

급 확대부를 갖는 실린더 챔버 내부 유동의 큰 척도 난류 보텍스 구조에 관한 연구

고 상 철* · 성 형 진*

(2000년 8월 26일 접수, 2001년 5월 15일 심사완료)

Large-Scale Turbulent Vortical Structure Inside a Sudden Expansion Cylinder Chamber

Sang Cheol Ko and Hyung Jin Sung

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

Abstract

A large eddy simulation (LES) is performed for turbulent flow around a bluff body inside a sudden expansion cylinder chamber, a configuration which resembles a premixed gas turbine combustor. To promote turbulent mixing and to accommodate flame stability, a flame holder is installed inside the combustion chamber. 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 simulation code is constructed by using a general coordinate system based on the physical contravariant velocity components. The predicted turbulent statistics are evaluated by comparing them with the laser-doppler velocimetry (LDV) measurement data. The agreement of LES with the experimental data is shown to be satisfactory. Emphasis is placed on the time-dependent evolutions of turbulent vortical structure behind the flame holder. The numerical flow visualizations depict the behavior of large-scale vortices. The turbulent mixing process behind the flame holder is analyzed by visualizing the sectional views of vortical structure.

1. 서론

예혼합(premixed) 연소방식의 가스 터빈은 화염 온도를 낮춤으로써 NO_x의 방출을 줄일 수 있기 때문에, 환경 유해물질의 억제 측면에서 많은 주목을 받고 있다. 그러나, 비교적 낮은 온도의 예혼합 연소방식은 연소 반응과정 또는 난류 혼합과정에서 쉽게 소멸현상에 이를 수 있기 때문에 보염기(flame holder) 등의 설치에 의해 화염의 안정화를 도모하고 있다. 이와 같이, 연소기 설계의 주요변수라 할 수 있는 연소반응은 주로 연소실 내부의 난류 혼합과정에 의존하기 때문에, 효율적인 연소기의 설계를 위해서는 유동장에 대한 엄밀한

해석이 가장 중요한 과제라고 할 수 있다.

LES는 유동변수를 해석 스케일과 모델화하여야 할 스케일로 나누어, 큰 척도(large-scale)에 대해서는 직접 해석하고, 작은 척도(small-scale)에 관해서는 모델화를 행함으로써 유동장을 해석하는 방법으로, 연소과정에 있어서의 비정상인 난류거동을 효과적으로 예측할 수 있다. LES 수치해석 방법은 비록 작은 척도에 관해서 모델화를 행하지만, 3차원 비정상 유동의 큰 척도의 난류구조를 잘 묘사할 수 있다. 그러나, LES에 관한 기존의 연구는 대부분 간단한 형상이나 상대적으로 저 레이놀즈 수 유동에 한정되었던 것이 사실이다. 최근에 들어서 새로운 SGS (Subgrid scale) 난류모델의 제안과 컴퓨터의 급속한 발달과 더불어, LES는 보다 복잡한 공학에의 응용이 요구되는 3차원 난류 유동구조를 해석할 수 있는 강력한 수단으로 부상하게 되었다.

* 한국과학기술원 기계공학과

† 책임저자, 회원, 한국과학기술원 기계공학과

E-mail : hjsung@kaist.ac.kr

TEL : (042) 869-3027 FAX : (042) 869-5027

문헌조사에 의하면, 연소실 내부의 난류 혼합 현상에 관한 이해를 돕기 위한 수치해석적 연구는 그다지 많지 않다. 난류 확산방식(diffusion type)의 연소기에 관한 연구로서, Akselvoll과 Moin⁽¹⁾은 급 확대부로 분출되는 동 환상 분류(co-annular jet)의 난류거동에 관한 LES 수치해석을 행하였다. Dynamic SGS 모델을 사용하여 연료와 산화제의 혼합률에 관한 수치 해석결과에 대하여 Johnson⁽²⁾ 등의 실험결과와 비교 검토를 하였으며, 난류 확산연소의 화염 안정성과 밀접한 관계를 갖는 lean blow-out에 이르는 현상에 관한 수치모사를 하였다. 한편, 보염기를 갖는 예혼합 연소방식에 관한 연구결과로서는, Amano⁽³⁾ 등은 시간평균 모델과 층류 화염편 모델을 사용하여 둔각 물체 주위의 난류 예혼합에 관한 수치모사를 행하여, 예혼합 화염의 온도분포를 예측하였다. 또한, Inage⁽⁴⁾ 등은 2차원 평행 평판 내부에 3각 프리즘 형상의 보염기를 갖는 예혼합 연소기에 관한 LES 수치해석을 수행하여, 보염기에 의해 안정화된 예혼합 화염의 경우 보염기 주변에 강한 전단류가 존재하기 때문에 화염신장의 영향을 받기 쉽다는 사실을 확인하였다. 그러나, 이상과 같은 수치예측 결과들은 단순한 형상이나 시간평균 모델에 의한 것이 그 대부분으로, 공학적인 응용성이 뛰어난 실제의 복잡한 형상을 대상으로한 시간의존에 따른 해석 방법이 요구되게 되었다.

