

급 확대부를 갖는 실린더 챔버 내부 유동에 관한 LES 난류모델의 평가

고 상 철† · 최 창 용*

(원고접수일 : 2003년 8월 27일, 심사완료일 : 2003년 11월 28일)

Evaluation of turbulent SGS model for large eddy simulation of turbulent flow inside a sudden expansion cylindrical chamber

Sang-Cheol Ko† · Chang-Yong Choi*

Abstract : A large eddy simulation (LES) is performed for turbulent flow in a combustion device. The combustion device is simplified as a cylindrical chamber with sudden expansion. A flame holder is attached inside a cylindrical chamber in order to promote turbulent mixing and to accommodate flame stability. The turbulent sub-grid scale models are applied and validated. Emphasis is placed on the evaluation of turbulent model for the LES of complex geometry. The simulation code is constructed by using a general coordinate system based on the physical contravariant velocity components. The calculated Reynolds number is 5000 based on the bulk velocity and the diameter of inlet pipe. The predicted turbulent statistics are evaluated by comparing with the LDV measurement data. The Smagorinsky model coefficients are estimated and the utility of dynamic SGS models are confirmed in the LES of complex geometry.

Key words : LES (Large Eddy Simulation, 대 와동 모사), Physical Contravariant Velocity Component (물리 반변 속도 성분), Turbulent SGS Model (난류 SGS 모델), Flame Holder (보염기)

1. 서 론

가스 터빈은 비교적 소형으로 큰 출력을 얻을 수 있다는 이점을 갖추고 동시에 원리적으로는 거의 모든 기체계 연료를 에너지원으로 사용할 수 있다는 점에서 석유계통의 연료로부터 각종 대체 연료로의 전환을 적극적으로 도모해야 할 대상이

라 할 수 있다. 특히 예 혼합(pre-mixed) 연소방식의 가스 터빈은 화염온도를 낮춤으로써 NO_x 의 방출을 줄일 수 있기 때문에, 환경 유해물질의 억제 측면에서 많은 주목을 받고 있다. 그러나 비교적 낮은 온도에서의 예 혼합 연소방식은 연소반응을 일으키는 난류혼합 과정에서 쉽게 소멸현상에 이를 수 있기 때문에 보염기를 설치하여 화염

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

* 전주대학교 기계공학과(cychoi@jeonju.ac.kr)

의 안정화를 도모하고 있다. 이와 같이, 연소기 설계의 키 포인트라고 할 수 있는 연소반응은 주로 연소실 내부의 난류혼합 과정에 의존하기 때문에, 효율적인 연소기를 설계하기 위해서는 난류 유동장에 대한 엄밀한 해석이 가장 중요한 과제라고 할 수 있다.

문헌조사에 의하면, 연소실 내부의 난류혼합 현상에 관한 이해를 돕기 위한 수치 해석적 연구는 그다지 많지 않다. 난류 확산방식의 연소기에 관한 연구로서, Akselvoll과 Moin⁽¹⁾은 급 확대부로 분출되는 동환상 분류(co-annular jet)의 난류거동에 관한 LES 수치해석을 수행하였다. Dynamic SGS모형을 사용하여 연료와 산화제의 혼합물에 관한 수치해석 결과, 난류 확산연소의 화염안정성과 밀접한 관계를 갖는 lean blow-out에 이르는 현상에 관한 수치모사를 하였다. 한편, 예 혼합 연소방식에 관한 연구 결과로서, Amano등⁽²⁾은 시간평균 모델과 층류 화염편 모델을 사용하여 둔각물체 주위의 난류 예 혼합 화염의 온도분포를 예측하였다. 또한, Inage등⁽³⁾은 2차원 평행평판 내부에 3각 프리즘 형상의 보염기를 갖는 예 혼합 연소기에 관한 LES 수치해석을 수행하여, 보염기에 의해 안정화된 예 혼합 화염의 경우 보염기 주변에 강한 전단류로 인해 화염신장의 영향을 받기 쉽다는 사실을 확인하였다. 그러나 이상과 같은 수치 예측결과들은 단순한 형상이나 시간평균 모델에 의한 것이 대부분으로, 공학적 응용성이 뛰어난 실제 연소기의 복잡한 형상을 대상으로 한 시간 의존에 따른 해석방법이 요구된다.

LES수법은 대부분의 난류 에너지를 운반하는 큰 척도(large-scale)에 대해서는 직접 해석하고, 에너지가 소산하는 작은 척도(small-scale)에 관해서는 모델화하여 유동장을 해석하는 방법으로, 연소과정의 비정상인 난류거동을 효과적으로 예측할 수 있다. 일반적으로 Smagorinsky⁽⁴⁾모델이 널리 사용되고 있으며, 근래에 dynamic SGS모델⁽⁵⁾이 제안되어 저 레이놀즈 수 영역에 대해 합리적인 예측결과를 얻고 있다. 그러나 복잡한 형상의 연소기 내부유동에 관한 정확한 해석을 행하

기에는 아직도 많은 불확실성을 갖고 있다고 생각된다.

본 연구에서는 연소기 실린더 챔버 내부의 보염기 하류에서 일어나는 난류혼합 과정에 있어서의 난류 SGS모델에 대한 평가를 수행하였다. 서로 다른 몇개의 Smagorinsky 모델계수에 대한 평가와 Lagrangian dynamic SGS모델⁽⁶⁾을 이용한 수치해석을 수행하여, 연소기내의 복잡한 난류장에 대한 난류 SGS모델에 관한 검증을 수행하였다. 또한 모델 계수를 유동장의 상태에 따라 동적으로 구하는 Lagrangian dynamic SGS모델의 적용시에, 유적선을 따라 어느 정도 과거까지의 궤적을 추적하는가를 의미하는 시간 완화계수에 대한 평가도 수행하였다. 계산 레이놀즈 수는 연소기 입구부의 직경과 평균 벌크속도를 기준으로 $Re=5,000$ 에 대해서 수치계산을 행하였다. 난류 SGS 모델의 변화에 따라 예측된 난류 통계량에 대해서는 LDV에 의한 실험결과와의 비교를 통해 평가하였으며, 연소기 내부의 순간적인 난류거동에 관한 조사도 수행하였다.

