

급 확대부를 갖는 실린더 챔버 내부의 둔각물체 주위 유동에 관한 대 와동 모사

고 상 철* · 최 창 용*

(원고접수일 : 2003년 8월 25일, 심사완료일 : 2003년 11월 28일)

Large Eddy Simulation of turbulent flow around a bluff body inside a sudden expansion cylindrical chamber

Sang-Cheol Ko[†] · Chang-Yong Choi^{*}

Abstract : This study concerns a large eddy simulation (LES) of turbulent flow around a bluff body inside a sudden expansion cylindrical chamber, a configuration which resembles a premixed gas turbine combustor. The simulation code is constructed by using the general coordinate system based on the physical contravariant velocity components. The Smagorinsky model is employed and the calculated Reynolds number is 5,000 based on the bulk velocity and the diameter of the inlet pipe. The combined grid technique and cylindrical grid are tested in the numerical simulation with complex geometry. The predicted turbulent statistics are evaluated by comparing with LDV measurement data. The numerical flow visualizations depict the behavior of turbulent mixing process behind the flame holder.

Key words : LES (Large Eddy Simulation, 대 와동 모사), Physical Contravariant Velocity Component (물리 반변 속도 성분), Generalized Coordinate (일반 좌표계), Flame Holder (보염기)

1. 서 론

공학적인 응용에 있어서 유동장이 문제가 되는 경우, 그 대부분은 복잡한 형상을 갖는 경우가 대부분이다. 복잡 형상을 갖는 유동장에 관한 문제는 크게 나누어서 난류모델에 관한 문제와 계산격자를 어떻게 설정하여 해석을 수행하는가의 문제

로 대별된다. 복잡한 형상을 갖는 유동장은 각각의 기본 난류가 공존하는 경우이기 때문에 난류모델에 관한 검토가 더욱 필요하게 되며, 또한 계산격자에 대해서도 지금까지는 구조격자의 차분법이 주류를 이루고 있으나 계산격자의 복잡성에 의해 직교격자를 적용할 수 없는 경우가 발생하게 된다. 최근 계산기의 발달과 함께 많은 연구자들에

[†] 책임저자(전주대학교 기계공학과), E-mail : scko@jeonju.ac.kr, T : 063)220-2623

^{*} 전주대학교 기계공학과, E-mail : cychoi@jeonju.ac.kr

의해 여러 가지 난류현상에 관한 난류모델이 제안되어, 계산의 정확도와 유효성에 관한 연구가 활발하게 이루어지고 있다. 또한 계산격자에 관해서도 직교격자 이외의 대상으로 하는 해석형상을 충실하게 반영할 수 있는 수법등이 개발되어, 복잡한 현상을 근사한 모형실험에 필적하는 수치 시뮬레이션 실험도 가능하게 되었다.

예 혼합(premixed) 연소방식의 가스 터어빈은 화염온도를 낮춤으로써 NO_x 의 방출을 줄일 수 있기 때문에, 환경 유해물질의 억제 측면에서 많은 주목을 받고 있다. 그러나 비교적 낮은 온도의 예 혼합 연소방식은 연소반응 과정 또는 난류혼합 과정에서 쉽게 소멸현상에 이를 수 있기 때문에 보염기(flame holder)의 설치에 의해 화염의 안정화를 도모하고 있다. 이와 같이, 연소기 설계의 주요변수라 할 수 있는 연소반응은 주로 연소실 내부의 난류혼합 과정에 의존하기 때문에, 효율적인 연소기의 설계를 위해서는 난류 유동장에 대한 엄밀한 해석이 가장 중요한 과제라고 할 수 있다.

종래의 연구에 의하면, Amano등^[1]은 $k-\varepsilon$ 모델과 층류 화염면 모델을 사용하여 둔각 물체 주위의 난류 예 혼합에 관한 수치모사를 행하여, 예 혼합 화염의 온도분포를 예측하였다. 그러나 둔각 물체 배면의 재 순환 영역의 예측에 대해서는 실험치 보다 작은 결과를 얻고 있다. Sato등^[2]과 Ogata등^[3]은 2차원 dump diffuser형의 연소기 내의 난류 유동특성에 관한 연구를 행하여, 입구부의 대칭, 비대칭의 입구속도 분포가 난류혼합에 미치는 영향에 관한 실험적 연구를 수행하였다. 최근에 Akselvoll과 Moin^[4]은 급 확대부로 분출되는 동환상 분류의 난류거동에 관한 LES를 행하였다. Dynamic subgrid-scale(SGS)모델을 사용하여 연료와 산화제의 혼합률에 관한 수치 해석을 통하여 난류 확산연소의 화염 안정성과 밀접한 관계를 갖는 lean blow-out에 이르는 현상에 관한 수치모사를 수행하였다.

LES는 유동변수를 해석 스케일과 모델화 해야 할 스케일로 나누어, 큰 척도(large-scale)에 대해서는 직접 해석하고, 작은 척도(small-scale)에 대해서는 모델화를 행함으로써 유동장을 해석

하는 방법으로, 연소과정의 비정상인 난류거동을 효과적으로 예측할 수 있다. LES 수치해석 수법은 비록 작은 척도에 관해서 모델화를 행하지만, 3차원 비정상 유동의 큰 척도의 난류 구조를 잘 묘사할 수 있다. 그러나 LES에 관한 기존의 연구는 대부분 간단한 형상이나 상대적으로 저 레이놀즈 수 유동에 한정되었던 것이 사실이다. 최근에 들어서의 새로운 SGS 난류 모델의 제안과 컴퓨터의 급속한 발달과 더불어, LES는 보다 복잡한 공학에의 응용이 요구되는 3차원 난류의 유동구조를 해석할 수 있는 강력한 수단으로 부상하게 되었다.