본 연구의 목적은 실린더 챔버 내부의 큰 척도의 보텍스 거동을 묘사하는데 있으며, 풍부한 LES 데이터를 이용한 유동 가시화를 통하여 보염기 주위의 난류 유동특성과 난류 혼합과정의 비정상 거동에 관한 조사를 행하였다. 즉, 큰 척도 보텍스의 rolling-up과정과 성장과정, 재순환과 방출과정등에 대한 연속적인 유동 가시화를 행함으로써 난류 보텍스구조의 시간에 따른 발달상황을 조사하였다. 수치계산은 화학반응 및 선회류(swirl flow) 등을 포함하지 않는 비연소 유동장에 대하여 행하였다. 그 대신에, 예혼합 화염의 안정화를 위해 보염기를 채택하였다. 계산대상으로 한 연소기 형상과 격자의 개략도는 Fig. 1과 같다. 지배 방정식은 물리 반변 속도 성분(physical contravariant velocity component)을 기초로 한 일반 좌표계(generalized coordinate)에 의해 정식화하였다. 계산 레이놀즈 수는 연소기 입구부의 직

경과 평균 벌크속도를 기준으로 해서 5,000에 대하여 행하였다. 예측된 난류 통계량에 대해서는 laser doppler velocimetry (LDV)에 의한 실험결과와의 비교를 통하여 평가하였으며, 보염기 주변의 시간에 따른 난류 혼합과정과 3차원 유동구조에 대해서는 보텍스 구조를 가시화 한 각 단면도를 제시함으로써 상세하게 조사하였다.

2. 지배 방정식

공간 필터조작을 행한 직교 좌표계 비압축성 유동장에 대한 LES지배 방정식은 다음과 같이 표현된다.

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

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

여기서, overbar는 공간 필터를 나타내며, 공간 필터조작을 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.

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

위 식은 Smagorinsky eddy viscosity 모델을 이용하여 다음과 같이 모델화 한다.

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

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

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

여기서, C_s 는 Smagorinsky 모델⁽⁶⁾ 계수이고, Δ 는 grid filter의 필터폭을 나타낸다.

한편, 지배 방정식을 물리 반변 속도 성분을 이용하여 표현하기 위하여, 직교 좌표계로부터 일반 좌표계의 변환을 다음과 같이 조작하면,⁽⁵⁾

(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

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

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

결국, 공간 필터조작을 행한 일반 좌표계 비압축성 유동장에 대한 LES 지배 방정식은 다음과 같이 표현된다.

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

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

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

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

속도와 좌표계, 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.

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

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

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

본 연구에서는 Smagorinsky 모델 계수 $C_s=0.1$ 을

사용하였으며, 길이 스케일 Δ 는 격자크기와 Van Driest⁽⁷⁾형의 감쇠함수를 이용하여 계산함으로써 벽면 부근의 접근거동을 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 원통형의 계산형상과 원통 좌표계 격자를 사용하였으며, 지배 방정식은 입구부의 반경과 평균속도를 이용하여 무차원화하였다. 계산영역의 개략도를 Fig. 1에 나타내었다. 전체의 계산영역은 흐름방향으로 23R이며, 입구부의 길이는 4R을 취하였다. 계산영역은 급 확대부로 분출되는 분류를 포함하며, 연소실 내부에는 입구부로부터 0.85R위치에 보임기가 설치되어 있고 입구부의 반경은 20.0mm이다.

원통 좌표계 격자를 이용할 경우, 중심의 특이점에 대해서는 가상의 값으로 취급하여 계산을 수행하였다. 즉, 중심에서의 속도성분을 다중값(multi-value)으로 가상하여, 대각방향으로 내삽을 취하여, 매 계산시 경계조건으로 부가하였다. 이것은 중심선에서 서로 반대방향에 위치한 두점은 크기가 같고 반대방향의 부호를 갖는다는 것을 의미한다. 이와 같은 방식으로 구축한 계산코드를 이용하여 원관내 난류유동에 대한 수치해석을 행하여 Eggels⁽⁸⁾ 등의 직접 수치해석(DNS) 결과와의 비교를 통하여, 그 신뢰성과 계산정도에 관한 검증을 행하였다.

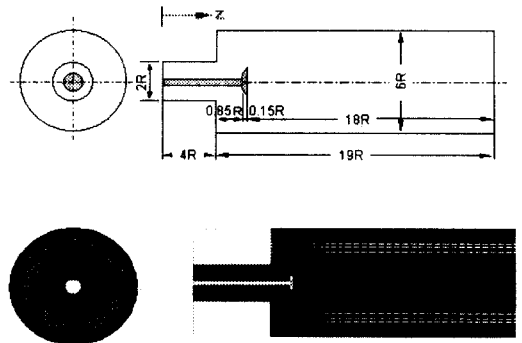


Fig. 1 Schematic diagram of the computational domain and grid

원관내 난류의 평균 속도분포에 랜덤한 변동 속도성분을 부가함으로써, 수치계산의 입구조건으로 사용하였다. 시간 이산화에 대해서는 2차 정도의 Adams-Bashforth법을 사용하였으며, 공간 이산화에 대해서는 점성항에 2차 중심차분, 대류항에 QUICK법⁽⁹⁾을 사용하여 계산을 수행하였다. 압력장 해법으로는 압력, 속도의 동시 완화법인 HSMAC(Highly Simplified Marker-and-Cell)법⁽¹⁰⁾을 사용하였다. 또한, 벽면 경계조건으로는 일반화된 벽법칙을 사용하였으며, 유출 경계조건으로는 대류 유출 경계조건을 부가하였다.⁽¹¹⁾

수치계산은, 수차례의 검증결과, 격자크기 ($r \times z = 55 \times 90 \times 102$), 시간중분 $\Delta t = 0.002$ 로 하여 수행하였다. 또한, 수치계산은 Silicon Graphics사의 Origion 2000과 Fujitsu사의 VX를 이용하여 수행하였으며, 계산시간은 한가지 경우에 대략 430 CPU hr 정도 소요되었다.

