

실용 연소장 해석을 위한 대 와동 모사

황철홍* · 이창언**

Large Eddy Simulation for the Analysis of Practical Combustion Field

Cheol-Hong Hwang and Chang-Eon Lee

ABSTRACT

Large eddy simulation(LES) methodology used to model the isothermal swirling flows in a dump combustor and the turbulent premixed flame in a model gas turbine combustor. The LES solver was implemented on parallel computer consisting 16 processors. In isothermal flow simulation, the results was compared with that of $k-\epsilon$ model as well as experimental data, in order to verify the capability of LES code. To model the turbulent premixed flame in a gas turbine, the G -equation flamelet model was used. The results showed that LES and RANS well predicted the mean velocity field of a non-swirling flow. However, in swirling flow, LES showed a better performance in predicting the mean axial and azimuthal velocities, and the central recirculation zone than those of RANS. In a model gas turbine combustor, the operation condition of high pressure and temperature induced the different phenomena, such as flame length and flow-field information, comparing with the condition of ambient pressure and temperature. Finally, it was identified that the flame and heat release oscillations are related to the vortex shedding generated by swirl flow and pressure wave propagation.

Key Words : Large eddy simulation(대 와동 모사), Turbulent premixed flame(난류 예혼합 화염), Flame instability(화염 불안정성), Swirl flow(선회 유동)

1. 서 론

가스터빈, 램젯 엔진 및 실용 연소기 등은 연료와 공기의 혼합 증진, 열전달의 증대, 오염물질의 저감 및 화염 안정성 등을 개선시키기 위하여 재순환 및 선회 유동을 포함하는 복잡한 구조의 난류 특성을 가지고 있다. 이러한 난류유동 및 화염은 다양한 스케일을 갖는 에디(Eddy)들의 움직임에 의해서 매우 불규칙한 비정상적인 거동을 보인다. 특히 난류 화염은 연료 농도, 유속, 온도 및 압력의 작은 변동에도 매우 민감하게 반응한다.

그 결과 부적절한 설계 및 운전으로 인하여 연소기 내부의 소음, 과도한 압력과 및 열전달을 발생시켜 성능저하 및 파손을 초래하는 화염 불안정성을 초래 할 수 있다. 이는 유동장의 난류혼합 및 와류의 전개와 같은 동역학적 특성, 화학반응에 의한 열발생 및 음향파의 복합적인 연계에 의해 지배되는데, 이들에 대한 정확한 원인 규명은 현실적으로 많은 어려움이 있다[1].

최근에 전산자원 및 수치기법의 향상으로 실용 연소장 내의 화염 거동을 이해하기 위한 전산해석이 많이 이루어지고 있다. 더불어 이러한 전산해석 결과를 직접 연소기의 설계에 활용하려는 시도가 점차적으로 진행되고 있다. 난류 유동 및 화염에 대한 수치접근법은 모델링 없이 직접 수치 해를 구하는 DNS (Direct Numerical Simu-

* 인하대학교 기계공학과 대학원

** 인하대학교 기계공학과

† 연락처, chelee@inha.ac.kr

lation), 평균화된 난류유동에 대한 모델링을 통해 접근하는 RANS(Reynolds Averaged Navier-Stokes) 그리고 이들 방법을 절충한 LES (Large Eddy Simulation)로 크게 구분된다.

LES의 기본 개념은 대부분의 에너지를 포함하고 난류수송의 역할을 담당하는 큰 에디(Eddy)는 모델 없이 직접 계산하고, 비교적 등방성의 성격을 갖는 작은 스케일의 에디는 아격자(Subgrid) 모델로 처리하게 된다. 따라서 LES는 모든 스케일의 유동구조에 영향을 주는 RANS에서의 난류모형보다는 좀 더 일반적이고, 형상과 경계조건에 덜 의존한다고 할 수 있다. 또한 시간 평균화된 물리량을 이용하여 난류현상을 묘사하는 RANS와는 다르게 LES는 유동의 비정상 효과는 물론 연소장에서 화염 불안정성 및 소음 등의 현상들을 해석할 수 있는 매우 유용한 접근 방법이다[2].

본 연구는 실용 연소장 해석을 위한 LES 프로그램 개발을 주목적으로 하고 있으며, 이를 위해 일차적으로 반응이 고려되지 않은 모델 연소기에서 비선형 및 선형 유동장에 대한 LES 예측 성능을 검토하였다. 또한 실제 가스터빈 연소기와 유사한 형상 및 작동 조건에서 난류 예혼합 화염의 동적 거동에 대한 모사를 시도하였다. 이 결과를 바탕으로 향후 실용 연소장 내의 연소 불안정성 및 연소 소음에 대한 연구를 단계적으로 진행하고자 한다.

