버너 출구의 형상변화에 따른 난류 예혼합 화염의 특성에 관한 LES 연구

황철홍* · 이창언**†

LES Studies on the Characteristics of Turbulent Premixed Flame with the Configurations of Burner Exit

Cheol-Hong Hwang and Chang-Eon Lee

ABSTRACT

In the present paper, the effects of combustion instability on flow structure and flame dynamic with the configurations of burner exit in a model gas turbine combustor are investigated using large eddy simulation(LES). A G-equation flamelet model is employed to simulate the unsteady flame behavior. As a result of mean flow field, the change of divergent half angle(α) at burner exit results in variations in the size and shape of the central toroidal recirculation(CTRZ) as well as flame length by changing corner recirculation zone(CRZ). The case of α=45° show smaller size and upstream location of CTRZ than that of 90° and 30° by the development of higher swirl velocity. The flame length in the case of α=45° is the most shortest, while that in the case of α=30° is the longest by the decrease of effective reactive area with the absence of CRZ. Through the analysis of pressure fluctuation, it is identified that the case of α=45° shows the most largest damping effect of pressure oscillation in all configurations and brings in the noise reduction of 2.97dB, comparing with that of α=30° having the largest pressure oscillation. These reasons are discussed in detail through the analysis of unsteady phenomena about recirculation zone and flame surface. Finally the effects of flame-acoustic interaction are evaluated using local Rayleigh parameter.

Key Words : Large eddy simulation, Turbulent premixed flame, Combustion instability , Swirling flow, Gas turbine combustor

1. 서 론

최근 환경규제와 고효율 연소를 위하여 가스터빈 및 대부분의 실용 연소기에서 예혼합 연소방식의 적용이 시도되고 있다. 특히 예혼합 화염은 연료가 희박한 가연범위에서 낮은 화염온도로 인한 저 NOx 배출지수를 얻을 수 있는 장점을 가지고 있다. 그러나 확산 혼합과정에 의해 지배되는 비예혼합 화염과는 다르게 예혼합 화염은 혼합기의 조성과 난류강도에 의해 결정되는 난류 연소속도에 의해 지배되기 때문에 본질적으로 연소실 내의 유동변화와 음향 가진에 보다 민감하게 반응한다. 이러한 화염 불안정성의 개선을 위해 대부분의 연소기에 적용되어 지는 선회유동은 재순환 영역을 발생시켜 화염기부 근처에 낮은 축방향 유속을 갖게 하여 화염 부상을 억제시키며, 고온 생성물의 재순환을 통해 혼합기를 예열함으로써 반응을 보다 촉진시키는 특징을 가지고 있다[1]. 반면에 이러한 선회유동에 의해 생성된 PVC(Processing vortex core)가 연소실 내의 음향파와 공명(resonance)될 때 오히려 큰 연소진동을 초래할 수 있으며, 버너 출구에서부터 급

* 인하대학교 산업과학기술연구소
** 인하대학교 기계공학과
† 연락저자, chelee@inha.ac.kr

격히 확장되는 연소실에서 회전방향의 불안정성 모드를 발생시킬 수 있다고 알려져 있다[2,3].

일반적으로 화염 불안정성은 주기적인 음향파의 가진과 열발생의 상호작용에 의한 에너지 되먹임(Feedback)과정으로부터 발생되며, Rayleigh 이론[4]을 근거로 연소실 내의 압력과 열발생 변동의 위상차를 이용하여 수동 및 능동적 접근법을 통해 많은 연구들이 진행되고 있다[5]. 그러나 열발생 변동과 관련된 화염의 동적거동(Flame dynamic)은 음향파의 변동에 의해 유도된 재순환 유동과 같은 화염대 근처의 유동구조에 보다 직접적인 영향을 받게 된다. 즉 화염-음향파에 관한 상호작용을 보다 체계적으로 규명하기 위해서는 화염-유동간의 상호작용에 대한 해석이 선행되어야 할 것이다. 재순환 유동이 화염 불안정성에 미치는 영향에 관한 대표적인 연구로서, Syred 등[6]은 코너 근처의 외부 재순환(CRZ; corner recirculation zone) 영역이 감소 또는 제거될 때 연소진동의 강도가 감소함을 확인하였으며, 이때 중앙 재순환(CTRZ; center toroidal recirculation zone)의 크기 및 형상이 크게 변화됨을 언급하였다. 또한 CRZ와 CTRZ의 형상 및 크기의 변동에 의해 버너 출구 근처의 선회화염이 매우 불규칙하게 거동함을 관찰하였다. 또한 Dawson 등[7]은 재순환 유동구조 변화에 대한 화염 불안정성을 검토하기 위하여 65°의 발산 반각(Divergent half angle; α)을 갖는 버너 출구형상과 급격히 확대(α=90°)되는 형상에 대한 실험을 수행하였다. 이때 NG 연료를 대상으로 당량비 0.6의 경우에 65°의 발산 반각을 갖는 형상이 90°의 경우에 비해 평균 압력변동이 약 40% 정도 감소되며, 선회 유속의 간헐성(Intermittence)을 감소시켜 보다 안정된 화염을 형성시킴을 확인하였다. 위의 연구들은 연소실 내의 유동구조가 화염 불안정성에 미치는 영향에 대한 매우 중요한 정보를 제공하고 있다. 그러나 실험적 접근법을 통한 화염-유동의 상호작용에 대한 보다 구체적인 규명은 현실적으로 많은 어려움이 존재한다.

