

〈論 文〉

기체 확산 화염간의 상호작용

김 호 영* · 전 철 군**

(1990년 9월 28일 접수)

The Interaction of Gaseous Diffusion Flames

Ho Young Kim and Chul Kyun Chun

Key Words : Interaction of Flames(화염간 상호작용), Merging of Flames(화염의 합체), Lengthening of Flames(화염 길이 증가), Multiple Flame Burner(다화염 연소기), Nozzle Spacing(노즐간격)

Abstract

New definition for the interaction of flames is introduced and interacting turbulent diffusion flames issuing from two rectangular nozzles are investigated on the basis of the definition. Theoretical study through numerical model is carried out and experiment for validation is conducted. The characteristics of interaction due to the variation of major parameters such as nozzle spacing, Reynolds number and nozzle aspect ratio are studied. Results show that strong interaction occurs for small nozzle spacing, small Reynolds number and large aspect ratio. In order of their magnitude, the intensity of interactions on the individual transport mechanism is momentum, heat and mass. It is also found that interaction makes flames longer, tilted and finally merged. Increase of velocities and temperature, decrease of oxygen concentration and depression of turbulence are occurred in the region between flames.

기 호 설 명

a, b : β -함수의 지수
 B : 노즐 간격
 $C_1, C_2, C_D, C_u, \sigma_k, \sigma_\epsilon, \sigma_f$: 난류 상수 들
 d : x -방향 노즐 폭(3mm)
 D : 확산 계수
 f : 혼합 분률
 g : 중력 가속도
 k : 난류 운동 에너지
 p : 압력
 $p(f)$: 질량분률 화물밀도함수
 Re : 레이놀즈수
 u, v : x -축 방향 속도, y -축 방향 속도

w : 주유동 속도
 w_m : 평균 연료분출 속도
 ϵ : 난류 운동 에너지 소멸률
 μ, μ_t : 점성, 와류 점성
 ϕ : 일반 변수
 ρ : 밀도

상 첨 자

~ : Favre 평균
 " : Favre 평균에서의 요동항

1. 서 론

다수의 화염들이 서로 인접한 상태에서 연소하고 있는 화염군의 연소 특성은 개별 단일 화염들의 집

*정회원, 고려대학교 공과대학 기계공학과

**정회원, 목포대학교 공과대학 기계공학과

함으로서는 파악 되지 않는다. 이것은 화염군 내에서 구성요소인 개별 화염이 각각 독립적으로 연소하지 못하고 상호간에 영향을 주고 받는 집단적 연계하에서 연소하고 있기 때문이다. 이와 같이 상호 연계하에 있는 화염의 구조적 특성을 이해하고 상호 영향의 내용을 파악하는 것은 다화염 연소기의 성능 개선이나 적절한 설계의 측면에 있어 중요한 과제이다.

상호 영향에 의하여 변화가 서로간에 미치는 현상을 '상호 작용'이라 한다. 화염이 아닌 단순 제트에서의 운동량전달의 상호 작용에 관한 연구로는 2차원 제트간 상호 작용에 관한 연구^(1~4), 3차원 제트간 상호 작용에 관한 연구^(5,6), 부력 제트(plume)간 상호 작용에 관한 연구⁽⁷⁾들이 있다. 또한 화염간 상호 작용에 관한 연구로는 부력제어 난류 확산 화염군의 길이 변화 특성에 대한 Putnam와 Speich의 연구⁽⁸⁾, 두 부력 확산 화염의 합류 현상에 관한 Thomas 등의 연구⁽⁹⁾ 직육면체형 연소실 내의 복수 화염 거동에 대한 Zietz 등의 연구⁽¹⁰⁾, 공기 선회류가 동반된 난류 확산 화염들 간의 상호 작용에 대한 Chigier와 Apak의 연구⁽¹¹⁾, 두 원형 층류 확산화염의 길이변화에 관한 Roper의 연구⁽¹²⁾, 두 원형 층류 확산 화염간의 상호 작용에 관한 이중철의 연구⁽¹³⁾ 등이 보고되었다.

이상의 화염간 상호 작용에 관한 연구들은 Roper⁽¹²⁾를 제외 하면 모두 실험적 연구들이며 측정 변수는 주로 화염의 길이, 온도 및 조성성분이었다. 실험과 아울러 이론적 해석이 시도되기도 했는데 주로 화염 길이를 예측하는 관계식을 유도하는 것을 목적으로 하는 것이었으며 극히 단순한 해석적 모델(analytical model)을 채용한 것으로 타당성이 의심스러운 것들이다. 이점은 이론적 해석을 시도한 Roper⁽¹²⁾도 예외가 아니다.

기존의 연구는 주로 상호 작용에 따른 화염의 합류와 길이 변화 현상에만 관심을 두어 왔다. 따라서 화염간 상호작용 및 상호작용하 화염 특성에 관한 체계적이며 보다 광범위한 연구가 요구된다. 화염간의 상호작용을 정의하기 위하여 화염에서 일어나는 전달현상(transport phenomena)들을 고려하면 다음과 같이 정리된다.

한 화염에서의 전달기구(transport mechanism)는 크게 운동량, 열 및 질량 전달 기구로 나눌수 있으며, 이들은 서로 독립적인 것이 아니고 각각 대류 현상이나 화학 반응 및 이에 따른 발열 현상,

밀도차에 따른 자연 대류 현상 등을 통하여 서로 직접적인것은 물론 간접적인 영향을 주고 받으며 화염의 특성을 결정한다. 만일 한 화염과 인접한 또다른 화염이 존재해서 서로 영향을 줄수있는 상태에 있다면 한 화염 내의 한 전달기구는 같은 화염 내의 다른 전달기구들의 영향 뿐 아니라 다른 화염 내의 전달 기구들의 영향 또한 받게 된다. 이상과 같은 관점에서 본 연구에서는 화염간 상호작용을 "한 화염의 어떤 전달 기구가 다른 화염의 어떤 전달 기구에 의하여 어떤 형태로든 영향을 받을 때 두 화염은 서로 화염간 상호작용하에 있다"고 정의한다.