2. 지배 방정식

물리 반변 속도성분에 근거한, 공간필터 조작을 행한 비압축성 유동장에 대한 LES지배 방정식은 다음과 같이 표현된다.

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

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{u^{(i)}}}{\partial t} + \frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial \eta^j} \left[\frac{J}{\sqrt{g_{ij}}} (\overline{u^{(i)}} \overline{u^{(j)}} - \tau^{(ij)}) \right] \\ + \overline{u^{(i)}} \overline{u^{(m)}} \left(\frac{i}{mj} \right) \\ = -g^{ij} \sqrt{g_{ij}} \frac{\partial \overline{p}}{\partial \eta^j} + \tau^{(jm)} \left(\frac{i}{mj} \right) \end{aligned} \quad (2)$$

여기에서 $\overline{u^{(i)}}$ 는 grid-scale의 물리 반변 속도성분이다. $\left(\frac{i}{mj} \right)$ 는 Christoffel symbol의 물리성분, J 는 Jacobian, g_{ij} 는 계량텐서(matric tensor)의 수확성분, $g^{(ij)}$ 와 $g^{(ij)}$ 는 각각 계량텐서의 물리성분과 역성분을 나타낸다. 계량텐서의 수

확성분과 물리성분 사이에는 다음과 같은 관계를 갖는다.

$$u^i = \frac{1}{\sqrt{g_{ii}}} u^{(i)}, \quad \tau_{ij} = \frac{1}{\sqrt{g_{ii}}} \frac{1}{\sqrt{g_{jj}}} \tau^{(ij)} \quad (3)$$

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

$$\tau^{(ij)} = (\nu + \nu_{sgs}) S^{(ij)} \quad (4)$$

$$S^{(ij)} = g^{(im)} \nabla_{(m)} u^{(j)} + g^{(jm)} \nabla_{(m)} u^{(i)} \quad (5)$$

$$\nu_{sgs} = (C_s \Delta)^2 (S^{(ij)} S^{(ij)} / 2)^{1/2} \quad (6)$$

본 계산에서는 난류모델로서 Smagorinsky 모델과 Lagrangian dynamic SGS 모델을 사용하였다. Smagorinsky 모델계수는 4가지 ($C_s = 0.08, 0.1, 0.12, C_{sp} = 0.12$) 경우에 대하여 수치계산을 수행하였으며, 길이 스케일 Δ 는 격자크기와 Van Driest⁽⁷⁾형의 감쇠함수를 이용하여 계산함으로써, 벽면부근의 점근거동을 구하고 있다.

$$\Delta = \left[1 - \exp\left(-\frac{y^+}{25}\right) \right] (\Delta \eta^1 \Delta \eta^2 \Delta \eta^3)^{1/3} \quad (7)$$

Dynamic SGS 모델을 이용할 경우, 모델계수는 유동장의 상태에 따라서 동적으로 구해진다. 그러나 이와 같이 하여 구한 모델계수는 공간적으로 변동하며 부(-)의 값을 포함하게 된다. 모델계수의 부(-)의 값은 수치해석상 절대 불안정을 야기하기 때문에, 이와 같은 문제를 극복하기 위하여 통계적으로 일정한 방향에 대하여 평균화를 취하는 방법이 일반적으로 행해지고 있다. Germano⁽⁵⁾와 Piomelli⁽⁸⁾는 평행평판간 난류에 대하여 벽에 평행한 면에 대한 평균을 취하였으며, Akselvoll과 Moin^(1,9)은 후향 계단 흐름 및 동환상 분류에 관하여 길이방향으로 평균화를 취하였다.

한편 Meneveau 등⁽⁶⁾은 dynamic SGS 모델에 있어서, 모델계수를 유체의 캐직에 따라 평균하는 수법인 Lagrangian dynamic SGS 모델을 제안

하였다. 이 경우 난류장은 통계적으로 일정한 방향에 대한 평균화 조작을 필요로 하지 않기 때문에, 통계적으로 일정한 방향이 존재하지 않는 복잡한 임의형상을 갖는 난류장에도 dynamic SGS 모델의 적용이 가능하게 된다. 이 경우의 모델계수는 다음과 같이 얻어질 수 있다.

$$C(x, t) = -\frac{I_{LM}}{I_{MM}} \quad (8)$$

$$I_{LM}(x, t) = \int_{-\infty}^t L_{ij}(z(t'), t') M_{ij}(z(t'), t') W(t-t') dt' \quad (9)$$

$$I_{MM}(x, t) = \int_{-\infty}^t M_{ij}(z(t'), t') M_{ij}(z(t'), t') W(t-t') dt' \quad (10)$$

윗식은 적분함수 형태이기 때문에 실제의 수치해석에서는 취급하기 곤란하므로, 시간에 관한 가중함수를 $W(t-t') = T^{-1} \exp(-(t-t')/T)$ 로 나타내면, 다음과 같은 수송 방정식으로 표현된다.

$$\frac{\partial I_{LM}}{\partial t} + u_k \frac{\partial I_{LM}}{\partial x_k} = \frac{1}{T} (L_{ij} M_{ij} - I_{LM}) \quad (11)$$

$$\frac{\partial I_{MM}}{\partial t} + u_k \frac{\partial I_{MM}}{\partial x_k} = \frac{1}{T} (M_{ij} M_{ij} - I_{MM}) \quad (12)$$