최근에 전산자원 및 수치기법의 향상으로 실용 연소장 내의 화염 거동을 이해하기 위해 LES(Large eddy simulation)을 이용한 전산해석이 시도되고 있다. 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 처리하는 것이다. 따라서 LES는 모든 스케일의 유동구조에 영향을 주는 RANS(Reynolds averaged Navier-Stokes)에서의 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[8].

이러한 배경 하에 본 연구에서는 재순환 유동구조의 변화가 화염 불안정성에 미치는 영향을 검토하기 위하여 버너 출구 형상변화를 통한 평균 및 비정상 유동 및 화염 거동을 검토하였으며, 이 결과들은 예혼합 화염 불안정성 개선을 위한 실용 연소장 설계에 유동한 정보를 제공할 것으로 기대된다.

2. 지배방정식 및 수치해법

2.1 LES 지배방정식

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

$$\overline{f(x_i,t)}=\int f(x_i',t)\,G_f(x_i,x_i')\,dx_i' \tag{1}$$

여기서 G_f는 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.

$$\frac{\partial\bar{\rho}}{\partial t}=-\frac{\partial\bar{\rho}\tilde{u}_i}{\partial x_i} \tag{2}$$

$$\frac{\partial\bar{\rho}\tilde{u}_i}{\partial t}=-\frac{\partial}{\partial x_j}\left[\bar{\rho}\tilde{u}_i\tilde{u}_j+\bar{p}\delta_{ij}-\bar{\tau}_{ij}+\tau_{ij}^{sgs}\right] \tag{3}$$

$$\frac{\partial\bar{\rho}\tilde{E}}{\partial t}=-\frac{\partial}{\partial x_i}\left[\bar{\rho}\tilde{H}\tilde{u}_i+\bar{q}_i-\tilde{u}_j\bar{\tau}_{ij}+H_i^{sgs}+\sigma_{ij}^{sgs}\right] \tag{4}$$

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

$$\tau_{ij}^{sgs}=\bar{\rho}\left[\widetilde{u_iu_j}-\tilde{u}_i\tilde{u}_j\right] \tag{5}$$

$$H_i^{sgs}=\bar{\rho}\left[\widetilde{Eu_i}-\tilde{E}\tilde{u}_i\right]+\left[\overline{pu_i}-\bar{p}\tilde{u}_i\right] \tag{6}$$

$$\sigma_i^{sgs}=\left[\overline{u_j\tau_{ij}}-\tilde{u}_j\bar{\tau}_{ij}\right] \tag{7}$$

여기서 τ_{ij}^{sgs}는 SGS 응력텐서, H_i^{sgs}는 SGS 열 유속이며, σ_i^{sgs}는 SGS 점성 일을 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[9].

$$\frac{\partial\bar{\rho}k^{sgs}}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x_i}(\bar{\rho}\tilde{u}_i k^{sgs})=P^{sgs}-D^{sgs}+\frac{\partial}{\partial x_i}\left(\frac{\bar{\rho}\nu_i}{\mathrm{Pr}_t}\frac{\partial k^{sgs}}{\partial x_i}\right) \quad (8)$$

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

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

여기서 $\nu_t\left(=C_\nu(k^{sgs})^{1/2}\overline{\Delta}\right)$는 에디 점성계수이며, $\tilde{S}_{ij}$ $\left(=0.5(\partial\tilde{u}_i/\partial x_j+\partial\tilde{u}_j/\partial x_i)\right)$는 GS 스트레인율 텐서를 나타낸다. 소멸항은 $D^{sgs}=C_\epsilon(k^{sgs})^{3/2}/\overline{\Delta}$에 의해 모델되어진다. C_ν와 C_ϵ은 Dynamic 모델[10]에 의해 공간과 시간에 따라 결정되어졌다. 마지막으로 H^{sgs}와 σ_i^{sgs}항은 각각 다음과 같이 모델 되어졌다.

$$H_i^{sgs}=\bar{\rho}\frac{\nu_t}{Pr_t}\frac{\partial\tilde{H}}{x_i} \quad (10)$$

$$\sigma_i^{sgs}=\tilde{u}_j\tau_{ij}^{sgs} \quad (11)$$

2.3 예혼합 연소모델

난류 예혼합 화염을 모사하기 위하여 상세 반응기구를 사용하지 않고 간단하게 화염면과 열발생을 고려할 수 있는 G-equation 화염편(Flamelet) 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[11].