본 연구는 이상과 같은 정의에 의하여 화염간 상호 작용을 해석함으로써 정의의 적용에 있어서의 적절성과 유용성을 검토 하고 화염간 상호 작용 특성을 밝히기 위하여, 해석의 대상은 화염간의 상호작용을 명확히 관찰할 수 있는 두 개의 평행한 사각 덕트형 노즐로부터 분출되는 기체연료에 의해 형성되는 두 개의 동등한 3차원 제트 난류 확산화염을 택한다. 2-화염계는 상호작용 화염군의 기본 단위이며, 현재까지 원형제트 화염에 비하여 3차원제트 화염에 대한 연구는 많지 않은 실정이다. 연구의 방법으로는 이론적 모델링과 수치해석을 통한 모의 실험에 중점을 두고 부분적인 실험으로 타당성을 점검한다. 이는 기존의 연구들이 대부분 실험적인 것들이거나 간단한 해석적 모델을 사용한 것들이어서 상호 작용하의 화염 특성을 예측할 수 있는 수치 해석적 모델의 개발이 필요하며, 또한 기존의 연구들이 온도나 성분만을 측정함으로써 유동장에서의 운동량 전달의 상호작용 특성이 자세히 연구되지 못했으므로, 이를 위해서는 난점이 있는 속도 측정의 실험적 방법보다 수치해석적 접근법이 필요하기 때문이다. 이상과 같이 본연구는 상술한 정의를 적용해 보고 이에따라 화염간 상호작용의 특성을 파악하며 이를 예측할 수 있는 이론적 모델을 개발하는 것을 목적으로 한다.

2. 이론 해석

2.1 이론적 모델의 구성

Fig. 1은 해석을 위하여 설정한 모델의 좌표계와 노즐 배치 및 화염 형상을 도시한것으로 좌표 원점은 노즐 중심 연결선의 이등분점이다. 두 방향에서 대칭인 게이므로 전공간 1/4에서 해석한다. 노즐

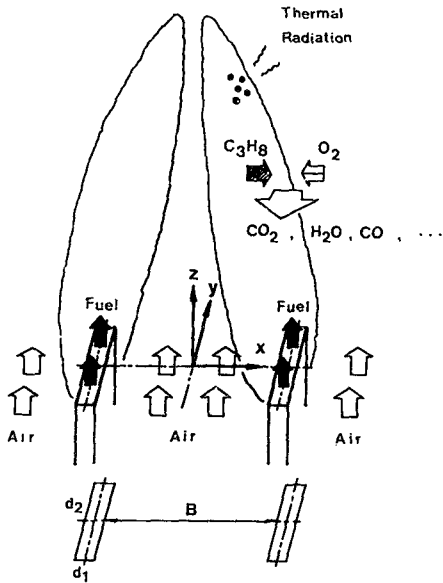


Fig. 1 Interacting dual diffusion flames with coordinate system

은 단면 가로세로비(aspect ratio)가 d_1/d_2 인 사각 덕트형으로 두 개의 노즐이 B 만큼의 거리를 두고 평행하고, 노즐들로 부터는 기체연료인 프로판(propane)이 대기 중으로 분출된다. 두 노즐의 주위로는 일정 속도로 공기가 유동하며, 유동장은 막

힘이나 재순환이 없는 포물선형(parabolic) 유동장이고, 연료와 산소는 미리 섞이지 않은 상태에서 서로 접촉 반응하여 난류 확산화염을 형성한다.

해석의 편의를 위한 가정들로는 기체는 모두 이상기체(ideal gas)이며 Soret 및 Dufour효과 등은 무시하며, 2종간 확산계수(binary diffusion coefficient)는 모두 동일하고 Fick의 법칙이 성립하고 Lewis수는 1로 한다.

지배 방정식들의 유도과정에서 Favre평균⁽¹⁴⁾을 취하여 평균 방정식을 구하며, 난류 모델로는 $k-\epsilon$ 모델⁽¹⁵⁾을 적용하고 연소모델은 지역평형모델(local equilibrium model)⁽¹⁶⁾을 적용한다. 또한 화학 평형 계산은 CEC71 code⁽¹⁷⁾를 사용하고 확률밀도 함수(probability density function)는 β -함수 형태⁽¹⁸⁾로 가정하며 복사 열손실은 Markstein등의 제안^(19,20)에 따라 발열량의 20%로 적용한다.

이상의 과정을 통하여 Fig. 1에 도시된 난류 확산화염모델에 대하여 유도된 지배방정식들은 다음의 식 (1)과 같은 일반적인 3차원 전달방정식 형태로 표현되며, 각 방정식에 대한 항들은 Table 1과 같이 정리된다.

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x}(\bar{\rho}\bar{u}\phi) + \frac{\partial}{\partial y}(\bar{\rho}\bar{v}\phi) + \frac{\partial}{\partial z}(\bar{\rho}\bar{w}\phi) \\ & - \frac{\partial}{\partial x}(\Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x}) - \frac{\partial}{\partial y}(\Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial y}) = S_\phi \end{aligned} \quad (1)$$

Table 1 Governing equations for the system

| Eqs. | ϕ | Γ_ϕ | S_ϕ |
|---------------------------|-----------------|---------------------------------------|---|
| Continuity | 1 | 0 | 0 (2) |
| Momentum | \bar{u} | $\mu_t + \mu$ | $-\frac{\partial \bar{P}}{\partial x}$ (3) |
| | \bar{v} | $\mu_t + \mu$ | $-\frac{\partial \bar{P}}{\partial y}$ (4) |
| | \bar{w} | $\mu_t + \mu$ | $-\frac{\partial \bar{P}}{\partial z} - \bar{\rho}g$ (5) |
| k | k | $\frac{\mu_t}{\sigma_k} + \mu$ | $\mu_t \left[\left(\frac{\partial \bar{w}}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{w}}{\partial y} \right)^2 \right] - \bar{\rho}\epsilon$ (6) |
| ϵ | ϵ | $\frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} + \mu$ | $C_1 \frac{\epsilon}{k} \mu_t \left[\left(\frac{\partial \bar{w}}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{w}}{\partial y} \right)^2 \right] - C_2 \bar{\rho} \frac{\epsilon^2}{k}$ (7) |
| Mixture fraction | \tilde{f} | $\frac{\mu_t}{\sigma_f} + \rho D$ | 0 (8) |
| Mixture fraction variance | \tilde{f}''^2 | $\frac{\mu_t}{\sigma_f} + \rho D$ | $2 \frac{\mu_t}{\sigma_f} \left[\left(\frac{\partial \tilde{f}}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \tilde{f}}{\partial y} \right)^2 \right] - C_D \bar{\rho} \frac{\epsilon}{k} \tilde{f}''^2$ (9) |

유동장에서의 온도 및 각 성분의 조성은 다음과 같이 정의된 혼합분률 $f(\tilde{f} + f'')$ 과 schvab-Zeldovich 변수의 관계식 들을 사용하여 구한다.

$$f = \frac{h - h_{0,0}}{h_{F,0} - h_{0,0}} = \frac{\beta - \beta_{0,0}}{\beta_{F,0} - \beta_{0,0}} \quad (10)$$

$$\beta = \alpha_0 - \alpha_F \quad (11)$$

이때 h , α_0 및 α_F 는 각각 엔탈피, 산소 및 연료 성분에 대한 Schvab-Zeldovich 변수를 나타낸다. 압력과 혼합분율을 구하면 이를 이용하여 화학적 평형상태하의 조성, 온도 및 밀도를 구한다. 계산은 자유에너지 최소화기법 (free energy minimization)을 이용한 CEC 71 코드⁽¹⁷⁾를 사용하여 조성을 구하며, 온도는 각 성분에 대한 온도-엔탈피의 관계로부터 구한다.