4. 실험 장치 및 방법

계산결과에 대한 평가를 행하기 위하여 LDV에 의한 실험계측을 수행하였다. 테스트 챔버의 크기는 길이 380mm, 직경 120mm이며, 입구부로부터 20mm 하류위치에 보염기가 설치되어 있다. 입구부의 직경은 40mm, 평균속도는 0.125m/s이며, 작동유체의 온도는 20°C로 설정하였다. 실험에 사용된 유량계는 검정을 거친후 사용하였으며, 오차범위는 $Re=5,000$ 에 대하여 2.41% 범위내에서 실험을 행하였다. 또한, 작동유체는 항온조를 사용하여 $20 \pm 0.2^\circ C$ 의 범위에서 제어 하였으며, 이때 온도에 대한 오차범위는 0.52%이었다. LDV에 의한 측정은 보염기 후면의 20mm, 40mm, 60mm, 80mm, 100mm, 140mm의 6단면에서 행해졌으며, 측정점의 수는 수평방향과 수직방향으로 각각 220점이었다. 측정값의 재현성을 확인하기 위해 동일한 측정을 5번 반복하여 재현성을 확인하였으며, 그 평균을 취하여 측정값으로 표시하였다.

흐름방향과 반경방향의 속도 성분을 Argon-ion 레이저의 dual-beam 구성에 의해 동시측정하였다. Argon-ion 레이저는 Colorburst multibeam separator에 의해 green beam과 blue beam으로 분리되며, 각각의 경우에 파장은 514.5nm, 488.0nm이었다. 이 두 beam은 50mm간격으로 평행한 2개의 beam으로 분리되며, optical probe로부터 350mm떨어진

지점에서 측정점을 형성하게 된다. 광학강도에 의해 정의되는 측정체적은, green beam의 경우에 직경 90.5 μm , 길이 1.31mm이며, blue beam의 경우는 직경 85.8 μm , 길이 1.24mm이다. 신호처리기 (IFA750)로부터 출력된 출력신호는 500-600Hz의 주파수로 추출하였다.

5. 결과 및 검토

구축한 LES 계산코드의 신뢰성과 정확성을

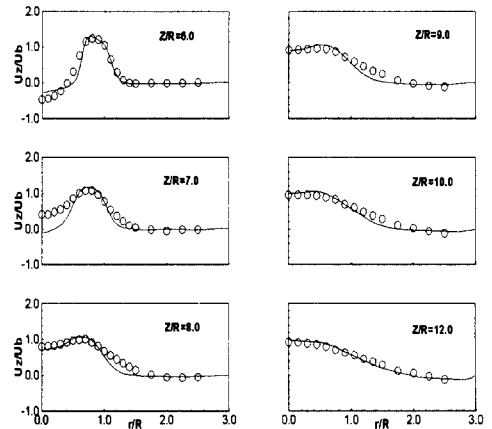


Fig. 2 Comparison of the predicted mean axial velocity with experiment.

○ : experiment; — : prediction

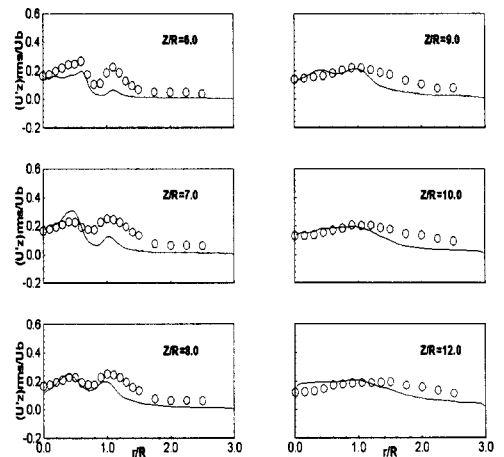


Fig. 3 Comparison of the axial turbulent intensity with experiment.

○ : experiment; — : prediction

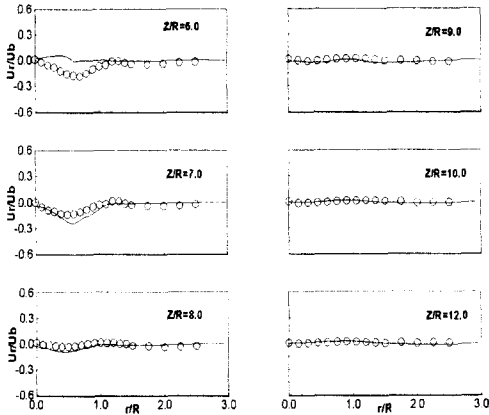


Fig. 4 Comparison of the predicted mean radial velocity with experiment.

○ : experiment; — : prediction

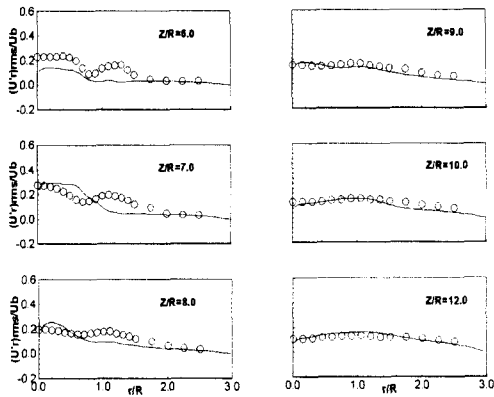


Fig. 5 Comparison of the radial turbulent intensity with experiment.

