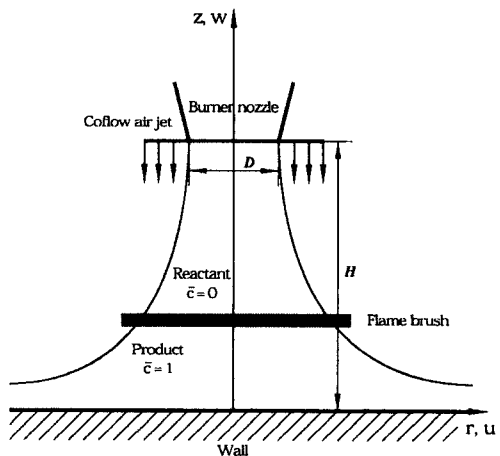


Fig. 1 화염 형상

Table 1 두 테스트 화염 [1, 2]에 대한 실험 조건 및 중요한 물리 변수들

Case	Cho et al. (Flame C)	Cheng and Shepherd (Flame CS)
Fuel	CH_4	C_2H_4
W_0 [cm/s]	500	500
H [cm]	7.5	10
D [cm]	5.0	5.0
u' [cm/s]	30	40
l_t [cm]	0.2	0.3
e_m	67	50
e_t	930	1200
ϕ	1.0	1.0
τ	6.5	7.0
l_t [cm]	0.0047	0.0026
S_L^0 [cm/s]	43	76
l_t/l_L^0	43	120
u'/S_L^0	0.70	0.53
α	1.0	1.0
N_B	4.7	6.7

wrinkled flamelet 영역에 속한다. 신장되지 않은 층류 화염 두께에 대한 난류 적분 길이 척도의 비, l_t/l_L^0 , 는 1보다 상당히 크다. 매개변수 N_B 는 다음 식으로 정의 된다 [4].

$$N_B = \frac{\tau S_L^0}{2\alpha u'} \quad (1)$$

여기서 τ 는 열방출 변수로서 $T_b/T_u - 1$ 로 정의된다. T_b 와 T_u 는 각각 생성물과 반응물의 온도이다. α 는 효율 함수로서 다른 길이 척도를 가지는 난류 운동

에디들의 화염을 주름지게 하는 능력을 구분하여 고려하기 위한 것이다.

Table 1에 정리된 것과 같이 두 테스트 화염에 대한 매개변수 N_B 의 값은 1보다 크다. 매개변수 N_B 는 반구배 확산이 구배 확산에 비해 우세할 때는 1보다 큰 값을, 반대의 경우에는 1보다 작은 값을 갖는다[4]. Flame CS는 flame C에 비해 평균 변형률(mean rate of strain)은 작고 난류 변형률(turbulent rate of strain)은 더 크다. 평균 변형률, e_m , 과 난류 변형률, e_t ,은 다음 식들로 계산하였다[10].

$$e_m = W_0 / H, \quad (2)$$

$$e_t = (\varepsilon/\nu)^{0.5} \quad (3)$$

여기서 W_0 는 노즐 출구 속도, ε 은 난류 운동 에너지 소산률이고 ν 는 반응물의 동점성계수이다. 식 (3)에서 e_t 는 Kolmogorov 길이 척도에 근거한 것이다. 그러나 wrinkled flamelet 영역에서는 난류 스펙트럼 상의 어떤 와류도 화염을 직접 주름지게 할 정도로 강하지 못하다[11]. 연료로서 메탄(CH_4)과 에틸렌(C_2H_4)이 flame C와 flame CS에 대해 각각 쓰였고 반응물의 당량비는 두 테스트 화염 모두 1이다.

3. 지배방정식과 모델링

축대칭 원통 좌표계에서 다음의 Favre 평균 식들을 풀었다.