또한 보조 방정식들은 다음과 같다

$$p = \rho R^0 T \sum_i \frac{Y_i}{W_i},$$

$$i = O_2, N_2, CO_2, CO, H_2O, C_3H_8 \quad (12)$$

$$\bar{p}(f) = \frac{f^{a-1}(1-f)^{b-1}}{\int_0^1 f^{a-1}(1-f)^{b-1} df} \quad (13)$$

$$a = f \left[\frac{f(1-f)}{f'^2} - 1 \right], \quad b = \frac{(1-f)}{2} a$$

$$\mu_i = C_\mu \bar{\rho} \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (14)$$

이상에서 난류 상수들은 $C_\mu = 0.09$, $C_1 = 1.44$, $C_2 = 1.92$, $C_D = 2.0$, $\sigma_k = 1.0$, $\sigma_\varepsilon = 1.30$ 과 $\sigma_f = 0.7$ 등의 값을 사용한다.

경계조건들중 노즐 출구조건은 완전 확립된 사각 덕트유동을 k - ε 모델을 이용, 해석한 결과를 사용하고 노즐주위의 2차 공기 유동은 연료분사 평균속도의 10%로 균일하게 취한다. 경계조건들을 정리하면 다음과 같다.

(1) $z = 0$;

(i) 노즐 출구

$$\tilde{w} = \tilde{w}(x, y, 0)$$

$$k = k(x, y, 0)$$

$$\varepsilon = \varepsilon(x, y, 0)$$

$$\tilde{f} = 1.0$$

이외의 변수들 : $\phi = 0$

(ii) 노즐 주위

$$\tilde{w} = 0.1 \tilde{w}_m$$

이외의 변수들 : $\phi = 0$

(2) $x = 0$;

$$\tilde{u} = 0$$

이외의 변수들 : $\partial\phi/\partial x = 0$

(3) $x \rightarrow \infty$;

$$\tilde{w} = 0.1 \tilde{w}_m$$

$$\partial\tilde{u}/\partial x = 0$$

이외의 변수들 : $\phi = 0$

(4) $y = 0$;

$$\tilde{v} = 0$$

이외의 변수들 : $\partial\phi/\partial y = 0$

(5) $y \rightarrow \infty$;

$$\tilde{w} = 0.1 \tilde{w}_m$$

$$\partial\tilde{v}/\partial y = 0$$

이외의 변수들 : $\phi = 0$

2.2 수치 해석

식 (1)과 Table 1의 지배 방정식들은 주로 Patankar⁽²¹⁾의 방법에 따라 적분하여 차분식을 유도 하며, 압력의 해석에는 SIMPLE 알고리즘⁽²²⁾ 및 주유동 방향의 압력 구배를 분리하여 처리하는 Patankar와 Spalding⁽²²⁾의 방법을 적용한다.

수렴의 가속화 및 안정화를 위하여, Power-Law 제안⁽²¹⁾을 사용하며 계산 방법으로는 TDMA를 사용, double sweeping으로 한 x - y 평면씩 수렴 시키면서 주유동 방향으로 진행(marching) 하며 계산한다. 개략적인 계산순서는 다음과 같다. 먼저 속도 성분들을 계산하고 압력 수정을 계산하며 다음은 k , ε 혼합분률, 혼합분률분산 등을 계산하여 확률밀도함수를 계산한 뒤 스칼라 량들을 계산한다. 다시 처음으로 돌아가 전과정을 수렴시까지 반복하고 수렴후는 하류로 진행, 화염 끝에 도달할 때까지 계산한다.

3. 실험

실험은 가시 화염의 사진 촬영, LDV를 사용한 유속 측정 및 열전대를 사용한 온도 측정등을 수행한다. 측정은 430mm×430mm의 단면을 가진 높이 3m의 수직 사각 덕트 형태의 연소실에서 행하며 연료는 연료탱크로부터 공기는 송풍기로부터 유량계 및 입자 부상장치를 거쳐 연소실 내로 따로 따로 공급 된다. 연료 노즐은 이송 장치에 의하여 노즐 간격이 조절 되며, 속도 측정시에는 연료에 산화알루미늄(Al_2O_3) 분말을 부상시킨다. LDV는 출력 35mW 이중 빔 모드의 He-Ne 레이저로서 후방산란법으로 측정 한다. 또한 온도 측정시 열전대는 R-type(Pt-Pt 13% Rh, ϕ 0.3mm)을 사용 하고,

측정 장치로부터의 출력은 A/D 변환기를 거쳐 마이크로 컴퓨터 속에 저장된다.

4. 결과 및 고찰

4.1 상호 작용의 판단

화염의 상호 작용 특성을 규명하기 위하여 노즐간의 간격(B), 노즐출구 레이놀즈수(Re), 노즐단면 가로세로비(AR)를 중요변수들로 계산을 수행하였다. 즉, 연료분출시의 레이놀즈수는 4000에서 10000까지 무차원 노즐간격 B/d 는 0에서 60까지 가로세로비는 1:3에서 1:7까지 변화시키면서 수치적 모의 실험을 수행하였다. 서술상 편의를 위하여 z 축을 '중심축', x 축 방향을 '축방향'이라 호칭한다.