○ : experiment; — : prediction

확인하기 위하여, Fig. 2에 보염기 후면 6위치에서의 평균 축방향 속도분포를 나타내었다. 예측결과는 일반적으로 실험결과와 잘 일치하였다. 특히 속도 피크치의 위치 등을 잘 예측하고 있으며 하류측에서는 만족할만한 결과를 나타내고 있다. 그러나, 보염기 배면의 재순환 영역에 관한 예측정도는 다소 떨어짐을 알 수 있는데, 이는 격자해상도에 의한 영향으로 판단된다. 즉, 보염기 주변의 성긴 격자로 인해 벽법칙을 사용함으로써 예측정도가 다소 저감되었다고 생각된다. 보염기 배면의 재순환 영역에서, 역류에 관한 예측결과는 실험결과에

비해 다소 늦게 회복되고 있음을 알 수 있다.

축방향의 난류 강도분포를 Fig. 3에 나타내었다. 난류 강도분포에 있어서의 예측결과는 실험결과에 비해 정량적으로는 다소 떨어짐을 알 수 있다. 그러나, 피크치의 위치등 정성적으로는 좋은 일치를 보이고 있다. 그림에서 보는 바와 같이, 난류 강도분포는 보염기 후면의 전단층이 존재하는 위치에서 2개의 피크치를 갖고 있으며, 안쪽 전단층의 피크치가 보다 강한 강도를 갖고 있음을 알 수 있다. 이와 같은 2개의 피크치는 하류로 감에 따라 평탄한 분포를 하고 있음을 알 수 있으며, 실험결과와도 대체로 잘 일치함을 보여주고 있다.

반경방향의 평균 속도분포와 난류 강도분포를 각각 Figs. 4와 5에 나타내었다. Z/R=6.0에서 보는 바와 같이, 실험결과와 예측결과 사이에는 다소의 차이가 나타났다. 예측된 반경방향의 평균 속도분포는, 실험치에서 음(-)의 값을 갖는데에 반하여, 양(+)의 값을 갖고 있음을 알 수 있다. 이는 실제의 유동장이 합쳐지기 시작하고 있다는데 반하여, 예측결과에서는 아직도 유동장이 퍼지고 있다는 사실을 의미하며, 예측결과가 실험결과에 비하여 재순환 영역의 회복이 다소 늦다는 사실을 나타내고 있다. 속도 예측분포의 약간 오목한 부분은 보염기로부터 방출되는 대형 보텍스의 중심위치를 나타내는 것으로, 이 위치는 반경방향으로 0.6R을 나타내고 있다. Z/R=7.0이하의 하류측에서 실험결과와 예측결과는 잘 일치하고 있음을 알 수 있다.

난류 강도분포에 관한 일반적인 경향은 평균 속도분포에서와 유사함을 알 수 있다. 예측결과는 실험치에 비해서 재순환 영역을 다소 과소평가 하고 있으며, 피크치를 뚜렷하게 예측하지 못하고 있다. 재순환 영역에서 난류 강도분포가 높게 나타나고 있는데, 이는 재순환 영역에서 난류 혼합이 활발하게 일어난다는 것을 의미한다.

평균속도의 등가선 분포를 Fig. 6에 나타내었다. 점선은 음의 값을 나타내며, 실선은 양의 값을 나타낸다. Fig. 6의 (a)는 축방향 평균속도를 나타내며, 등가선 분포는 $U_z/U_b=1.1$ 까지만 나타냈다. 축방향 평균속도의 범위는 -0.40에서 1.32의 범위로, 그 최고치는 입구부의 중심 부근과 보염기 주변에 위치하고 있다. 한편, 음의 최고치는 벽면 근처의 재순환 영역의 벽면 근방에서 나타

나고 있다. 보염기 배면의 재순환 영역의 크기는 폭 0.5R, 길이 1.7R임을 알 수 있으며, 보염기 지지축의 표면에 경계층이 발달하고 보염기와 지지축의 전면 접합부에 작은 재순환 영역이 존재한다. 이 작은 재순환 영역은 방출되지 않고 접합부에 갇혀 있음을 알 수 있다. 벽면에 수직한 축방향 속도공배의 부호가 바뀌는 점으로 정의되는, 재부착 위치는 연소실 벽면의 $Z/R=19.5$ 임을 알 수 있다.

Fig. 6의 (b)는 반경방향 평균속도의 등가선 분포를 나타냈다. 등가선의 범위는 -0.25에서 0.65를 0.043의 간격으로 나타내었다. 양의 값은 반경방향의 평균속도가 벽쪽을 향한다는 것을 의미하며, 음의 값은 중심부쪽을 향한다는 사실을 나타낸다. 입구부에서 분출된 분류가 보염기 주변에서 바깥쪽으로 퍼지지만, 재순환 영역의 중간정

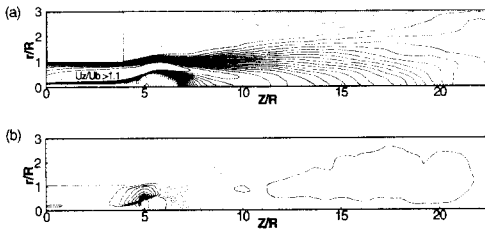


Fig. 6 Contour plots of the mean velocity components. (a) Axial velocity Range:-0.32 to 1.32. Contour levels shown between -0.32 and 1.10 at intervals of 0.059. (b) Radial velocity Range : -0.25 to 0.64. Contour levels shown between -0.25 to 0.64 at intervals of 0.045

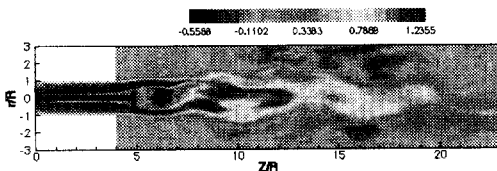


Fig. 7 Instantaneous axial velocity distribution

도의 위치에서 중심부쪽으로 수축하고 있다는 것을 알 수 있다.