본 연구에서는 LES에 의한 연소기내의 복잡 난류 유동장에 대한 유효성을 보다 상세하게 검토하기 위한 목적으로 연소기내 유동의 수치해석을 실행하기 위한 계산코드를 구축하여 실행한 결과에 대해 논의하고자 한다. 수치계산은 화학반응 및 선회류(swirl flow)등을 포함하지 않는 비 연소 유동장에 대하여 행하였다. 지배방정식은 물리 반변 속도성분(physical contravariant velocity component)을 기초로 한 일반좌표계(generalized coordinate)에 의해 정식화하였다. 계산 레이놀즈 수는 연소기 입구부의 직경과 평균 벌크속도를 기준으로 해서 $Re=5,000$ 에 대하여 수행하였으며, 그에 앞서 구축한 계산코드의 건전성과 계산의 정확도를 보증하기 위한 예비계산을 층류 유동 조건($Re=100, 500$)하에서 수행하고, 그 계산결과를 초기조건으로 이용하여 난류의 계산을 수행하였다.

수치계산은 일반좌표계 격자와 원통좌표계 격자를 병용한 복합좌표계 격자^[5](combined grid system)를 이용한 해석을 수행하여 복잡한 단면에 대한 복합좌표계 격자의 유효성을 확인하고, 그 결과에 대하여 원통좌표계에 의한 계산결과와의 비교를 통한 평가를 수행하였다. 한편, 예측된 난류 통계량은 Laser Doppler Velocimetry (LDV)에 의한 실험결과와의 비교를 통하여 평가하였으며, 연소기 내부의 순간적인 난류거동과 보염기 배면에서의 난류혼합 과정에 대해서도 상세히 조사하였다.

2. 지배방정식

공간 필터 조작을 행한 직교 좌표계 비압축성 유동장에 대한 LES 지배방정식은 다음과 같이 표현된다.

$$\frac{\partial \overline{u^j}}{\partial x^j} = 0 \quad (1)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \overline{u^i}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x^j} (\overline{u^i u^j}) \\ &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{p}}{\partial x^j} + \frac{\partial}{\partial x^j} [2\nu \overline{S^{ij}} - \tau^{ij}] \end{aligned} \quad (2)$$

여기서, overbar는 공간 필터를 나타내며, 공간 필터 조작을 행한 변형률 텐서는 다음과 같이 정의된다.

$$\overline{S^{ij}} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \overline{u^i}}{\partial x^j} + \frac{\partial \overline{u^j}}{\partial x^i} \right) \quad (3)$$

또한, subgrid-scale 응력항은 아래와 같이 나타낼 수 있다.

$$\tau^{ij} = \overline{u^i u^j} - \overline{u^i} \overline{u^j} \quad (4)$$

윗식은 Smagorinsky eddy viscosity 모델을 이용하여 다음과 같이 모델화 한다.

$$\tau^{ij} - \frac{1}{3} \delta^{ij} \tau^{kk} = -2\nu_\tau \overline{S^{ij}} \quad (5)$$

$$\nu_\tau = (C_s \Delta)^2 \overline{S} \quad (6)$$

$$\overline{S} = |\overline{2 S^{ij}} \overline{S^{ij}}|^{1/2} \quad (7)$$

여기서 C_s 는 Smagorinsky 모델^[6] 계수이고, Δ 는 grid filter의 폭을 나타낸다.

한편 지배 방정식을 물리 반변 속도성분을 이용하여 표현하기 위해 직교좌표계를 일반좌표계로 변환, 조작하면^[7],

(a) Scalar

$$\varphi \rightarrow \varphi \quad (8)$$

(b) Vector

$$u^i \rightarrow u^{(i)} \quad (9)$$

$$\frac{\partial u^i}{\partial x^j} \rightarrow \nabla_{(j)} u^{(i)} = \frac{\partial u^{(i)}}{\partial \eta^j} + u^{(m)} \begin{pmatrix} i \\ mj \end{pmatrix} \quad (10)$$

(c) Tensor

$$\tau^{ij} \rightarrow \tau^{(ij)} \quad (\delta^{ij} \rightarrow g^{(ij)}, \delta_{ij} \rightarrow g_{(ij)}) \quad (11)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \tau^{ij}}{\partial x^j} \rightarrow \nabla_{(j)} \tau^{(ij)} = \\ & \frac{\sqrt{g_{jj}}}{J} \frac{\partial}{\partial \eta^j} \left[\frac{J}{\sqrt{g_{jj}}} \tau^{(ij)} \right] + \tau^{(mj)} \begin{pmatrix} i \\ mj \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (12)$$

결국, 공간 필터 조작을 행한 일반좌표계 비압축성 유동장에 대한 LES 지배방정식은 다음과 같이 표현된다.

$$\frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial \eta^j} \left[\frac{J}{\sqrt{g_{jj}}} \overline{u^{(i)}} \right] = 0 \quad (13)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \overline{u^{(i)}}}{\partial t} + \frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial \eta^j} \left[\frac{J}{\sqrt{g_{jj}}} (\overline{u^{(i)} u^{(j)}} - \tau^{(ij)}) \right] \\ & \quad + \overline{u^{(i)} u^{(m)}} \begin{pmatrix} i \\ mj \end{pmatrix} \\ &= -g^{ij} \sqrt{g_{ij}} \frac{\partial \overline{p}}{\partial \eta^j} + \tau^{(jm)} \begin{pmatrix} i \\ mj \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (14)$$

여기에서는 $\overline{u^{(i)}}$ 는 grid-scale의 물리 반변 속도 성분이다. $\begin{pmatrix} i \\ mj \end{pmatrix}$ 는 Christoffel symbol의 물리 성분, J 는 Jacobian, g_{ij} 는 계량텐서(metric tensor)의 수학성분, $g_{(ij)}$ 와 $g^{(ij)}$ 는 각각 계량텐서의 물리성분과 역성분을 나타낸다. 계량텐서의 수학성분과 물리성분 사이에는 다음과 같은 관계를 갖는다.