공간 여과된 G-equation은 식(12)와 같으며, G는 화염면의 위치를 나타내는 스칼라 변수로서, 0과 1사이의 값을 가지며, 1은 반응물, 0은 생성물을 의미한다. 본 계산에서 화염면은 G=0.4로 정의하였다.

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

여기서 $G^{sgs}=\bar{\rho}[\widetilde{uG}-\tilde{u}\tilde{G}]$는 SGS 전달항이며, $S^{sgs}=\overline{\rho_0 S_L^0|\nabla G|}$은 소스항이다. G^{sgs}은 H^{sgs}와 유사하게 구배확산 가정(Gradient diffusion assumption)에 의해 모델 되었으며, S^{sgs}은 $\rho_o S_t|\nabla\tilde{G}|$으로 모델 되었다. 이때 S_t는 국부 난류 화염속도를 의미하며 Damkohler의 이론을 근거로 수정된 식 (13)과 같이 모델 되어졌다. 이때 C와 n은 상수로서 Lipatnikow 등[12]이 제안한 2.0과 0.7이 각각 적용되었다.

$$S_t/S_L^0=(1+C(u'/S_L^0)^n) \quad (13)$$

반응에 의한 열발생 효과는 내부에너지와 $\tilde{G}$의 관계를 통해 식 (14)와 같이 결정되었다. 또한 연료와 공기의 균일한 예혼합 가정 하에 층류 화염속도(S_L^0)와 생성물의 온도(T_p)는 일정하게 하였으며, PREMIX code를 통해 예측되었다[13].

$$\tilde{e}=c_v\tilde{T}+\Delta h_f\tilde{G} \quad (14)$$

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 MacCormack Scheme을 사용하였다[14]. 또한 복잡한 형상을 수치모사하기 위하여 좌표변환을 통한 일반 곡선 좌표계를 사용하였다. 양해법(Explicit scheme)에 의한 수치해의 정확도 및 안정성을 보장하

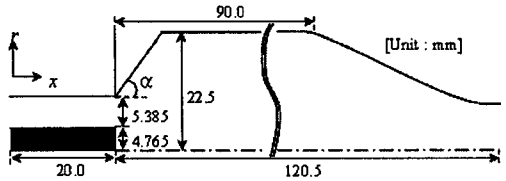

Fig. 1. Schematic of the swirl combustor and computational domain (α; divergent half angle)

기 위하여 시간 전진 간격(Δt)은 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. 병렬성능, 난류 유동 및 예혼합 연소장에 대한 본 수치기법에 대한 검증은 참고문헌[15~16]에서 상세히 검토되었다.

3. 계산 대상 및 조건

난류 예혼합 화염거동을 검토하기 위하여, 버너 출구에서 급격히 확대되는 연소실을 갖는 Broda 등의 연소기[17]를 기준 대상으로 하였다. 이때 버너 출구의 형상은 Fig. 1과 같이 버너 출구의 발산 반각(α)을 30°, 45°, 60° 및 90°로 변화시켰다. 연소실의 직경은 45mm이며, 입구의 동심관(Annulus) 내경 및 외경은 각각 9.53 mm와 20.30mm이다. 입구 동심관 및 연소실의 축방향 길이는 각각 20mm와 125mm로서, 계산시간의 절감을 위하여 연소실의 길이는 실험에서 제작된 길이(235 mm)의 약 1/2로 설정하였다. 이 차이는 연소실 내의 공명 주파수 주기를 변경시킬 수 있으나, 연소실 길이와 화염온도에 따라 일정한 주기를 갖는 음향파와 화염과의 상호작용을 검토하는 본 연구의 목적에는 무방할 것으로 사료된다. 출구와 연소실의 단면적비는 0.64로 설정하여 출구 유동의 가속과 음향 공진파의 가진을 촉진하였으나, 아음속 조건으로 압력파의 완전한 경계조건을 형성하지 않았다.

연료는 NG(Natural gas)가 사용되었으며, 당량비 0.6에 해당되는 예혼합기가 공급되었다. 입구의 단면 평균 속도는 86.6m/s이며, 입구 동심관의 높이를 기준으로 Re 수는 29,700이다. 이때 입구의 온도 및 압력은 각각 298K과 1atm으로 하였다.