화염간 상호 작용의 유무는 중심축상 변수값의 변화를 점검하여 판단한다. 어떤 변수, 가령 중심축상의 축방향 유속이 최초의 대기유속보다 큰 값을 갖는 변화를 시작하는 점은 중심축상의 유동이 자유 유동상태로부터 경계층 유동상태로 돌입한 경계점이 된다. 따라서 이 점을 기점으로 하여 두 화염이 형성하는 경계층이 중심축상에서 서로 겹쳐진 것이다. 제트유동에 있어서 경계층의 의미를 자유 유동속에서 한 제트가 영향을 미칠 수 있는 한계영역이라고 볼 때 두 제트화염의 유동장은 맞닿은 경계층을 통하여 서로가 영향을 미치고 있는 것이다. 그러므로 이것은 두 화염의 운동량 전달기구가 서로 영향을 미치고 있는 것을 의미하며, 앞에서 정의한 화염간 상호 작용의 의미로부터 이 두 화염의 유동장은 운동량 전달에서 상호작용하에 있다고 할 수 있다. 이와 같은 개념은 다른 변수들 즉, 온도나 기체 성분의 농도에도 동일하게 적용될 수 있다.

본 연구에서는 전달기구의 상호 작용을 검색하기 위한 중요 변수들로 운동량 전달에 대해서는 축방향 속도(w), 열전달에 대해서는 기체온도(T), 질량 전달에 대해서는 산소 질량분률(Y_{O_2})을 채택하였다.

4.2 화염의 구조

Fig. 2의 (a), (b), (c)와 (d)는 $Re=4000$, $B/d=20$, $AR=1:5$ 인 화염에서 $z/d=200$ 인 $x-y$ 평면상의 평균축방향속도, 난류운동에너지, 기체의 평균온도, 산소의 평균질량분률들에 대해 그 분포 상태를 도시한 것으로서, 축방향속도와 기체온도는

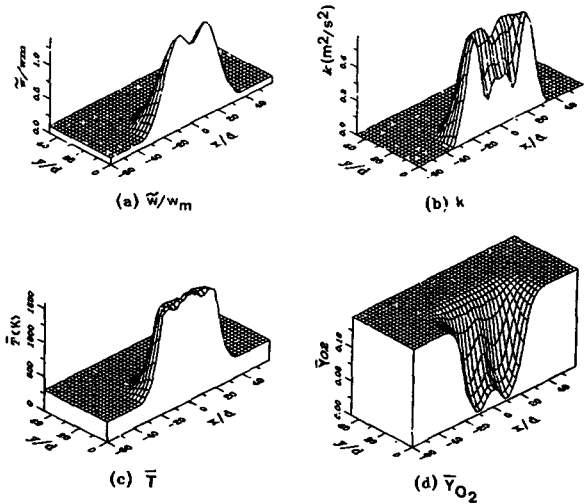


Fig. 2 Structure of dual turbulent diffusion flames ($Re=4000$, $B/d=20$, $AR=1:5$, $z/d=200$)

화염간의 중심축 부근에서 크게 증가하고 산소량은 크게 감소함을 보여주며, 이로써 화염들이 현재 상호 작용하에 있음을 알 수 있다. 또한 상호 작용에 의하여 중심축 부근, 즉, 화염 사이 공간으로의 전달 현상이 활발해져서 축방향속도 및 온도는 증가하며 산소의 농도는 감소함을 알 수 있다. 난류운동에너지는 축방향 속도의 구배가 큰 부분에서 최대값을 갖는 분포 상태를 보이는데 중심축 부근에서는 그 값이 현저히 감소한다. 이는 중심축 부근의 축방향속도 증가에 따라 속도 구배가 감소하여 난류운동에너지가 감소하는 것으로 화염 사이의 공간에서는 난류 운동이 억제되는 경향이 있음으로 해석된다.

Fig. 3은 Fig. 2와 동일한 화염에 대한 $y=0$ 인 중

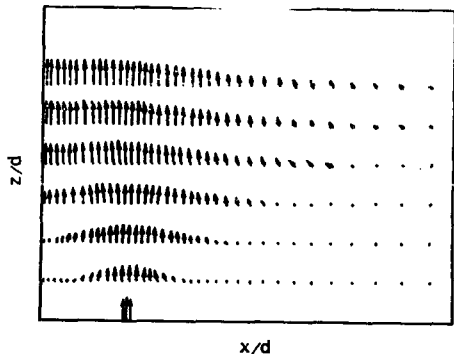


Fig. 3 Velocity vector diagram in $x-z$ plane at $y=0.0$ ($Re=4000$, $B/d=20$, $AR=1:5$)

심단면 ($x-z$ plane at $y=0$)에서의 유동 상태를 속도벡터선도로 도시한것으로서, 주위의 유동이 화염을 향하여 유입되고 있음을 보여주고, 상류에서는 화염의 양측면으로 유입이 일어나지만 하류로 가면서 외부로부터 중심축을 향하는 유입만 남게 됨을 알수 있다. 중심축상의 속도는 증가율이 커서 하류로 가면 동일 $x-y$ 평면상의 최고 속도로 됨을 보여준다. 이는 상류에서는 두개의 독립된 제트와 같던 화염의 유동장이 하류에서 서로 합쳐져 단일 제트와 유사한 형태를 보이는 것으로 해석된다.

4.3 상호 작용과 노즐 간격, 분출유량 및 단면 가로/세로비의 관계

Fig. 4는 $Re=6000$, $AR=1:5$ 인 화염에서 중심

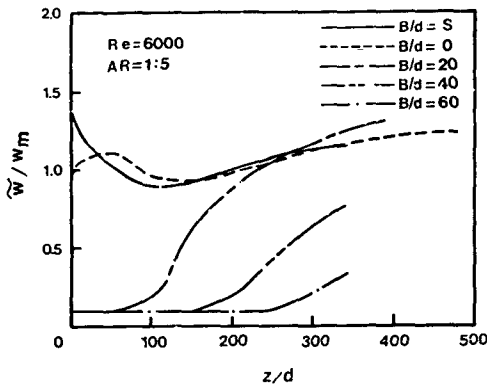


Fig. 4 Variations of mean axial velocity along centerline for various nozzle spacings ($Re=6000$, $AR=1:5$)

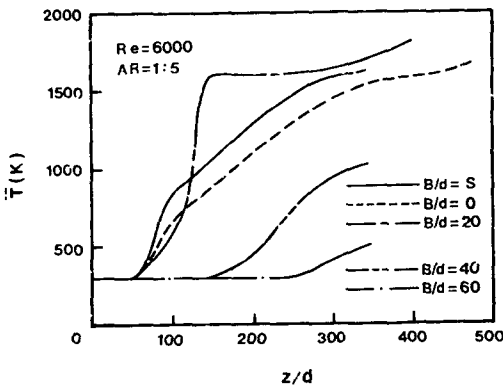


Fig. 5 Variations of mean temperature along centerline for various nozzle spacings ($Re=6000$, $AR=1:5$)

축상의 평균 축방향 속도분포를 각 노즐간격에 따라 비교 도시한 것이다. 단일 화염 ($B/d=S$: Single)과 완전밀착 ($B/d=0$)인 경우를 제외하면 중심축상 속도는 노즐간격이 작을수록 빨리 증가하기 시작하고 그 증가율 또한 크다. 따라서 노즐간격이 작을수록 운동량전달의 상호 작용이 크며 일찍 시작함을 알 수 있다. 단일 화염의 경우 상류에서 제트 폭 증가에 따른 속도 감소가 나타나고 하류로 가면서 가열에 의한 기체팽창으로 인한 가속 효과로 다시 속도가 증가하는 것을 알 수 있다. 완전 밀착된 경우 합류에 따른 급격한 속도 증가, 제트 폭 증가에 따른 감속, 가열에 따른 가속이 차례로 나타남을 볼 수 있다.