앞에서의 시간평균 통계량에 대한 실험결과와의 비교를 기초로 하여, 큰 척도 보텍스의 순간적인 거동에 관해 조사해 보기로 한다. 순간의 축방향 속도를 Fig. 7에 가시화하여 나타내었다. 축방향 속도는 보염기의 영향으로 퍼지게 되며, 보염기 배면에 재순환 영역이 재현되었다. $Z/R=7.0$ 부근에서 재순환 영역이 거의 끝나게 되고 난류혼합이 촉진됨을 알 수 있다. 하부의 각 단면도에서 볼 수 있는 바와 같이, 보염기 후면에서 링형태의 고속영역이 존재하며, 약한 역류영역과 재순환 영역이 각각 그 바깥쪽과 안쪽에 형성됨을 알 수 있다. 링형태의 고속영역은 재순환 영역의 성장에 따라서 서서히 확대되며, 전단층사이에 물결 모양의 변형(wavy deformation)이 나타남을 알 수 있다. 이와 같은 변형은 축방향 거리가 증가함에 따라 성장하게 되며, 흐름방향의 보텍스(streamwise vortex)를 성장시키게 되고, 흐름 방향의 보텍스의 증가에 따라 유동의 불안정성은 증가하게 된다.

챔버 내부 보텍스 분포의 순간적인 공간 발달 상황을 가시화하여 나타내었다. 원주방향, 축방향 그리고 보텍스 강도분포를 각각 Figs. 8, 9와 10에 나타내었다. 축대칭의 보텍스-링이 보염기 후면의 환상분류의 안쪽과 바깥쪽에 생성되며, 안쪽의 보텍스-링이 재순환 영역에서의 강한 전단력을 받기 때문에 바깥쪽에 비해 강한강도를 갖는다. 이들 보텍스는 하류로 감에 따라 점차 붕괴하게 되며, 그 붕괴형태는 원형분류⁽¹²⁾의 경우와 유사하나, 3차원 보텍스 구조는 보다 빨리 발달하게 된다. 이것은 보염기에 의해 2개의 강제 전단층이 형성되기 때문에 자유전단층의 지배를 받는 원형분류의 경우보다 더욱 더 복잡한 난류의 혼합양식을 갖게 된다고 생각된다.

이들 두 보텍스-링 사이에는 상호작용이 일어나 바깥쪽의 보텍스-링은 빨리 소멸되고, 안쪽 보텍스-링내부의 재순환 영역에서 난류혼합이 활발하게 일어나고 있음을 알 수 있다. 재순환 영역이 끝나는 $Z/R=7.0$ 부근에서는 비교적 긴구조의 보텍스-링이 존재하며, 이들 구조는 하류에서의 혼합과정에 의해 변형된다. 그러나, 이와 같은 긴구조는 기본적으로 연소실 챔버의 중심부에서 하류를 따라 유지되고 있음을 알 수 있다. 반면에,