여기서,

$$L_{ij} = T_{ij} - \overline{\tau^{(ij)}} \quad (13)$$

$$M_{ij} = 2(\overline{\Delta^2} | \overline{S^{(ij)}} - \overline{\Delta^2} | \overline{S^{(ij)}}) \quad (14)$$

$$T_{ij} = \overline{u^{(i)} u^{(j)}} - \overline{u^{(i)}} \overline{u^{(j)}} \quad (15)$$

$$\tau^{(ij)} = \overline{u^{(i)} u^{(j)}} - \overline{u^{(i)}} \overline{u^{(j)}} \quad (16)$$

위에서 over-bar는 필터 폭 Δ 의 grid-filter를 나타내며, tilde는 필터 폭 2Δ 의 test-filter를 나타낸다. 한편 유적선을 따라 어느 정도 과거까지의 유체체적을 추적하는가를 의미하는 시간 스케일 T 는 다음 식으로 주어지며, 본 계산에서는 시간 완화계수 C_t 에 대한 검증도 수행하였다.

$$T = C_i \Delta I_{LM}^{-1/4} \quad (17)$$

3. 수치 해석 방법

본 연구에서는 원통좌표계 격자를 사용하였으며, 지배방정식은 입구부의 반경과 평균속도를 이용하여 무차원화 하였다. 계산영역의 개략도를 Fig.1에 나타내었다. 전체 계산영역은 흐름방향으로 23.0R이며, 입구부의 길이는 4.0R을 취하였다. 계산영역은 급 확대부로 분출되는 분류를 포함하며, 연소실 내부에는 입구부로부터 0.85R 위치에 보مج기가 설치되어 있고, 이 때 입구부의 반경 R은 20.0mm이다.

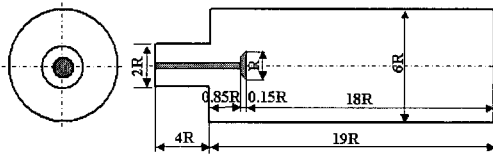


Fig. 1 Schematic diagram of the computational domain

원통좌표계 격자를 이용할 경우, 중심의 특이점에 대해서는 가상의 값으로 취급하여 계산을 수행하였다. 즉, 중심에서의 속도성분을 다중 값(multi-value)으로 가산하여, 대각방향으로 내삽을 취하여, 매 계산시 경계조건으로 부가하였다.

입구조건으로는 원관내 난류의 평균속도 분포에 랜덤한 변동속도 성분을 부가하여 사용하였다. 시간 이산화는 2차 정도의 Adams-Bashforth법을 사용하였으며, 공간 이산화에 대해서는 점성항에 2차 중심 차분, 대류항에 QUICK법을 사용하여 계산을 수행하였다. 압력해법에는 압력, 속도 동시 완화법인 HSMAC(Highly Simplified Marker-and-Cell)법을 사용하였다. 또한, 벽면 경계조건으로는 일반화된 벽법칙을 사용하였으며, 유출 경계조건으로는 대류 유출 경계조건을 부가하였다.

수치계산은 각각 격자크기 ($r \times \theta \times z = 55 \times 90 \times 102$), 시간증분 $\Delta t = 0.002$ 로 하여 무차원 시

간 $T=60.0$ 까지 진행하여, $T=30.0-60.0$ (약 15,000step)의 난류 통계량을 평균치로 취하였다. 모든 계산은 Silicon Graphics-Origion 2000을 이용하여 수행하였으며, 계산시간은 한가지 경우에 대략 430 CPU hr정도 소요되었다.

4. 실험 장치 및 방법

계산결과에 대한 평가를 행하기 위하여 LDV에 의한 측정을 수행하였다. 실험장치의 개략도는 Fig.2와 같다. 입구부의 직경은 40mm이며 입구의 평균속도는 0.125m/s, 작동유체인 물의 온도는 20°C로 설정하였다. 실험에 사용된 유량계는 검정을 거친 후 사용하였으며, 항온조를 사용하여 작동유체를 20±0.2°C의 범위에서 제어하였다. LDV에 의한 측정은 보مج기 후면의 20mm, 40mm, 60mm, 80mm, 100mm, 140mm의 6 단면에서 행해졌으며, 측정점의 수는 수평방향과 수직방향으로 각각 220점이었다. 측정값의 재현성을 확인하기 위해 동일한 측정을 5번 반복하여 재현성을 확인하였으며, 그 평균을 취하여 측정값으로 표시하였다.

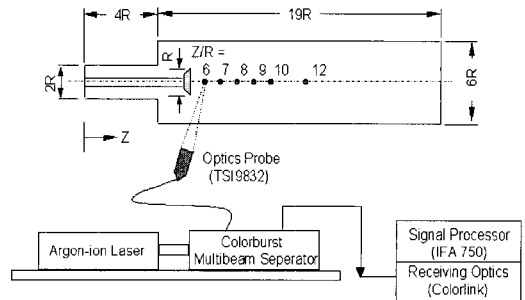


Fig. 2 Schematic diagram of LDV measurement points

흐름방향과 반경방향의 속도성분을 Argon-ion레이저의 dual-beam 구성에 의해 동시 측정하였다. Argon-ion레이저는 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 $90.5\mu\text{m}$, 길이 1.31mm이며, blue beam의 경우는 직경 $85.8\mu\text{m}$, 길이 1.24mm이다. 신호처리기(IFA750)로부터 출력된 출력신호는 500-600Hz의 주파수로 추출하였다.

5. 결과 및 검토

난류해석에 널리 이용되고 있는 Smagorinsky 모델의 경우, 그 모델계수는 유동장에 따라 최적화 할 필요가 있다는 사실은 잘 알려져 있다. 예를 들면, 등방성 난류의 경우는 $C_s=0.23^{(10)}$, 평행 평판간 난류의 경우는 $C_s=0.1^{(11)}$, 난류 혼합층에 관해서는 $C_s=0.15^{(12)}$ 등이 이용되고 있다. 그러나 일반적으로 $C_s=0.1$ 의 경우가 평행평판간 난류, 원관내 난류, 후향 계단 난류 등의 해석에 널리 이용되고 있다.