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \bar{\rho} \bar{u}) + \frac{\partial}{\partial z} (\bar{\rho} \bar{w}) = 0, \quad (4)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \bar{\rho} \bar{u} \tilde{Y}_{N_2}) + \frac{\partial}{\partial z} (\bar{\rho} \bar{w} \tilde{Y}_{N_2}) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\mu}{Sc} \frac{\partial \tilde{Y}_{N_2}}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\mu}{Sc} \frac{\partial \tilde{Y}_{N_2}}{\partial z} \right) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \overline{\rho u'' Y_{N_2}''}) - \frac{\partial}{\partial z} (\overline{\rho w'' Y_{N_2}''}), \quad (5)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \bar{\rho} \bar{u}^2) + \frac{\partial}{\partial z} (\bar{\rho} \bar{u} \bar{w}) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \bar{\tau}_{rr}) - \frac{\partial}{\partial z} \bar{\tau}_{zr} + \frac{\bar{\tau}_{\theta\theta}}{r} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \overline{\rho u''^2}) - \frac{\partial}{\partial z} (\overline{\rho u'' w''}), \quad (6)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \bar{\rho} \bar{u} \bar{w}) + \frac{\partial}{\partial z} (\bar{\rho} \bar{w}^2) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial z} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \bar{\tau}_{rz}) - \frac{\partial}{\partial z} \bar{\tau}_{zz} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \overline{\rho u'' w''}) - \frac{\partial}{\partial z} (\overline{\rho w''^2}), \quad (7)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \bar{\rho} \bar{u} \bar{c}) + \frac{\partial}{\partial z} (\bar{\rho} \bar{w} \bar{c}) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\mu}{Sc} \frac{\partial \bar{c}}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\mu}{Sc} \frac{\partial \bar{c}}{\partial z} \right) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \overline{\rho u'' c''}) - \frac{\partial}{\partial z} (\overline{\rho w'' c''}) + \bar{\omega} \quad (8)$$

속도 성분 u , w 는 각각 r , z 방향에 해당한다. Sc 는 Schmidt 수, μ 는 분자 점성계수이고 $\bar{\tau}_{ij}$ 는 점성응력텐서이다. 질소의 질량 분율, Y_{N_2} ,에 대한 천이 방정식은 반응물 제트 경계에서 주변 공기와의 혼합을 고려하기 위해 필요하다. 각 계산 셀에서 균일한 혼합물을 가정함으로써 \tilde{Y}_{N_2} 로부터 당량비, ϕ ,를 계산할 수 있다. 질소는 불활성 기체이기 때문에 \tilde{Y}_{N_2} 의 난류 수송에서는 반구배 확산 현상이 일어나지 않는다. 중력에 의한 부력 효과는 무시하였다. 겉보기 응력들은 난류 운동 에너지, k ,와 난류 운동 에너지의 소산률, ε ,로부터와 점성계수의 항으로 모델링 되었다. k 와 ε 은 층돌 벽 근처에서 k - ε 모델의 오차를 피하기 위해 제트 유동을 따라 균일하게 고정시켜 주었다 [12]. 반응물과 생성물 안에서 조건 평균 난류 강도

는 난류 화염 안에서 일정하다는 실험 결과[1, 2]로부터 위 가정을 뒷받침할 수 있다. Favre 평균 반응 진행 변수는 다음과 같이 정의된다.

$$\bar{c} = \frac{\tilde{Y}_b}{Y_{b,\infty}} \quad (9)$$

여기서 Y_b 는 생성물의 질량분율이고 $Y_{b,\infty}$ 는 기연 가스에서의 값으로서 1이다.

식 (8)에서 평균 반응률, $\bar{\omega}$,은 다음 식으로 주어진다.

$$\bar{\omega} = \rho_u I_0 S_L^0 \Sigma \quad (10)$$

여기서 ρ_u 는 반응물의 밀도이고 S_L^0 는 신장되지 않은(unstretched) 층류 화염

속도이다. I_0 는 평균 신장 인수이며 S_L^0 에 대한 평균 층류 화염 속도의 비이다. 매개변수 N_B 가 1보다 클 때, 즉 큰 열 방출 매개변수와 상대적으로 약한 난류 조건에서 화염 표면 밀도, Σ , 는 다음 식과 같이 \bar{c} 에 대해 포물선 함수로 모델링 될 수 있다 [13, 14].

$$\Sigma = 4\Sigma_{\max}\bar{c}(1-\bar{c}) \quad (11)$$

두 테스트 화염에 대해 측정된 Σ_{\max} 값이 없으므로 Σ_{\max} 와 I_0 를 각각 모델링하는 어려움을 피하기 위해 Σ_{\max} 와 I_0 의 곱, $I_0\Sigma_{\max}$, 을 하나의 조정 상수로 취급하였다.