입구의 평균속도 분포는 완전 발달된 난류 유동의 가정 하에 1/7승의 멱(power) 법칙에 따라 결정되었다. 또한 반경방향과 회전방향의 유속은 식(15)의 선회수에 의해 결정되었으며, 모든 계산에서 선회수는 0.77로 고정하였다. 이때 해당되는 베인(Vane) 각(θ)은 45°이다. 이 식에서 D_h와 D_n은 각각 동심관 내경 및 외경을 의미한다.

$$S=\frac{2}{3}\left[\frac{1-(D_h/D_n)^3}{1-(D_h/D_n)^2}\right]\tan\theta \qquad (15)$$

경계조건으로서 입구의 난류 초기조건은 평균 유속의 15%에 해당되는 난류강도를 이용한 가우스 분포의 난수 발생함수를 통해 제공되었다[18]. 입구 및 출구 경계에는 Poinsot 등이 제안한 NSCBC(Navier-Stokes characteristics boundary condition)을 부여하였다[19]. 또한 벽면에서의 속도와 스칼라(Scalar)는 각각 No-slip과 Neumann 경계조건을 주었다. 계산에 사용된 격자계는 $N_x \times N_r \times N_\theta = 165 \times 80 \times 75$로서 약 백만개의 격자가 사용되었다.

4. 결과 및 검토

버너 출구의 형상에 따른 평균 유동장의 변화를 관찰하기 위하여 Fig. 2는 발산 반각에 따른 축방향 유속분포와 유선을 도시한 것이다. 본 계산에서 적용된 선회수 0.77의 강선회의 경우에, 회전방향의 유속에 의한 반경 및 축방향 압력구배의 발생으로 CTRZ가 발생됨을 알 수 있다. 버너 출구에서 급격히 확대되는 Div=90°의 경우에, 약 x=0.03mm 근처에서 와동의 중

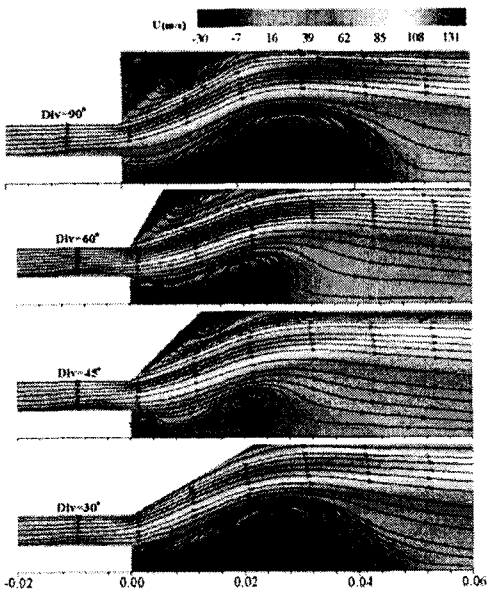

Fig. 2. Mean axial velocity contours and streamlines with divergent half angles

심이 존재하며, 강선회에 의해 CTRZ의 세력이 확장되어 Bluff-body에서 생성된 와동과 병합되는 현상을 관찰할 수 있다. 이 결과는 선회도 변화에 따른 화염 거동에 관한 선행 연구[15]에서 체계적으로 검토되었으며, CTRZ가 주기적으로 상류로 이동할 때 선회화염의 주기적인 역화현상이 발생됨을 확인한 바 있다. 버너 출구의 발산 반각이 60°인 경우에 CTRZ의 위치가 보다 상류로 이동하고 반경이 크게 감소됨을 볼 수 있다. 즉 Div= 90°에 비해 중심에서 보다 강한 와도를 갖는 재순환 유동이 생성되었음을 짐작할 수 있다. Div=45°의 경우는 60°와 거의 유사한 유동구조를 보이는 반면에, Div=30°의 경우는 CTRZ가 보다 하류에 생성되며, 반경이 증가되는 뚜렷한 차이를 보여주고 있다. 형상 변화에 따른 CRZ의 거동을 살펴보면, 벽면에 의한 재순환 유동의 제한으로 발산 반각이 감소할수록 CRZ의 면적이 점차 감소하며, Div =30°의 경우에는 거의 생성되지 않음을 알 수 있다. 또한 모든 조건에서 CRZ와 높은 축방향 유속이 만나는 경계면은 유사한 위치에서 발생됨을 확인할 수 있다. 그러나 CRZ의 크기의 변화는 와동의 강도를 변화시키며 주 선회유동 외부의 마찰성능을 변화시켜 결과적으로 전체적인 축 및 회전방향의 유속변화를 초래하게 된다.

