

정체유동에서의 난류 부상 화염 해석을 위한 Reynolds 응력 모델의 검증

임용훈* · 허강열**

Assessment of Reynolds Stress Model for the Analysis of Floating Flames in Stagnating Flows

Yong Hoon Im*, Kang Yul Huh**

Abstract

Numerical simulation is performed for stagnating turbulent flows of impinging and countercurrent jets by the Reynolds stress model(RSM). Results are compared with those of the $k-\varepsilon$ model and available data to assess the flow characteristics and turbulence modes. Three variants of the RSM tested are those of Gibson and Launder(GL), Craft and Launder(GL-CL) and Speziale, Sarkar and Gatski(SSG). As well known, the $k-\varepsilon$ model overestimates turbulent kinetic energy near the wall significantly. Although the RSM is superior to the $k-\varepsilon$ model, it shows considerable difference according to how the redistributive pressure-strain term is modeled. Results of the RSM for countercurrent jets are improved with the modified coefficients for the dissipation rate, $C_{\varepsilon 1}$ and $C_{\varepsilon 2}$, suggested by Champion and Libby. The performance of the three variants of the RSM model for stagnating flows are assessed.

Key Words: Reynolds stress model, Stagnating flows, Turbulent combustion, Second moment closure

기호설명

a_{ij} : 비등방성 응력
 b_{ij} : 레이놀즈 응력 성분의 비등방성
 D : 노즐직경
 H : 노즐 사이의 거리
 (노즐과 충돌면 사이의 거리)
 P_{ij} : 레이놀즈 응력 성분의 생성률
 P : 난류운동에너지의 생성률($P = 0.5P_{kk}$)

$\overline{u, u_j}$: 레이놀즈 응력 성분
 u, v : 난류강도
 U, V : 평균속도
 U_0 : 노즐 출구에서의 평균 속도
 y : 벽면(정체면)으로부터의 거리
 y^+ : 벽면으로부터의 무차원 거리

그리스 문자

ν : 동점성계수
 ϕ_{ij} : 압력-변형률 항

* 포항공과대학교 기계공학과 대학원

** 포항공과대학교 기계공학과

1. 서론

벽 충돌 제트와 대향류 유동과 같은 정체유동은 일반적인 전단 유동과 달리 독특한 난류 생성 메커니즘으로 인하여 난류 열 전달 향상이나 난류 모델 검증에 위한 테스트 사례로서 널리 활용되고 있다[1,2,3]. 정체유동에서는 평균 변형률이 정체면 근방에서 균질하므로 화염의 안정화가 용이하고 시각적인 관찰이 쉽다는 장점 때문에 최근 들어서는 부상 화염의 해석에도 많이 이용되고 있다.

Cooper et al. [4]은 hot wire anemometry를 이용하여 벽 근방에서의 난류의 통계적 값들을 측정하였으며 Nishono et al. [5]은 PTV를 이용하여 벽 충돌 제트 유동의 난류특성 및 난류생성 구조를 연구하였다. Kostiuk et al. [6] 및 Mounaim-Rousselle 과 Gokalp [7]는 대향류 유동에서의 연소에 따른 평균 유동장과 레이놀즈 응력 성분의 변화를 측정하였다.

일반적으로 정체유동에서는 정체면 근방에서 레이놀즈 응력 성분의 비등방성이 매우 커지고 심한 유선의 휨 작용으로 인하여 $k-\epsilon$ 모델과 같은 1차 모멘트 닫힘 모델로는 정확한 수치모사가 어려운 것으로 알려져 있다[8]. 따라서 정체유동의 모사를 위해서는 레이놀즈 응력 모델과 같은 2차 모멘트 닫힘 모델을 적용하여야 한다. 하지만 레이놀즈 응력 모델이라 하더라도 Gibson 과 Launder 모델의 경우에는 벽 반사 항을 보정해 주어야만 개선된 결과를 얻을 수 있다 [1,2,3]. SSG [9] 모델의 경우에는 2차의 압력-변형률 항 때문에 후향계단 유동 [10]이나 와류 유동 [11] 등에서는 선형 압력-변형률 모델보다 좋은 결과를 내고 있으나 정체유동에 대해서는 아직 검증되지 않았다.

최근 들어 정체유동장에서의 난류 연소에 대한 수치해석도 활발하게 진행되고 있다. Lee 와 Huh [12]는 CFM(Coherent Flamelet Model)을 이용하여 벽 충돌 화염에 대한 연구를 수행하였

는데 $k-\epsilon$ 모델로는 정체유동을 모사하기 어려운 점을 고려하여 조건 평균된 축 방향 난류 강도가 난류 화염 안에서 균일하다는 사실을 이용, 난류조건을 고정시키고 해석을 수행하였다. Dibble et al. [13]은 화학 반응의 영향을 반영한 2차 닫힘 모델을 사용하여 난류 비 예-혼합 연소 해석을 수행하였으며 Lindstedt 와 Vaos [14]는 벽 충돌 제트와 대향류 유동에서의 난류 예-혼합 연소 특성을 레이놀즈 응력 모델과 BML [15] 모델을 이용하여 해석하였다.

본 연구에서는 레이놀즈 응력 모델을 이용하여 정체유동에서의 난류 유동특성을 이해하고 레이놀즈 응력 모델들에 대한 검증을 수행하여 정체유동에서의 난류 부상 화염의 수치해석에 적절한 모델에 대해 고찰해보기로 한다. 이를 위해 세 가지 레이놀즈 응력 모델, GL [16], GL-CL [1], SSG [9] 과 $k-\epsilon$ 모델을 이용하여 벽 충돌 제트와 대향류 유동의 비 반응 유동장에 대한 검증을 우선 수행하였다.

