

<論 文>

# 재순환 영역이 있는 축대칭 난류 확산화염의 구조(II)

—비연소 유동장 수치해석—

이 병 무\* · 신 현 동\*

(1985년 9월 4일 접수)

## The Structure of Axisymmetric Turbulent Diffusion Flame(II)

—Numerical Prediction in Isothermal Field—

Byung Moo Lee and Hyun Dong Shin

**Key Words:** Turbulence(난류), Modelling(모델링), Curvature(곡률), F.D.M.(유한차분법), Mixing(혼합)

### Abstract

Turbulent mixing field with recirculating flow which is formed by injecting gaseous fuel on the main air stream is solved numerically by a finite difference method. The turbulence model for obtaining transport properties was  $k-\epsilon$  model, which was obtained from turbulent kinetic energy and its dissipation rate.

Considering the effects of streamline curvature, modified  $k-\epsilon$  model was used.

Generally, Modified  $k-\epsilon$  model makes better predictions than standard model, and from this result, it is recognized that standard model has deficiency when applied to turbulent recirculating flows, and that modified  $k-\epsilon$  model takes into account of streamline curvature effects properly.

Meanwhile, A more study will be necessary to find the reason why large differences between predicted and experimental turbulent kinetic energy exist.

### 1. 서 론

실제 연소기에서 형성되는 화염의 시간평균 구조에  
특에 관한 연구는 이때까지 상당수 있다. 대부분의 경

우 연소기내의 유동은 난류유동이며, 또한 화염안정을  
위하여 재순환 영역이 국소적으로 존재한다. 이와같은  
연소기내의 흐름과 연소과정을 엄밀히 해석 하려면 화  
학반응이 존재하는 타원형 편미분 방정식(elliptic pa-  
rtial differential equation)을 각종속변수에 관하여  
연립으로 풀지 않으면 안된다. Gosman<sup>(1)</sup>에 의하여 재  
순환류가 있는 2차원 흐름에 대한 해법이 제안된 후

\* 정회원, 한국과학기술원 기계공학과

난류모델로는 주로 2방정식 모델(two equation model)이 많이 쓰여 왔으며 난류 연소모델로는 Spalding<sup>(2)</sup>의 에디붕괴모델과 Richardson<sup>(3)</sup>에 의하여 처음 제안되었던 확률밀도함수(p.d.f.)를 이용하는 방법, Arrhenius형 반응속도모델의 확장인 Borghi<sup>(4)</sup>의 방법이 많이 채용되었다. 한편, 상기와 같이 제안된계산방법과 난류 모델, 그리고 연소반응모델의 타당성 입증은 역시 실험결과와 비교하여 평가되어야 한다.

본 논문에서는 재순환 영역이 존재하는 축대칭 난류 확산화염 구조예측의 전 단계로서, 이미 발표된 바 있는 필자의 실험 데이터<sup>(5)</sup>를 바탕으로 하여 등온유동에서의 난류모델을 검토한다. 유선의 곡률이 큰 유동에 2방정식 모델을 적용함은 큰 결점을 안고있다<sup>(6)</sup>. 본 연구에서는 이러한 결점을 보완한 수정-2방정식모델을 채택하여 실험결과와 비교, 검토하여 모델의 타당성을 조사하였다.

2. 수치 해석

2.1 지배 방정식

본 연구에서 고려하고자 하는 유동은 Fig. 1의 풍동에서  $Re_{(D-d)} = 4.28 \times 10^4$ 인 공기와 좁은 슬릿(slit)으로 부터 분출되는 연료의 충돌 및 bluff body에 의해