2. 지배방정식 및 수치해법

2.1 LES 지배방정식

LES에서는 순간적인 유동변수는 GS(Grid Scale) 성분(f)과 SGS(Sub-Grid Scale) 성분(f')으로 나뉘어진다. 이때 GS 성분은 Favre 여과($\bar{f} = \bar{\rho}f/\bar{\rho}$)에 의해 결정되어지며, 'over-bar' 첨자는 공간여과(Spatial filter)를 의미한다. 이에 대한 표현은 식(1)과 같다.

$$\overline{f(x_i, t)} = \int f(x'_i, t) G_f(x_i, x'_i) dx'_i \quad (1)$$

여기서 G_f 는 확률 밀도함수(Probability density function)의 의미를 갖는 여과(Filter)함수이며, 전 계산영역에 대해 적분되어진다. 여과함수는 격자의 평균효과를 갖는 Box filter가 사용되었다. 이와 같은 여과과정을 3차원 비정상의 압축성 Navier-Stokes 방정식에 적용하면 다음과 같은 LES 방정식으로 표현된다.

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} = - \frac{\partial \bar{\rho} \bar{u}_i}{\partial x_i} \quad (2)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \bar{u}_i}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial x_j} [\bar{\rho} \bar{u}_i \bar{u}_j + \bar{p} \delta_{ij} - \bar{\tau}_{ij} + \tau_{ij}^{sgs}] \quad (3)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \bar{E}}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial x_i} [\bar{\rho} H \bar{u}_i + \bar{q}_i - \bar{u}_j \bar{\tau}_{ij} + H_i^{sgs} + \sigma_i^{sgs}] \quad (4)$$

여기서 첨자 'sgs'는 SGS 성분 효과를 나타낸 항으로서 위 방정식들을 종결(Closure)하기 위하여 모델 되어야한다. 위의 각 SGS 항들은 다음과 같다.

$$\tau_{ij}^{sgs} = \bar{\rho} [\widetilde{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j] \quad (5)$$

$$H_i^{sgs} = \bar{\rho} [\widetilde{E u_i} - E \bar{u}_i] + [\overline{p u_i} - \bar{p} \bar{u}_i] \quad (6)$$

$$\sigma_i^{sgs} = [\overline{u_j \tau_{ij}} - \bar{u}_j \bar{\tau}_{ij}] \quad (7)$$

여기서 τ_{ij}^{sgs} 는 SGS 응력텐서, H_i^{sgs} 는 SGS 열유속이며, σ_i^{sgs} 는 unresolved viscous work을 의미한다.

2.2 SGS 항의 모델

SGS 항들의 모델링을 위해서는 SGS의 특성 길이 및 속도 스케일의 정보가 요구되어진다. 이를 위해 길이 스케일은 격자 크기 즉, $\overline{\Delta} = (\Delta x \Delta y \Delta z)^{1/3}$ 로 하였으며, 시간 스케일은 SGS의 난류 운동에너지로부터 계산하였다. SGS 난류 운동에너지(k^{sgs}) 전달 방정식은 식 (8)과 같다[3].

$$\frac{\partial \bar{\rho} k^{sgs}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \bar{u}_i k^{sgs}) = P^{sgs} - D^{sgs} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\rho v_i}{Pr_i} \frac{\partial k^{sgs}}{\partial x_i} \right) \quad (8)$$

여기서 Pr_i 는 난류 Prandtl 수로 1로 가정되었으며, P^{sgs} 와 D^{sgs} 는 k^{sgs} 의 생성과 소멸항을 의미한다. 생성항은 $P^{sgs} = -\tau_{ij}^{sgs} (\partial \bar{u}_i / \partial x_j)$ 으로 표현되며, 이때 SGS 전달응력은 다음과 같다.

$$\tau_{ij}^{sgs} = -2 \bar{\rho} \nu_v (\mathcal{T}_{ij} - \frac{1}{3} \mathcal{T}_{kk} \delta_{ij}) + \frac{2}{3} \bar{\rho} k^{sgs} \delta_{ij} \quad (9)$$

여기서 $\nu_v (= C_v (k^{sgs})^{1/2} \overline{\Delta})$ 는 에디 점성계수이며, $\mathcal{T}_{ij} (= 0.5(\partial \bar{u}_i / \partial x_j + \partial \bar{u}_j / \partial x_i))$ 는 GS 스트레인을 텐서를 나타낸다. 소멸항은 $D^{sgs} = C_d (k^{sgs})^{3/2} / \overline{\Delta}$ 에 의해 모델 되어진다. C_v 와 C_d 은 Dynamic 모델[4]에 의해 공간과 시간에 따라 결정되어졌다.

마지막으로 H_i^{sgs} 와 σ_i^{sgs} 항은 각각 다음과 같이 모델 되어졌다.

$$H_i^{sgs} = \bar{\rho} \frac{\nu_v}{Pr_i} \frac{\partial H}{\partial x_i} \quad (10)$$

$$\sigma_i^{eff} = \tilde{u}_i \tau_i^{eff} \quad (11)$$

2.3 예혼합 연소모델

난류 예혼합 화염을 모사하기 위하여 상세 반응기구를 사용하지 않고 간단하게 화염면과 열발생을 고려할 수 있는 G-equation 화염면 모델을 적용하였다. 이는 상세한 화학종의 정보를 직접적으로 예측할 수 없으나, 비정상 화염거동 뿐만 아니라 열발생과 압력변동에 따른 화염 불안정성을 비교적 정확하게 예측할 수 있을 장점을 가지고 있다[5].