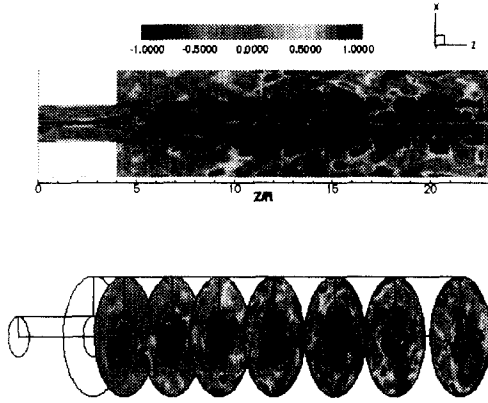


Fig. 8 Instantaneous azimuthal vorticity distribution

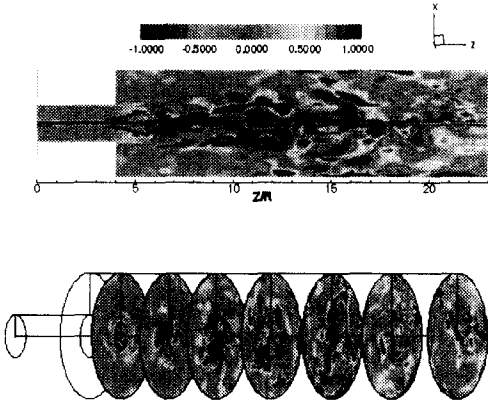


Fig. 9 Instantaneous streamwise vorticity distribution

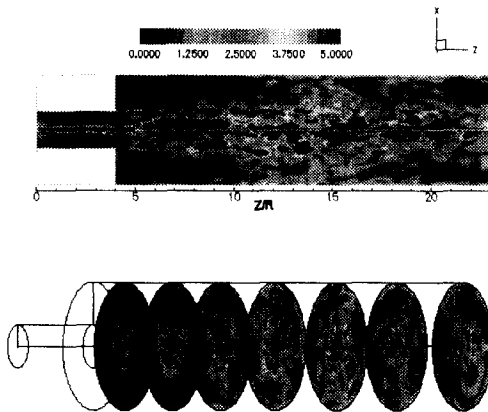


Fig. 10 Instantaneous vorticity magnitude distribution

흐름방향 보텍스가 보텍스-링의 물결 모양의 변형이 일어나는 경계면에 생성되어 하류로 확산해

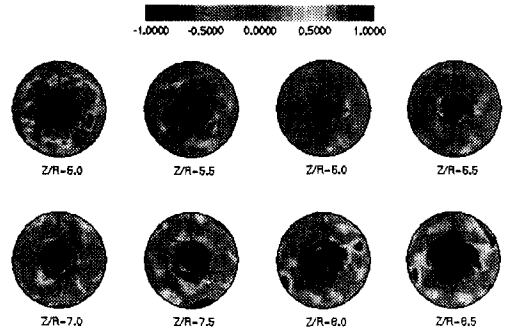


Fig. 11 Cross-sectional views of the azimuthal vorticity distribution

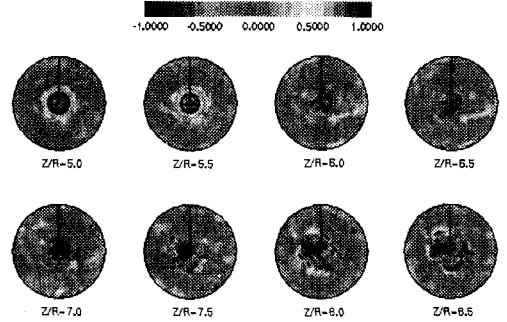


Fig. 12 Cross-sectional views of the streamwise vorticity distribution

가는 것을 보여준다. 이와 같은 그림은 예혼합 연소기 내부에서 미연가스와 기연가스의 혼합에 의해 보텍스 구조가 어떻게 가속되는가를 설명해 준다. 보염기 배면의 8위치에서의 하류로 발달해 가는 vorticity의 단면분포를 Figs. 11, 12와 13에 각각 나타내었다. Fig. 11은 원주방향의 vorticity 분포를 나타낸 것으로서, 서로 반대방향의 회전을 갖는 2개의 축대칭 보텍스-링이 재현되었다. 바깥쪽 보텍스-링이 그 강도가 약하고 $Z/R=6.0$ 부근에서 소멸되며, 이 지점에서 안쪽 보텍스-링의 내부영역에서 난류혼합이 가속되고 있음을 알 수 있다. 재순환 영역이 끝나가는 $Z/R=6.5$ 부근에서, 원주방향의 vorticity는 보염기를 넘어온 속도성분의 재결합에 의해 수축하게 되며, 그 이후 하류로 감에 따라 점차 퍼져서 난류혼합이 증진하게 된다. 그러나, 변형된 링형태는 하류에 이르기까지 오랫동안 그 형태를 유지하고 있음을 알 수 있다.

흐름방향의 vorticity 분포를 나타내는 Fig. 12는

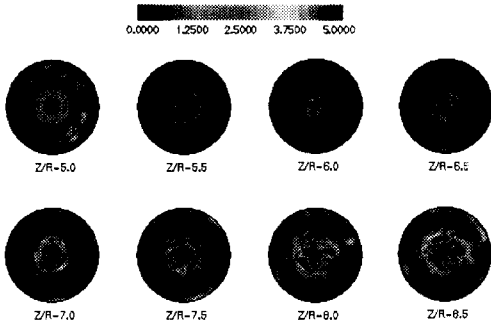


Fig. 13 Cross-sectional views of the vorticity magnitude distribution

보텍스-링을 따라서 약한 흐름방향 보텍스가 형성되는 것을 보여 주고 있으나, 흐름방향 보텍스는 보텍스-링의 물결상의 변형(wavy deformation)이 가속되는 보염기 배면의 재순환 영역에서 주로 생성되고 있음을 알 수 있다.

Fig.13의 보텍스 강도분포는 보염기 배면에 2개의 축대칭 보텍스-링이 존재함을 설명해 주고 있으며, 이 두 보텍스-링 사이의 상호작용으로 인하여 보텍스가 작은 척도의 운동으로 소멸될 때까지 불안정성이 가속화하게 된다.

보염기 주변의 난류 혼합과정에 대한 이해를 돕기 위하여, 보염기 주위의 vorticity의 등가선 분포를 가시화하여 Fig. 14에 나타내었다. 등가선 분포는 Z/R=4.5에서 7.5 사이를 나타내었으며, 이때 보염기는 Z/R=5.0에 위치하고 있다. 반대방향의 회전을 갖는 2개의 보텍스-링이 확연하게 재현되었으며, 바깥쪽 보텍스-링은 강도가 다소 약하고 반경방향으로 제한되어 있는 반면에 안쪽 보텍스-링은 그 강도가 강하며 보염기의 영향으로 바깥쪽으로 퍼지려는 성질을 갖고 있다. 난류 혼합은 바깥쪽의 보텍스-링으로 부터 흡수된 부분과 안쪽 보텍스-링 사이에서 일어나며, 바깥쪽 보텍스-링의 미흡수 부분은 점차로 소멸하게 된다. 요약하면, 난류혼합은 재순환 영역에서 반대방향의 회전을 갖는 2개의 보텍스-링 사이에서 촉진된다고 할 수 있다.