본 계산에서는 복잡한 형상을 갖는 난류 유동장의 경우 Smagorinsky 모델계수의 변화, 또는 난류모델의 변화에 따른 영향을 고찰하였다. 우선, 급 확대부의 형상변화를 수반하는 유동장의 내부에 보염기가 설치되어 있어 유동박리, 재순환, 재부착 현상 등의 복잡한 난류현상을 동반하는 복잡한 형상을 갖는 유동장을 해석하기 위해 최적의 Smagorinsky 모델계수를 선정할 필요가 있다. 따라서 본 계산에서는 Smagorinsky 모델계수에 대한 평가를 수행하고자 $C_s=0.08$ 과 $C_s=0.1$, 0.12 를 사용한 계산을 수행하였다. 또한, 전 해석 영역에서 모델계수 $C_s=0.1$ 로 하고, 난류혼합을 촉진시키는 보염기 배면의 재순환 영역($R \times 2R$ 영역)만을 $C_{sp}=0.12$ 로 한 수치계산을 수행하여 Smagorinsky 모델계수에 대한 모델평가를 수행하였다. 한편, Lagrangian dynamic SGS모델(이하 LDSM이라 한다.)을 이용한 경우의 계산도 수행하여, 복잡한 형상을 갖는 연소기내의 난류 유동장에 대하여 난류모델의 영향에 관한 평가를 수행하였다.

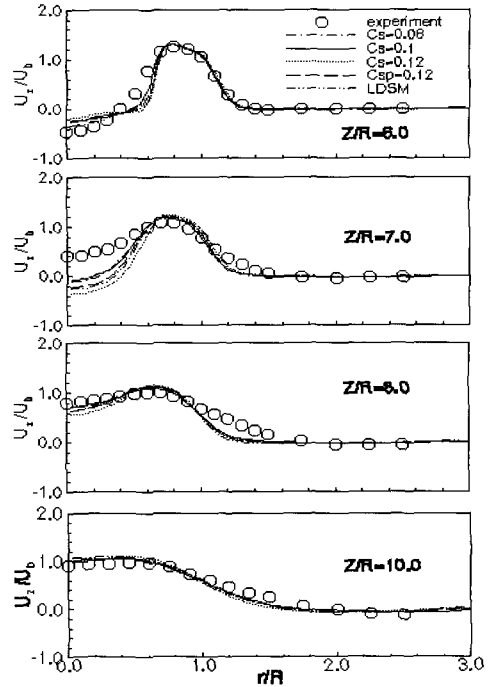


Fig. 3 Comparison of the predicted mean axial velocity with the experimental data.

Fig.3에 보염기 후면의 4위치($Z/R=6.0, 7.0, 8.0, 10.0$)에서의 평균 축방향 속도분포를 나타내었다. 각각의 모델계수를 이용한 예측결과는 대체로 실험결과와 잘 일치하였다. 특히 최고속도의 위치 등을 잘 예측하고 있으며 하류측에서는 만족할 만한 결과를 나타내고 있다. 그러나 $Z/R=7.0$ 의 경우에 나타난 보염기 배면의 재순환 영역에 관한 예측정도는 실험결과에 비해 다소 떨어짐을 알 수 있는데, 이는 격자 해상도에 의한 영향으로 판단된다. 즉, 보염기 주변의 성긴 격자로 인해 벽법칙을 사용함으로써 해석의 예측정도가 다소 저감되었다고 판단된다.

한편 모델계수에 따른 예측결과에는 그다지 큰 차이가 나타나지 않았다. $C_s=0.12$ 의 경우는 재순환 영역을 다소 과대평가하고 있음을 알 수 있으며, $C_s=0.08$ 의 경우는 $C_s=0.1$ 의 경우와 거의 같은 정도의 결과를 나타내었다. 한편 보염기 배면 영역만을 0.12로 한 $C_{sp}=0.12$ 의 결과는 중간 정도의 결과를 나타내어 LDSM에 의한 결과와 거의 같은 정도의 결과를 나타내고 있다. 일반적으

로 모델계수의 값이 크게 되면 큰 척도(large-scale)의 진동이 과도하게 감쇠되기 때문에, 본 연구에서와 같이 복잡한 형상을 갖는 유동장의 경우 모델계수를 최적화하는 것은 쉽지 않다. LDSM의 예측결과는 Smagorinsky모델을 이용한 경우와 거의 같은 정도의 예측치를 나타내고 있으나, 보염기 배면의 재순환 영역의 예측에 있어서 다소 떨어지는 결과를 나타내고 있다. 결과적으로, $C_s=0.1$ 의 경우가 재순환 영역뿐만 아니라 하류측의 예측결과에서도 가장 좋은 결과를 나타내고 있음을 알 수 있다.

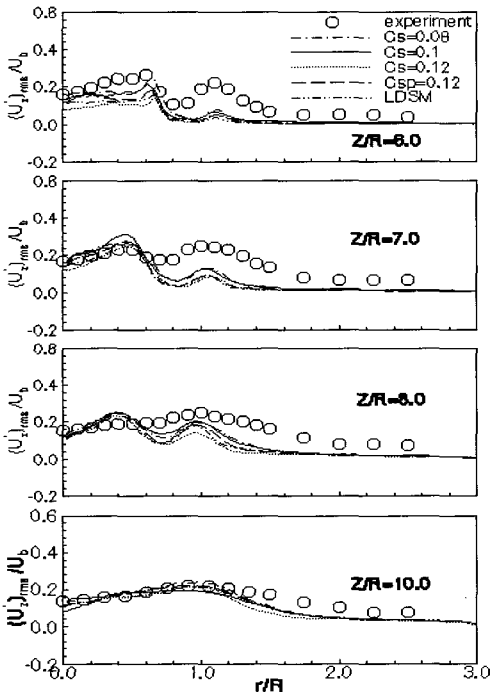


Fig. 4 Comparison of the axial turbulent intensity with the experimental data.