공간 여과된 G-equation은 식(12)와 같으며, G는 화염면의 위치를 나타내는 스칼라 변수로서, 0과 1의 사이 값을 가지며, 1은 반응물, 0은 생성물을 의미한다. 본 계산에서 화염면은 G=0.5로 정의하였다.

$$\frac{\partial \tilde{\rho} \tilde{G}}{\partial t} + \nabla \cdot \tilde{\rho} \tilde{u} \tilde{G} = -S^{***} - G^{**} \quad (12)$$

여기서 $G^{**} = \tilde{\rho} | \tilde{u} \tilde{G} - \tilde{u} \tilde{G} |$ 는 SGS 전달항이며, $S^{***} = \overline{\rho_0 S_L^0 | \nabla \tilde{G} |}$ 은 소스항이다. G^{**} 은 H^{**} 와 유사하게 구배 확산 가정(Gradient diffusion assumption)에 의해 모델 되었으며, S^{***} 은 $\rho_0 S_L^0 | \nabla \tilde{G} |$ 으로 모델 되었다. 이때 S_L^0 는 국부 난류 화염속도를 의미하며 다음과 같은 난류 연소속도 모델을 적용하였다[6]. 이때 C 는 2.0 n 은 0.7을 사용하였다.

$$S_L^0 / S_L^0 = (1 + C(\tilde{u} / S_L^0)^n) \quad (13)$$

열발생 효과는 내부에너지와 G의 관계를 통해 식(14)와 같이 반영하였으며, 완전 예혼합의 가정 하에 S_L^0 와 T_p 는 일정하게 하였다.

$$\dot{e} = c_p \dot{T} + \Delta h_f \dot{G} \quad (14)$$

여기서 $\Delta h_f = c_p(T_p - T_f)$ 이다.

2.4 LES 수치해법

지배방정식의 차분을 위하여 공간에 대해 FVM(Finite Volume Method)을 이용한 2차 정확도의 차분법을 사용하였으며, 시간적분에 대해서는 전체적으로 2차 정확도의 Mac-Comic Scheme을 사용하였다. 또한 복잡한 형상을 수치모사하기 위하여 좌표변환을 통한 일반 곡선 좌표계(Generalized curvilinear coordinate system)를 사용하였다. 양해법(Explicit scheme)이 적용된 본 수치해의 정확도 및 안정성을 보장하기

위하여 시간 전진 간격은 CFL(Courant-Friedrich-Levy)수에 의해 제어되었으며, 이때 CFL 수는 0.5로 설정하였다.

LES에서는 본질적으로 3차원 해석이 요구되며, 수렴된 통계치를 얻기 위하여 상당한 계산시간이 요구된다. 이러한 문제점을 해결하기 위하여 분산 메모리 개념의 MPI(Message Passing Interface)를 기반으로 하는 병렬기법이 적용되었다. 본 계산을 위해 16개의 프로세서가 사용되었으며, 단일 프로세서에 비해 12.13의 속도 향상율과 최대 75%의 병렬지수를 얻을 수 있었다.

3. 계산대상 및 조건

3.1 등은 비선회/선회 덤프 연소기

본 연구에서는 난류 연소장에 대한 검토에 앞서, 등은 비선회/선회 유동에 대한 LES 예측성능을 확인하기 위하여, 덤프 연소기에 대한 유동 LES를 수행하였다. 계산은 Ahmed 등[7]의 실험을 대상으로 선회수(Swirl Number; SN) 0.0과 0.4에 대해 이루어졌다.

덤프 연소기의 형상은 Fig. 2와 같으며, 연소기 입구에서 확장된 스텝 높이(H)는 25.4mm이다. 선회 발생기 이전의 최대 유속은 19.2m/s이며, 레이놀즈 수는 입구관 반경을 기준으로 1.25×10^5 이다. 실험에서 스텝을 기준으로 $x=0.38H$ 에서부터 유속이 측정되었기 때문에 계산 영역은 연소실 입구를 기준으로 $x=0.38H \sim 24.38H$ 로 설정하였다. 사용된 격자수는 $N_r \times N_\theta \times N_z = 125 \times 65 \times 60$ 이며, 축방향과 반경방향에 대해 전단층 영역과 벽면근처에 밀집되었다. 이때 격자 크기의 신장율은 최대 5% 이내로 하였다.

경계조건으로서 입구조건은 $x=0.38H$ 의 실험값인 평균유속 및 난류강도를 부여하였으며, 출구조건은 Poinot 등[8]이 제안한 NSCBC(Navier-Stokes Characteristics Boundary Condition)를 주었다. 연소기 벽면은 유속에 대해 No-slip 조건과 스칼라에 대해서는 Neumann 조건을 부여하였다. 또한 입구에서의 난류 초기조건은 평균유속 및 난류강도를 이용한 가우스 분

Table 1 Numerical conditions

	Case A	Case B	Case C
Ignition	Yes	Yes	No
P(MPa)	0.450	0.101	0.450
Tin(K)	670	298	670
S_L (cm/s)	21.84	12.65	-
T_{prod} (K)	2028.0	1670.0	-

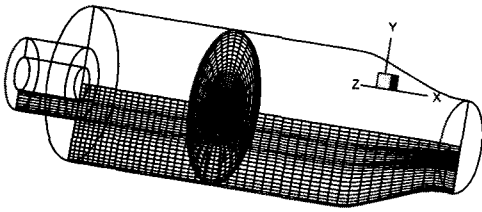


Fig. 1 Geometry and computational grid (showing fewer grid than used grid)

포의 난류발생 함수를 통해 부여하였다.