$$u^i = \frac{1}{\sqrt{g_{ii}}} u^{(i)}, \quad \tau^{ij} = \frac{1}{\sqrt{g_{ii}}} \frac{1}{\sqrt{g_{jj}}} \tau^{(ij)} \quad (15)$$

속도, 좌표계 및 시간은 각각 입구부의 평균 벌크속도 U_b , 반경 R , 시간 스케일 R/U_b 로 무차원화하였다. 여기에서 응력텐서 $\tau^{(ij)}$ 는 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\tau^{(ij)} = (\nu + \nu_{sgs}) S^{(ij)} \quad (16)$$

$$S^{(ij)} = g^{(im)} \nabla_{(m)} u^{(j)} + g^{(jm)} \nabla_{(m)} u^{(i)} \quad (17)$$

$$\nu_{sgs} = (C_s \Delta)^2 (S^{(ij)} S^{(ij)} / 2)^{1/2} \quad (18)$$

본 연구에서 Smagorinsky 모델계수 $C_s = 0.1$ 을 사용하였으며, 길이 스케일 Δ 는 격자크기와 Van Driest^[8] 형의 감쇠함수를 이용하여 계산함으로써 벽면 부근의 점근거동을 구하고 있다.

$$\Delta = \left[1 - \exp\left(-\frac{y^+}{25}\right) \right] (\Delta \eta^1 \Delta \eta^2 \Delta \eta^3)^{1/3} \quad (19)$$

3. 수치 해석 방법

본 연구에서는 급 확대부를 갖는 원통형 연소기의 내부에 원판형의 보염기를 갖는 계산형상을 대상으로 하고, 지배방정식은 입구부의 반경과 평균 속도를 이용하여 무차원화 하였다. 계산영역의 개략도를 Fig.1에 나타내었다. 전체 계산영역은 흐름방향으로 $23.0R$ 이며, 입구부의 길이는 $4.0R$ 을 취하였다. 계산영역은 급 확대부로 분출되는 분류를 포함하며, 연소실 내부에는 입구부로부터 $1.0R$ 위치에서 보염기가 설치되어 있고 입구부의 반경은 $20mm$ 이다.

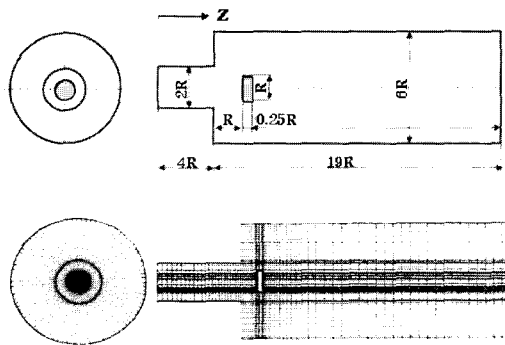


Fig. 1 Schematic diagram of the computational domain and grid.

앞서 언급한 바와 같이, 계산은 일반좌표계 격자와 원통좌표계 격자를 병용한 복합좌표계 격자를 이용한 해석과 원통좌표계 격자를 이용한 경우의 해석을 수행하여 그 결과에 대한 비교를 행하였다.

3.1 격자 생성법

일반좌표계의 격자생성은 타원형 편미분방정식에 의해 생성되었으며, 이 방정식에 의해 물리 공간상에서의 (x,y) 좌표를 계산 공간상의 (ξ, η) 좌표상에 대응시킬 수 있다^[9].

$$\begin{aligned} \xi_{xx} + \xi_{yy} &= P(\xi, \eta) \\ \eta_{xx} + \eta_{yy} &= Q(\xi, \eta) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \alpha x_{\xi\xi} - 2\beta x_{\xi\eta} + \gamma x_{\eta\eta} &= -\int x_{\xi} P(\xi, \eta) + x_{\eta} Q(\xi, \eta) \\ \alpha y_{\xi\xi} - 2\beta y_{\xi\eta} + \gamma y_{\eta\eta} &= -\int y_{\xi} P(\xi, \eta) + y_{\eta} Q(\xi, \eta) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \alpha &= x_{\eta}^2 + y_{\eta}^2 \\ \beta &= x_{\xi} x_{\eta} + y_{\xi} y_{\eta} \\ \gamma &= x_{\xi}^2 + y_{\xi}^2 \\ J &= x_{\xi} y_{\eta} - x_{\eta} y_{\xi} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} P(\xi, \eta) &= -A \times \exp(-B \times |\xi - \xi_1|) \\ &\quad + A \times \exp(-B \times |\xi - \xi_n|) \\ Q(\xi, \eta) &= -A \times \exp(-B \times |\eta - \eta_1|) \\ &\quad + A \times \exp(-B \times |\eta - \eta_n|) \end{aligned}$$

여기서 함수 P, Q는 $\xi = \xi_1, \xi_n$ 및 $\eta = \eta_1, \eta_n$ 에 격자를 근접시키는 작용을 하고, 상수 A, B에 의해 그 강도가 결정된다.

특히 본 연구에서 계산대상으로 하고 있는 연소기는 그 형상이 복잡하기 때문에 일반좌표계의 격자생성은 Fig.2에 나타낸 것과 같이 연소기의 단면을 7부분으로 분할하여 각각에 대하여 타원형 편미분 방정식을 적용하여 격자를 생성한 후, 결합하여 각 경계면에 대하여 재차 clustering을 수행함으로써 일반 곡선좌표계 격자를 생성하였다.