Fig.4에는 모델계수의 변화에 따른 축방향의 난류강도 분포를 나타내었다. 모델계수의 변화에 따른 난류강도의 해석결과도 평균속도 분포와 유사한 경향을 보여주며, $C_s=0.1$ 의 경우가 가장 좋은 결과를 나타내고 있다. 또한 난류강도 분포에 대한 예측결과는 실험결과에 비해 정량적으로 다소 떨어짐을 알 수 있다. 그러나 피크치의 위치 등 정

성적으로 좋은 일치를 보이고 있음을 알 수 있다. 그림에서 보는 바와 같이, 난류강도 분포는 보염기 후방의 전단층이 존재하는 위치에서 2개의 피크치가 존재하고 있음을 알 수 있으며, 그 중 안쪽 전단층의 피크치가 보다 강한 강도를 갖고 있음을 알 수 있다. 따라서 안쪽 전단층이 존재하는 재순환 영역에서 난류 혼합이 활발하게 이루어지고 있다는 사실을 알 수 있다. 이와 같은 2개의 피크치는 하류로 감에 따라 평탄한 분포를 하고 있음을 알 수 있으며, 실험결과와도 대체로 잘 일치함을 보여주고 있다.

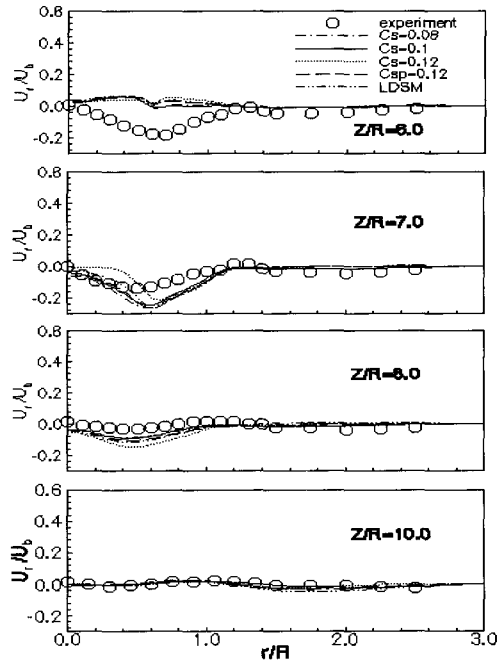


Fig. 5 Comparison of the predicted mean radial velocity with the experimental data.

반경방향의 평균속도 분포를 Fig.5에 나타내었다. $Z/R=6.0$ (보염기 배면 20.0mm 위치)에서 보는 바와 같이, 실험결과와 예측결과 사이에는 다소의 차이가 나타났다. 실험에서 측정된 반경방향의 평균속도는 음(-)의 값을 갖는 데에 비하여, 예측된 평균속도 분포는 양(+)의 값을 갖고 있음을 알 수 있는데, 이는 Fig.4의 축방향 평균속도 분포에서 이미 고찰한 바와 같이, 예측결과가 실

험결과에 비해 보염기 배면의 재순환 영역을 다소 과대평가하고 있다는 사실에 기인한다. 즉, 계산 결과가 보염기 배면의 재순환 영역을 과대평가하고 있으므로, $Z/R=6.0$ 의 위치에서 실제의 유동은 재순환 영역이 수축하는 단계이기 때문에 반경 방향의 속도분포가 음(-)의 값을 갖는데 반하여, 해석결과는 재순환 영역의 과대평가로 인하여 재순환 영역이 아직도 발달하고 있는 단계이기 때문에 반경방향의 속도가 양(+)의 값을 갖는다. 속도 예측분포의 약간 오목한 부분은 보염기로부터 방출되는 대형 볼텍스의 중심위치를 나타내는 것으로, 이 위치는 중심으로 부터 약 $0.6R$ 임을 알 수 있다. 또한 $Z/R=7.0$ (보염기 배면 40.0mm 위치)이하의 하류측에서는 실험결과와 예측결과는 비교적 잘 일치하고 있음을 알 수 있다. 한편 모델 계수의 변화에 따른 예측결과에는 그다지 큰 차이가 나타나지 않았다. 축방향 평균속도 분포의 결과에서 살펴 본 바와 같이, $C_s=0.12$ 의 경우가 재순환 영역을 과대평가하고 있으며, 그 외에는 거의 같은 정도의 결과를 나타내었다.

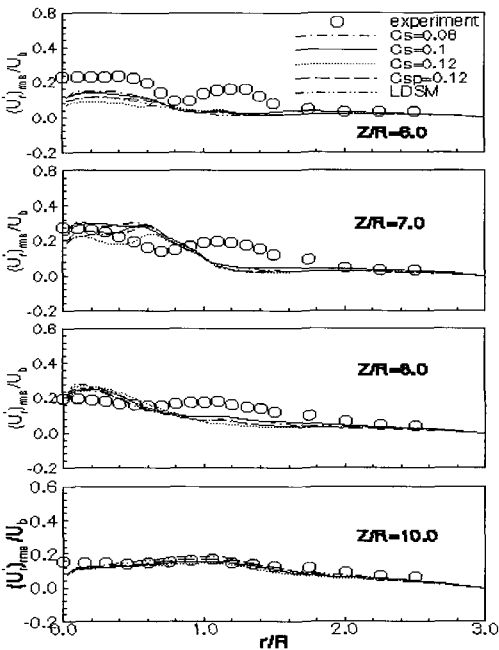


Fig. 6 Comparison of the radial turbulent intensity with the experimental data.