본 LES 계산과 비교 검토될 RANS의 계산은 상용 프로그램인 STAR-CD를 이용하였으며, 난류모델은 표준 $k-\epsilon$ 모델을 적용하였다. 또한 격자수는 수치경험을 통해 $N_x \times N_r \times N_\theta = 80 \times 65 \times 40$ 로 설정하였다.

3.2 모델 가스터빈 연소기

난류 예혼합 화염 거동을 모사하기 위하여 Fig. 1과 같은 형상을 갖는 Broda 등[9]의 실험을 대상으로 하였다. 입구 및 연소실의 축방향 길이는 각각 20mm와 125mm로 하였다. 연소실의 직경은 45mm이며, 입구 안쪽 직경 및 바깥 직경은 각각 9.53mm, 20.3mm로서, 입구와 연소실의 단면적 비는 0.16이다. 또한 출구와 연소실의 면적비를 0.64로 설정하여, 출구 유동의 가속과 음향 공진과의 가진을 촉진하였으나, 아음속 조건으로 완전한 압력파의 경계조건을 형성하지는 않았다.

연료는 NG(Natural gas)가 사용되었으며, 당량비 0.6에 해당되는 예혼합기가 공급되었다. 초기 유속은 86.6m/s이며, 0.69의 선회수에 해당되는 선회유속을 부여하였다. 입구 온도 및 압력은 Table 1의 Case A와 같이 670K과 0.45MPa로 하였으며, 추가적으로 대기압과 상온(298K)에서의 화염 거동과 비반응 조건에서 유동 변화를 비교하기 위하여, Case B 및 C에 대한 계산을 수행하였다. 벽면 및 출구 경계조건은 3.1에서 제시한 방법과 동일하게 적용하였으며, 계산에 사용된 격자는 Fig. 1과 같은 분포를 갖으며, $N_x \times N_r \times N_\theta = 165 \times 75 \times 60$ 로 하였다.

본 계산에 적용된 연소실의 길이와 출구 유동은 실험(축방향 연소실 길이: 235mm, 출구유동: 초음속)과 다른 조건에 해당된다. 이들 인자의 변화는 연소실 내 압력파의 주요 주파수 및 진폭의 변화를 유발하기 때문에 실험 결과와의 직접적인 비교는 이루어지지 않았으며, 향후 추가적으로 진행할 예정이다.

4. 결과 및 검토

4.1 등은 비선회/선회 유동장의 결과

Fig. 2는 비선회/선회 유동장의 평균 유속분포를 검토하기 위하여 축방향 유속, 속도 벡터를 도시한 것이다. 실선은 축방향 유속이 0인 부분을 나타낸 것으로, 코너 부분의 CRZ(Corner Recirculation Zone)과 중심에서 발생하는 도넛형상의 재순환 영역, CTRZ(Central Toroidal Recirculation Zone)을 의미한다. 비선회 유동장(SN=0)에 대해, 급격한 확대에 의한 박리유동으로 CRZ가 형성됨을 볼 수 있다. 이때 재부착점(Re-attachment point)의 발생위치는 Ahmed 등[7]과 Pennucci 등[10]의 실험결과($x=8.0H$)와 정확히 일치한다. 또한 코너 근처에서 CRZ와는 반대방향으로 2차 재순환 유동이 발생되는데, 이러한 현상은 Friedrich 등[11]의 실험과 Le 등[12]의 DNS 연구를 통해 확인된 바 있다. 반면에 선회유동장에서는 코너 근처의 CRZ와 2차 재순환 영역뿐만 아니라, 중심부에서 CTRZ가 생성됨을 알 수 있다. 예측된 CTRZ의 크기는 축방향 및 반경방향의 최대 길이로 비교해볼 때 $x=8.5H$, $r=0.6H$ 로서, 실험결과($x=7.9H$, $r=0.6H$)와 매우 유사함을 알 수 있다. 코너 근처의 재부착점 위치는 $x=5.8H$ 로서 비선회에 비해 상당히 작은 값을 갖으며, 실험치($x=4.0H$)와 비교할 때 다소 크게 예측하고 있으나, 선회 유동의 특성을 비교적 잘 모사하고 있음을 확인할 수 있다.

Fig. 3~4는 평균 유동장에 대한 LES 예측 성능을

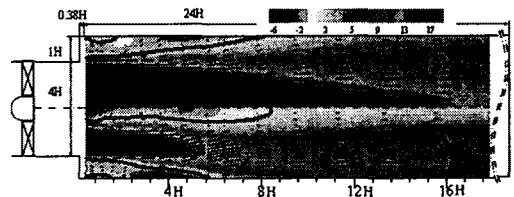


Fig. 2 Computational domain and steady axial velocity contours with swirl number

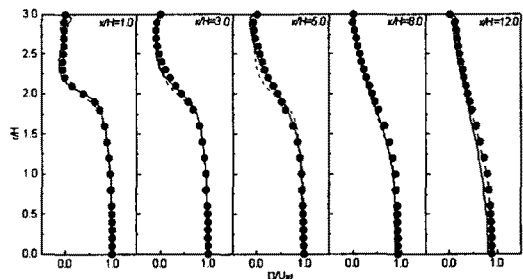


Fig. 3 Axial velocity profiles for SN=0.0 (symbol:exp., solid-line:LES, dot-line:RANS)