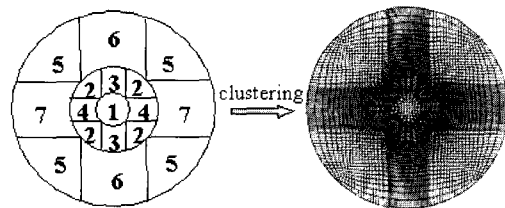
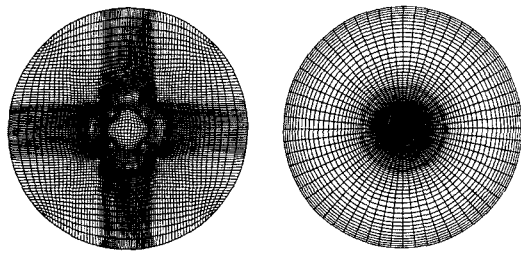


Fig. 2 Mesh generation of combustion device (general curvilinear grid).

복합좌표계 격자는 Fig.3에 나타낸다. 이 방법의 특징은 속도성분을 구할 때에는 일반좌표계 격

자를, 와 점성 성분을 구할 때에는 원통좌표계 격자를 교대로 이용하는 방법이다.



(a) general curvilinear coord. (velocity calculation grid) (b) cylindrical coord. (v_{sgs} calculation grid)

Fig. 3 Combined grid system.

한편 원통좌표계 격자를 이용할 경우, 중심의 특이점에 대해서는 가상의 값으로 취급하여 계산하였다. 즉, 중심에서의 속도성분을 다중 값(multi-value)으로 가상하여, 대각방향으로 내삽을 취하여, 매 계산시 경계조건으로 부가하였다. 이것은 중심선에서 서로 반대방향에 위치한 두점은 크기가 같고 서로 반대방향의 부호를 갖는다는 것을 의미한다. 이와 같은 방식으로 구축한 계산 코드에 관해서는, 이미 원관내 난류유동에 대한 수치해석을 통하여, 그 신뢰성과 계산정도에 관한 검증을 행하였다^[10].

3.2 계산 수법

연소기내 난류 유동장에 관한 수치계산은 복합좌표계 격자를 이용한 경우와 원통좌표계 격자를 이용한 경우의 2가지 경우에 대하여 수행하였다. 계산의 초기조건으로는 층류의 계산결과($Re=500$)를 이용하였다. 입구 경계조건은 원관내 난류의 평균속도에 랜덤한 변동속도 성분을 부가하여 수치계산의 입구조건으로 사용하였다. 시간 이산화에 대해서는 2차 정도의 Adams-Bashforth 법을 사용하였으며, 공간 이산화에 대해서는 점성항에 2차 중심 차분법, 대류항에 QUICK법^[11]을 사용하여 계산을 수행하였다. 압력장 해법에는 압력, 속도의 동시 완화법인 HSMAC (Highly Simplified Marker and Cell)법^[12]을 사용하였

다. 또한, 벽면 경계조건으로는 일반화된 벽법칙을 사용하였으며, 유출 경계조건으로는 대류 유출 경계조건을 부가하였다^[13].

계산격자는 수 차례 검증하여, 실린더의 단면과 흐름방향으로 각각 $84 \times 84 \times 102$ 를 사용하였으며, 시간증분은 $\Delta t=0.005$ 로 하여 무차원 시간 $T=80$ 까지 계산을 수행한 후, 난류통계량으로 $T=80 \sim 140$ (약 12,000step)의 평균치를 취하였다. 한편, 원통좌표계 격자를 이용한 경우의 계산은 격자크기($r \times \theta \times z=55 \times 90 \times 102$), 시간증분 $\Delta t=0.002$ 로 하여 무차원 시간 $T=60$ 까지 진행하여, 난류통계량으로 $T=30 \sim 60$ (약 15,000step)의 평균치를 취하였다. 이상과 같은 수치계산은 Silicon Graphics-Origin 2000을 이용하여 수행하였으며, 계산시간은 복합좌표계 격자를 이용한 경우에 대략 5.1 min./step, 원통좌표계 격자의 경우 약 4.9 min./step 정도 소요되었다.

4. 결과 및 검토

Figs.4와 5에 각각 복합좌표계 격자를 이용한 경우와 원통좌표계 격자를 이용한 경우의 축방향의 평균속도 분포와 난류강도 분포를 나타내었다. 해석결과는 보염기 후면에서 각각 20mm, 40mm, 60mm, 100mm 지점에서의 결과를 나타낸다. 원통좌표계 격자에 의한 해석결과와 복합좌표계 격자에 의한 해석결과는 유동장의 전 영역에 걸쳐서 비교적 잘 일치하고 있으나, 보염기 배면의 재순환 영역에서 다소의 차이가 나타나, 복합좌표계 격자를 이용한 결과가 원통좌표계 격자에 의한 결과에 비하여 재순환 영역을 다소 작게 평가하고, 속도 피크치의 위치가 중심방향으로 이동되어 있음을 알 수 있다. 또한 전체적으로 보염기 배면에서의 속도회복에 있어서도, 복합좌표계 격자를 이용한 결과가 원통좌표계 격자를 이용한 결과 보다 속도회복이 느리게 이루어짐을 알 수 있다. 이와 같은 경향은 Fig.5의 난류강도 분포에서도 동일하게 나타나며, 이는 원관내 난류 유동에 대해 이미 검증된 바와 같이^[10], 일반좌표계 격

자를 이용할 경우에 격자의 직교성이 좋지 않은 부분으로부터 발생하는 수치오차와 복합좌표계 격자에서 보간을 행할 때의 보간 오차가 존재하기 때문으로 생각된다.