난류강도 분포를 Fig.6에 나타내었다. 난류강도 분포에 관한 일반적인 경향은 평균속도 분포에서와 유사함을 알 수 있다. 예측결과는 실험치에 비해서 피크치를 뚜렷하게 예측하지 못하고 있다. 또한 전반적으로 재순환 영역에서 난류강도 분포가 높게 나타나고 있는데, 이는 재 순환 영역에서 난류혼합이 활발하게 일어난다는 사실을 의미한다.

한편 LDSM을 이용하는 경우에 유적선을 따라 어느 정도 과거까지의 이력을 추적하는가를 의미하는 시간 스케일 T 는 식 (17)로 주어지며, 이 때 시간 완화계수 C_t 에 대하여 Meneveau등⁽⁶⁾은 등방성 난류의 DNS데이터를 이용하여 유적선에 따른 $L_{ij}M_{ij}$ 의 상관계수를 구하고, 이 상관계수가 거의 1.0이 되는 시간에 대하여 $C_t=2.0$ 으로 최적화하고 있다. Tsubokura등⁽¹³⁾은 평행평판간 난류를 대상으로 하여 완화계수의 시간 의존성에 대한 검토를 수행한 결과, 이 완화계수를 적게 취하면 초기값의 영향은 빠르게 완화되지만 유동장 전체에서 Smagorinsky 모델계수 C_s 가 부(-)로 되는 부분이 증가하게 되고, 완화계수를 크게 취하면 초기치의 완화는 다소 늦어지지만 모델계수 C_s 가 부(-)로 되는 부분은 감소한다는 사실을 확인하였다. 모델계수 C_s 의 부(-)의 값은 수치해석상 절대불안정을 야기하기 때문에, 유동장 전체에서 가능한 한 적게 할 필요가 있다.

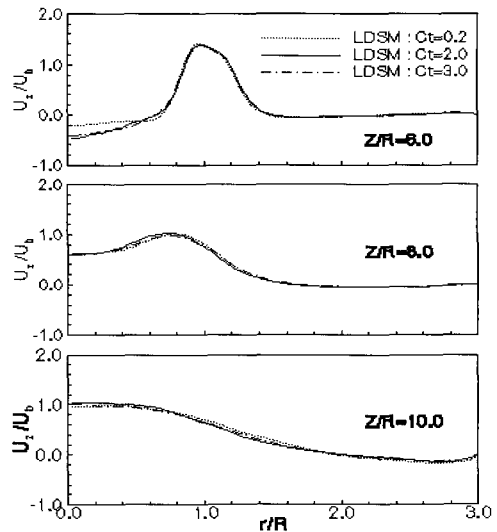


Fig. 7 Mean axial velocity profile

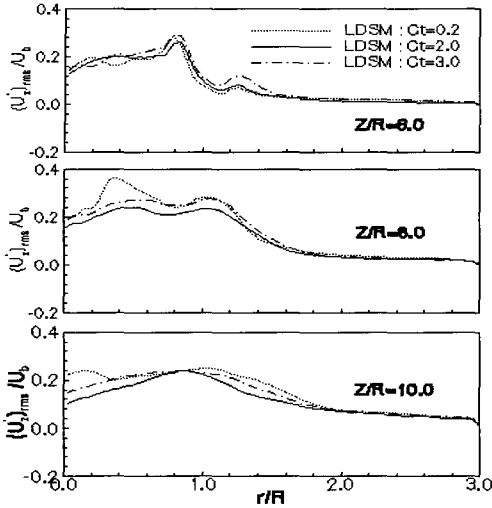


Fig. 8 Mean axial turbulent intensity

본 연구에서는 복잡 난류장의 LES 수치해석에 있어서 LDSM의 시간 완화계수 C_t 에 대한 평가를 수행하였다. 시간 완화계수의 영향평가는 3가지 경우($C_t=0.2, 2.0, 3.0$)에 대하여 수행하였으며, 각각의 경우에 대한 해석결과를 축방향 평균속도와 난류강도 분포로 Fig.7과 Fig.8에 나타내었다. 계산결과, 시간 완화계수 $C_t=2.0, 3.0$ 의 경우 모델계수 C_s 가 부(-)로 되는 점은 유동장 전체에서 약 1%정도인 데 반하여, $C_t=0.2$ 를 이용한 계산결과에서는 모델계수 C_s 가 부(-)로 되는 점은 약 10%정도로 증가되어 계산의 불안정이 증가하였다. 따라서 LDSM을 이용하는 경우에 유적선을 따라 어느 정도 과거까지의 이력을 평균하는가를 의미하는 시간 스케일 T는 유동장의 안정성과 밀접한 관계가 있다고 판단되며, 유동장 해석의 정확성 및 안정성 측면에서 통계적으로 적절한 유적선의 시간이력을 취할 필요가 있다고 판단된다. 본 계산결과, 유적선의 과거 이력을 추적하는 시간 완화계수 C_t 는 Meneveau등의 추천치인 2.0을 기준으로, $C_t=0.2$ 의 경우는 보염기 배면의 재순환 영역의 크기에 약간의 차이를 나타내었으나, $C_t=3.0$ 의 경우는 평균속도 피크치의 위치 및 재순환 영역의 크기 등의 결과에 있어서 그다지 차이를 나타내지 않았다. 난류 강도분포에 있어서도 추천치인 2.0을 기준으로, $C_t=0.2$ 및 $C_t=3.0$

의 경우는 그 결과에 있어 다소 과대평가하고 있음을 알 수 있다.