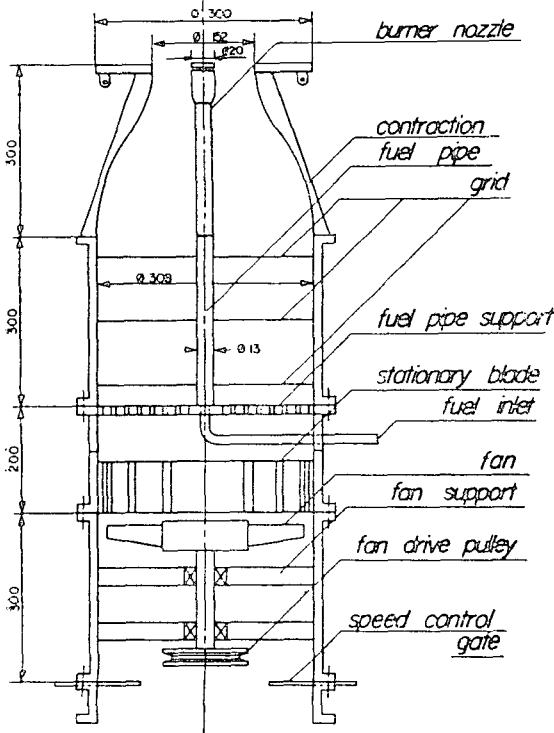


Fig. 1(a) Schematics of burner

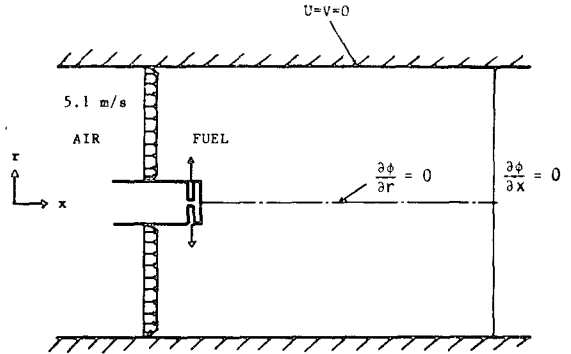


Fig. 1(b) Domain of calculation

형성되는 등온 축대칭 재순환유동(isothermal axisymmetric recirculating flow)이며, Fig. 2는 이때의 유선을 나타낸다. 이 유동장내의 운동량, 열 및 물질이동에 관한 지배 방정식은 타원형 편미분 방정식(elliptic partial differential equation)으로 원통 좌표계에서 다음과 같이 기술될 수 있다<sup>(6)</sup>.

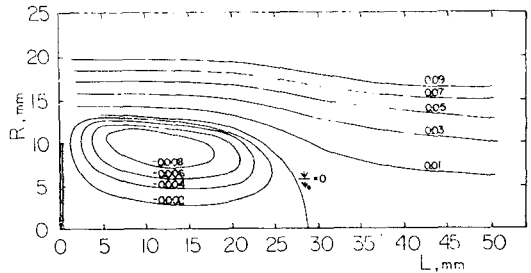


Fig. 2 Streamline(experiment)

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho U \phi) + \frac{\partial}{\partial r}(r \rho V \phi) = \frac{\partial}{\partial x}(\Gamma_{\phi} \frac{\partial \phi}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial r}(r \Gamma_{\phi} \frac{\partial \phi}{\partial r}) + S_{\phi} \quad (1)$$

$\phi$ 는 일반적 종속변수이며 시간평균 값이고  $\Gamma_{\phi}$ 는  $\phi$ 의 난류교환계수( $\Gamma_{\phi} = \frac{\mu_{eff}}{\sigma_{\phi}} \sigma_{\phi}$ 는 적절한 Prandtl, Schmidt 수)이다. 좌측항은 대류효과를 나타내며 우측 2항은 확산효과를 나타내고 마지막항  $S_{\phi}$ 는 생성 또는 소멸항이다. 각 종속변수 및 교환계수, 생성항에 관하여 Table 1에 표시하였다<sup>(7)</sup>.

공기와 연료가 혼합된 혼합기체에서의 밀도는 이상기체 상태방정식으로부터,

$$\rho = P/RT \left( \sum_i \frac{m_i}{M_i} \right) \quad (2)$$

이다.

Table 1 Dependent variables, exchange coefficients, source terms

	$\phi$	$\Gamma_\phi$	$S_\phi$
Mass	1	0	0
Axial Momentum	$U$	$\mu_{\text{eff}}$	$\frac{\partial}{\partial x}(\mu_{\text{eff}} \frac{\partial U}{\partial x}) + \frac{\partial}{r \partial r}(r \mu_{\text{eff}} \frac{\partial V}{\partial x}) - \frac{\partial P}{\partial x} + \rho g$
Radial Momentum	$V$	$\mu_{\text{eff}}$	$\frac{\partial}{\partial x}(\mu_{\text{eff}} \frac{\partial U}{\partial r}) + \frac{\partial}{r \partial r}(\mu_{\text{eff}} \cdot r \frac{\partial V}{\partial r}) - \mu_{\text{eff}} \frac{V}{r^2} - \frac{\partial P}{\partial r}$
Turbulent Kinetic Energy	$k$	$\mu_{\text{eff}}/\sigma_k$	$G_{k_1} - \rho \epsilon$
Turbulent Energy Dissipation	$\epsilon$	$\mu_{\text{eff}}/\sigma_\epsilon$	$\frac{\epsilon}{k} (C_1 G_{k_1} - C_2 \rho \epsilon)$
Mass Fraction	$m_i$	$\mu_{\text{eff}}/\sigma_i$	0(cold)

$$G_{k_1} = \mu_i \left[ 2 \left\{ \left( \frac{\partial U}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial V}{\partial r} \right)^2 + \left( \frac{V}{r} \right)^2 + \left( \frac{\partial U}{\partial r} + \frac{\partial V}{\partial x} \right)^2 \right\} \right]$$

Table 1의 상수는 Table 2와 같이 권장한다<sup>(7)</sup>.