2. 수치해법

2.1. 지배방정식

레이놀즈 응력 성분, $\overline{u_i u_j}$, 에 대한 보존식은 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \frac{D\overline{u_i u_j}}{Dt} &= P_{ij} + D_{ij} - \epsilon_{ij} + \phi_{ij} \\ &= -\left(\overline{u_i u_k} \frac{\partial U_j}{\partial x_k} + \overline{u_j u_k} \frac{\partial U_i}{\partial x_k} \right) - \\ &\frac{\partial}{\partial x_k} \left[\overline{u_i u_j u_k} + \frac{1}{\rho} (\overline{p' u_i} \delta_{jk} + \overline{p' u_j} \delta_{ik}) \right] - \nu \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_k} \\ &2\nu \overline{\frac{\partial u_i}{\partial x_k} \frac{\partial u_j}{\partial x_k}} + \frac{p'}{\rho} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \end{aligned} \quad (1)$$

난류 생성항, P_{ij} ,은 별도의 모델링 없이 그대로 사용되며 확산항, D_{ij} ,은 Daly and Harlow [17] 의 모델을 적용하였다.

$$D_{ij} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left(C_s \overline{u_j u_k} \frac{k}{\varepsilon} \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_l} \right) \quad (2)$$

압력과 속도구배의 교란에 기인하는 압력-변형률 항의 경우, 선형 압력-변형률 모델은 일반적으로 다음과 같은 형태로 주어진다.

$$\phi_{ij} = \phi_{ij1} + \phi_{ij2} + \phi_{ij1}'' + \phi_{ij2}'' \quad (3)$$

GL 모델에서는 각각의 항이 다음과 같이 주어진다[16].

$$\phi_{ij1} = -C_1 \frac{\varepsilon}{k} \left(\overline{u_i u_j} - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \right) \quad (4)$$

$$\phi_{ij2} = -C_2 \left(P_{ij} - \frac{1}{3} P_{kk} \delta_{ij} \right) \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \phi_{ij1}'' &= C_{1w} \frac{\varepsilon}{k} \left(\overline{u_m u_i n_m n_j} \delta_{ij} - \frac{3}{2} \overline{u_i u_m n_m n_j} \right. \\ &\quad \left. - \frac{3}{2} \overline{u_j u_m n_m n_i} \right) f_y \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \phi_{ij2}'' &= C_{2w} \left(\phi_{im2} n_m n_j \delta_{ij} - \frac{3}{2} \phi_{im2} n_m n_j \right. \\ &\quad \left. - \frac{3}{2} \phi_{jm2} n_m n_i \right) f_y \end{aligned} \quad (7)$$

$$f_y = \frac{k^{\frac{3}{2}}}{C_f \varepsilon y} \quad (8)$$

각각의 모델 상수는 Table. 1 에 주어져 있다. 여기서 n_i 는 벽에 수직인 방향으로의 단위벡터를 의미한다. f_y 는 가장 가까운 벽으로의 길이 척도 함수를 나타낸다. ϕ_{ij1} 은 등방-귀환 항으로서 Rotta [18] 에 의해서 제시된 모델을 사용하며 ϕ_{ij2} 는 급속 압력-변형률 항이다. ϕ_{ij1}'' 은 벽 반사 항으로서 벽 근처에서의 난류성분간의 에너지의 분배에 관여하여 벽에 수직인 방향의 난류 성분은 줄여주는 대신 벽에 평행한 난류 성분은 증대시키는 역할을 한다.

Craft는 GL 모델이 벽 충돌 제트 유동에 대하여 비정상적인 결과를 예측하는 이유가 급속 압력-변형률 항의 벽 반사 항에 있다고 보고 다음과 같이 수정된 모델을 제시하였다[1].

$$\begin{aligned} \phi_{ij2}'' &= -C_{2w} \frac{\partial U_l}{\partial x_m} \overline{u_l u_m} (n_q n_q \delta_{ij} - 3n_i n_j) f_y \\ &\quad - C_{2w} k \left(\frac{\partial U_k}{\partial x_m} n_i n_k a_m \delta_{ij} - \frac{3}{2} \frac{\partial U_l}{\partial x_m} n_i n_j a_{lm} \right. \\ &\quad \left. - \frac{3}{2} \frac{\partial U_j}{\partial x_m} n_i n_l a_{im} \right) f_y \\ &\quad + C_{2w} k \frac{\partial U_l}{\partial x_m} n_i n_m (n_l n_j - \frac{1}{3} n_q n_q \delta_{ij}) f_y \end{aligned} \quad (9)$$

GL-CL 모델의 모델 상수들은 Table. 1에 주어져 있다. SSG 모델 [9] 에서 압력-변형률 항은 다음과 같이 주어진다.

$$\begin{aligned} \phi_{ij} &= -(C_1 \varepsilon + C_1^* P) b_{ij} + C_2 \varepsilon (b_{ik} b_{kj} - \frac{1}{3} b_{kl} b_{kl} \delta_{ij}) \\ &\quad + (C_3 - C_3^* \Pi_b^2) k S_{ij} + C_4 k (b_{ik} S_{jk} + b_{jk} S_{ik} - \frac{2}{3} b_{kl} S_{kl} \delta_{ij}) \\ &\quad + C_5 k (b_{ik} W_{jk} + b_{jk} W_{ik}) \end{aligned} \quad (10)$$

$$P = -\overline{u_i u_j} \frac{\partial U_l}{\partial x_j} \quad (11)$$

$$\Pi_b = b_{ij} b_{ij} \quad (12)$$

Table. 1

Model	Model constants
GL	$C_1 = 1.8, C_2 = 0.6, C_{1w} = 0.5, C_{2w} = 0.3,$ $C_{\epsilon 1} = 1.44, C_{\epsilon 2} = 1.92, C_\epsilon = 0.18,$ $C_I = 2.5$
GL-C L	$C_1 = 1.8, C_2 = 0.6, C_{1w} = 0.5, C_{2w} = 0.08,$ $C'_{2w} = 0.1, C''_{2w} = 0.4, C_{\epsilon 1} = 1.44,$ $C_{\epsilon 2} = 1.92, C_\epsilon = 0.18, C_I = 2.5$
SSG	$C_1 = 3.4, C_1^* = 1.8, C_2 = 4.2, C_3 = 0.8,$ $C_3^* = 1.3, C_4 = 1.25, C_5 = 0.4, C_{\epsilon 1} = 1.44,$ $C_{\epsilon 2} = 1.83, C_\epsilon = 0.183$

각각의 모델상수는 Table. 1에 주어져 있다. 위에서 보는 바와 같이 SSG 모델의 경우 GL, GL-CL 모델과 달리 압력-변형률 항이 레이놀즈 응력 성분에 대해 2차의 형태로 주어져 있다. b_{ij} , S_{ij} 그리고 W_{ij} 는 각각 레이놀즈 응력 성분의 비등방성, 평균 변형률 그리고 평균 와도 텐서를 나타내며 아래와 같이 주어진다.

$$b_{ij} = \frac{\overline{u_i u_j}}{2k} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \quad (13)$$

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \quad (14)$$

$$W_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \quad (15)$$

위에서 보듯이 SSG 모델은 선형 압력-변형률 모델에 C_1^* 과 C_3^* 과 관련된 항들이 추가적으로 고려되고 있으며 벽 반사의 영향을 길이 척도 함수를 가지고 추가적으로 고려하지 않아도 되는 장점이 있다.