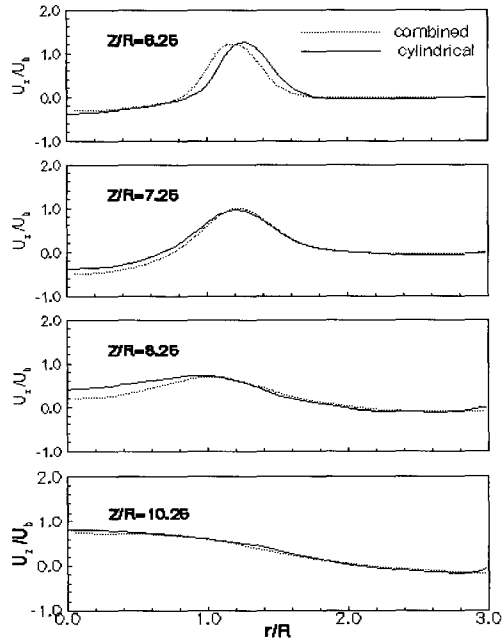


Fig. 4 Mean axial velocity profile.

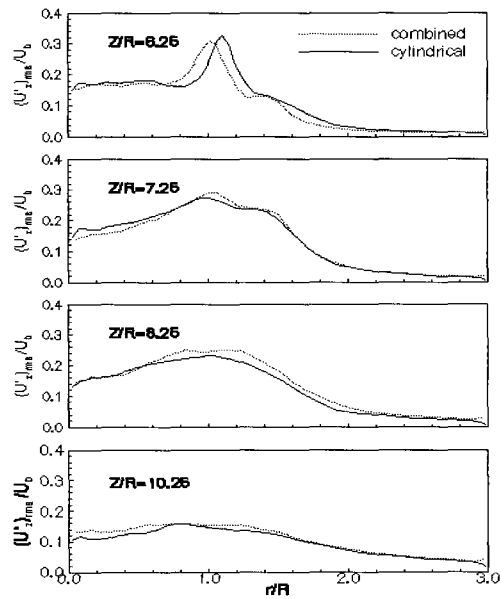


Fig. 5 Axial turbulent intensity profile.

이와 같은 현상은 보염기 후면 3위치(20mm, 40mm, 100mm)에서의 순간적인 볼텍스 강도분포를 나타내는 Fig.6에서도 알 수 있다. 원통좌표계 격자를 이용한 경우는 재 순환 영역이 거의 끝나는 위치인 $Z/R=7.25$ (보염기 후면으로부터 40mm 위치)까지 링 형태의 볼텍스가 그 형태를 유지하고 있는 데 반하여, 복합좌표계 격자를 이용한 해석결과는, 특히 격자의 직교성이 좋지 않은 모서리 부분으로부터의 수치오차로 인하여, 링 형태의 볼텍스 구조가 붕괴되고 있음을 보여준다.

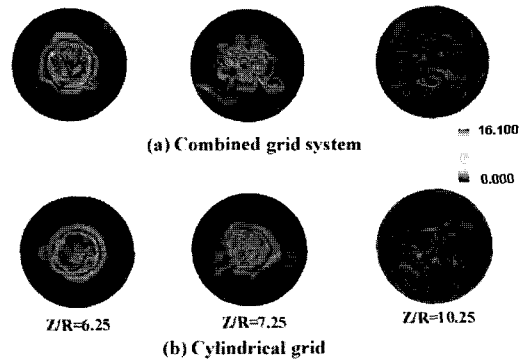


Fig. 6 Cross-sectional views of the vortex structure.

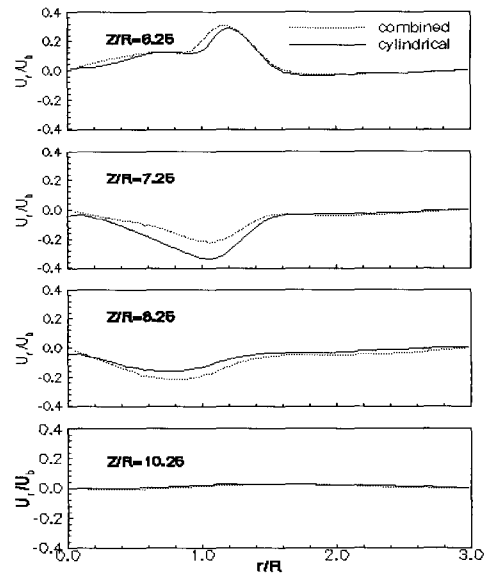


Fig. 7 Mean radial velocity profile.

반경방향의 평균속도 분포와 난류강도 분포를

각각 Figs.7과 8에 나타내었다. 보염기 배면에서 20mm 떨어진 지점인 $Z/R=6.25$ 에서 유동이 반경방향으로 퍼져 나가고 있다는 사실로부터 보염기 배면의 재순환 영역이 발달하고 있음을 알 수 있다. 또한 속도예측 분포의 약간 오목한 부분 ($r/R=1.0$)은 보염기로부터 방출되는 대형 불텍스의 중심 위치를 나타내는 것으로, 이 위치는 보염기 반경($0.5R$)의 약 2배이다. 따라서 보염기의 영향으로 인하여 보염기 주변 후방에서 방출되는 대형 불텍스의 중심 위치는 보염기 반경의 약 2배 위치임을 알 수 있다. 보염기 후면에서 40mm 떨어진 위치인 $Z/R=7.25$ 에서는 유동이 축 중심방향을 향하고 있어 보염기 배면의 재순환 영역이 닫혀지고 있음을 나타낸다. 한편 복합좌표계 격자를 이용한 해석결과가 원통좌표계 격자에 의한 결과에 비하여 재순환 영역이 다소 늦게 회복된다는 사실을 나타내고 있으며, 이는 앞서 언급한 바와 같이 복합좌표계 격자를 이용할 경우의 수치오차 및 보간오차등에 기인한다고 판단된다.