Table 2 The Values of the constants in the  $k$ - $\epsilon$  model

$C_1$	$C_2$	$\sigma_k$	$\sigma_\epsilon$	$\sigma_{m_i}$
1.44	1.92	1.0	1.3	0.86

( $\sigma_i$ : Prandtl or Schmidt Number)

혼합기체의 층류 점성계수는<sup>(19)</sup>

$$\mu_{\text{mix}} = \frac{\sum_{i=1}^n x_i \mu_i}{\sum_{j=1}^n x_j \phi_{ij}} \quad (3)$$

$$\phi_{ij} = \frac{1}{\sqrt{8}} \left( 1 + \frac{M_i}{M_j} \right)^{-\frac{1}{2}} \left[ 1 + \left( \frac{\mu_i}{\mu_j} \right)^{\frac{1}{2}} \left( \frac{M_j}{M_i} \right)^{\frac{1}{4}} \right]^2$$

이다.

여기서,  $m_i, M_i, x_i$ 는 각각  $i$  화학종의 질량분율, 분자량, 몰분율을 나타낸다. 식(1)의 지배 방정식에 나타나는 유효점성계수( $\mu_{\text{eff}}$ )는 층류 점성계수( $\mu_i$ )와 에디점성계수( $\mu_t$ )의 합인데, 난류유동에서는 벽근처의 점성저층을 제외하고는  $\mu_t$ 가  $\mu_i$ 보다 order가 매우 크게 된다.  $\mu_t$ 는 유체고유의 물성치이나  $\mu_t$ 는 유동의 상황에 의해 결정되는 물성치이므로  $\mu_t$ 를 얻기위한 적절한 모델링이 필요하게 된다.

## 2.2 난류모델의 선정

난류모델로는 zero-equation 모델, one-equation 모델, 2방정식 모델, 그리고 Reynolds 응력 모델등이 있다. zero-equation 모델은 평균속도장에 관한 편미분

방정식만 풀고 난류에 관한 식은 없다. One-eq.에서는 속도척도에 관한 식을 추가로 풀며, 2방정식모델에서는 난류운동에너지( $k$ )와 난류에너지 소산율( $\epsilon$ )에 관한 편미분 방정식의 해로부터 속도척도, 길이척도를 구한다. 응력모델은 Reynolds 응력의 모든 성분을 모델화하는 식과 길이척도에 관한 식을 풀므로 고차모델로서 높이 평가되고 있으나 계산시간이 많이 소요되므로 비실용적이다. 이런 점에서 현실적으로 2방정식 모델이 재순환 유동의 수치계산에 널리 사용되고 있다. 표준  $k$ - $\epsilon$  모델에서 에디 점성계수는 다음과 같다<sup>(7)</sup>.

$$\mu_t = C_\mu \cdot \rho \cdot \frac{k^2}{\epsilon} \quad (4)$$

단,  $C_\mu = 0.09$ 이다.

그런데, 재순환 유동의 계산에서  $k$ - $\epsilon$  모델이 많이 사용되고 있으나 유선의 곡률이 큰 경우 적절히 예측하지 못하는 단점이 있다<sup>(6)</sup>. 유선의 곡률이 난류의 구조에 미치는 영향에 대하여 실험적, 이론적인 연구가 많이 행하여졌다. R.M.C. SO, Mellor<sup>(8)</sup>는 실험적으로, 오탁한 벽위의 경계층내에서는 Taylor-vortex의 발생으로 유동이 불안정하고, 불룩한 벽위에서는 안정됨을 보였다. Bradshaw<sup>(9)</sup>는  $R_i$ 수를 통하여 부력효과와 곡률효과가 서로 유사성이 있음을 보였다. 그리고 Prandtl은 난류혼합거리를 바꾸어 줌으로써 곡률효과를 얻고자 시도하였다. 곡률효과를 수치계산에 반영시키는 방법에는 MNA<sup>(10)</sup>, LPS<sup>(10)</sup>, Rodi<sup>(11)</sup>의 방법이 있다. MNA 방법은 표준  $k$ - $\epsilon$  모델에서 정확한 난류에너지 생성항을 수정하게 되고 LPS 방법은 반경험적으로 에너지 소산율의 생성율을 수정한다. 그러므로 본 연구에서는 이론적 설명의 명확성을 고려하여 Rodi의 방법을 채용하였다.