난류소멸률 텐서, ϵ_{ij} , 는 Kolmogorov 가정을 이용하여 아래와 같이 모델링 한다.

$$\epsilon_{ij} = \frac{2}{3} \delta_{ij} \epsilon \quad (16)$$

여기서 ϵ 은 난류 운동에너지의 소멸률을 나타내며 아래의 보존식으로부터 구한다.

$$\frac{D\epsilon}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(C_\epsilon \frac{k}{\epsilon} \overline{u_j \epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right) + C_{\epsilon 1} \frac{\epsilon}{k} P - C_{\epsilon 2} \frac{\epsilon^2}{k} \quad (17)$$

여기서 모델 상수 값은

$C_{\epsilon 1} = 1.44, C_{\epsilon 2} = 1.92$ 이다.

Champion 과 Libby [19] 는 접근해석을 통하여 경험 상수 $C_{\epsilon 1}$ 와 $C_{\epsilon 2}$ 가 정체면 에서는 같은 값을 가져야 하며 이를 위해서는 이들 값들이 아래와 같은 형태가 되어야 함을 보였다.

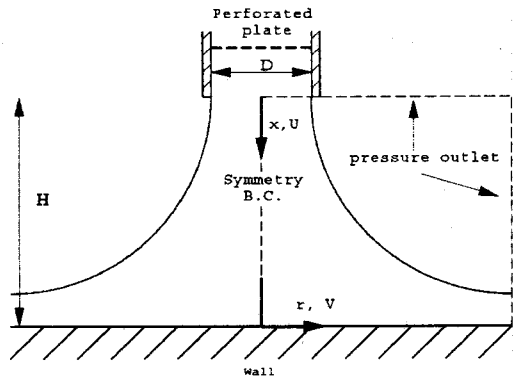


Fig. 1 Schematic diagram of an impinging jet

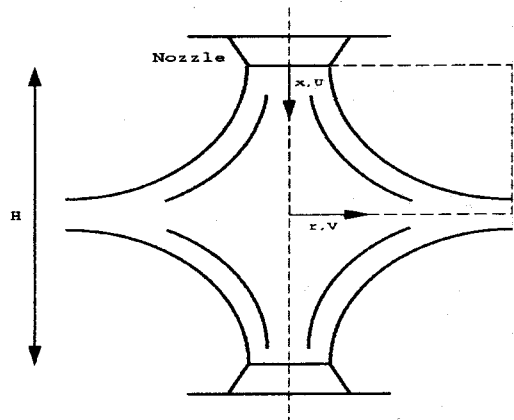


Fig. 2 Schematic diagram of a counter current jet

$$C_{\epsilon 1}^* = C_{\epsilon 0} - (C_{\epsilon 0} - C_{\epsilon 1})[1 - \exp(-8\zeta^2)] \quad (18)$$

$$C_{\epsilon 2}^* = C_{\epsilon 0} - (C_{\epsilon 0} - C_{\epsilon 2})[1 - \exp(-8\zeta^2)] \quad (19)$$

여기서 $C_{\epsilon 0} = 2.27$ 이며 정체면으로 부터의 거리를 나타내는 무 차원 변수는 아래와 같이 주어진다.

$$\zeta = \frac{y}{H/2} \quad (20)$$

위의 식에 따르면 $C_{\epsilon 1}^*$ 과 $C_{\epsilon 2}^*$ 은 정체 면으로부터 멀어질수록 원래의 모델 상수 값으로 환원되고 정체 면에서는 $C_{\epsilon 0}$ 의 값을 가지게 된다.

Champion 과 Libby에 의해서 제시된 값들은 접근해석에서 축에서만 적용했던 값들이므로 본 연구에서는 이 값들을 정체 면의 영향이 큰

영역에서만 적용하여 $r \leq \frac{R}{2}$ 에서는 (18), (19)

을 적용하고 $r \geq \frac{R}{2}$ 에서는 원래의 모델 상수 값들을 사용하여 수치해석을 수행하였다.

2.2. 수치 해석 방법

레이놀즈 평균된 연속방정식, 운동량 방정식 및 난류 방정식을 유한체적법을 이용하여 2차원 축 대칭 영역에 대하여 풀었다. 속도장, 압력장 그리고 레이놀즈 응력 상호간의 상관해제(decoupling)를 방지하기 위하여 엇갈림 격자계를 사용하였으며 SIMPLE 알고리즘을 적용하였다. 수치확산에 의한 에러를 방지하기 위하여 대류항은 2차의 차수를 갖는 TVD 방법을 적용하였다.

축과 정체면에서는 대칭경계 조건이 적용되었고 영역의 나머지 경계에서는 압력 출구 경계 조건이 적용되었다. 벽 경계에서의 레이놀즈 응력 성분 값들을 부여하기 위하여 난류운동에너지, k 에 대한 보존 방정식이 추가로 계산되었다[20]. 벽에서는 벽 함수 방법을 적용하여 정합

되는 점에서의 $y+$ 값이 대수법칙(log-law) 영역에 위치하도록 하였다. 추가적인 난류운동에너지, k ,에 대한 보존 식으로부터 얻어지는 값은 경계조건을 주기 위한 값으로만 사용되었으며 나머지 영역에서의 난류운동에너지 값은 레이놀즈 응력 성분으로부터 구하였다. 벽 경계에서의 난류성분 값은 경험식 $\overline{u_i u_j} = C_{ij} k$ 에 의해서 계산되었으며 C_{ij} 은 실험적으로 얻어진 값을 사용하였다[20]. 벽에서의 난류소멸률, ϵ , 값은 벽까지의 거리의 함수로서 대수적으로 주어지는 값을 사용하였다.

2.3. 해석 검증

본 연구에서는 벽 충돌 제트 유동에 대하여 Cooper et al.[4]의 실험 결과와 비교하였고 대향류 유동에 대하여 Kostiuk et al. [6]과 Mounaim-Rousselle et al. [7]의 실험결과와 비교 검증하였다. 모든 실험 조건들은 Table. 2에 정리된 바와 같다. 정체 유동에 대한 개략도는 그림 1, 2와 같다. Cooper et al.[4] 실험에서는 다른 실험들과 달리 제트가 긴 파이프를 통해 완전 발달한 유동으로 토출 되고 있는데, 별도의 수치해석을 통하여 입구 경계 조건을 구할 수 있어서 여러 문헌에서 검증 사례로서 사용되고 있다. 다른 검증 사례들의 경우에는 다공판을 노즐의 출구 부근에 설치하여 유동의 입구조건을 균일하게 유지하였다.