보다 자세히 검토하기 위하여 대표 축방향 길이에 대한 유속 성분을 실험결과 및 RANS 결과와 비교·도시한 것이다. Fig. 3은 비선회 유동장의 축방향 평균 유속을 도시한 것이다. 실험결과는 Li 등[12]에 의해 보고된 후향 계단(Backward-facing step)의 유동과 매우 유사한 유속분포를 보이고 있는데, LES 및 RANS의 결과 모두 이 경향을 비교적 정확하게 모사하고 있다. LES와 RANS의 결과를 보다 구체적으로 비교하면, 중심근처에서는 두 계산 모두 실험치를 잘 예측하고 있다. 그러나 RANS의 경우, 높은 속도구배가 존재하는 $r=2.0H$ 근처에서 실험치와 다소 차이를 보이는 반면, LES에서는 매우 정확한 예측이 이루어지고 있다. 즉 비선회 유동장의 경우에, LES와 RANS 모두 실험치를 비교적 잘 모사하고 있으나, LES가 RANS에 비해 보다 좋은 예측 결과를 보임을 확인할 수 있다.

Fig. 4는 선회수가 0.4인 유동장에 대한 축방향(a) 및 원주방향(b)의 평균 유속을 도시한 것이다. Fig. 4(a)에서, 축방향 길이 $x=1.0H \sim 5.0H$ 의 범위에 해당되는 상류에서 CRZ의 과다 예측을 제외하고 LES의 경우에 실험치를 비교적 잘 예측하고 있다. 그러나 RANS의 경우는 최대 유속의 위치 및 분포에서 실험치와 상당한 차이를 보이고 있다. 또한 중심근처의 유속이 0인 반경, 즉 CTRZ의 폭의 크기가 상당히 과다 예측됨을 알 수 있다. 유동분포가 비교적 균일해지는

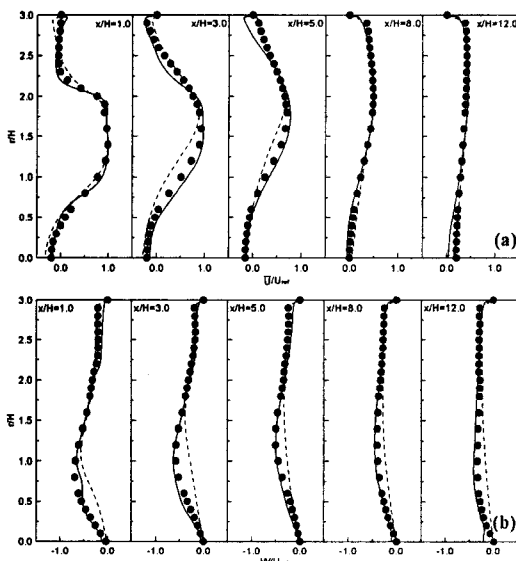


Fig. 4 Axial (a) and azimuthal (b) velocity profiles for SN=0.4 (symbol:exp., solid-line:LES, dot-line:RANS)

$x=8.0H$ 이상의 하류에서는 LES와 RANS 모두 비교적 양호한 예측결과를 보이고 있다. Fig. 4(b)의 원주방향에 대해, LES결과는 실험치를 매우 잘 예측하고 있다. 그러나 RANS의 경우, 선회유속의 최대치뿐만 아니라 공간분포에 대해 실험치와 상당한 오차를 보이고 있다. 위 결과를 바탕으로, 선회 유동에 의한 CTRZ의 발생은 선회 화염의 안정성에 매우 큰 영향을 주기 때문에, LES를 이용한 선회 화염의 예측은 RANS에 비해 매우 정확한 결과를 제공할 것으로 판단된다.

4.2 모델 가스터빈 연소장의 결과

일반적으로 가스터빈은 고온과 고압의 조건에서 작동되지만, 실험적 어려움으로 인하여 상온과 대기압에서 연소특성에 대한 실험이 많이 이루어진다. 그러나 이들 조건의 차이는 유동 및 화염 특성에 많은 변화를 주게 되며, 본 계산에서는 이러한 조건 차이가 유동 및 화염 거동에 어떠한 변화를 주는지 검토하고자 한다.

Fig. 5는 Table 1에 제시된 Case A와 B의 평균 화염면과 온도 및 유선을 도시한 것이다. Case A는 입구 온도 670K과 압력 0.45MPa의 고온 및 고압 조건이며, Case B는 상온과 대기압 조건을 갖는다. 그림에서 실선은 $G=0.5$ 의 화염면을 의미한다. 그림에서 Case A의 화염길이는 Case B보다 약 30% 정도 작음을 알 수 있다. 이 결과는 온도 및 압력변화에 따른 다양한 원인이 존재하지만, 크게 난류 화염속도의 차이로 설명될 수 있다. 난류 화염속도는 식 (13)에서 제시된 바와 같이 층류 화염속도와 난류강도의 함수 관계를 갖는다. Case A는 높은 화염온도로 인하여 상대적으로 낮은 난류강도를 갖지만, Table 1에 제시한 바와 같이 Case B에 비해 약 1.73배 높은 층류 화염속도를 갖는다. 그 결과 화염길이는 Case B보다 작게 됨을 예측