Fig. 5는 Fig. 4와 동일한 경우 중심축상의 평균 온도분포를 비교 도시한 것으로 노즐 간격이 작을수록 대기 온도로부터 온도 증가가 시작되는 점이 빨리 나타나고 그 증가율도 크므로 열전달의 상호 작용이 큰 것을 알 수 있다.

Fig. 6은 동일한 경우 중심축상의 평균 산소질량

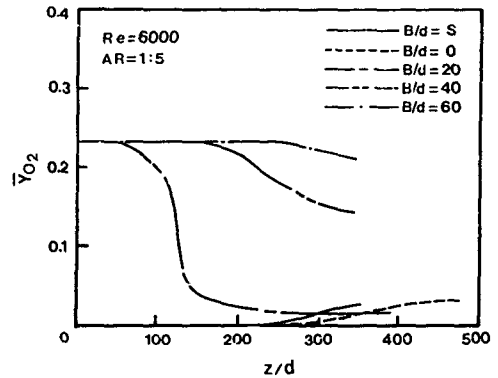


Fig. 6 Variations of \bar{Y}_{O_2} along centerline for various nozzle spacings ($Re=6000$, $AR=1:5$)

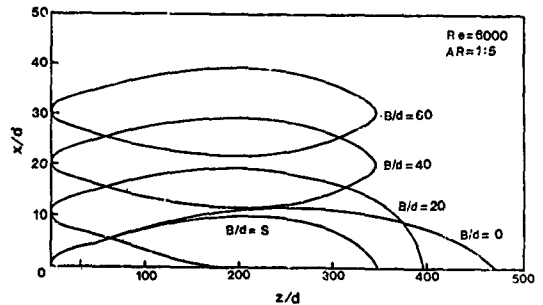


Fig. 7 Flame shapes for various nozzle spacings in $x-z$ plane at $y=0.0$ ($Re=6000$, $AR=1:5$)

분율분포를 비교 도시한 것으로 역시 노즐 간격이 작을수록 산소 값의 감소가 빠르고 감소율이 크므로 질량전달의 상호 작용이 큰 것을 알 수 있다. 단일 화염이나 완전 밀착의 경우에 하류에서 산소가 약간 나타나는데 이는 미혼합(unmixedness) 현상에 따른 것으로 판단 된다.

Fig. 7은 앞과의 동일한 경우의 $y=0$ 인 중심단면상에 나타나는 화염의 평균적 형태를 각각의 노즐 간격에 따라 도시 비교한 것이다. 큰 노즐간격에서 화염의 길이나 형태는 단일화염과 거의 유사 하나, 노즐간격이 작아지면 ($B/d=20$) 상류에서는 독립적이던 화염이 하류로 가면서 중심축 쪽으로 기울어 서로 합쳐지면서 길이가 신장 되는 것을 보여준다. 즉 노즐간격이 작아져서 상호 작용이 커질수록 두 화염은 중심축 쪽으로 기울어져 합쳐지는 경향을 나타내며 화염 길이는 길어진다는 것을 알 수 있다.

Fig. 8은 앞과 동일한 경우 노즐 간격 변화에 따른 중심축상 상호 작용 시작점의 개략적 위치를 도시한 것으로 축방향 속도, 온도, 산소에 대한 곡선들이 나타나 있다. 곡선상의 각점은 해당 노즐 간격에서 중심축상의 변수값이 단일 화염에서 동등한 거리 만큼 떨어진 점의 변수값과 비교할 때 10%만큼의 변화량을 보이는 점의 위치를 나타낸다. 각 곡선으로 분할된 상부는 상호 작용이 존재하는 영역이 되므로 이 영역의 크기가 각 전달 기구상의 상호 작용의 크기를 판단하는 척도가 될 수 있다. 그러므로 전달 기구상의 상호 작용은 운동량전달기구에서 가장 크고 다음 열전달기구, 질량전달기구 순임을 알 수 있다.

이상의 논의로부터 전달기구상의 상호작용은 모두 동일한 것이 아니라 차등적인 것이며 따라서 전달기구상의 변화에 관점을 둔 화염간 상호 작용에 대한 미시적 정의는 이러한 것들을 밝힘에 있어 유용하고 적용에 있어서도 적절하다고 판단된다.

Fig. 9는 $B/d=40$, $AR=1:5$ 인 화염의 중심축상 평균 축방향속도 분포를 각 레이놀즈수에 따라 도시 비교한것이다. 레이놀즈수가 작을수록 속도의 증가가 일찍 나타나며 증가율 또한 큼으로 레이놀즈수가 작을수록 운동량 전달기구상의 상호 작용이 큰 것을 알 수 있다.