Table. 2

		H (mm)	D (mm)	U_0 (m/s)	$\frac{u}{U_0}$ (%)
Cooper et al. [4]		52	26	12.68	-
Kostiuk et al. [6]	Case A	70	35	9	9.4
	Case C	20	35	8	6.8
Mounaim-Rousselle et al. [7]		30	25	4.5	13

Kostiuk et al. 의 경우에는 아래와 같은 식으로부터 입구조건을 구하였다[21].

$$l_i = 0.774(x/d)^{0.5} \quad (21)$$

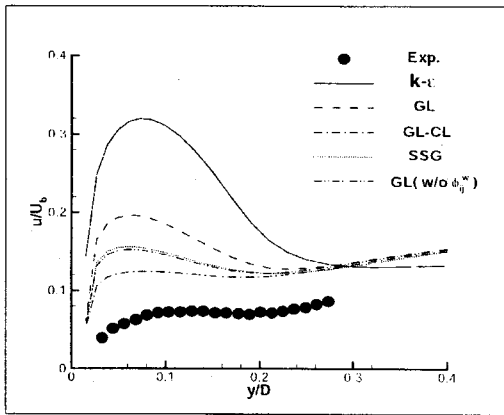
$$\log(u/U_o) = -0.367 - \log(x/d)^{0.8} \quad (22)$$

여기서 x 는 노즐출구와 다공판 사이의 거리를 의미하며 d 는 다공판 구멍의 직경을 나타낸다.

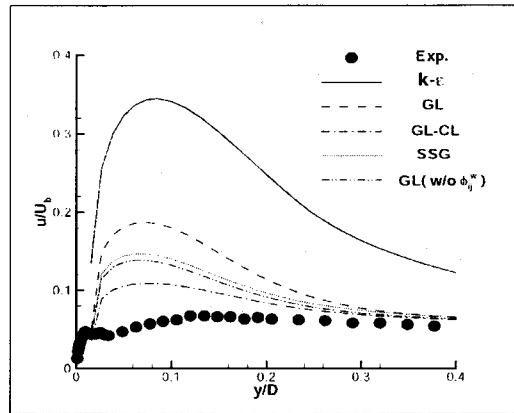
Mounaim-Rousselle et al. [7]의 경우에는 난류강도와 난류길이척도가 각각 13%와 8mm로 측정된 값을 사용하였다.

3. 결과

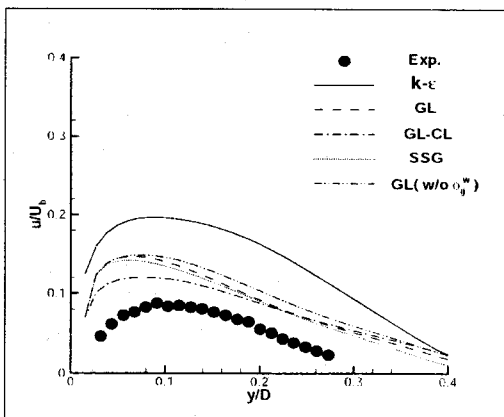
그림 3부터 5까지는 Cooper et al. [4]의 실험 결과와 수치해석 결과를 비교한 것이다. 수치해석에 적용된 모든 난류모델이 벽 근방에서의 축 방향 난류 강도를 과도하게 예측하고 있음을 볼 수 있다. 특히 그림 3에서 보는 바와 같이 GL 모델의 경우 벽 반사 항의 영향이 정체 유동의 영향이 크게 나타나는 축 근방과 벽면제트(wall jet)로 발달하는 영역에서 다르게 작용하고 있음을 볼 수 있다. 즉 유동이 축 근처에서



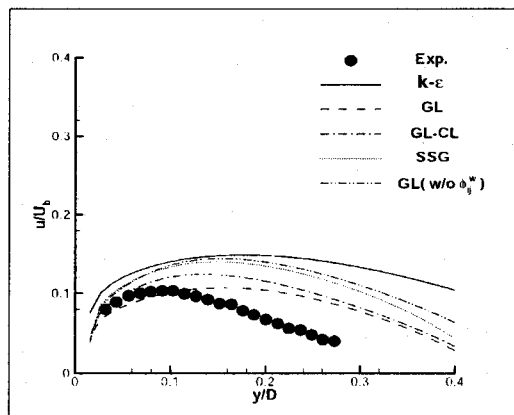
(a) $r/D=0$



(b) $r/D=0.5$

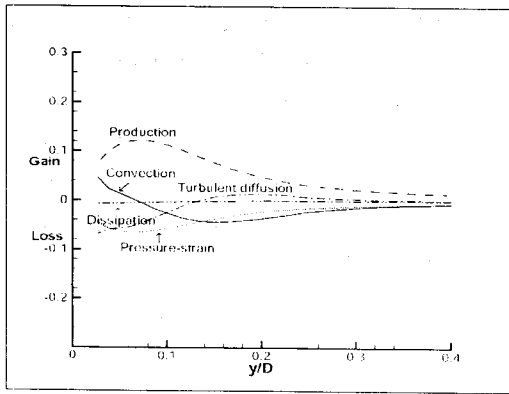


(c) $r/D=1.0$

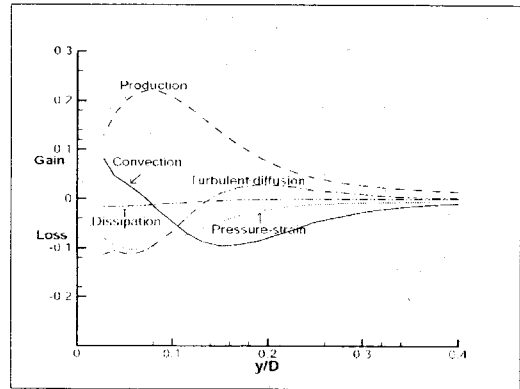


(d) $r/D=2.5$

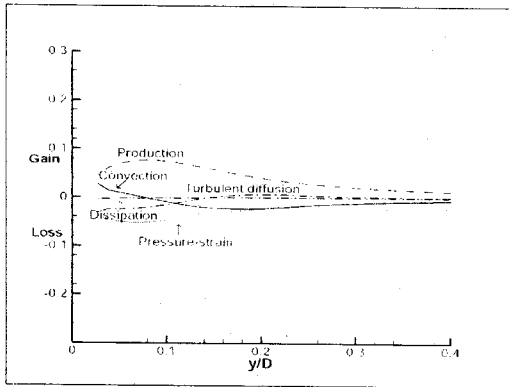
Fig. 3 Axial turbulent intensity components in the impinging jet of Cooper et al. [4]