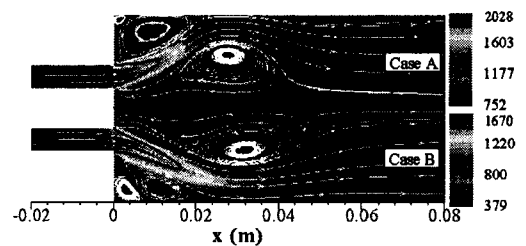


Fig. 5 Mean flame surface, temperature contour and stream line of Case A and Case B

할 수 있다. 이와 같은 화염길이 및 화염온도의 변화는 연소기내의 유동에 큰 영향을 주게 되며, 그림의 유선을 통해 CRTZ 및 CRZ의 형상이 크게 달라짐을 볼 수 있다.

Fig. 6은 Case A, B 및 C에 대한 대표 축방향 길이에 따른 유속 성분들의 반경 분포를 도시한 것이다. Fig. 6(a)의 축방향 유속의 경우, 상온 및 대기압 조건의 Case B가 Case A보다 큰 축방향 최대유속을 나타낸다. 반면에 화염이 생성되지 않은 Case C의 경우 화염대 열팽창(Thermal expansion) 효과의 부재로 인하여 상대적으로 낮은 유속분포를 보여주고 있다. Fig. 6(b)의 반경방향 유속의 경우에, Case A와 B는 화염대가 존재하는 축방향 길이 $x=0.01$ 및 $0.02m$ 에서 화염면에 의해 반경방향 유속 변화가 크며, 하류로 갈수록 변화량이 작아짐을 알 수 있다. 또한 축방향 유속과 유사하게 Case C의 경우에 가장 작은 변화가 존재함을 볼 수 있다. Fig. 6(c)의 원주방향 유속의 경우에, Case A와 B는 유사한 분포를 갖고 있으나, Case A의 경우가 Case B보다 벽면 근처를 제외하고 더 큰 유

속을 갖고 있다. 이 차이는 하류로 갈수록 더욱 커짐을 알 수 있다.

Fig. 7은 연소기 내의 유속분포 차이를 보다 자세히 검토하기 위하여 각 조건들에 대한 x-r 단면의 평균 축방향 유속분포를 도시한 것이다. Case A와 B의 가장 큰 차이는 $x=0.02m$ 이후에 Case B의 더 높은 축방향 유속분포이다. 이는 초기 입구에서 동일 유속분포를 부여하였으나, Fig. 6(c)에서와 같이 Case A가 더 큰 원주유속 성분을 갖게 되기 때문에 상대적으로 낮은 축방향 유속분포를 보이게 된다. 물론 초기 온도 및 압력의 변화로 화염길이가 바뀌게 되며, 이를 통해 유동에 미치는 열팽창 효과도 변하게 된다. 이에 대한 보다 자세한 규명은 온도 및 압력의 개별적 변화에 따른 수치모사뿐만 아니라, 점성, 밀도구배 등을 포함한 보다 자세한 검토가 요구되어진다. 마지막으로 반응이 존재하지 않는 Case C의 경우에 Case A와 B에 비해 코너 근처의 더 긴 재 부착점과 중앙 재순환 영역이 발생됨을 알 수 있다.

실제 가스터빈 연소기 내에서 화염은 특정 주파수대의 음향파, 와류의 진동(Shedding) 및 열발생에 따라 거대 와 구조(Coherent structure)를 갖는 동적특성을 보인다. 특히 입구 온도, 압력, 당량비, 선회도 및 연소기의 길이는 화염거동에 영향을 주는 주요 변수로서, 이들에 대한 많은 연구들이 진행되고 있다.[6, 13, 14] 본 연구에서는 앞에서 언급되었던 바와 같이 연소실 길이 변경 및 정확한 음향파의 출구 조건이 설정되지 않았으므로, 계산에서 예측된 주요 주파수 성분이 실험 및 이론값과 다소 차이를 보이고 있다.(Case A의 경우, 이론 공명 주파수는 4927Hz, 본 계산의 경우

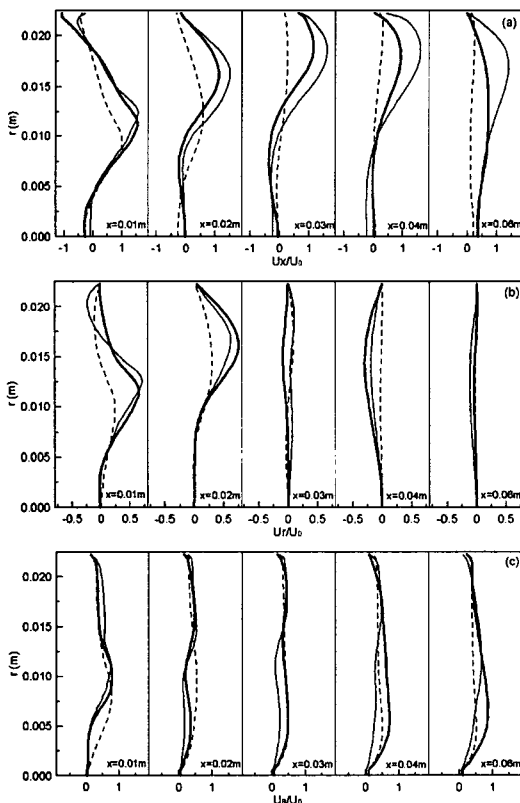


Fig. 6 Axial(a), radial(b), azimuthal(c) velocity profile(Case A; thick line, Case B; solid line, Case C; dashed line)