이 방법은 Reynolds 응력방정식에서 대수 방정식을 유

도한 후, 난류소산의 등방성 및 국소평형의 가정을 하면, 유선좌표계 ( $s, n$ )에서  $C_\mu$ 에 관한 식을 얻게된다. 자세한 유도과정은 참고문헌<sup>(11)</sup>을 참조하기 바란다. 즉

$$C_\mu = \frac{-K_1 K_2}{1 + 8K_1^2 \frac{k^2}{\varepsilon^2} \left( \frac{\partial U_s}{\partial n} + \frac{U_s}{R_c} \right) \frac{U_s}{R_c}} \quad (5)$$

단,  $K_1 = \frac{1-\beta}{\alpha}$ ,  $K_2 = \frac{2(1-\alpha-\beta)}{3\alpha}$ ,  $\alpha = 1.5$ ,

$\beta = 0.6$

식 (5)에서  $s, n$ 은 유선의 접선, 법선방향을 나타내며  $R_c$ 는 곡률반경을 나타낸다. 실제의 계산에서  $\left( \frac{\partial U_s}{\partial n} \frac{U_s}{R_c} \right) < 0$  이고 절댓값이 매우 클때는 난류의 평형상태가 의미가 없게되므로 임의의 작은값, 즉  $C_\mu = 0.025$ 로 고정하였다.

**2.3 계산과정**

상기의 미분방정식을 유한차분법 (F.D.M)에 의하여 효과적으로 풀기위하여 Spalding<sup>(12)</sup>에 의해 개발된 코드를 수정, 이용하였다. 여기서 확산항은 central differencing scheme을 적용 하였다.

제순환 유동장에서는 유체의 흐름이 격자선과 평행한 것이 아니라 격자선에 대하여 어떤 각도를 가지고 흐르므로 대류항의 처리에 어떤 Scheme을 사용하느냐가 중요하다. 이럴경우, Skew-upwind<sup>(17)</sup>, QUICK, Quadratic scheme<sup>(18)</sup>이 Upwind scheme보다 Numerical diffusion을 줄여 주는것으로 알려져 있다.

본 연구에도 Skew-upwin scheme을 적용하여 보았는데, 반경방향 속도분포가 실험치와 정반대로 예측되어 유동의 방향이 잘못 예측되어 그 실효성을 얻지 못하였다. grid가 조밀하게 되면 Upwind scheme으로도 가능하므로 이후의 계산에서는 격자수를 늘려서 Upwind scheme을 사용하였다. 격자는 여러면에서 유리한 staggered grid로 구성되어 있다<sup>(14)</sup>. 계산양식은 속도-압력장을 직접 구하는 Primitive method인데, 그 과정으로서는 우선 모든 변수에 대하여 전 유동장에 걸쳐 초기 임의값을 가정한 후, 운동량( $U, V$ )방정식을 풀고 얻어진 속도장을 이용, 나머지 변수에 관한 방정식을 푼다. 연속의 식과 운동량 방정식으로 부터 유도된 압력수정 방정식을 SIMPLE<sup>(14)</sup> 알고리즘으로 풀고 따라서 속도장을 수정한다. 이 과정을 해가 수렴될 때까지 반복한다. 수렴조건은 유동장내에서 잉여오차를 각 변수의 대표값으로 표준화 하여 이 합이  $10^{-3}$ 보다 작을때 수렴된 것으로 판단하였다.

**2.4 경계조건**

풍동 출구 단면에서의 축방향 유속( $U_0$ )은 벽근처 내부에서  $\frac{1}{7}$ 승법칙을 적용하고 그 이외의 영역에서는 5.1 m/s이다. 간격 0.8 mm의 노즐 슬릿을 통하여 주위공기류에 대하여 수직으로, 공기가 분출될 때의 분출속도는 5.63m/s,  $H_2/N_2$  혼합기체가 분출될 때는 7.44m/s이다. 입구단면에서 난류운동 에너지 분포는  $U_0^2$ 의 4%로 균일하게 하였고 소산율은,  $\varepsilon_{in} = C_\mu \cdot k_{in}^{3/2} \left[ \lambda \left( \frac{D}{2} - \frac{d}{2} \right) \right]$ 이다. 여기서  $C_\mu = 0.09$ ,  $\lambda = 0.03$ ,  $d$ 는 노즐직경,  $D$ 는 풍동직경이다.

대칭축 상에서는 대칭의 조건에서  $V=0, \frac{\partial \phi}{\partial r} = 0$ 이다. 출구위치의 선정에 있어서는, Carmody<sup>(15)</sup>의 disk 직경의 3배 이내에서 mean motion으로부터 난류운동으로의 에너지전달이 95% 이루어 진다는 점을 참고하여 출구위치의 변화에 따른 영향을 알아본 결과, 적절한 출구위치를 7d로 하였다. 출구에서는 완전화립된 유동으로 간주되므로  $\frac{\partial \phi}{\partial x} = 0$ 이다. 벽면 근처에서는 벽의 존재가 난류에 감쇄효과를 주어 분자적인 점성이 지배적이 되고 유동의 물성치가 급격히 변하는데 이러한 효과를 난류에 그대로 반영시키는 어려우나 벽의 법칙 (law of the wall)<sup>(7)</sup>으로 해결 할 수 있다. Fig. 3의 검사체적에 대하여,