Fig. 15에 보염기 주변의 볼텍스 구조의 등가면 분포를 나타내었으며, 가시화 범위는 Fig. 14의 경우와 동일하다. 앞서 말한 바와 같이, 보염기 배면에 보텍스-링이 선명하게 나타났으며, 보염기와 지지축 사이의 전면 구석부에 작은 재순환

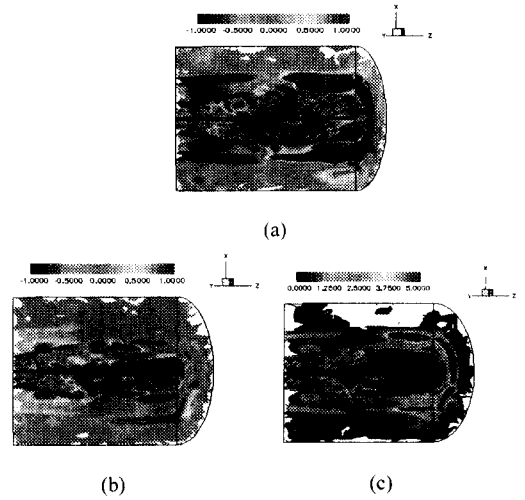


Fig. 14 Contour views of the vorticity distribution around the flame holder. (a) azimuthal vorticity (b) streamwise vorticity (c) vorticity magnitude

영역이 보여진다. 보텍스 구조의 공간 발달 상황에 관한상세한 조사를 위하여, 보텍스의 등가면 분포를 보염기의 크기를 기준으로 내부영역과 외부영역으로 나누어서 나타내었다. Fig. 15의 (b)와 (c)는 안쪽에서 본 내부영역과 외부영역을 나타내었으며, Fig. 15의 (d)와 (e)는 바깥쪽에서 본 내부영역과 외부영역을 각각 나타내었다. 보텍스-링은 보염기 배면에서 방출되어 점차 변형되어 간다. 재순환 영역이 끝나는 지점에서 보염기를 넘어온 속도성분의 재결합에 의한 충돌의 영향으로 보텍스-링은 더욱 더 변형하게 되며, 마치 시트 형태의 보텍스-링으로 수축하게 되고 재순환 영역의 전단층에서 부분적으로 붕괴하여 흐름방향의 보텍스가 생성되게 된다. 동 영상화한 그림에서 이 전단층의 경계에서 나선형의 보텍스 구조가 나타남을 알 수 있으며, Fig. 15의 (c)와 (e)에 나타난 바와 같이, 이와 같은 나선형 구조가 흐름방향의 보텍스를 생성하게 됨을 알 수 있다.

Fig. 16에 보텍스 강도의 등가면 연속분포를 나타내어, 재순환 영역 내부에서의 큰 척도 보텍스의 시간에 따른 rolling-up과 방출에 관해 설명하고 있다. Fig. 16의 (a)와 (b)에 각각 안쪽에서 본 형상과 바깥쪽에서 본 형상을 나타내었다. 연속그림에서 나타난 바와 같이 링형태의 보텍스는 흐름방향으로 방출되며 roll-up하고 있음을 알 수

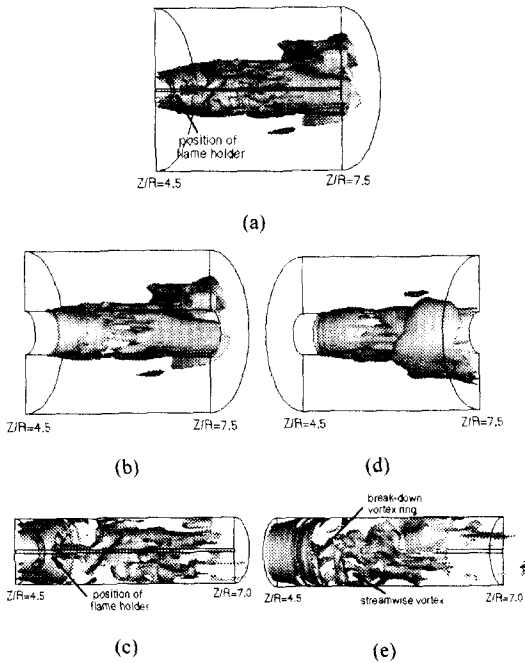


Fig. 15 Iso-surface of the vorticity magnitude. (a) streamwise sectional view (b) inside view of the outer part (c) inside view of the inner part (d) outside view of the outer part (e) outside view of the inner part

있으며, 화살표로 표시한 바와 같이 회전하고 있다. 그러나, 재순환 영역내부의 보텍스 덩어리는 반대방향의 회전을하며 반대로 진행하기 때문에, 이들 두 보텍스 사이의 상호작용으로 인해 링형태의 보텍스는 붕괴하게 된다. 한편, 재순환 영역내부의 보텍스 덩어리는 압축되게 되고 보염기 배면에서 기울어진 분포를 하게 된다. 이들 두 보텍스는 화살표로 나타낸 바와 같이 보염기 직후에서 또 다시 상호간섭을 일으키게 된다. 그럼 내부에 작은 원으로 표시한 부분은 진단층의 경계면에서 시간에 따른 보텍스의 변형을 나타낸다. Fig. 16의 (b)에 나타낸 바깥쪽에서 본 형상은 시간에 따른 보텍스-링의 붕괴와 나선구조로의 변형과정을 설명하고 있다. 이와 같은 과정은 간헐적으로 일어나며 재순환 영역내부의 보텍스 덩어리는 진동하게 된다.