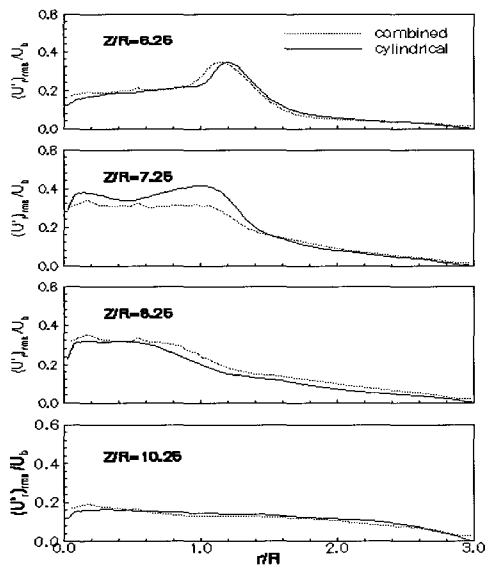


Fig. 8 Radial turbulent intensity profile.

Fig.8의 난류강도 분포에 관한 일반적인 경향은 평균속도 분포에서와 유사함을 알 수 있다. 특히 재순환 영역에서 난류강도 분포가 높게 나타나고 있는데, 이는 재순환 영역에서 난류의 혼합이 활

발하게 일어나고 있다는 사실을 의미한다.

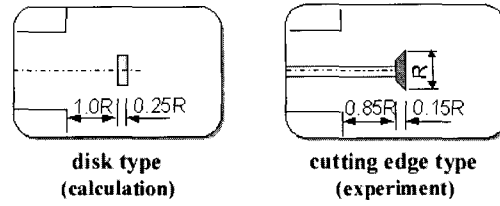


Fig. 9 Geometry of flame holder.

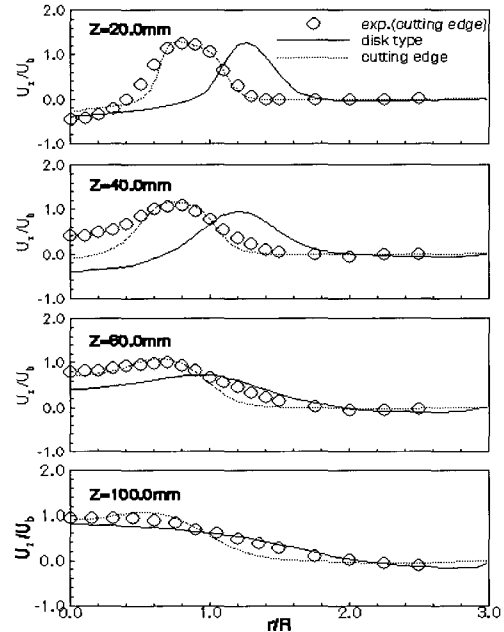


Fig. 10 Comparison of the predicted mean axial velocity with the experimental data.

계산결과에 대한 평가를 수행하기 위하여 LDV에 의한 실험계측을 행하였다. 측정은 보염기 후면의 20mm, 40mm, 60mm, 80mm, 100mm, 140mm 지점의 6단면에서 행해졌으며, Fig.9에 수치계산에 사용된 보염기의 형상과 실험에 이용한 보염기의 형상을 나타내었으며, Fig.10에 주류방향의 평균속도를 실험결과와 비교하여 나타내었다. 본 계산에서는 원통좌표계 격자를 이용한원판형상의 보염기를 대상으로 하여 수치해석을 수행하였으나, 실험에 사용된 보염기는 원판형상의 보염기 전면 모서리를 45도 절단한 형상으로, 이와 같은 보염기 형상의 차이로 인해 유동현상에도

큰 차이를 나타내었다. 원판 형상의 보염기를 채용한 계산결과는 실험결과에 비하여 속도 피크치의 위치가 반경방향으로 이동되어 있음을 알 수 있어, 보염기 배면의 재 순환 영역이 크게 나타남을 알 수 있다.

이와 같은 결과는 보염기 형상의 차에 의한 결과로 판단되어, 실험에 사용된 보염기의 형상에 대한 수치계산을 재차 수행하여 그 결과를 점선으로 표시하였다. 그 결과, 예측결과는 일반적으로 실험결과와 잘 일치하였다. 특히 속도 피크치의 위치등을 잘 예측하고 있으며 하류측에서는 만족할 만한 결과를 나타내고 있다. 그러나, 보염기 배면의 재 순환 영역에 관한 예측정도는 다소 떨어짐을 알 수 있는데, 이는 격자 해상도에 의한 영향으로 판단된다. 즉, 보염기 주변의 성긴 격자로 인해 벽법칙을 사용함으로써 예측정도가 다소 저감되었다고 생각된다.

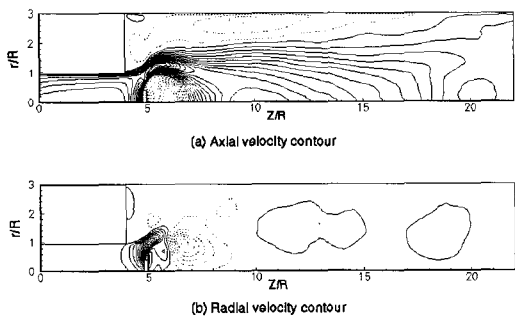


Fig. 11 Contour plots of the mean velocity components.

평균속도의 등가선 분포를 Fig.11에 나타내었다. 점선은 음(-)의 값을 나타내며, 실선은 양(+)의 값을 나타낸다. Fig.11의 (a)는 축방향 평균속도를 나타내며, 축방향 평균속도의 범위는 -0.45에서 1.25의 범위로, 그 최고치는 입구부의 중심부근과 보염기 주변에 위치하고 있다. 한편 음(-)의 최고치는 보염기 배면의 재 순환 영역과 벽면 근방의 재 부착 영역에서 나타나고 있다. 보염기 배면의 재 순환 영역의 크기는 폭 1.0R, 길이 2.0R정도임을 알 수 있으며, 벽면에 수직한 축방향 속도공배의 부호가 바뀌는 점으로 정의되는,

재 부착 위치는 연소실 벽면상의 약 $Z/R=18.0$ 정도의 위치임을 알 수 있다.