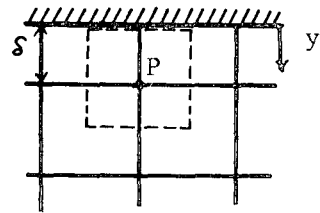


Fig. 3 Control volume near wall

$y^+ \geq 11.5$  일때  $\left( y^+ \equiv \frac{y U_\tau}{\nu}, U_\tau \equiv \left( \frac{\tau_w}{\rho} \right)^{1/2} \right)$

전단응력  $\tau_w = \frac{KC_\mu^{1/4} \rho \cdot U_p \cdot k_P^{1/2}}{\ln(E \rho \delta k_P^{1/2} C_\mu^{1/4} / \mu)}$  (6)

$y^+ < 11.5$  일때

$\tau_w = \frac{\mu U_p}{\delta}$  (7)

단,  $K=0.4, E=9.0, C_\mu=0.09$

벽면 전단응력은 운동량 방정식에서 소멸항이 되고 난류 에너지 방정식의 생성항이 된다. 벽근처에서 에너지 소산율은, 길이척도가 벽면으로부터 선형적으로

변하므로

$$\epsilon_p = C_\mu^{3/4} k_p^{3/2} / (K\delta) \quad (8)$$

이며  $k_p$ 를 알면  $\epsilon_p$ 는 식(8)로부터 구할 수 있다.

각 화학종의 농도조건으로 공기중의 산소의 질량분율은 0.232, 질소는 0.763 이고, 슬릿을 통하여 분출되는 수소의 질량분율은 0.095, 질소의 질량분율은 0.905이다.

### 3. 계산 및 실험결과의 비교, 검토

속도장의 측정에서 LDV 입자의 관내 부착, 관에 의한 비임의 굴절등으로 정확한 유속측정이 어려워 덕트를 실험에서 제외 하였으나, 관심의 대상이 노즐 선단 부 뒤에 형성되는 재순환지역이고,  $d/D=0.19$ 로서 덕트의 영향은 미소하므로 계산영역으로 덕트를 포함시켰다. 격자의 크기가 해에 미치는 영향을 알기위해 격자를  $49 \times 25$ ,  $49 \times 39$ ,  $78 \times 60$ 으로 바꾸었을때,  $49 \times 39$  이상에서 거의 격자에 무관한 해를 얻을 수 있었으므로 격자크기는  $49 \times 39$ 로 고정하였다. 격자간격은 구배가 큰 슬릿 부근 및 전단층에서 조밀하게 하여 Fig. 4의 비균일 격자를 설정하였다.

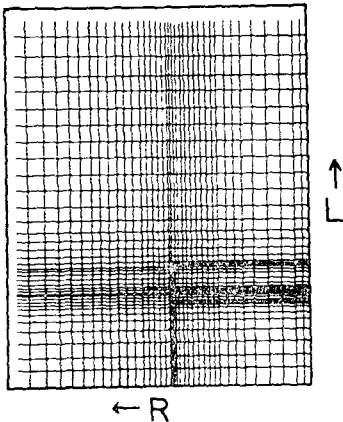


Fig. 4 Grid specification

Fig. 5는 중심축상에서의 축방향 속도분포( $U_{cl}$ )인데, 표준  $k-\epsilon$  모델(점선)과 수정  $k-\epsilon$  모델(실선)을 각각 사용하여 계산한 결과와 실험결과(0표)와의 비교를 나타낸 것이다.

재순환 영역내에서 표준  $k-\epsilon$  모델에 의한 계산결과와 실험치와의 차이가 현저하다. 한편 수정  $k-\epsilon$  모델에 의한 계산결과는 실험치를 비교적 정확히 예측할 수 있음을 알 수 있다. Fig. 6은 대표적 단면  $L=5\text{mm}$ 에서의 축방향 속도( $U$ )의 계산결과인데, 표준  $k-\epsilon$  모델보다 수정  $k-\epsilon$  모델이 실험치의 예측에 적합함을 보