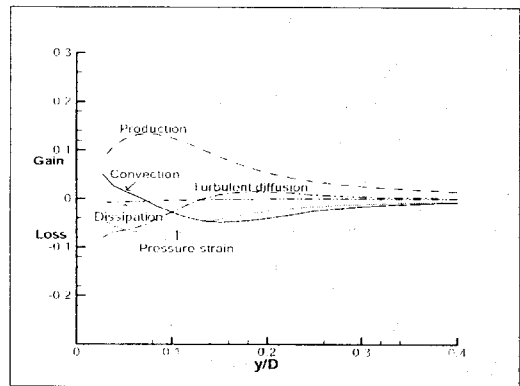
(a) GL(w/o wall reflection term)



(b) GL

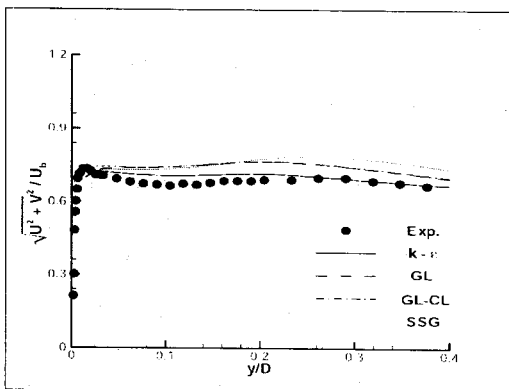


(c) GL-CL

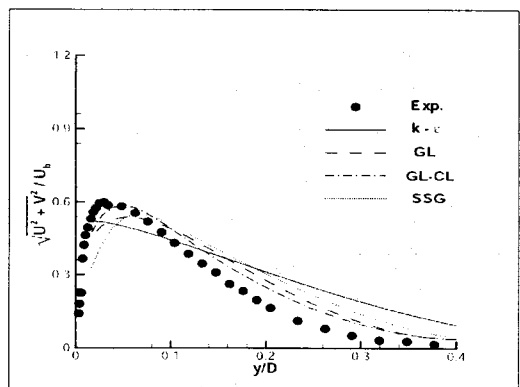


(d) SSG

Fig. 4 Comparison of the terms for $\overline{u_i u_j}$ at $r/D = 0$ in the impinging jet of Cooper et al. [4]



(a) $r/D = 0.5$



(b) $r/D = 2.5$

Fig. 5 Mean velocity profiles in the impinging jet of Cooper et al. [4]

멀어지면서 정체로 인한 영향이 현저히 감소하는 벽면제트(wall jet)영역에서는 벽 반사 항의 영향이 제대로 작용하여 GL모델이 보다 정확한 예측결과를 보이고 있다. SSG 모델의 경우 GL 모델보다는 좋은 결과를 보이고 있으나 벽 반사 항이 고려되지 않은 GL 모델에 비해서는 결과가 좋지 않음을 볼 수 있다.

그림 4의 축에서의 축 방향 레이놀즈 응력 성분, \overline{uu} , 의 에너지 budget에서 볼 수 있듯이 정체 유동에서는 주로 수직 변형률에 의한 급격한 난류의 생성과 압력-변형률 항에 의한 재분배에 의해서 평형이 이루어지고 있음을 알 수 있다. 다른 항들, 예를 들어 대류 항, 확산 항, 소멸 항들은 난류 생성 항이나 재분배 항에 비해 그 크기가 현저히 작음을 볼 수 있다.

GL 모델이 정체면 근처에서의 축 방향 난류 강도를 가장 크게 예측하는 이유는 이 영역에서의 벽 반사 항의 영향이 잘 못 작용하기 때문인데, 과도하게 예측된 \overline{uu} 값은 $-\overline{uu} \frac{\partial U}{\partial x}$ 항에서 보듯이 다시 생성항에 기여하기 때문에 GL 모델의 경우가 정체면 근처에서 가장 과도한 난류 생성항과 축 방향 레이놀즈 응력 성분을 예측하는 것이다. 반면에 GL-CL 모델의 경우에는 가장 작은 축 방향 레이놀즈 응력 성분을 예측하는데 결국 같은 이유로 가장 작은 생성 항을 가지게 됨을 그림 4(c)에서 볼 수 있다.

평균 속도에 대한 결과를 그림 5에 나타내었다. $k-\epsilon$ 모델의 경우 정체면에서 난류 값이 과도하게 예측됨으로서 평균 유동장의 과도한 혼합을 야기하고 있음을 보여준다.

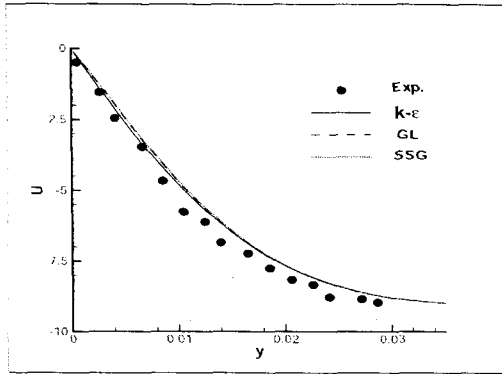
SSG모델의 경우에도 벽면 제트(wall jet)가 발달하는 $r/D=2.5$ 근방에서 실험 값보다 과도한 혼합이 예측되는 것을 볼 수 있다.