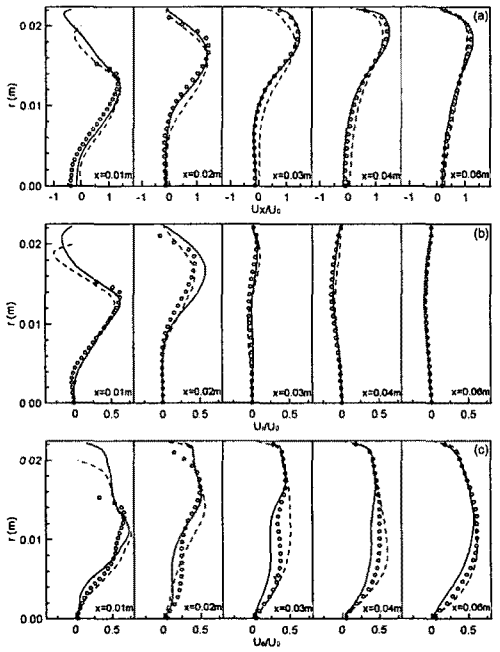

Fig. 3. Mean velocity profiles of (a) axial, (b) radial and (c) azimuthal directions (Div=90°; solid line, Div=45°; dashed line, Div=30°; circle)

이들에 대한 보다 구체적인 유속 분포를 검토하기 위하여 Fig. 3은 대표 축길이에 대한 단면의 평균 유속분포를 도시한 것이다. Div=60°의 조건은 45°의 경우와 유사한 유동분포를 보이기 때문에 그림에서 생략하였다. Fig. 3(a)의 축방향 유속에서, Div=90°와 30°의 조건은 비교적 유사한 분포를 보이는 반면, 45°의 경우 상대적으로 보다 큰 값의 유속을 보여준다. 반경방향의 유속에 대해, Div=90°는 급격히 확대되는 형상에 의해 가장 큰 값을 가짐을 x=0.02m에서 확인할 수 있다. CTRZ 생성에 가장 중요한 영향을 주는 Fig. 3(c)의 회전방향 유속의 경우, Div=45°의 조건이 전체적으로 가장 큰 값을 가지며, Div=90°의 경우 가장 낮은 회전방향 유속분포를 보여주고 있다. 앞에서 언급되었듯이, Div=90°의 경우 급격한 확대형상으로 인하여 강한 CRZ의 생성이 주 회전방향 유동을 가장 크게 방해하게 되기 때문이다. 반면에 CRZ가 존재하지 않은 Div=30°의 조건은 직접 벽면과의 마찰로 인하여 회전 모멘텀이 감소하게 되지만, Div=90°보다 전체적으로 높은 회전 방향 유속분포를 보이고 있다.

Fig. 4는 발산 반각에 따른 평균 온도분포 및 화염면을 도시한 것이다. 실선은 $\tilde{G}$=0.4에 해당되는 화염면을 의미한다. Div=90°를 기준으로 Div=60°와 45°는 상대적으로 화염길이가 작으며, Div=30°의 경우 가장 큰 화염길이를 보여주고 있다. 이들의 경향은 CTRZ의 축

Fig. 4 Mean temperature contours and flame surfaces with divergent half angles

방향 위치와 유효 반응면적을 통해 유추될 수 있다. Fig. 2와의 비교를 통해 화염면은 CRZ와 CTRZ의 사이에 위치하며, 재순환 영역의 경계는 일반적으로 높은 난류강도를 갖는다고 알려져 있다. 즉 Div=60°와 45°의 경우 CTRZ의 위치가 상대적으로 상류에 위치하여 화염면 근처에 높은 난류강도가 분포하게 된다. 그 결과 식(13)에서와 같이 높은 연소속도 인하여 비교적 짧은 화염길이를 갖게 된다. 반면에 Div=30°의 경우는 Div=90°에 비해 CTRZ의 위치가 상류에 위치하지만, 화염대에 근접한 벽면에 의해 반응대가 존재하지 않아 유효 반응면적이 작기 때문에 화염길이는 보다 길어진 것으로 예측된다.

Fig. 5는 버너 출구 형상에 따른 연소실 내의 압력변동 크기를 나타낸 것으로서, 연소실 벽면의 34개 위치에서 얻어진 압력 변동의 평균치를 도시한 것이다. Div=90°의 경우에 연소실 내 평균 압력 변동치는 약 1.25kPa이며, 발산 반각이 감소할수록 점차 감소되다가 Div=30°의 경우에 가장 높은 압력 변동을 보이고 있다. 비록 본 논문에는 제시하지 않았으나, 압력 및 열발생 변동의 위상 차이와 Rayleigh 기준을 통해 모든 조건에서 자려(Self-excited) 연소진동이 발생되고 있음을 알 수 있었다. 그러나 위 결과로부터 Div=45°의 경우에 가장 낮은 압력 변동을 발생시킴으로써 다른 형상에 비해 연소진동이 가장 작게 발생되고 있음을 확인할 수 있다. 또한 상대 음압으로 환산할 때 Div=30°에 비해 약 2.97dB, Div=90°에 비해 약 1.87dB 정도로 소음이 감소됨을 알 수 있다.