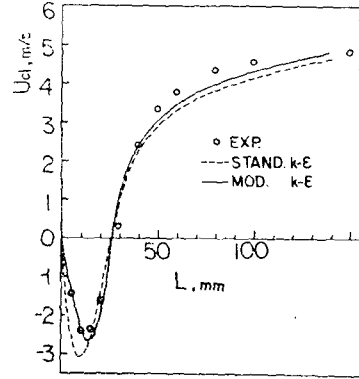


Fig. 5 Comparison of axial velocity by two models

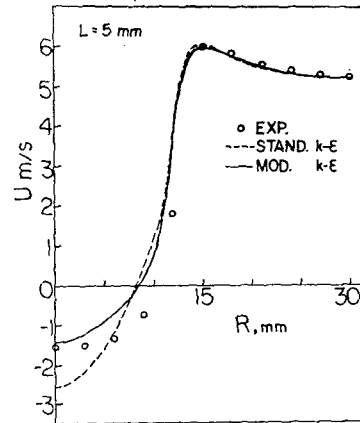


Fig. 6 Comparison of axial velocity by two models

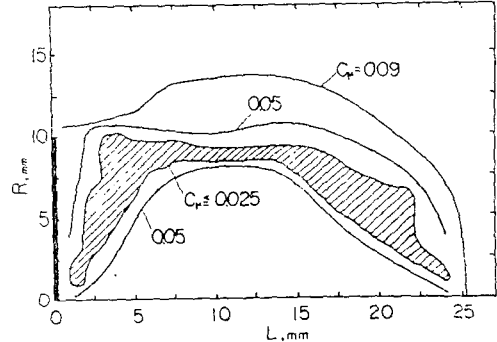


Fig. 7 Contour of  $C_\mu$  in recirculation zone

여주고 있다.  $r=10\text{mm}$ 보다 외곽, 즉 재순환이 없는 영역에서는 두 모델에 의한 결과의 차이는 크게 나타나지 않음을 알 수 있다. 그러나 재순환 영역에서는 그 차이가 두드러짐을 볼 수 있고, 수정  $k-\epsilon$  모델의 적합성을 인정할 수 있다. Fig. 7은 표준  $k-\epsilon$  모델과 수정  $k-\epsilon$  모델의 차이를 검토하기 위하여 유동의 목표효과를 고려한 경우의  $C_\mu$ 의 분포를 나타낸 것이다. 표준  $k-\epsilon$  모델에서는 길이척도는 난류운동 에너지와 난류소

산물에 의하여서만 결정되며  $C_{\mu}=0.09$ 이었다. 그러나 유동의 폭발효과를 고려한 경우의  $C_{\mu}$ 의 분포는 재순환 영역에서 비교적 작은 값을 갖는것을 알 수 있다. 특히 주위류와 재순환 영역과의 경계부분(사선친 부분)에서  $C_{\mu}$ 의 값이 극도로 작아짐을 알 수 있다. 이 부분은 중심축에서 보면 오목한 흐름을 형성하는 곳으로 난류특성이 상당히 억제되는 것으로 사료된다.

Fig. 8, 9는  $L=5, 20, 30$ , 그리고  $50\text{mm}$  단면에서의 축방향 속도( $U$ )분포로서 노즐로부터 공기,  $\text{H}_2/\text{N}_2$  혼합기체를 각각 분출하는 경우이다. 두 경우 모두 계산 결과가 실험치의 경향을 적절히 나타내는 것으로 생각되며  $L=5\text{mm}$  단면, 반경  $15\text{mm}$  부근에서 재순환영역에서 외곽으로의 유출로 인한 국부적 가속현상을 잘 예측하고 있다.

Fig. 10, 11은 노즐로부터 공기,  $\text{H}_2/\text{N}_2$  혼합기체를 각각 분출 하였을때의 반경방향 속도( $V$ )분포이다. 두 경우 모두  $L=5\text{mm}$  단면에서 양의 값을 가져 중심축

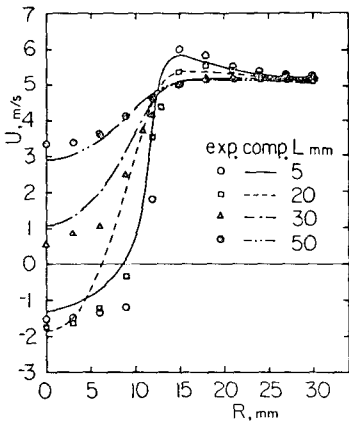


Fig. 8 Axial Velocity distribution(air-air)

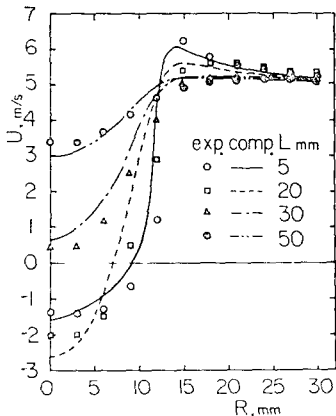


Fig. 9 Axial velocity distribution(air- $\text{H}_2/\text{N}_2$ )

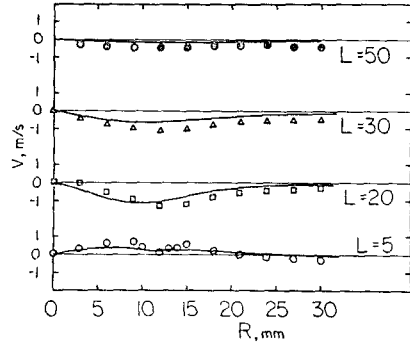


Fig. 10 Prediction of radial velocity(air-air)

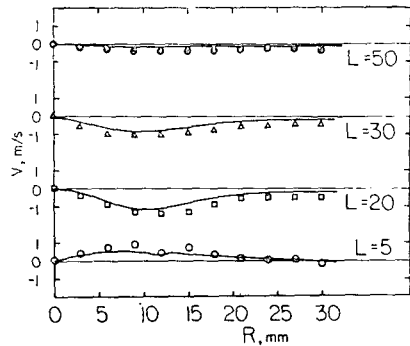


Fig. 11 Prediction of radial velocity(air- $\text{H}_2/\text{N}_2$ )

으로부터 밖으로 흘러나가다가,  $L=20\text{mm}$  단면에서 중심축을 향하고,  $L=50\text{mm}$  단면에서 중심축과 평행한 흐름이 됨을 알 수 있다.