평균 반응 진행 변수의 난류 플럭스는 고전적인 구배 확산항과 축방향으로의 측정된 상대 속도로 주어지는 반구배 확산항의 합으로 모델링되었다. 일차원 화염에 대한 Veynante et al [4]의 상대 속도에 대한 간단한 개념식, $\tau S_L^0 - 2\alpha u'$, 은 본 테스트 화염들에서와 같이 다차원 화염에는 적용하기 어렵다. 상대 속도는 몇몇 실험[1, 2]들에서 화염 형상에 의존하는 것으로 알려졌다. r , z 방향에 대한 난류 플럭스들은 다음과 같이 모델링 되었다.

$$\overline{\rho u''c''} = \overline{\rho c''(1-\tilde{c})(\bar{u}_p - \bar{u}_r)} = -\frac{\mu_t}{Sc_t} \frac{\partial \tilde{c}}{\partial r} + H(c-c^*)\beta_r \tau S_L^0 \overline{\rho c''(1-\tilde{c})} \quad (12)$$

$$\overline{\rho w''c''} = \overline{\rho c''(1-\tilde{c})(\bar{w}_p - \bar{w}_r)} = -\frac{\mu_t}{Sc_t} \frac{\partial \tilde{c}}{\partial z} + H(c-c^*)\beta_z \tau S_L^0 \overline{\rho c''(1-\tilde{c})} \quad (13)$$

여기서 μ_t 는 와점성계수이고 Sc_t 는 난류 Schmidt 수로 그 값은 0.9로 하였다.

H 는 Heaviside 함수로서 이번 계산에서 c^* 는 0.05로 정했다. 즉, \bar{c} 가 0.05 이하일 때에는 구배 확산항만으로 난류 플럭스가 모델링된다. 일반적으로 난류 화염의 양 끝단은 \bar{c} 가 0.05에서 0.95인 곳으로 정한다. 난류 화염 선단에서는 비반응 유동장에서 사용되는 구배 확산을 적용할 수 있음을 Bray [15]와 Hakberg [16]는 주장하고 있다. 벡터 β_i 는 화염의 방향성과 신장 효과를 고려하기 위한 것이다. 예로 축방향으로 통계적으로 일차원인 신장되지 않은 화염의 경우 β_r 는 0, β_z 는 1의 값을 가지게 된다. β_i 는 화염의 방향성에 대한 확률 분포 함수(PDF)와 신장(stretch)에 대한 화염의 영향을 고려할 수 있는 관계식이 정의되면 결정되어질 수 있다. 하지만 위 두가지 정보에 대하여 아직까지 개념적인 모델링이나 실험의 뒷받침이 이루어지지 못하고 있는 실정이다. 따라서 이번 수치 모사에서는 flame C와 flame CS에 대한 실험 데이터로부터 β_r 는 두 화염에서 모두 0으로, β_z 는 각각 0.5, 0.8로 하였다 [1, 2].

4. 모사 과정

SIMPLE 알고리즘과 대류항에 대해 하이브리드 차분식을 적용한 이차원 유

한체적법(FVM) 프로그램을 사용하였다 [17]. 반구배 확산항은 수치적 안정성을 보장하기 위해 상류 차분식(upwind differencing)을 적용하였다. 두 화염에서 반경 방향으로의 계산 영역은 모두 10 cm로 하였다. 반응물 제트의 반경은 2.5 cm이며 그 외각에 반경 5.0 cm의 환형 공기 제트가 반응물 제트 외각의 속도 구배를 줄여 대칭축 상의 난류 분포를 균일하게 만들기 위해 반응물 제트와 같은 속도, W_0 , 로 분사되고 있다. 격자 의존성이 없도록 53×190 와 53×227 의 등간격 격자가 flame C와 flame CS에 대해 각각 사용되었다. 충돌 벽면은 단열 조건으로 처리 하였다. 두 화염 모두 충돌 벽면으로부터 많이 떨어져 있어 실제 충돌 벽면으로의 열 손실은 화염 전파 특성에 전혀 영향을 주지 않는다. 실제로 벽면 위의 열경계층 두께는 수 mm에 불과하다[1, 2]. 벽에서 모든 스칼라의 축방향 플럭스와 속도 성분은 0으로 하였다. 열방출 매개변수는 주어진 당량비에 대해 CET89 [18]의 평형계산으로 얻은 단열 화염 온도, T_b , 로부터 계산하였다. 당량비 1인 메탄과 에틸렌 화염에 대한 신장되지 않은 층류 화염 속도는 각각 43 cm와 76 cm로 주었다[2]. 1보다 작은 당량비에 대한 신장되지 않은 층류 화염 속도는 Gottgens et al [19]의 근사식을 이용하였다.