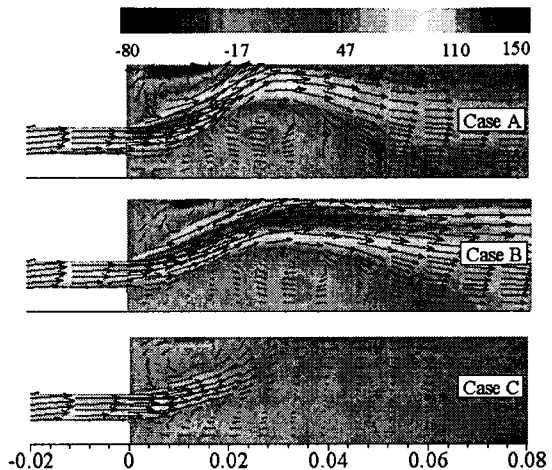


Fig. 7 Mean axial velocity contours

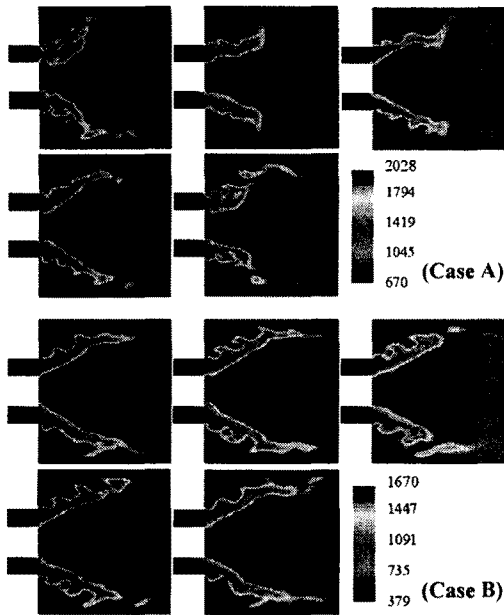


Fig. 8 Instantaneous evolution of temperature field on the x-r plane over one cycle oscillation (Case A: 3150Hz, Case B: 3030Hz)

력과 1 주기에 대한 온도분포를 순차적으로 보여주고 있다. Case A의 경우, 스텝 근처에서 와동이 발생되며, 화염길이는 시간에 따라 점차적으로 증가하다가 $T=T_2$ 이후에 다시 감소되는 주기적인 특성을 잘 보여주고 있다. 또한 화염면이 선회에 의해 생성된 와동에 의해 주기적으로 굴곡 및 신장하게 됨을 볼 수 있다. Case B의 경우는 Fig. 5에서 언급된 바와 같이 Case A에 비해 화염 길이가 길며, 역시 화염면의 길이가 주기적으로 변화하지만, 그 변화폭이 상대적으로 작음을 알 수 있다. 이들 조건에 대한 와동의 강도 및 압력 변동에 대한 주요 현상 규명은 현재 진행 중이다.

Fig. 9는 Case A의 평균 화염면과 시간에 따른 화염면, 와도의 크기 및 열발생을 도시한 것이다. Fig. 8에서 언급된 바와 같이, 선회 및 음향파의 섭동에 따른 와류의 진동은 화염 길이 및 형상뿐만 아니라 열발생의 변화와 밀접한 관계를 갖는다. 향후 보다 정밀한 조건 선정 및 상세한 해석을 통해 주요 연소조건 변화가 화염-와동 상호작용 및 화염 불안정성에 미치는 영향을 규명할 예정이다.

5. 결론

실용 연소장 해석을 위한 LES 프로그램 개발을 위해 모델 연소기에 대한 비선회/선회 유동과 실제 가스 터빈 형상 및 조건에서의 난류 예혼합 화염모사를 수행하여 다음과 같은 결론을 얻었다.

1) 비선회 유동장에 대한 LES 및 RANS의 비교를 통해 두 기법 모두 평균유동장에 대해 좋은 예측결과를 보여주지만, 높은 속도구배가 존재하는 영역에서 LES가 RANS에 비해 보다 정확하게 실험결과를 예측하였다.

2) 선회 유동장에서 LES는 RANS에 비해 축방향 및 원주방향의 평균유속을 보다 잘 예측하였으며, 선회에 의한 중앙 재순환 유동을 비교적 정확하게 예측하였다.

3) 가스터빈 연소기에서 고온/고압에 의한 운전조건은 상온/대기압의 조건과 비교할 때 화염길이 뿐만 아니라 연소기 내의 유동분포에 상당한 차이가 발생됨을 확인하였다.

4) 연소기내의 선회 및 압력파의 섭동에 따른 와류의 진동은 화염의 길이 및 형상의 변화와 깊이 관련됨을 확인하였으며, 이로 인한 음향파/열발생 등과 관련된 화염 불안정성에 대한 구체적인 해석은 현재 진행 중이다.