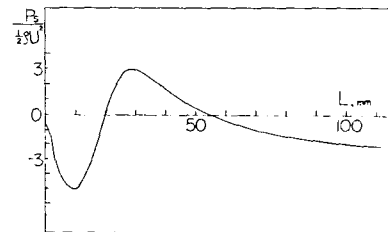


Fig. 12 Static Pressure distribution along center line(Prediction)

Fig. 12는 계산에 의한 중심축상에서의 정압분포이다.  $L=10\sim 28\text{mm}$  사이 영역은 역압력 구배 지역으로 역압력이 구동력이 되어 역류가 발생한다. 그리고 모든 유선이 정체점을 향하여 집중되므로 정체점에서 정압이 최대가 됨을 알 수 있다.

Fig. 13은 난류운동 에너지의 실험치 분포이며 Fig. 14는 계산치 분포이다.  $L=5\text{mm}$  단면에서만 비슷한 경향을 보이고 그이의 지역에서는 계산치가 실험치의 50% 정도에 머무르고 있다. 이같은 차이는 Mcguirk, Whitelaw<sup>(13)</sup>에 있어서도 지적되고 있으나, 이 점에

하여 명쾌한 설명을 얻기가 힘들며 앞으로 이 점에 관한 연구가 요망된다.

Fig. 15, 16 은 입구에서의 길이척도 변수( $\lambda$ )의 변화에 따른 유동장내의 난류운동 에너지의 변화와 유효점성계수의 변화를 나타낸다. 반경 15 mm 이내 영역은 속도구배가 큰 곳으로 난류에너지 방정식의 생성항이 여타항보다 order 가 크게되므로 에너지 분포에 큰 변화가 없으나, 그 외부영역에서는 속도구배가 완만하여 상류의 변화에 민감하게 된다. 유효점성계수도 비슷한 경향을 보인다.

Fig. 17 은 노즐에서 H<sub>2</sub>/N<sub>2</sub> 혼합기체를 분출할 경우 H<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>, O<sub>2</sub>의 농도분포에 대한 실험과 계산 결과를 비교

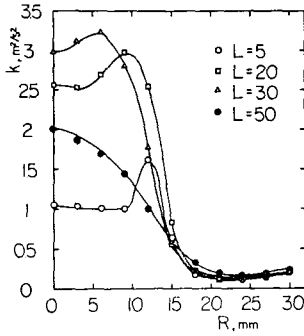


Fig. 13 Turbulent kinetic energy distribution (Experiment)

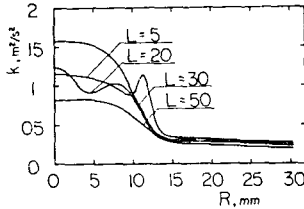


Fig. 14 Turbulent kinetic energy distribution (Prediction)