Fig. 6은 연소실 내 압력 변동의 주기성을 확인하기 위하여 버너 출구근처의 압력 변동에 대한 주파수 분석 결과를 도시한 것이다. 모든 조건들은 약 4000Hz에서 지배적인 변동을 보이고 있으며, 이는 연소실의 길이와 화염온도를 기준으로 약 3/4 음파 모드에 가까운 값이다. 변동 강도를 볼 때 Fig. 5에서와 같이 Div=30°이 가장 큰 값을 나타내며, Div=45°가 가장 작은 값을 가짐을 재확인할 수 있다.

Fig. 7은 압력변동의 동일 위상(300°)에서 각 조건에 대한 순간적인 화염면과 와도 크기(64,000 1/s)의 Iso-contour를 도시한 것이다. 벽면을 제외한 내부의 와도형상을 확인하기 위하여 r<0.02m의 결과만을 나타내었다. Div=90°의 경우에 버너 출구에서 Kelvin-Helmholtz 불안정성에 의해 생성된다고 알려져 있는 나선(Spiral) 모양의 외부 와동과 CTRZ의 생성에 의해 발생되는 내부의 복잡한 와동으로 구성된 2중 구조를 확인할 수 있다. 특히 외부 와동에 의해 화염면은 크게 신장 및 왜곡되며, 하류에서 화염이 단절되는 현상들을 볼 수 있다. 반면에 Div=45°의 경우에, Div=90°와 유사한 와동구조를 보이고 있으나, 화염면이 보다 큰 반경방향 위치에 생성되어 와동에 의한 화염말림 현상이 보다 클 것으로 판단된다. 그러나 그림에서와 같이 화염면의 단절을 초래할 정도의 큰 와동은 발생되지 않았음을 확인할 수 있다. 마지막으로 외부 와동이 생성되지 않는 Div=30°의 경우에는 다른 조건과 동일한 구조의 내부 와동이 관찰되지만, 상대적으로 화염길이가 길며 Div=45°에 비해 화염면이 크게 왜곡 및 단절되고 있음을 볼 수 있다.

Fig. 8은 버너 출구의 압력 1주기의 위상에 따른 순간적인 재순환(음의 축방향 유속) 영역과 화염면(실선)을 도시한 것이다. 또한 비교를 위하여 평균 재순환

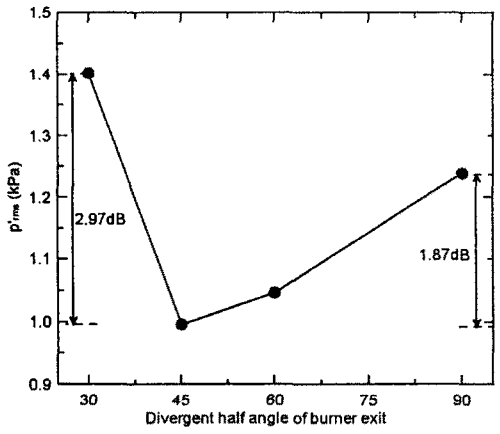

Fig. 5 mean p'_{rms} in a combustor with divergent half angles

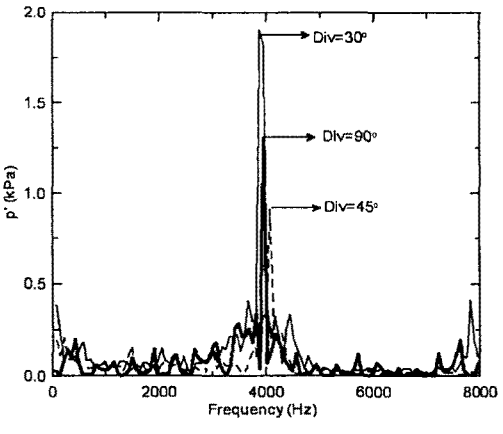

Fig. 6 Fourier transforms of pressure fluctuation at burner exit

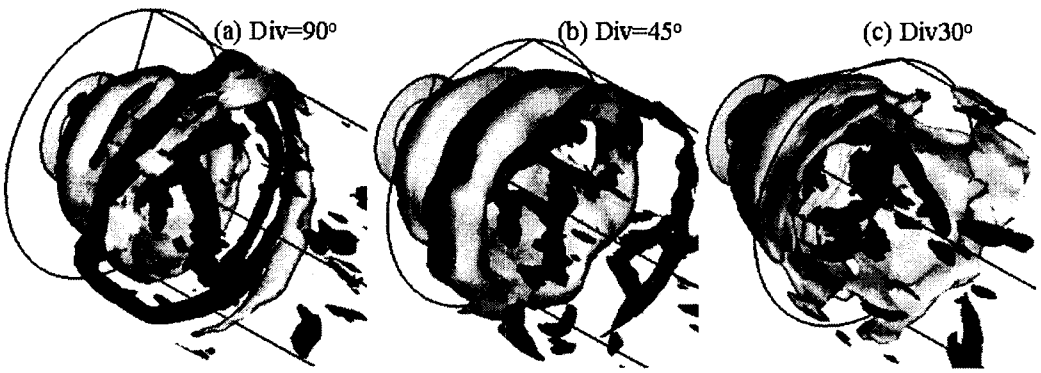

Fig. 7 Instantaneous flame surface(yellow) and vorticity magnitude(red)