위에서 보는 바와 같이 SSG 모델은 벽 충돌 제트와 같은 정체유동에서는 후향 계단유동 [10] 이나 강한 와류유동[11,22] 에 대한 결과만큼 좋은 결과를 예측하지 못하고 있음을 알 수

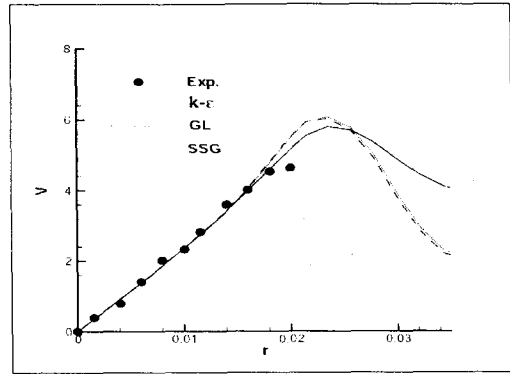
있다. 그림 4의 에너지 budget에 대한 결과에서 보는 것처럼 벽 충돌 제트 유동에 대한 난류모델의 예측 성능은 정체면에서 급격히 생성되는 난류에너지를 어떻게 적절히 재 분배 하는지에 따라 좌우됨을 알 수 있다. GL 모델은 에너지 재분배가 주로 급속 압력-변형률 항에 의해서 이루어지는데 이 항은 난류의 생성 항에 비례하도록 모델링 되었으며 모델 상수는 C_2 이다. SSG 모델의 경우 정체유동에서는 난류생성 항에 근거한 항, $-C_1^* P b_{11}$,이 다른 항들에 비해 지배적인 역할을 하게 된다. 이 항은 레이놀즈 응력의 비등방성에도 비례하도록 되어 있는데, 측정된 레이놀즈 응력 성분으로부터 정체면 근처에서의 축 방향 비등방성을 나타내는 값 b_{11} 을 계산해보면 최대치가 대략 0.39 정도로 계산되므로 SSG 모델은 같은 난류에너지가 생성된다고 가정하면 재분배되는 에너지의 양이 GL 모델의 경우보다 작을 수밖에 없음을 알 수 있다.

정체 유동에서의 SSG모델의 결과가 좋지 않은 또 다른 이유로는 난류에너지 소멸률 보존식의 ad-hoc 특성에서 찾아 볼 수 있다. 본 연구에서는 Champion 과 Libby [19]가 제시한 모델 상수 $C_{\epsilon 1}$ 과 $C_{\epsilon 2}$ 을 사용하여 난류소멸률 보존식의 영향을 고찰하고자 하였으며 Kostuik et al. [6] 과 Mounaim-Rousselle et al. [7] 의 대향류 유동에 대하여 검증을 수행하였다. 대향류 유동은 벽의 영향이 없으므로 GL 과 GL-CL모델이 같게 된다.

그림 6에서 8까지는 Kostuik et al. [6]의 대향류 실험에 대한 검증 결과로서 그림 6(a)는 축에서의 축 방향 평균속도를 보여주고 있으며 정체면에서 0.6cm 위에서의 반경 방향의 평균 속도 성분은 그림 6(b)에서 볼 수 있다. 축 방향 평균 속도 성분은 정체면으로부터 직선적으로 증가하고 있으며 반경 방향 평균 속도 성분은 축으로부터 직선적으로 증가하고 있다. 이와 같은 일정한 체적 변형률은 정체유동의 특성으로

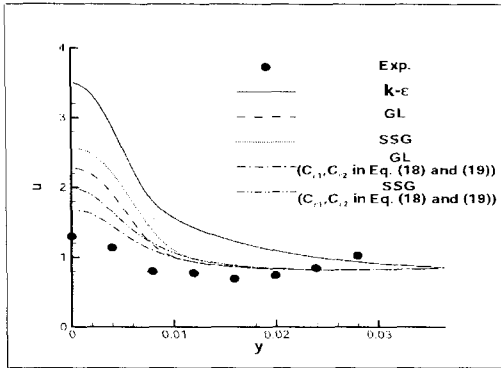


(a) on the axis

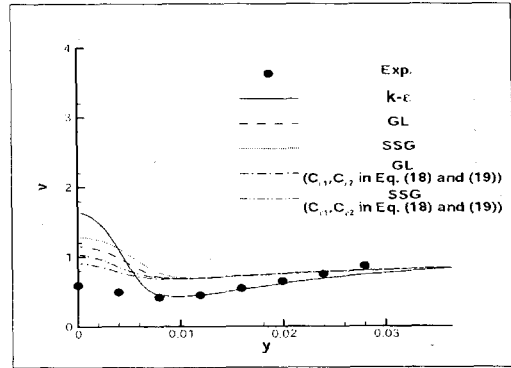


(b) 0.6 cm above the stagnation plane

Fig. 6 Mean velocities in the counter-current jet of Kostiuk et al. [6]

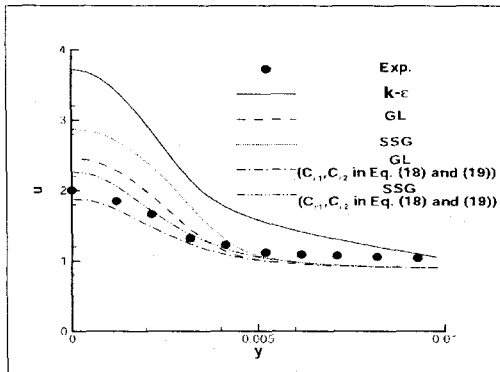


(a) Axial turbulent intensity component

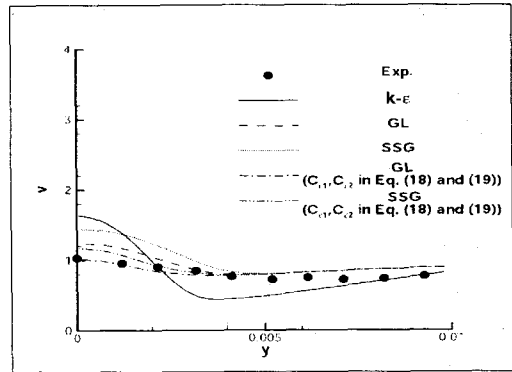


(b) Radial turbulent intensity component

Fig. 7 Axial and Radial turbulent intensity components on the axis for CASE A in the countercurrent jets of Kostiuk et al. [6]