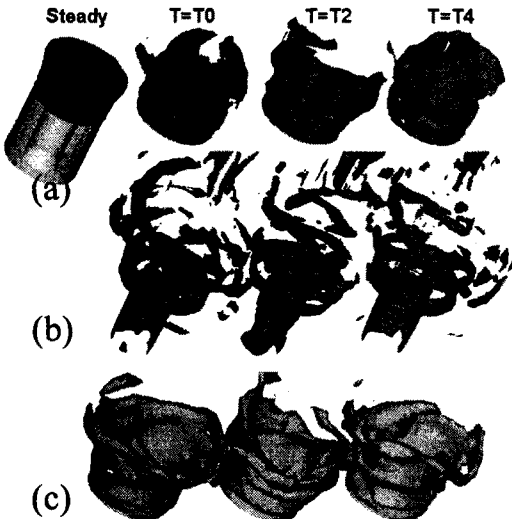


Fig. 9 Mean and instantaneous flame surface, vorticity magnitude and heat release of Case A

는 3150Hz) 그러나 동일한 연소실 길이 및 출구 조건에서 고온 고압에 따른 조건이 화염거동에 미치는 영향을 검토하는 데는 큰 문제가 없을 것으로 판단된다.

Fig. 8은 Case A와 B의 조건에서 예측된 주요 압

6. 향후 연구방향

1) 보다 정확한 경계조건 및 연소모델을 통해 화염 불안정성에 대한 해석을 진행 중이며, 오염물질 발생 및 당량비 변화에 따른 연소특성을 검토하기 위하여 현재 부분 예혼합 화염모델을 검토 중이다.

2) 난류 비예혼합 화염 해석을 위해 기존에 제안된 flamelet 모델을 적용 및 검토 중이며, 이를 통해 향후 난류 비예혼합 화염이 적용된 연소장 해석을 수행할 예정이다.

3) 예혼합 및 비예혼합 화염이 동시에 존재하는 Hybrid 연소기의 해석을 최종 목적으로 하고 있으며, 이를 위한 모델의 적용 및 검증을 진행할 예정이다.

후 기

본 연구는 연소기술연구센터(Combustion Engineering Research Center)의 연구비 지원에 의해 수행되었으며, 이에 감사드립니다.

참고문헌

- [1] Poinso, T., Trouve, A., Veynante, D., Candel, S. and Esposito, E., 1987, "Vortex driven acoustically coupled combustion instabilities," *J. Fluid Mech.*, Vol. 177, pp. 265-292.
- [2] Poinso, T. and Veynante, D., 2001, *Theoretical Numerical Combustion*, Edwards.
- [3] Menon, S. Yeung, P. K. and Kim, W. W., 1996, "Effect of subgrid models on the computed interscale energy transfer in isotropic turbulence," *Computers and Fluids*, Vol. 25, No. 2, pp. 165-180.
- [4] Kim, W. W. and Menon, S., 1995, "A new dynamic one-equation subgrid-scale model for large-eddy simulations," *AIAA-95-0356*.
- [5] Menon, S. and Jou W. H., 1991, "Large-eddy simulations of combustion instability in an axisymmetric ramjet combustor," *Combust. Sci. and Tech.* Vol. 75, pp. 53-72.
- [6] Huang, Y., Sung, H. G., Hsieh, S. Y. and Yang, V., 2003, "Large-eddy simulation of combustion dynamics of lean-premixed swirl-stabilized combustor," *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 19, No. 5, pp. 782-794.
- [7] Ahmed, S. A. and Nejad, A. S., 1992, "Velocity measurements in a research combustor part 1 : Isothermal swirling flow," *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol. 5, pp. 162-174.
- [8] Poinso, T. J. and Lele, S. K., 1992, "Boundary conditions for direct simulations of compressible viscous flows," *J. Computational Physics*, Vol. 101, pp. 104-129.
- [9] Broda, J. C., Seo, S., Santoro, R. J. Shirhattikar, G. and Yang, V., 1998, "An experimental study of combustion dynamics of a premixed swirl injector," *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol. 27, pp. 1849-1856.
- [10] Pennucci, N. A., 1974, "Parametric evaluation of total pressure and recirculation zone in a sudden expansion combustor," *Thesis, Air Force Inst. Technology*.
- [11] Friedrich, R. and Arnal, N., 1990, "Analysing turbulent backward-facing step flow with the lowpass-filtered Navier-Stokes equations," *J. Wind Enging Indust. Aerodyn.*, Vol. 35, pp. 101-128.
- [12] Le, H., Moin, P. and Kim, J., 1997, "Direct numerical simulation of turbulent flow over a backward-facing step," *J. Fluid Mech.*, Vol. 330, pp. 349-374.
- [13] Stone, C. and Menon, S., 2001, "Combustion instabilities in swirling flows," *AIAA 2001-3846*.
- [14] Broda, J. C., Seo, S., Santoro, R. J., Shirhattikar, G. and Yang, V., 1998, "An experimental study of combustion dynamics of a premixed swirl injector," *Proc. Combust. Inst.*, Vol. 27, pp. 1849-1856.