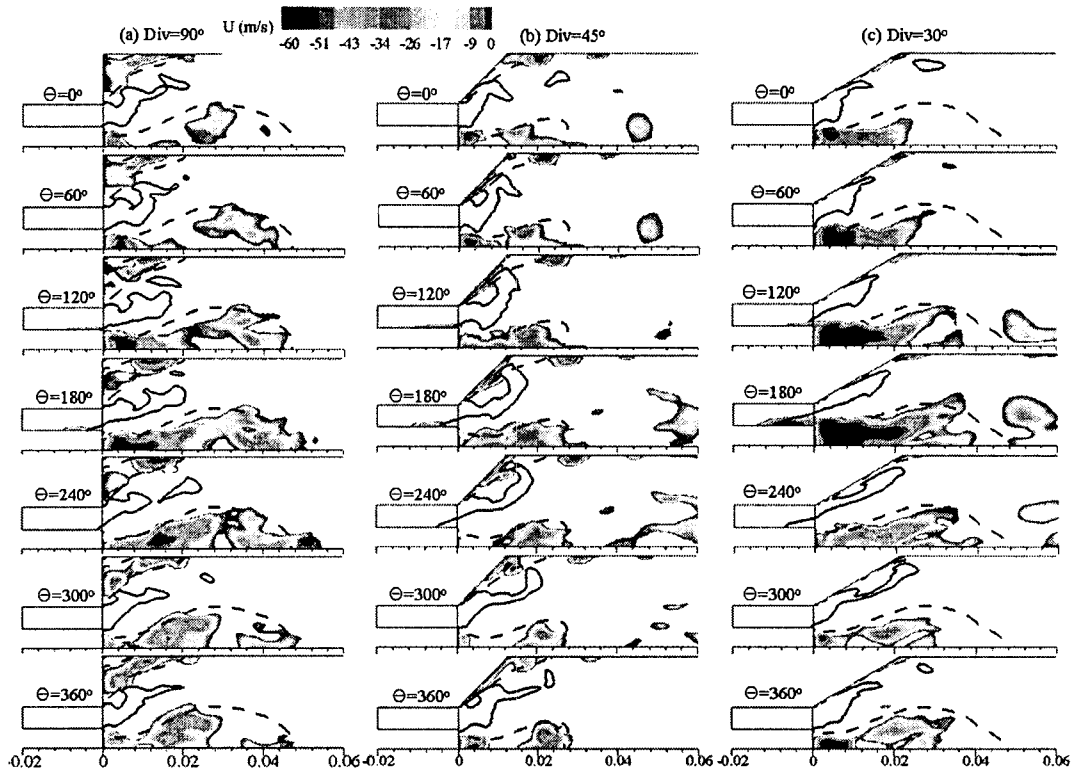

Fig. 8 Instantaneous recirculation zone(contour), flame surface(solid line) and mean recirculation zone(dashed line)

영역을 점선으로 나타내었다. 비록 버너 출구의 압력 위상 변화가 연소실 내의 전반적인 재순환 유동 및 화염 거동을 대표할 수는 없으나, 버너 출구에서의 주기적인 압력 및 유속 변동에 따른 각 조건의 연소 특성을 비교하는 것은 큰 문제가 없을 것으로 사료된다. Div=90°의 경우를 살펴보면, 압력 변동의 위상에 따라 화염 및 재순환 유동은 주기적인 거동을 보여주고 있다. 압력 위상이 0°~180°까지 변화될 때 CTRZ에 의한 재순환 영역의 면적은 점차적으로 증가되면서, Bluff-body 근처에 보다 강한 재순환 유동이 발생되고 있음을 음의 유속크기로 확인할 수 있다. 또한 이때 화염의 길이는 점차적으로 증가하면서 화염면은 더욱 심하게 변형됨을 볼 수 있다. 180° 이후에 화염면은 단절되면서 화염길이는 점차 작아지는데, 이때 재순환