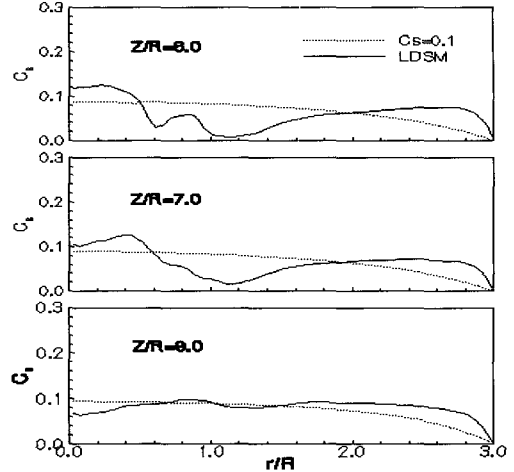


Fig. 9 Predicted mean C_s profile

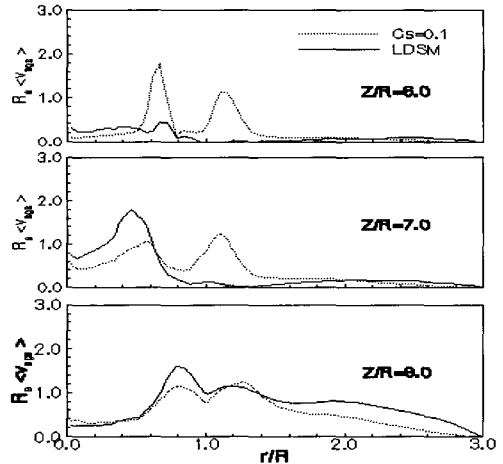


Fig. 10 Ratio of eddy-viscosity to molecular-viscosity

이상과 같이 복잡형상을 갖는 난류유동장에 대한 난류 SGS모델을 평가한 결과, Smagorinsky 모델을 이용한 경우에는 모델계수 $C_s=0.1$ 의 경우가, LDSM을 이용한 경우에는 시간 완화계수 $C_t=2.0$ 의 경우가 유동장의 정확도 및 안정성의 측면에서 가장 좋은 결과를 나타내었다. 따라서, Fig.9와 10에 위의 두 가지 경우에 대한 모델계수 C_s 의 평균분포와 와 점성의 분포를 나타내었다. Smagorinsky모델의 경우, Van Driest형의

감쇠계수를 대표길이에 곱하는 것에 의해 벽면에서의 점근거동을 나타내기 때문에 모델계수 C_s 의 평균분포는 공간적으로 평활한 분포인데 비하여, LDSM을 이용한 경우의 결과는 모델계수 C_s 의 공간에 따른 변화가 나타남을 알 수 있다. 즉, 보엽기 후방의 전단층이 존재하는 부분에서 모델계수가 적게 평가되어 있는 것과 보엽기 배면의 재순환 영역에서 모델계수가 크게 평가되어 있다는 사실 등, 기존의 dynamic SGS 모델에 의한 연구를 뒷받침하는 결과가 얻어졌다.

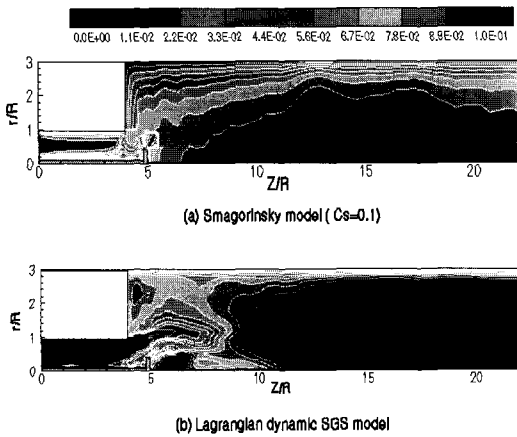


Fig. 11 Predicted mean C_s distribution

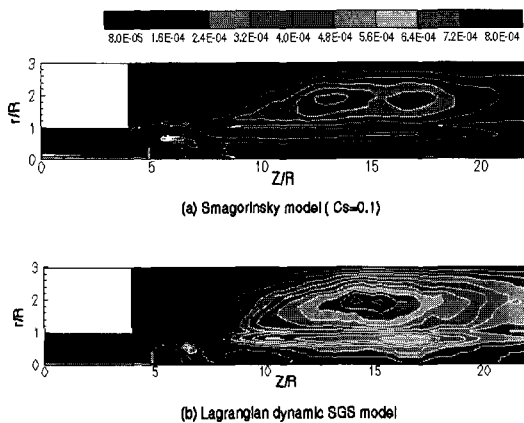


Fig. 12 Mean eddy-viscosity distribution

이와 같은 경향은 와 점성의 분포를 나타낸 Fig.10에서도 동일하게 나타나, LDSM을 이용한 경우에 보엽기 배면의 재순환 영역의 내부로부터

와 점성 성분이 성장하기 시작하여 재순환 영역이 끝나는 $Z/R=7.0$ 부근에서 급격히 성장하며, 축하류로 감에 따라 반경방향으로 퍼져 나가는 분포를 보여주고 있다.

Fig.11에 원주방향으로 평균을 취한 모델계수 C_s 를 나타내었으며, 그에 따른 와 점성 분포를 Fig.12에 나타내었다. 모델계수 C_s 의 평균분포에서 알 수 있는 바와 같이, LDSM을 이용한 경우의 예측결과가 보엽기 후방에 생성되는 전단영역 및 재순환 영역의 공간변화를 보다 상세히 표현하고 있다는 사실을 알 수 있다. 따라서 복잡 난류장에 대한 LES 수치해석을 수행할 경우에, 모델계수를 고정하는 Smagorinsky 모델에 대하여 난류 SGS 모델계수를 유동장을 해석하는 과정에서 동적으로 구하는 dynamic SGS모델의 유효성을 확인하였다.

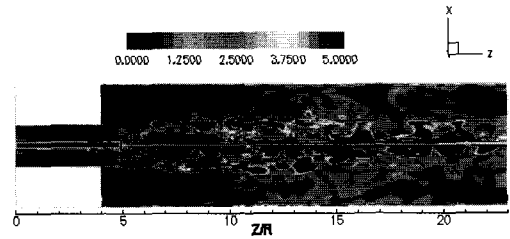


Fig. 13 Instantaneous vorticity magnitude distribution.