5. 결과 및 토의

환형 공기 제트와 반응물과의 혼합은 반응물 제트 경계의 좁은 영역에 국한되어 있음을 Fig. 2는 보여준다. 또한 노즐 출구에서 나온 반응물의 당량비가

대칭축을 따라 계속 유지된다. Fig. 3은 계산된 유선과 \bar{c} 의 공간 분포를 보여준다. 연소는 제트의 경계에서는 일어나지 않는다. 제트 경계에서의 \bar{c} 의 변화는 연소에 의한 것이 아니라 상류에서의 연소 생성물이 대류된 것이다. \bar{c} 가 0.05와 0.95인 지점 사이의 거리로 정의된 난류 화염 두께는 flame CS가 flame C보다 더 큰 S_L^0 값을 가짐에도 불구하고 더 두껍다. 난류 화염 두께는 층류 화염 속도와 유동 확대(divergence)에 영향을 받는다. 두 테스트 화염에서는 층류 화염 속도보다는 유동 확대의 영향이 주가 되는 것으로 보인다. 두 테스트 화염에서의 난류 연소 속도, S_T ,는 일차원 화염에서처럼 [20] 계산할 수 없으며 $\bar{\omega}$ 의 분포로부터 다음과 같이 계산될 수 있다.

$$S_T = \frac{1}{\rho_u l_T} \int \bar{\omega}(z) \frac{A(z)}{A_0} dz \quad (14)$$

여기서 A 는 유관(stream tube)의 면적이며 A_0 는 $z = H$ 에서의 값이다. $\rho_u W_0 / \bar{\rho}(z) \bar{w}(z)$ 로 주어지는 $A(z)/A_0$ 로부터 계산된 S_T 값은 flame C와 flame CS에 대해 각각 366 cm/s, 371 cm/s이다. 이 값들은 축방향 속도 성분의 화염 선단에서의 값, flame C와 flame CS에 대해 각각 100 cm/s, 240 cm/s, 과 많은 차이를 보인다. 따라서 화염 선단에서의 축방향 속도 성분 값으로 난류 연소 속도를 예측하는 것[1]은 피해야 한다. 식 (14)에서 S_T 는 평균 반응률, 유동 확대와 난류 화염 두께, l_T ,에 비례한다. Flame CS가 flame C보다 더 큰 평균 반응률과 l_T 값을 가지지만 작은 유동 확

대로 인해 S_T 값은 두 화염에서 비슷하다. S_T 는 화염 내부에서 적분된 물성치로서 화염 선단의 위치와는 무관하다. 화염 전파 속도, 즉 화염 선단에서의 축방향 속도 성분 크기는 화염 선단에서의 대류, 구배 확산과 평균 반응물의 평형으로부터 결정된다.

\bar{c} 식, 식 (8), 의 모든 항들이 두 화염에 대해 Fig. 4에 비교되어 있다. 평균 반응물은 \bar{c} 가 0.5에서 최대치를 갖는 포물선 형태이다. 반구배 확산항의 불연속성으로 인해 반구배 확산항과 대류항이 불연속적인 형태를 보이고 있다. 반구배 확산항은 화염 전반부에서는 소멸항으로 후반부에서는 생성항으로 작용하며 결과적으로 화염 두께를 얇게 해주는 역할을 한다. 반구배 확산항은 \bar{c} 가 약 0.75인 지점에서 부호가 바뀌며 반구배 플럭스는 최대값을 갖는다. 반구배 확산항은 화염 전반부에서 대류항, 생성항과 비슷한 크기를 갖는다. 구배 확산항의 크기는 다른 세 항에 비해 무시할 수 있을 만큼 작지만 화염의 선단부에서 대류항, 생성항과 함께 화염 선단의 위치를 결정한다. Fig. 4에 보여진 각 항들은 두 화염에서 비슷한 경향을 보여주며 그 크기는 flame CS가 flame C에 비해 두 배 정도 큰 값을 갖는다. 그 이유는 flame CS의 화염 전파 속도가 flame C에 비해 두 배 정도 크기 때문이다. 반구배 확산은 화염 내부에서 평균 압력 구배가 커질수록 그 크기가 증가한다 [21]. 화염이 충돌벽으로부터 부상할수록 화염 양 끝단의 속도차는 커지고 따라서 평균 압력 구배도 증가하게 된다.