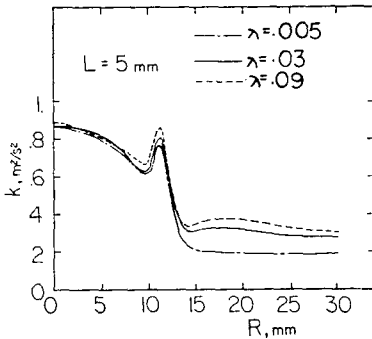


Fig. 15 Change of T.K.E. due to inlet length scale change

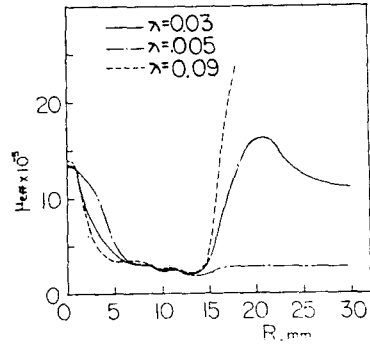


Fig. 16 Change of effective viscosity due to inlet length scale change

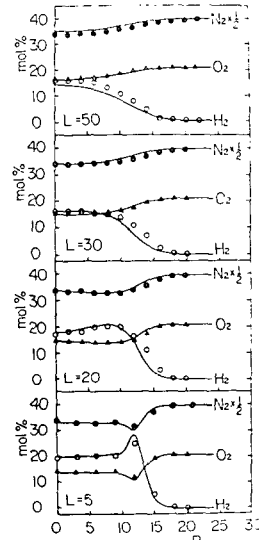


Fig. 17 Prediction of concentration distribution

한 것이다. 대부분의 수소는 반경방향의 확산보다 축방향의 대류로 인하여 반경 16 mm 이내 존재한다. 특히  $L=50$  mm 단면의 중심축 위의 H<sub>2</sub>농도가 매우 크다. 그리고  $L=5$  mm 단면에서  $r=13$  mm 부근의 H<sub>2</sub> 농도의 극부적 가속현상을 잘 예측하고 있다. 농도분포의 예측과 실험치는 비교적 양호한 일치율을 보인다. 등은 유동으로서 화학반응의 생성항은 없으므로 예측 모델이 대류, 확산을 적절히 나타냄을 알 수 있다.

#### 4. 결 론

이상의 실험과 계산의 결과로부터 다음과 같은 결론을 얻었다.

(1) 수정된  $k-\epsilon$  모델은 곡률효과를 적절히 나타내고 있으며 재순환 유동의 예측에 있어서 고차모델을 사용

하지 않는한 권장할 만한 모델이며 표준  $k-\epsilon$  모델은 단점이 있음을 알 수 있다.

(2) 입구 길이척도를 바꾸어도 해의 결과에 큰 영향을 미치지 않는다.

(3) 난류운동 에너지의 실험치와 계산치의 큰 차이에 관하여 추가적인 연구가 요망된다.

### References

- (1) Gosman, Pun, Runchal, et al., Heat and Mass Transfer in Recirculating Flows, Academic Press, 1969
- (2) D.B. Spalding, "Mixing and Chemical Reaction in Steady Confined Turbulent Flames", Thirteenth International Symposium on Combustion, 1971
- (3) J.M. Richardson, H.C. Howard, et al, "The Relation between Sampling Tube Measurements and Concentration Fluctuation in a Turbulent Gas Jet", Fourth International Symposium on Combustion, p. 814, 1953
- (4) R. Borghi, and P. Moreau, Acta Astron., Vol. 4, p. 321, 1977.
- (5) 이병무, 신현동, "재순환 영역이 있는 축대칭 난류 확산화염의 구조(I)" 대한기계학회논문집, 제 8권, 제 4호, pp. 328~334, 1984
- (6) Gosman, Khalil, Whitelaw, "The Calculation of Two Dimensional Turbulent Recirculating Flows," Turbulent Shear Flows 1, 1979
- (7) B.E. Launder, D.B. Spalding, "The Numerical Computation of Turbulent Flows," Computer Methods in Appl. Mech. & Eng., Vol. 3, 1974
- (8) R.M.C. So, G.L., Mellor, "Experiment on Convex Curvature Effects in Turbulent Boundary Layers," J. of Fluid Mech. Vol. 60, p. 43, 1973
- (9) P. Bradshaw, "The Analogy between Streamline Curvature and Buoyancy in Turbulent Shear Flow," J. of Fluid Mech., Vol. 36, p. 177, 1969
- (10) Launder, Pridden, Sharma, "The Calculation of Turbulent Boundary Layer on Spinning and Curved Surfaces," J. of Fluid Eng., Vol. 99, p. 231, 1977
- (11) M.A. Leschziner, W. Rodi, "Calculation of Annular and Twin Parallel Jets Using Various Discretization Schemes and Turbulent Model Variations," J. of Fluid Eng., Vol. 103, p. 352, 1981
- (12) D.B. Spalding, A General Computer Program for Two-Dimensional Elliptic Problems, HTS/77/Mech., Report, Imperial College, 1977
- (13) Mcguirk, Taylor, Whitelaw, "The Assessment of Numerical Diffusion in Upwind Difference Calculations of Turbulent Recirculating Flows", Turbulent Shear Flows 3, p. 206. Springer-Verlag, 1981
- (14) T.V. Patankar, Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, Mchraw Hill, 1980
- (15) T. Carmody, "Establishment of the Wake Behind a Disk", J. of Basic Eng., vol. 86, p. 869, 1964
- (16) F. Durst, A.K. Rastogi, "Turbulent Flow over Two Dimensional Fences", Turbulent Shear Flows 2, p. 218 Springer-Verlag, 1980
- (17) G.D. Raithby, "Skew Upstream Differencing Scheme for Problems Involving Fluid Flow", Computer Methods in Appl. Mech. & Eng., vol. 9, 1976
- (18) B.P. Leonard, "A Stable and Accurate Convective Modelling Procedure Based on Quadratic Upstream Interpolation," Computer Methods in Appl. Mech. & Eng., Vol. 19, 1979
- (19) R.B. Bird et al, Transport Phenomena, Wiley international edition, 1960