앞에서의 시간 평균 통계량에 대한 실험결과와의 비교를 기초로 하여, 큰 척도 볼텍스의 순간적인 거동에 관해 살펴 보기로 한다. 챔버 내부의 볼텍스 강도의 순간적인 공간발달 상황을 가시화하여 Fig.13에 나타내었다. 보엽기의 배면에 서로 반대방향의 회전을 갖는 2개의 축대칭 볼텍스 링이 보엽기 후면의 환상 분류의 안쪽과 바깥쪽에 생성되며, 안쪽의 볼텍스 링이 재순환 영역에서의 강한 전단력을 받기 때문에 바깥쪽에 비해 높은

강도를 갖는다. 이들 불텍스는 하류로 갈에 따라 점차 붕괴하게 되며, 그 붕괴형태는 원형분류의 경우와 유사하나, 3차원 불텍스 구조는 보다 빨리 발달하게 된다. 이것은 보염기에 의해 2개의 강제 전단층이 형성되기 때문에 자유 전단층의 지배를 받는 원형분류의 경우보다 더욱 복잡한 난류의 혼합양식을 갖게 된다고 생각되며, 이와 같은 현상은 예 혼합 연소기 내부에서 미연가스와 기연가스의 혼합에 의해 불텍스 구조가 어떻게 가속되는가를 설명해 준다.

6. 결 론

본 연구에서는 급 확대부를 갖는 실린더 챔버 내부의 보염기 하류에서의 혼합과정에 관한 상세한 조사를 수행하였으며, 특히 복잡형상을 갖는 LES 수치해석에 있어서의 난류 SGS모델에 대한 평가를 수행하였다. 수치예측 결과는 실험결과와의 비교를 통해서 평균속도의 분포, 속도 피크치의 위치, 난류강도의 분포 등에 있어서 좋은 결과를 얻고 있다.

한편 난류모델에 관한 검증을 수행한 결과, Smagorinsky모델을 이용한 경우가 박리현상, 재부착, 재순환 현상 등의 난류현상들이 복합적으로 작용하는 복잡 난류장의 해석에도 여전히 유용하다는 사실을 확인하였으며, Smagorinsky 모델계수에 대한 검토 결과 모델계수 $C_s=0.1$ 을 사용한 경우가 재순환 영역과 하류측에서 좋은 결과를 얻었다.

Lagrangian dynamic SGS모델을 사용한 경우에도 근사적인 결과를 얻었으며, 특히 보염기 후방의 전단층 및 재순환 영역에서 모델계수 평가에 따른 dynamic SGS 모델의 타당성과 유효성을 확인하였다. 또한, 이 때 유적선에 따른 시간 이력을 의미하는 시간 스케일 T 는 유동장의 안정성과 밀접한 관계가 있어, 유동장 해석의 정확성 및 안정성 측면에서 통계적으로 적절한 시간이력을 취할 필요가 있다는 사실을 알았다.

급 확대부를 갖는 실린더 챔버 내부의 난류거동은, 보염기의 후방에 서로 반대방향의 회전을 갖

는 2개의 링 형태의 불텍스가 생성되며, 재순환 영역의 강한 전단층의 영향을 받는 안쪽의 불텍스 링이 보다 높은 강도를 갖게 된다. 이들 2개의 불텍스 링은 하류로 갈수록 붕괴되어 난류혼합이 촉진되고 있음을 확인하였다.

참고문헌

- [1] Akselvoll, K. and Moin, P., "Large-eddy simulation of turbulent confined coannular jets", J. Fluid Mech., Vol.315, 1996, pp.387-411.
- [2] 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.
- [3] 稻毛眞一, 小林成嘉, "パイロット火炎および保炎器により安定化された亂流豫混合火炎の数値シミュレーション", 日本機械學會 論文集 B, 63卷 615号, 1997, pp.3758-3763.
- [4] Smagorinsky, J., "General calculation experiments with the primitive equations. I. The basic experiment", Monthly Weather Review, Vol.91, 1963, pp.99-164.
- [5] Germano, M., Piomelli, U., Moin, P. and Cabot, W. H., "A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model", Physics of Fluids, Vol.A3, 1991, pp.1760-1765.
- [6] Meneveau, C., Lund, T. S. and Cabot, W., "A Lagrangian dynamic subgrid-scale model for turbulence", Proceedings of the Summer Program (Center for Turbulence Research), 1994, pp.271-299.
- [7] Van Driest, E. R., "On turbulent flow near a wall", J. of the Aeronautical

Sciences, Vol.23, 1956, pp.1007-1011.

- [8] Piomelli, U., "High Reynolds number calculations using the dynamic subgrid-scale stress model", Physics of Fluids, Vol.A5, 1993, pp.1484-1490.
- [9] Akselvoll, K. and Moin, P., "Large eddy simulation of a backward facing step flow, in Eng. Turb. Modelling and Exp. 2", edited by Rodi, W. and Martelli, F., 1993, pp.303-313.
- [10] Antonopoulos-Domis, M., "Large-eddy simulation of a passive scalar in isotropic turbulence", J. Fluid Mech., Vol.104, 1981, pp.55-79.
- [11] Deardorff, J. W., "A numerical study of three dimensional turbulent channel flow at large Reynolds number", J. Fluid Mech., Vol.41, 1970, pp.453-480.
- [12] Mansour, N. N., Ferziger, J. and Reynolds, W. C., "Large-eddy simulation of turbulent mixing layer", Rep. No. TF-11, Stanford University, 1978.

- [13] 坪倉誠, "平面衝突噴流の LES 數値解析に関する研究", 東京大學 博士學位 論文, 1996.

저 자 소 개



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 국제산화연구소, 2000년 한국과학기술원 기계공학과, 2000-2002 삼성전자 디지털미디어(연), 2002년 전주대학교 기계공학과 교수.



최상용 (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.