Fig. 5는 대칭축을 따라 Favre 평균 축방향 속도, \bar{w} , 의 분포를 보여준다. Flame C와 flame CS에서 화염 선단의

위치를 실험과 일치시켜주기 위해 Σ_{\max} 와 I_0 의 값은 각각 2.23 cm^{-1} 와 2.25 cm^{-1} 로 조정하였다. Table 1에서 보듯이 두 화염의 난류 변형률이 큰 차이를 갖고 있음에도 불구하고 wrinkled flamelet 영역에서는 화염을 주름지게 할 수 있는 와류가 존재하지 않기 때문에 $I_0 \Sigma_{\max}$ 가 두 화염에서 비슷한 값을 보인다. Lee et al [13]과 Deschamps et al [22]의 Σ_{\max} 의 측정치는 wrinkled flamelet 영역에서는 혼합물 조성이나 u'/S_L^0 비에 상관없이 약 3 cm^{-1} 의 값을 보였다. 계산된 화염 양 끝단에서의 축방향 속도 성분이 실험치와 잘 일치되고 있다. 따라서, 현 수치 해석에서 고려하지 않은 밀도 불균일로 인한 난류 생성은 현 반응 유동장 계산에 크게 영향을 주지 않는 것으로 보인다. Fig. 6는 대칭축상에서 \bar{c} 의 공간 분포를 보여주며 화염의 위치나 두께 등이 실험 데이터와 잘 일치되고 있다. 화염 양 끝단에서의 작은 불일치는 실험데이터의 부정확성과 화염 내부에서 I_0 를 일정하게 가정한 것에 기인하는 것으로 보인다. 화염 선단에서 더 작은 값의 I_0 와 화염 밀단에서 더 큰 값의 I_0 는 실험 데이터에 더 잘 일치되는 \bar{c} 분포를 보장할 것이다. 화염 내부에서 I_0 의 변화는 화염편 곡률의 \bar{c} 에 따른 변화에 근거한다 [23, 24].

6. 결론

1. 두 테스트 화염에 대해 난류 수송의 일차 모멘트 단함을 이용한 전산 유체 역학 해석이 수행되었다. 두 화염은 모두 u'/S_L^0

이 1보다 작으며 따라서 wrinkled flamelet 영역에 속한다. 매개변수 N_b 는 두 화염에서 1보다 크며 따라서 반구배 확산이 지배적이다. 반응 진행 변수의 난류 플럭스는 고전적인 구배 플럭스와 반구배 플럭스의 합으로 모델링 되었다. 이 방법은 실용적인 전산 유체 역학 계산에 있어 선호되고 있는 일차 모멘트 닫힘 방법을 사용하여 체계적으로 구배 확산과 반구배 확산을 모두 고려한 첫번째 시도라는 측면에서 의미가 있다. 계산 결과는 두 화염 조건 모두에서 대칭축을 따라 측정된 \bar{c} , \bar{w} 와 잘 일치한다.

2. 구배 확산은 화염 선단의 위치를 결정하며 반구배 확산은 평균 반응률과 함께 화염 내부의 \bar{c} 분포를 결정하는 역할을 한다. 화염 양 끝단에서의 작은 불일치는 화염 내부에서 I_0 분포를 고려함으로써 실험 데이터에 더 잘 일치되는 \bar{c} 분포를 예측할 수 있을 것이다.
3. Σ_{max} 와 I_0 의 곱은 화염 선단의 위치를 조절하기 위한 조정 상수로 취급하였다. 최적값은 flame C와 flame CS에 대해 각각 2.23 cm^{-1} 와 2.25 cm^{-1} 이다. Wrinkled flamelet 영역에서는 난류 세기와 화염을 주름지게 하는 능력은 무관한 것으로 보인다. 유동 확대가 존재하는 이차원 반응 유동장에서 난류 연소 속도는 난류 화염 전파 속도와 다르며 두 테스트 화염에 대해

다른 난류 화염 전파 속도에도 불구하고 비슷한 값을 보여 주고 있다.