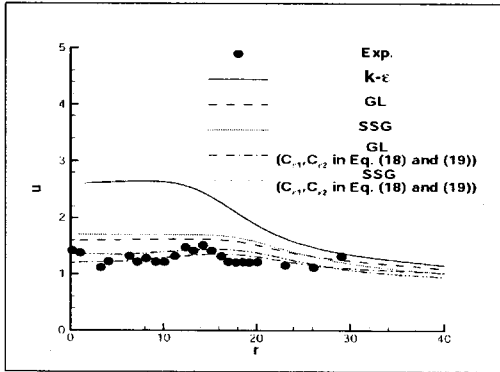


(a) Axial turbulent intensity component

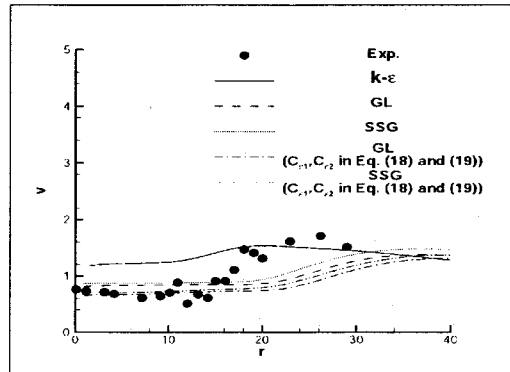


(b) Radial turbulent intensity component

Fig. 8 Axial and Radial turbulent intensity components on the axis for CASE C in the countercurrent jets of Kostiuk et al. [6]

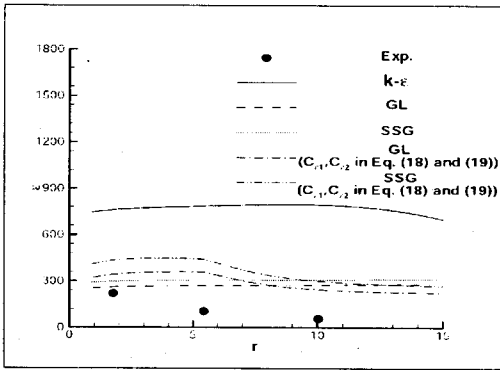


(a) Axial turbulent intensity component

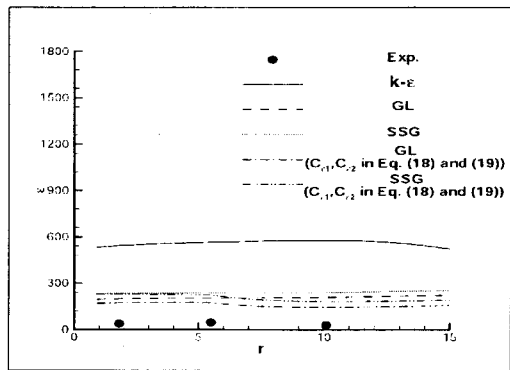


(b) Radial turbulent intensity component

Fig. 9 Axial and Radial turbulent intensity components on the stagnation plane in the countercurrent jets of Mounaim-Rousselle et al. [7]



(a) On the stagnation plane



(b) 0.2cm above the stagnation plane

Fig. 10 The radial profiles of turbulent dissipation rate on and above the stagnation plane in the countercurrent jets of Mounaim-Rousselle et al. [7]

서 상사해법을 적용하는데 있어 유동장의 특성을 나타내는 중요한 요소로서 쓰인다[23].

Kostiuk et al.의 경우 체적 변형률은 노즐 출구에서의 평균속도와 노즐들 사이의 거리로 정의되며, 세가지 다른 체적 변형률을 가지는 경우에 대하여 검증을 수행하였다. A와 C 경우에 대하여 축에서의 축 방향과 반경 방향의 난류강도를 그림 7,8 에 각각 나타내었다. Cooper et al. [4]의 벽 충돌 제트 유동의 경우와 마찬가지로 정체 면에서의 난류강도는 측정치보다 과도

한 값을 예측하고 있음을 볼 수 있다. 그림 7과 8에서 보는 바와 같이 $k-\epsilon$ 모델의 경우 측정값과 차이가 매우 크게 나타나고 있음을 알 수 있다. 이는 $k-\epsilon$ 모델의 난류에너지 생성항이 수직 변형률의 제곱의 형태로 모델링 되어 있기 때문이다. 반면에 SSG 모델이나 GL 모델은 측정값에 근사한 예측을 하고 있음을 볼 수 있다. 난류에너지 소멸률 보존식에서 모델 상수 $C_{\epsilon 1}$ 과 $C_{\epsilon 2}$ 을 수정한 결과를 보면 GL과 SSG 모델 모두 예측결과가 크게 향상되고 있음을 볼 수 있다. 하

지만 SSG 모델의 결과가 GL의 결과보다 좋지 못한 경향은 그대로 남아있다.

그림 9와 10은 Mounaim-Rousselle et al. [7]의 대향류 유동 실험에 대한 검증 결과들을 보여 주고 있다.

그림 9는 정체 면에서의 축 방향과 반경 방향의 난류강도에 대한 분포를 보여주고 있다. 축에서 일정 거리까지는 균일한 값의 분포를 보이고 있음을 알 수 있는데 이는 정체유동에서의 화염의 안정화를 위한 중요한 특성이 된다[6]. 축 방향 성분의 경우 실험 값보다 약간 크게 예측을 하고 있으나 반경 방향 성분은 비교적 정확한 예측을 하고 있음을 볼 수 있다. 또한 난류 소멸률 방정식의 모델 상수 변경이 전반적인 예측성능을 향상시키고 있음을 확인 할 수 있다.

그림 10은 정체 면에서의 난류 소멸률의 분포를 비교한 것이다. 모델의 경우 측정값과 큰 차이를 보이고 있음을 알 수 있으며 레이놀즈 응력 모델의 경우 비교적 비슷한 값을 예측하고는 있으나 그림 10(a)에서 보듯이 축 근처에서 난류 소멸률이 증가하는 분포를 구현하지는 못하고 있음을 알 수 있다. 정량적으로는 차이가 있지만 난류 소멸률에 대한 모델 상수를 변경함으로써 이와 같은 특성이 나타나는 것을 볼 수 있다.

4. 결론

최근 들어 난류화염의 안정화와 해석에 많이 사용되는 벽 충돌 제트와 대향류 유동에서의 비반응 유동장에 대하여 난류모델의 예측성능을 비교하였다.

1) 레이놀즈 응력 모델이 정체유동에서 $k-\epsilon$ 모델보다 실험 값들을 잘 구현하고 있음을 알 수 있었다. 정체면 근방에서는 난류의 특성이 난류에너지의 생성과 재분배에 의해서 크게 좌우됨을 알 수 있었으며 난류의 소멸항은 상대적

으로 큰 영향을 끼치지 못하고 있음을 확인하였다. 레이놀즈 응력 모델들의 경우에도 정체면에서의 예측 성능은 난류에너지의 재분배에 관여하는 압력-변형률 항의 모델에 따라 예측성능이 크게 좌우됨을 알 수 있었다.