Fig.11의 (b)는 반경방향 평균속도의 등가선 분포를 나타냈다. 등가선의 범위는 -0.34에서 1.12를 0.061의 간격으로 나타내었다. 양(+)의 값은 반경방향의 평균속도가 실린더 벽쪽을 향한다는 것을 의미하며, 음(-)의 값은 축 중심부를 향한다는 사실을 나타낸다. 연소기 입구부에서 분출된 분류가 보염기에 의해 반경방향으로 퍼진 후, 재 순환 영역의 중간지점 정도에서 다시 축 중심 방향으로 향한다는 사실을 보여준다.

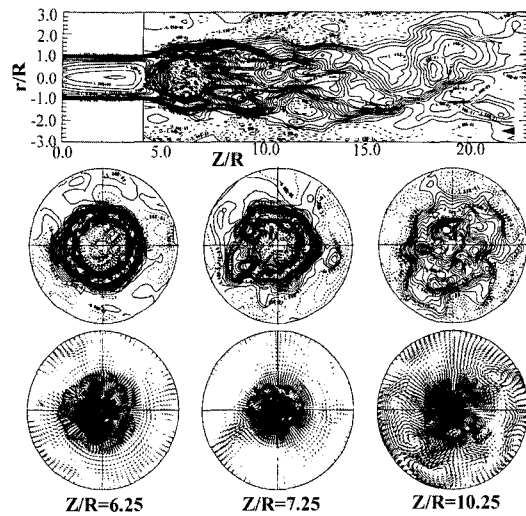


Fig. 12 Instantaneous plots of axial velocity contour and velocity vector.

순간적인 축방향 속도의 등가선 분포를 Fig.12에 나타내었다. 등가선은 -0.52와 1.35사이에서 0.07의 간격으로 표시하였다. 그림에서 알 수 있는 바와 같이 축방향 속도분포는 보염기의 영향으로 반경방향으로 퍼지게 되며, 보염기 배면에 재 순환 영역이 생성된다. $Z/R=7.25$ 부근에서 재 순환 영역이 끝나면서 난류혼합이 촉진됨을 알 수 있다. 또한, $Z/R=6.25$ 와 7.25, 10.25(보염기 배면에서 각각 20mm, 40mm, 100mm 하류 지점)에서의 단면 분포에서 알 수 있는 바와 같이, 링 형태의 고속영역이 보염기 후면에 존재하며, 그 안쪽의 재 순환 영역과 바깥쪽에 다소 약한 역

류영역이 나타난다. 링 형태의 고속영역은 재순환 영역의 성장에 따라 서서히 확대되며, 2개의 전단층에서 물결상의 변형을 하게 된다. $Z/R=7.25$ 부근에서는 재순환 영역이 끝나게 되며, 난류혼합에 의하여 안쪽영역의 변형이 더욱 심하게 된다. 이와 같은 변형은 축방향 거리가 증가함에 따라 성장하게 되며, 축방향 볼텍스를 성장시키게 되고, 축방향 볼텍스의 증가에 따라 유동의 불안정성은 증가하게 된다.

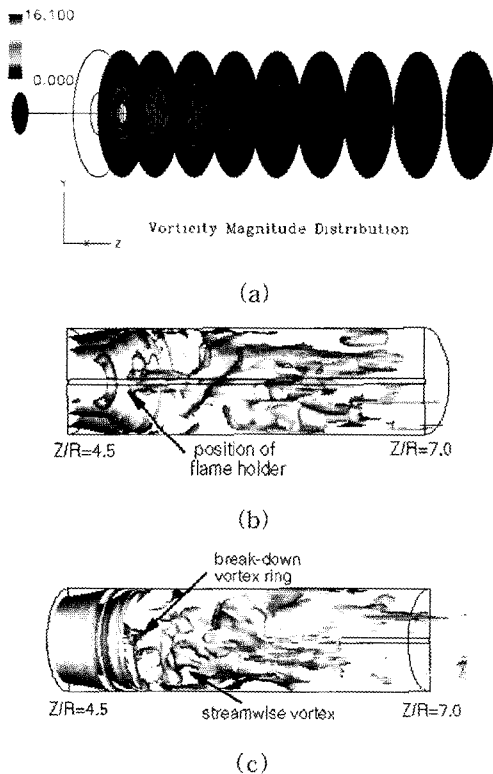


Fig. 13 (a)Cross sectional contour plots of instantaneous vorticity magnitude. (b)vortical structure views of inner part of the flame holder. (c)vortical structure views of outer part of the flame holder.

순간적인 볼텍스 구조를 등가선 분포와 등가면 분포로 가시화하여 Fig.13에 나타내었다. 보염기의 배면에 서로 반대 방향의 회전을 갖는 2개의 축대칭 볼텍스 링이 생성되며, 안쪽의 볼텍스 링이 재순환 영역에서의 강한 전단력을 받기 때문

에 바깥쪽에 비해 강한 강도를 갖는다. 이들 두 볼텍스 링은 보염기 배면에서 팽창하지만, 재순환 영역이 끝나는 위치에서 더욱 변형되고 불안정하게 된다. 즉, 이들 두 볼텍스 링 사이에는 난류혼합 작용이 일어나, 유동장은 볼텍스 구조가 붕괴되어 작은 스케일로 변환때까지 가속되고 불안정해진다. 한편 볼텍스 구조의 등가면도에서 보는 바와 같이, 흐름방향으로 축방향 볼텍스가 안쪽 볼텍스 링의 전단층에서 생성되고 있음을 알 수 있다. 따라서 이와 같은 형상을 갖는 연소기 내부의 난류거동은, 보염기에 의해 2개의 강제 전단층이 형성되기 때문에 자유 전단층의 지배를 받는 원형분류의 경우보다 더욱 더 복잡한 난류의 혼합양식을 갖게 된다고 생각된다.