Fig. 10은 동일한 경우 중심축상의 평균 온도 분포를 비교 도시한 것이다. 레이놀즈 수가 클수록 온도 증가율이 크고 미세한 차이지만 온도 증가가

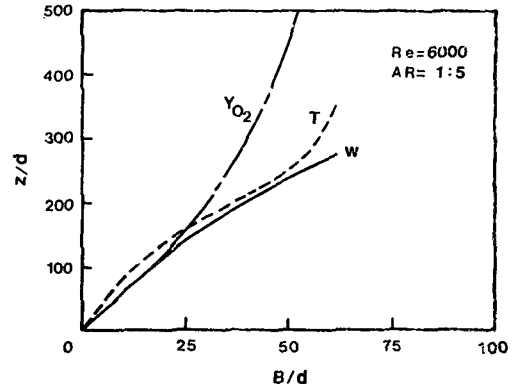


Fig. 8 Interaction ranges of mean axial velocity, mean temperature, and oxygen mass fraction for variation of nozzle spacing ($Re=6000$, $AR=1:5$)

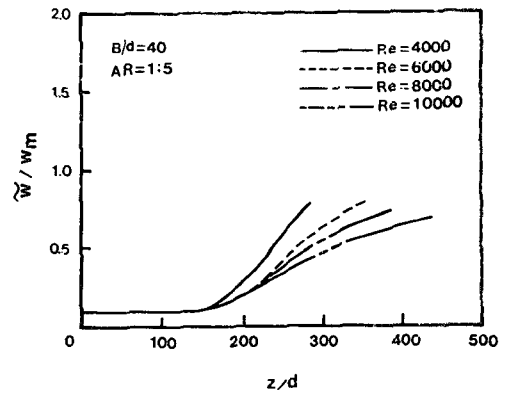


Fig. 9 Variations of mean axial velocity along centerline for various Reynolds numbers ($B/d=40$, $AR=1:5$)

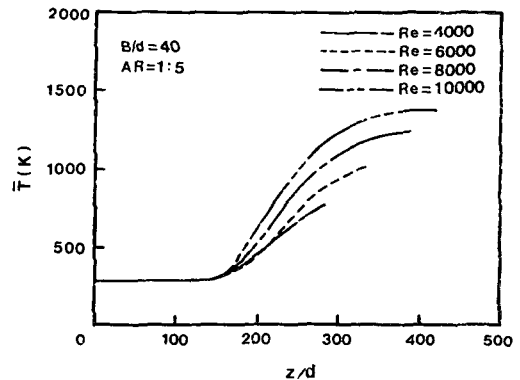


Fig. 10 Variations of mean temperature along centerline for various Reynolds numbers ($B/d=40$, $AR=1:5$)

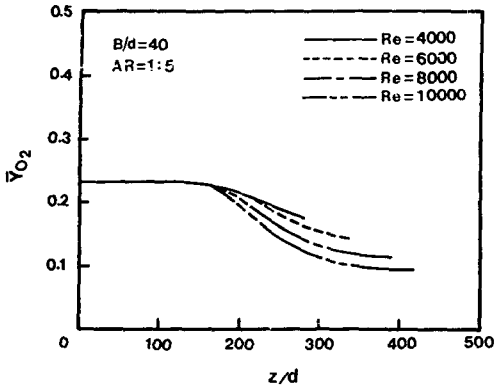


Fig. 11 Variations of \bar{Y}_{O_2} along centerline for various Reynolds numbers ($B/d=40$, $AR=1:5$)

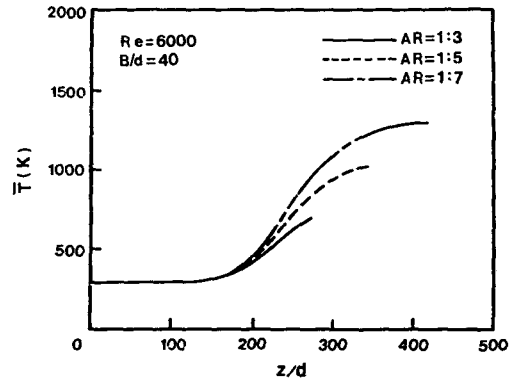


Fig. 14 Variations of mean temperature along centerline for various aspect ratios ($Re=6000$, $B/d=40$)

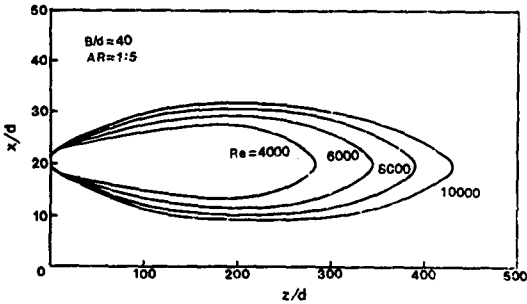


Fig. 12 flame shapes for various Reynolds numbers in $x-z$ plane at $y=0.0$ ($B/d=40$, $AR=1:5$)

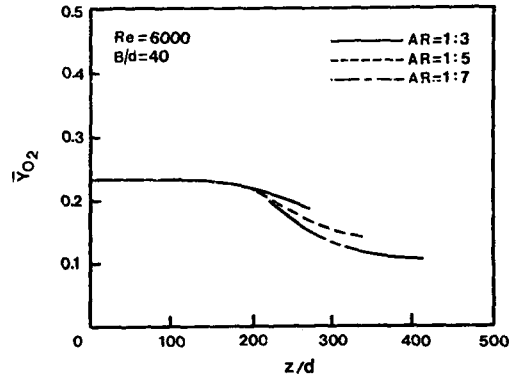


Fig. 15 Variations of \bar{Y}_{O_2} along centerline for various aspect ratios ($Re=6000$, $B/d=40$)

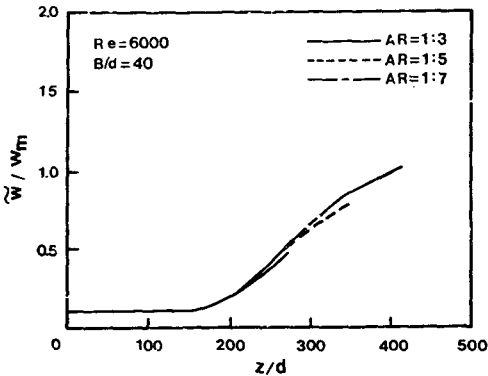


Fig. 13 variations of mean axial velocity along centerline for various aspect ratios ($Re=6000$, $B/d=40$)

클수록 산소 감소율이 크고 미세한 차이이나 산소의 감소가 빠르다. 따라서 레이놀즈수가 클수록 질량전달기구의 상호 작용이 큰 것을 알 수 있다.

Fig. 12는 동일한 경우 $y=0$ 인 중심단면 상에 나타나는 화염의 평균적 형태를 각 레이놀즈수에 따라 도시 비교한 것이다. 레이놀즈수가 커질수록 화염의 폭과 길이가 증가함을 알 수 있다.

Fig. 13에서 Fig. 15는 $Re=6000$, $B/d=40$ 인 화염의 중심축상 평균 축방향속도 분포, 온도 분포, 산소질량분율 분포를 각 노즐단면 가로세로비에 따라 도시 비교한 것들이다. 세 경우에 있어서 가로세로비가 클수록 속도 증가율, 온도 증가율, 산소 감소율 모두 커지며 변화의 시작점 또한 미세한 차이지만 빨라지는 경향을 보인다. 이로써 노즐단면 가로세로비가 커질수록 상호 작용이 커짐을 알 수

빠르다. 이로부터 레이놀즈수가 클수록 열전달 기구의 상호 작용이 큰 것을 알 수 있다.