참고문헌

- (1) Cho, P., Law, C.K., Cheng, R.K., and Shepherd, I. G., *Twenty-Second Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, PA, 1988, pp. 739-745.
- (2) Cheng, R.K., and Shepherd, I.G., *Combust. Flame* 85:7-26 (1991).
- (3) Bray, K.N.C., Libby, P.A., and Moss, J.B., *Combust. Sci. and Tech.* 41:143-172 (1984).
- (4) Veynante, D., Trouve, A., Bray, K.N.C., and Mantel, T., *J. Fluid Mech.* 332:263-293 (1997).
- (5) Bray, K.N.C., Libby, P.A., Masuya, G., and Moss, J.B., *Combust. Sci. and Tech.* 25:127-140 (1981).
- (6) Lee, E., Choi, C.R., and Huh, K.Y., *Combust. Sci. and Tech.* 138:1-25 (1998).
- (7) Karmed, D., Champion, M., and Bruel, P., *Combust. Flame* 119:335-345 (1999).
- (8) Bray, K.N.C., Champion, M., and Libby, P.A., *Combust. Flame* 112:635-654 (1998).
- (9) Peters, N., *J. Fluid Mech.* 384:107-132 (1999).
- (10) Kostiuk, L.W., Bray, K.N.C., and Chew, T.C., *Combust. Sci. and Tech.* 64:233-241 (1989).
- (11) Bray, K.N.C., and Cant, R.S., *Proc. R. Soc. Lond. A* 434:217-240 (1991).
- (12) Ashforth-Frost, S., and Jambunathan, K., *Int. J. Numer. Methods Fluids* 23:295-306 (1996).
- (13) Lee, G.G., Huh, K.Y., and Kobayashi, H., *Combust. Flame*, in press (1999).
- (14) Mounaim-Rousselle, C., and Gokalp, I., *Twenty-Fifth Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, PA, 1994, pp. 1199-1205.
- (15) Bray, K.N.C., *Proc. R. Soc. Lond. A*

- (16) Hakberg, B., *Combust. Sci. and Tech.* 125:25-45 (1997).
- (17) Patankar, S.V., *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*, McGraw-Hill, 1980.
- (18) Gordon, S., and McBride, B.J., "Computer Program for the Calculation of Complex Chemical Equilibrium Compositions, Rocket Performance, Incident and Reflected Shocks, and Chapman-Jouguet Detonations," NASA Publication SP-273, 1971.
- (19) Gottgens, J., Mauss, F., and Peters, N., *Twenty-Fourth Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, PA, 1992, pp. 129-135.
- (20) Bray, K.N.C., and Peters, N., in *Turbulent Reacting Flows* (Libby, P.A., and Williams, F.A., Eds.), Academic Press, London, 1994.
- (21) Bray, K.N.C., Champion, M., and Libby, P.A., *Combust. Flame* 120:1-18 (2000).
- (22) Deschamps, B.M., Smallwood, G.J., Prieur, J., Snelling, D.R., and Gulder, O.L., *Twenty-Sixth Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, PA, 1996, pp. 427-435.
- (23) Ashurst, T., and Shepherd, I.G., *Combust. Sci. and Tech.* 124:115-144 (1997).
- (24) Kostiuk, L.W., Shepherd, I.G., and Bray, K.N.C., *Combust. Flame* 118:129-139 (1999).

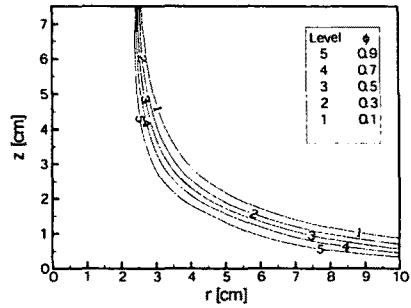
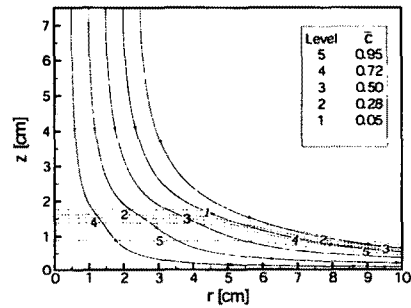
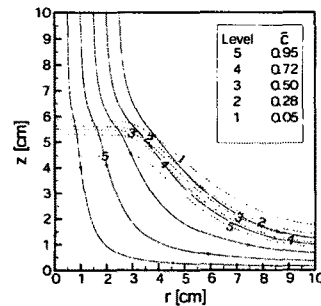