2) 레이놀즈 응력 모델 중에서는 GL-CL 모델이 정체유동에 대하여 가장 좋은 결과를 예측하였다. GL 모델은 ϕ_{ij}'' 항이 정체면 근방에서 난류 에너지의 재분배를 방해하는 역할을 함으로 인하여 예측 결과가 좋지 못하였으며, SSG 모델은 와류 유동이나 다른 일반 유동장에서는 다른 레이놀즈 응력 모델들 보다 좋은 예측성능을 가진 것으로 검증이 되었으나 정체유동에 대해서는 기대와는 달리 좋지 못한 예측성능을 보여 주었다. 이는 정체면에서의 난류에너지의 재분배가 작게 예측된 데서 비롯된 것임을 알 수 있었다.

3) 정체유동에 대한 레이놀즈 응력 모델의 예측성능을 향상시키기 위해 Champion 과 Libby에 의해서 제시된 난류 소멸률 보존식의 모델 상수, $C_{\epsilon 1}$ 과 $C_{\epsilon 2}$, 를 적용하여 대향류 유동에 대하여 검증을 수행하였으며 예측성능이 크게 향상됨을 확인할 수 있었다.

참 고 문 헌

1. Craft, T. J., Graham, L. J. W., and Launder, B. E., "Impinging Jet Studies for Turbulence Model Assessment-II. An Examination of the Performance of Four Turbulence Models," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 36, No. 10, 1993, pp. 2685-2697.
2. Dianat, M., Fairweather, M., and Jones, W. P., "Reynolds Stress Closure Applied to Axisymmetric Impinging Turbulent Jets." *Theoret. Comput. Fluid Dynamics* 8, 1996, pp. 435-447.
3. Craft, T. J., and Launder, B. E., "Computation

- of Impinging Flows using Second- Moment Closures," *8th Symp. on Turbulent Shear Flows*, 8-5, 1991.
4. Cooper, D., Jackson, D. C., Launder, B. E., and Liao, G. X., "Impinging Jet Studies for Turbulence Model Assessment I. Flow-Field Experiments," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 36, No. 10, 1993, pp. 2675-2684.
 5. Nishino, K., Samada, M., Kasuya, K., and Torii, K., "Turbulence Statistics in the Stagnation Region of an Axisymmetric Impinging Jet Flow," *Int. J. Heat and Fluid Flow* 17, 1996, pp. 193-201.
 6. Kostiuk, L. W., Bray, K. N. C., and Cheng, R. K., "Experimental Study of Premixed Turbulent Combustion in Opposed Streams. Part I-Nonreacting Flow Field," *Combustion and Flame*, Vol. 92, 1993, pp. 377-395.
 7. Mounaim-Rousselle, C., and Gokalp, I., "Strain Effects on the Structure of Counter flowing Turbulent Premixed Flames," *25th Symp. (international) on Combustion*, 1994, pp. 1199-1205.
 8. Ashforth-Frost, S., and Jambunathan, K., "Numerical Prediction of Semi-Confined Jet Impingement and Comparison with Experimental Data," *Int. J. for Numerical Methods in Fluids*, Vol. 23, 1996, pp. 295-306.
 9. Speziale, C. G., Sarkar, S., and Gatski, T. B., "Modelling the Pressure-Strain Correlation of Turbulence: an Invariant Dynamic Systems Approach," *J. Fluid Mech.*, Vol. 227, 1991, pp. 245-272.
 10. Basara, B., and Younis, B. A., "Assessment of the SSG Pressure-Strain Model in Two-Dimensional Turbulent Separated Flows," *Appl. Scientific Research* 55, 1995, pp. 39-61.
 11. Younis, B. A., Gatski, T. B., and Speziale, C. G., "Assessment of the SSG Pressure-Strain Model in Free Turbulent Jets with and without Swirl," *Journal of Fluids Eng.*, Vol. 118, 1996, pp. 800-809.
 12. Lee, Eunju and Huh, Kang Y., "Coherent Flamelet Model에서 평균 신장 인수 l_0 의 형태에 관한 연구," 제 18회 한국 연소학회 학술대회, 1999, pp 53-63.
 13. Dibble, R. W., Kollmann, W., Farshchi, M., and Schefer, R. W., "Second-Order Closure for Turbulent Non-premixed Flames: Scalar Dissipation and Heat Release Effects," *21th Symp. (international) on Combustion*, 1986, pp.1329-1340.
 14. Lindstedt, R. P., and Vaos, E. M., "Modeling of Premixed Turbulent Flames with Second Moment Methods," *Combustion and Flame*, Vol. 116, 1999, pp. 461-485.
 15. Bray, K. N. C., Libby, P. A., and Moss, J. B., "Unified Modeling Approach for Premixed Turbulent Combustion Part I: Formulation," *Combustion and Flame*, Vol. 61, 1985, Generalpp. 87-102.
 16. Gibson, M. M., and Launder, B. E., "Ground Effects on Pressure Fluctuations in the Atmospheric Boundary Layer," *J. Fluid Mech.*, Vol. 86, 1978, pp. 491-511.
 17. Daly, B. J., and Harlow, F. H., "Transport Equations in Turbulence," *Phys. Fluids* 13, 1970, pp. 2634-2649.
 18. Rotta, J. C., "Statistische Theorie Nichthomogener Turbulenz," *Z. Phys.*, 129, 1951, pp. 547-572.
 19. Champion, M., and Libby, P. A., "Reynolds Stress Description of Opposed and Impinging Turbulent Jets. Part I.

- Closely Spaced Opposed Jets,” *Phys. Fluids A* 5(1), 1993, pp. 203-216.
20. FLUENT Users Manual Version 5, Fluent Europe Ltd. Sheffield, UK, 1998.
21. Lee, E., Choi, C. R., and Huh, K. Y., “Application of the Coherent Flame Model to Counter flow Turbulent Premixed Combustion and Extinction,” *Combust. Sci. and Tech.*, Vol. 138, 1998, pp 1-25.
22. Chen, J. C., and Lin, C. A., “Computations of Strongly Swirling Flows with Second Moment Closures,” *Int. J. for Numerical Methods in Fluids*, Vol. 30, 1999, pp. 493-508.
23. Champion, M., and Libby, P. A., “Reynolds Stress Description of Opposed and Impinging Turbulent Jets II. Axisymmetric Jets Impinging on Nearby Walls,” *Phys. Fluids* 6(5), 1994, pp. 1805-1819.