Fig. 11은 동일한 경우 중심축상 평균 산소질량분율 분포를 비교 도시한 것이다. 레이놀즈 수가

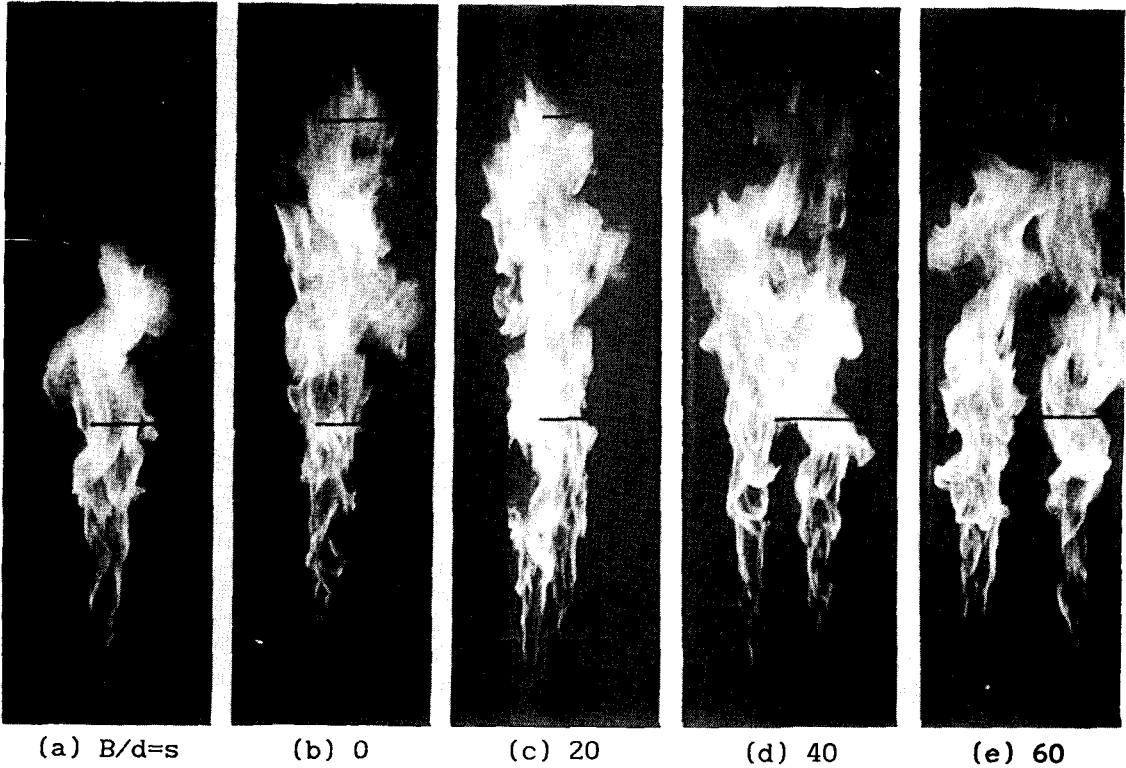


Fig. 16 Direct photos of turbulent flames for various nozzle spacings at $Re=6000$ and $AR=1:5$

있으며, 단면 가로-세로비가 연료 분출속도나 노즐 간격에 비하여 상호작용에 미치는 영향이 적음을 알 수 있다.

4.4 이론과 실험 결과의 비교

Fig. 16은 $Re=6000$, $AR=1:5$ 인 경우 노즐간격 변화에 따른 화염 사진들이다. 노즐간격이 증가하면 화염의 길이는 감소하며 두 화염이 합쳐지기 시작하는 지점은 점점 하류쪽에서 나타남을 확인할 수 있다. 사진에서 한 눈금은 50cm로 Fig. 6에서 예측된 화염과 형태와 길이 및 폭 등이 대체로 잘 일치한다.

Fig. 17은 $Re=4000$, $B/d=0$, $AR=1:5$ 인 화염에 대한 중심축상 평균 축방향속도 분포를 예측치와 실험치에 대해 비교 도시한 것이다. 두 결과는 비교적 근접된 경향을 보여주고 있으나 예측에 있어서 속도가 과소 평가되는 경향이 있음을 알 수 있다.

Fig. 18은 $Re=4000$, $B/d=20$, $AR=1:5$ 인 화염의 $y=0$ 인 중심단면상의 온도분포를 축방향 위

치에 따라 예측치와 실험치에 대해 비교 도시한 것이다. 온도증감 등의 정성적 경향 등은 잘 일치하나 예측된 화염은 최고 온도가 실험치보다 높은 반면 가열의 범위가 좁은 것을 보여준다. 이는 실제 화염에서 난류 강도가 예측된 것보다 커서 화염 주

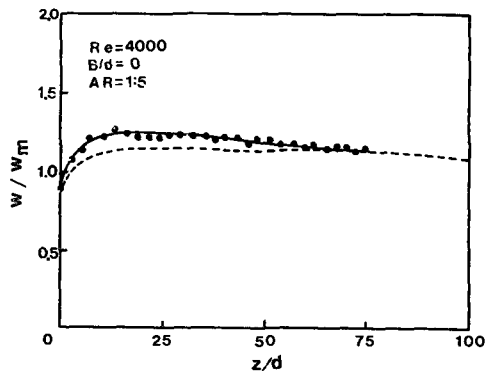


Fig. 17 Distributions of mean axial velocity along centerline($Re=4000$, $B/d=0.0$, $AR=1:5$)
..... : calculation, \blacklozenge : experiment

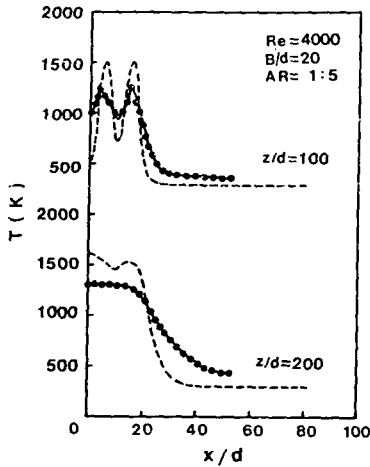


Fig. 18 Distributions of mean temperature for various axial locations in $x-z$ plane at $y=0.0$ ($Re = 4000$, $B/d=20$, $AR=1:5$), : calculation, ● : experiment

변으로의 열전달이 촉진되어 화염 내부 온도는 낮아 지지만 보다 넓은 영역에 걸쳐 주위 온도를 상승 시키는 것으로 해석 된다. 따라서 중심축상의 온도 역시 예측된 것보다 높고 이에 상응하는 부력 증가에 따른 가속으로 인하여 Fig. 15와 같이 실측 속도가 예측 속도보다 크게 나타나는 것으로 해석 된다.