6. 결론

본 연구에서는 LES수법을 이용하여 급 확대부

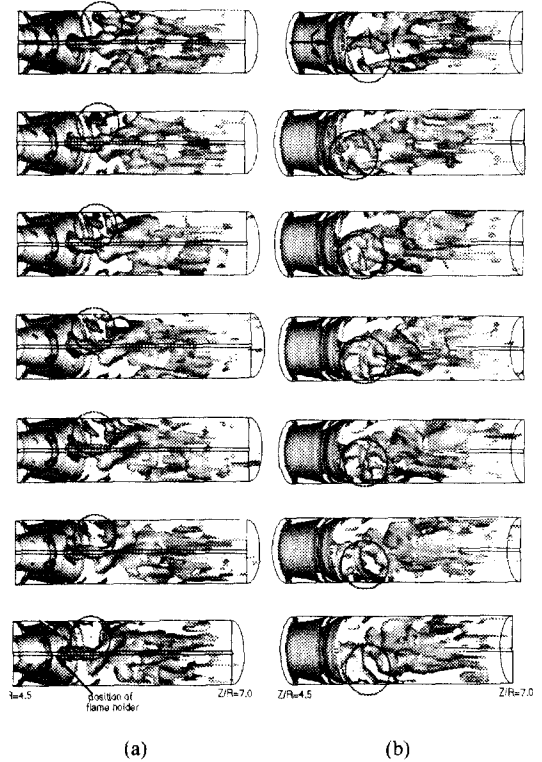


Fig. 16 Sequential frames of the vortical structure inside region of the recirculating zone behind the flame holder. $\Delta t=0.5t^*$ (a) inside view of the inner part (b) outside view of the inner part

를 갖는 실린더 챔버 내부의 보염기 주위의 난류 혼합과정에 관한 상세한 조사를 수행하였다. 또한 수치 해석결과의 검증용 위해 LDV에 의한 실험계측도 행하였다. LES 예측결과는 실험결과와의 비교를 통해서 평균 속도분포, 속도 피크치의 위치, 난류 강도분포등에 있어서 좋은 결과를 얻고 있다. 그러나, 예측결과는 보염기 후면의 재순환 영역에 대하여 다소 과대평가하고 있음을 알 수 있다.

이상과 같은 난류통계량의 검증을 기초로하여, 큰 척도의 보텍스 거동에 관한 해석을 행하였다. 순간적인 보텍스의 구조분포는, 보염기 후면에 반대방향의 회전을 갖는 2개의 보텍스-링이 생성되어, 상호작용에 의해 변형되어 간다. 안쪽의 보텍스-링이 보다 높은 강도를 갖고 이 영역에서 난류혼합이 가속되는 반면에, 바깥쪽의 보텍스-링

은 약한 강도를 갖고 빨리 소멸하게 된다. 난류 혼합은 재순환 영역에서 반대방향의 회전을 갖는 두 보텍스사이에서 증진된다. 동영상화한 연속 그림은 시간에 따른 보텍스-링의 붕괴와 흐름방향의 보텍스를 여기하는 나선형구조의 생성에 대하여 설명해 주고 있다. 재순환 영역내부의 보텍스 덩어리는 보염기 배면의 재순환 영역의 진동에 따라 앞뒤로 진동하며 방출되는 보텍스-링과 상호작용을 하고 있음을 알 수 있다.

감사의 글

이 연구는 과학기술부 국가지정연구실 사업의 일환으로 수행되었으며 이에 감사드립니다.

참고문헌

- (1) Akselvoll, K. and Moin, P., 1996, "Large-Eddy Simulation of Turbulent Confined Coannular Jets," *J. Fluid Mech.*, Vol. 315, pp. 387~411.
- (2) Johnson, B. V. and Bennet, J. C., 1984, "Statistical Characteristics of Velocity, Concentration, Mass Transport, and Momentum Transport for Coaxial Jet Mixing in a Confined Duct," *J. of Gas Turbines and Power*, Vol. 106, pp. 121~127.
- (3) Amano, K., Inage, S., Yamakata, M. and Taniguchi, M., 1993, "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.
- (4) Inage, S. and Kobayashi, N., 1997, "A Numerical Simulation of Turbulent Premixed Flame Stabilized by a Pilot Flame and Bluff Body," *Trans. JSME B63* (in Japanese), pp. 3758~3763.
- (5) Demirdzic, I., Gosman, A. D., Issa, R. I. and Peric, M., 1987, "A Calculation Procedure for Turbulent Flow in Complex Geometries," *Computers and Fluids* 15, pp. 251~273.
- (6) Smagorinsky, J., 1963, "General Calculation Experiments with the Primitive Equations. I. The Basic Experiment," *Monthly Weather Review*, Vol. 91, pp. 99~164.
- (7) Van Driest, E. R., 1956, "On Turbulent Flow Near a Wall," *J. of the Aeronautical Sciences*, Vol. 23, pp. 1007~1011.
- (8) Eggels, J. G. M., Unger, F., Weiss, M. H., Westerweel, J., Adrian, R. J., Friedrich, R. and Nieuwstadt, F. T. M., 1994, "Fully Developed Turbulent Pipe Flow : A Comparison Between Direct Numerical Simulation and Experiment," *J. Fluid Mech.*, Vol. 268, pp. 175~209.
- (9) Leonard, B. P., 1979, "A Stable and Accurate Convective Modeling Procedure Based on Quadratic Upstream Interpolation," *Comp. Meth. Appl. Mech. and Eng.*, Vol. 19, pp. 59~98.
- (10) Hirt, C. W. and Cook, J. L., 1972, "Calculating Three-Dimensional Flows Around Structures and Over Rough Terrain," *J. Computational Physics*, Vol. 10, pp. 324~340.
- (11) Dai, Y., Kobayashi, T. and Taniguchi, N., 1994, "Large Eddy Simulation of Plane Turbulent Jet Using a New Outlet Velocity Boundary Condition," *JSME int. Journal B*, Vol. 37 No. 2, pp. 242~253.
- (12) Liepmann, D. and Gharib, M., 1992, "The Role of Streamwise Vorticity in the Near-Field Entrainment of Round Jets," *J. Fluid Mech.*, Vol. 245, pp. 643~668.