Fig. 2 Flame C의 당량비 공간분포

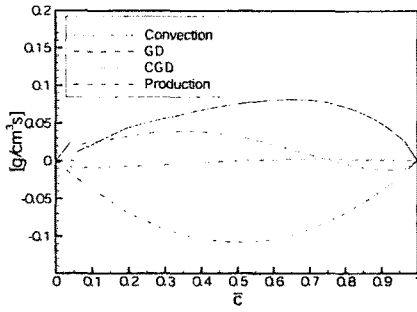


(a) Flame C

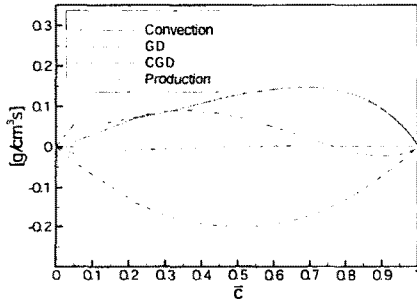


(b) Flame CS

Fig. 3 유선 및 \bar{c} 공간 분포



(a) Flame C



(b) Flame CS

Fig. 4 \bar{c} 식에서 각 항들의 \bar{c} 에 대한

변화: Convection = $\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial x_j} (r \bar{\rho} \tilde{u}_j \bar{c})$,

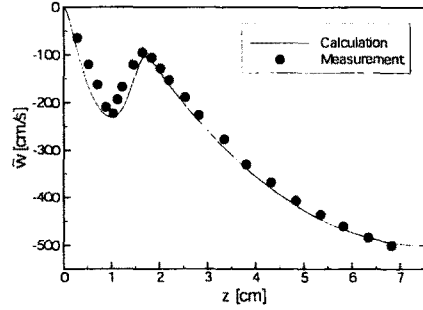
Gradient diffusion (GD) =

$$-\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial x_j} \left(r \frac{\mu_t}{Sc_t} \frac{\partial \bar{c}}{\partial x_j} \right),$$

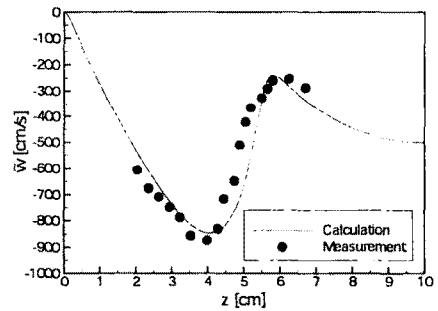
Countergradient diffusion (CGD) =

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial x_j} \left[r \bar{\rho} \bar{c} (1 - \bar{c}) (\bar{u}_{p,j} - \bar{u}_{r,j}) \right],$$

Production = $-\bar{w}$

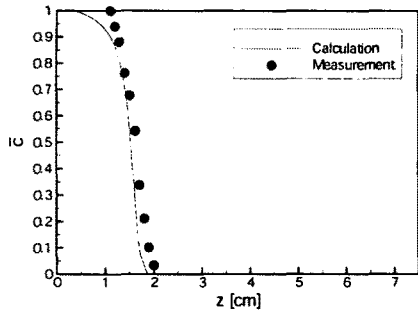


(a) Flame C

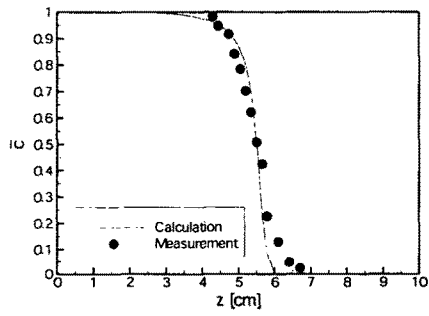


(b) Flame CS

Fig. 5 대칭축에서 Favre 평균 축방향 속도 성분의 비교



(a) Flame C



(b) Flame CS

Fig. 6 대칭축에서 Reynolds 평균 반응 진행 변수의 비교