이상에서 나타난 예측과 실측의 차이는 주로 너무 단순화된 복사 열전달 계산 및 난류 모델의 불완전성에서 기인하는 것으로 생각되며 이런 점에서 개선이 요망된다.

5. 결 론

화염간 상호작용들을 새로 정의하고, 이에 의하여 난류 확산화염간의 상호작용을 수치적 해석의 결과에 중점을 두어 검토하였으며, 아울러 정의의 적절성도 점검하여 본 연구에서 제시한 상호작용의 정의가 적절함을 입증하였으며, 이 밖의 분석결과들에 대한 결론은 다음과 같다.

- (1) 화염간 상호 작용은 운동량 전달기구상에서 가장 크고 다음 열전달, 질량전달 순이다.
- (2) 레이놀즈수가 클수록 운동량 전달의 상호작용은 감소하나 열 및 질량전달의 상호 작용은 증가하며 화염의 폭도 커진다.
- (3) 노즐간격이 작고 노즐단면 가로세로비가 클

수록 상호작용은 증가한다.

(4) 화염간 상호작용은 화염 사이로부터의 공기 유입을 억제하며 화염들이 서로를 끌어당겨 기울게 하고 합류하게 한다. 또한 화염의 길이를 길게 한다. 이때 화염 사이의 공간에서는 속도 및 온도의 증가와 산소의 감소가 빠르게 일어나며 이 영역의 난류 운동은 억제되는 경향이 있다.

후 기

본 연구는 한국과학기술재단의 1987년도 기초연구비 지원에 의하여 수행되었으며, 이에 대하여 감사의 뜻을 표합니다.

참 고 문 헌

- (1) Miller, D. R., Comings, E. W., 1957, "Static Pressure Distribution in the Free Turbulent Jet", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 3, pp.1~16.
- (2) Tanaka, E., 1974, "The Interference of Two-Dimensional Parallel Jets (2nd Report, Experiments on the Combined Flow of Dual Jet)", *Bulletin of the JSME*, Vol. 17, No. 109, pp.920~927.
- (3) Masters, G.F., 1977, "Interaction of Two Plane Parallel Jets", *AIAA Journal*, Vol. 15, No. 12, pp. 1756~1762.
- (4) Elbanna, H., Sabbagh, J.A., Rashed, M. I. I., 1985, "Interception of Two Equal Turbulent Jets", *AIAA*, Vol.23, No.7, pp.985~986.
- (5) Becker, H.A., Booth, B.D., 1975, "Mixing in the Interaction Zone of Two Free Jets", *AlChE J.*, Vol. 21, pp.949~958.
- (6) 岡本哲史, 八木田 幹, 渡邊 晃, 川村高星, 1984, "二つの平行圓形 亂流噴流の相互作用", *日本機械學會 論文集(B編)*, 篇50卷, 篇456號.
- (7) Pera, I., Gebhart, B., 1975, "Laminar Plume Interactions, *Journal of Fluid Mechanics*", Vol. 68, Part 2, pp. 259~271.
- (8) Putnam, A.A., Speich, C.F., 1963, "A Model Study of the Interaction of Multiple Turbulent Diffusion Flames", 9th Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, pp. 867~877.
- (9) Thomas, P.H., Baldwin, R., Heselden, J.M., 1965, "Buoyant Diffusion Flames : Some Measurements of Air Entrainment", Heat Transfer, and Flame Merging, 10th Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, pp. 983~996.

- (10) Zietz, U., Lubben, M., Baumgartel, G., Fetting, F., 1972, "Flow Phenomena, Mixing and Stability of Enclosed Multijet Turbulent Diffusion Flames", *Combustion Science and Technology*, Vol.5, pp. 7~15.
- (11) Chigier, N.A., Apak, G., 1975, "Interaction of Multiple Turbulent Diffusion Flames", *Combustion Science and Technology*, Vol. 10, pp.219~231.
- (12) Roper, F.G., 1979, "Laminar Diffusion Flame Sizes for Interacting Burners", *Combustion and Flame*, Vol.34, pp.19~27.
- (13) 이종철, 1986, "2개의 원형 노즐에서 분출되는 층류 확산 화염의 상호 작용에 대한 연구", 석사 학위 논문, 고려대학교.
- (14) Favre, A., 1969, Statistical Equations of Turbulent Gases in "Problems of Hydrodynamics and Continuum Mechanics", pp.231~266.
- (15) Launder, B.E., Spalding, D.B., 1974, "The Numerical Computation of Turbulent Flows", *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*. Vol.3, pp.269~289.
- (16) Bilger, R.W., 1976, "Turbulent Jet Diffusion Flames", *Progress in Energy and Combustion Science*, Vol.1, pp.87~110.
- (17) Gordon, S. and McBride, B.J., 1971, "Computer Program for Calculation of Complex Chemical Equilibrium Compositions, Rocket Performance", Incident and Reflected Shocks, and ChapmanJouguet Detonations, NASA, SP-273.
- (18) Richardson, J.M., Howard, H.C.Jr. and Robert, W.S. Jr., 1953, "The Relation between Sampling-Tube Measurements and Concentration Fluctuations in a Turbulent Gas Jets", 4th Symposium on Combustion, The Williams & Wilkins Company, Baltimore, pp. 814~830.
- (19) Markstein, G.H., 1976a, "Radiative Energy Transfer from Turbulent Diffusion Flames", *Combustion and Flames*, Vol. 27, pp.51~63.
- (20) Markstein, G.H., 1976 b, "Scaling of Radiative Characteristics of Turbulent Diffusion Flames", 16th Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, pp. 1407~1419.
- (21) Patankar, S.V., 1980, "Numerical Heat Transfer and Fluid Flow", McGraw-Hill Book Company
- (22) Patankar, S.V., Spalding, D.B., 1972, "A Calculation Procedure for Heat, Mass and Momentum Transfer in Three-Dimensional Parabolic Flows", *International Journal of Heat Mass Transfer*, Vol. 15, pp.1787~1806.