5. 결 론

본 연구에서는 LES수법을 이용하여 급 확대부를 갖는 실린더 챔버 내부에 설치된 보염기 주위의 난류 혼합과정에 대해 상세한 조사를 수행하였다. 복잡한 형상을 갖는 난류장의 해석을 위해 검토되어야 할 계산격자에 대한 검증결과, 복합좌표계 격자의 경우는 일반좌표계 격자의 직교성이 떨어지는 부분에서 발생하는 수치오차와 보간을 행하는 과정에서 보간오차가 잔재하여 계산의 정확도가 다소 저하한다는 사실을 알았다.

LES에 의한 예측결과와 LDV에 의한 실험결과와의 비교를 통해 검증하였다. 연소실내의 보염기 형상을 동일하게 설계하여 계산을 수행한 결과, 평균속도 분포, 속도 피크치의 위치, 난류강도 분포 등에 있어서 좋은 결과를 얻고 있다. 그러나 예측결과는 보염기 후면의 재순환 영역을 다소 과대평가하고 있음을 알 수 있다.

이상과 같은 난류 통계량의 검증을 기초로, 복잡형상을 갖는 연소실내의 순간적인 볼텍스 구조는 보염기 후면에 서로 반대방향의 회전을 갖는 2개의 볼텍스 링이 생성되어 난류혼합 작용에 의해 변형되어 간다. 안쪽의 볼텍스 링이 보다 높은 강도를 갖고 이 영역에서 난류혼합이 가속되는 반면에, 바깥쪽의 볼텍스 링은 약한 강도를 갖고 빨리

소멸하게 된다. 특히 보염기 주변에서의 불텍스 구조의 등가면 분포를 제시함으로써, 보염기 주변의 시간에 따른 불텍스 링의 붕괴와 축 방향 불텍스를 여기하는 나선형 구조의 생성에 대해 상세히 검토하였다.

후 기

본 연구는 과학기술부의 21세기 프론티어 연구개발 사업인 이산화탄소 저감 및 처리 기술개발 사업단의 연구비 지원(CC1-101)으로 수행되었습니다.

참고문헌

- [1] Amano, K., Inage, S., Yamakata, M. and Taniguchi, M., "Numerical simulation of turbulent pre-mixed flame around a bluff body using the $k-\epsilon$ and flamelet models", 9th Symp. on Turbulent Shear Flows, Kyoto, Japan, 1993.
- [2] 佐藤 篤, 志澤高朗, 本阿弥眞治, "ダンブ ディ퓨저内の流動機構に関する研究", 日本機械學會 論文集 B, 60卷 544号, 1991, pp.4029-4035.
- [3] 緒方秀樹, 志澤高朗, 本阿弥眞治, "ダンブ 디퓨저形燃焼器の研究", 日本機械學會 論文集 B, 60卷 580号, 1994, pp.4039-4044.
- [4] Akselvoll, K. and Moin, P., "Large-eddy simulation of turbulent confined coannular jets", J. Fluid Mech., Vol.315, 1996, pp.387-411.
- [5] S. Togashi, T. Kobayashi, "Large eddy simulation of turbulent flow in the straight circular pipe using the composite grid system", Proc. of 3rd JSME-KSME Fluid Engineering Conf., 1994, pp.102-107.
- [6] Smagorinsky, J., "General calculation experiments with the primitive equations. I. The basic experiment", Monthly Weather Review, Vol.91, 1963, pp.99-164.
- [7] Demirdzic, I., Gosman, A. D., Issa, R. I. and Peric, M., "A Calculation procedure for turbulent flow in complex geometries", Computers and Fluids 15, 1987, pp.251-273.
- [8] Van Driest, E. R., "On turbulent flow near a wall", J. of the Aeronautical Sciences, Vol.23, 1956, pp.1007-1011.
- [9] Tompson, J. F et al., "TOMCAT-A code for numerical generation of boundary fitted curvilinear coordinate system on fields containing any number of arbitrary two dimensional bodies", J. Comp. Phys., Vol.24, 1977, pp.274-302.
- [10] 고상철, "LES에 의한 원관 내 난류의 유동 해석", 한국박용기관학회 논문집, 제27권 3호, 2003, pp.437-446.
- [11] Leonard, B. P., "A stable and accurate convective modeling procedure based on quadratic upstream interpolation", Comp. Meth. Appl. Mech. and Eng. Vol. 19, 1979, pp.59-98.
- [12] Hirt, C. W. and Cook, J. L., "Calculating three-dimensional flows around structures and over rough terrain", J. Computational Physics, Vol.10, 1972, pp.324-340.
- [13] Dai, Y., Kobayashi, T. and Taniguchi, N., "Large eddy simulation of plane turbulent jet using a new outlet velocity boundary condition", JSME int. Journal B, Vol. 37 No. 2, 1994, pp.242-253.

저자 소개



고상철 (高相喆)

1963년 10월 10일생. 1985년 부산대학교 기계설계학과 졸업, 1999년 일본 동경대학 대학원 기계공학과 졸업(박사), 1993-1995년 동경대학 생산기술연구소, 1999-2000년 동경대학 국제산학연구센터, 2000년 03-08월 한국과학기술원 기계공학과, 2000-2002 삼성전자 디지털미디어(연), 2002 전주대학교 기계공학과 교수.



최창용 (崔昌龍)

1961년 8월 13일생. 1983년 성균관대학교 기계공학과 졸업, 1991년 미국 플로리다대학 대학원 기계공학과 졸업(박사), 1991-1996년 한국원자력연구소, 1996년-현재 전주대학교 기계공학과 교수.