영역의 크기는 감소되면서, 점차 하류로 이동하게 됨을 알 수 있다. 즉 180°의 결과를 볼 때 Bluff-body 근처에서 가장 강한 재순환 유동이 발생되어 난류 강도 및 연소속도의 증가로 화염길이는 그 이후 점차 감소하게 된다. 특히 이 시점에서 강한 재순환 및 연소속도의 증가로 역화가 가장 많이 진행되고 있음을 확인할 수 있다. Div=45°의 경우 역시 시간에 따라 화염 및 재순환 영역의 거동은 비슷하게 반복되고 있다. 그러나 Div=90°와 비교할 때 재순환 유동의 면적 및 이동의 변화가 상당히 작음을 알 수 있다. 반면에 Div=30°의 경우는 180°의 위상에서 Div=90°의 경우보다 Bluff-body 근처에 더욱 큰 음의 유속이 발생되며, 화염은 더욱 상류로 역화되는 결과를 보여주고 있다. 위 결과로부터 압력변동에 따라 유동 특성, 특히 재순환 유동의 거동변화가 발생하게 되며, 이는 결국 화염 강도와 화염면의 축 및 반경방향으로의 이동을 유도하게 된다. 이러한 과정은 시간에 따라 특정 위치에서 압력변동과 열발생의 위상차를 변화시키며, 국부적으로 연소진동 강도를 증가 및 감소시키는 결과를 초래하게 한다. Rayleigh에 따르면 압력과 열발생 변동의 위상차이가 $\pm\pi/2$의 범위 내에 존재할 때 강한 연소진동이 발생된다고 언급되었으며, 식 (16)과 같은 Rayleigh 변수를 통해 판단되어진다.

$$R(\boldsymbol{x}) = \frac{1}{T}\int_T p'(\boldsymbol{x},t)q'(\boldsymbol{x},t)dt \qquad (16)$$

여기서, T는 진동 주기를 의미하며, p'은 압력 진동, q'은 열발생 변동을 의미한다. 즉 위 식에서 $R(x)>0$이면 연소진동은 증폭, $R(x)<0$이면 연소진동은 감소하게 된다.

버너 출구의 형상에 따른 음향파-열발생 상호작용에 의한 화염 불안정성을 검토하기 위하여, Fig. 9는 압력변동 1주기 동안의 $R(x)$를 도시한 것으로서 최대 $R(x)$값으로 무차원 하였다. 모든 조건에 대해 가장 큰 $+R(x)$는 버너 출구의 상류영역에 해당되는, 즉 역화에 의해 화염이 상류로 전파되는 영역에서 발생된다. Fig. 8과의 비교를 통해 알 수 있듯이 압력 위상이 +값을 갖으며 진동하는 0°~180° 사이에 화염이 상류로 전파되면서 q'은 +위상을 갖기 때문에 $R(x)$는 +값을 보여준다. 180° 이후에서는 p'과 q' 모두 - 위상을 갖게 되어, 이 위치에서 최대의 화염 불안정이 발생하게 된다. Fig. 5와 6의 연소 진동의 진폭을 통해 확인한 바와 같이 Div=30°의 경우가 전체적으로 가장 큰 $+R(x)$을 갖으며 연소진동이 가장 크게 증폭되고 있음을 알 수

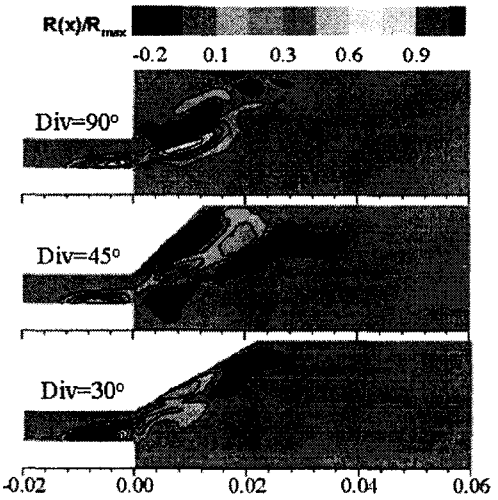

Fig. 9 Normalized Rayleigh parameter over one period of pressure fluctuation

있다. 또한 CRZ의 부재로 인하여 화염이 반경방향보다는 축방향으로 주기적인 거동을 보이기 때문에 화염 후단에서 연소진동이 감소되는 영역이 발생되고 있음을 볼 수 있다. Div=45°의 경우에는 음향파에 의해 영향을 받는 와동 말림에 의해 화염면이 반경방향으로 크게 변화되고 있다. 이는 결과적으로 압력과 열발생 변동의 위상차를 증가시켜 연소진동이 감소되는 영역을 상당히 넓게 분포시킨다. 이러한 결과로 인하여 Div=45°의 경우에 가장 낮은 진폭의 연소진동이 발생되어, 다른 조건에 비해 가장 안정된 연소가 진행됨을 짐작할 수 있다. 물론 $R(x)$의 분포 원인은 국부적인 와동과 화염면의 전개를 통해 상세히 해석될 수 있으며, 이들에 대한 보다 구체적인 해석은 현재 진행 중에 있다.

5. 결 론

모형 가스터빈 연소기의 버너 출구형상 변화에 대한 LES 수행결과 다음과 같은 결론을 얻었다.

평균 연소장의 검토를 통해 버너 출구의 발산 반각의 변화는 CRZ의 크기 및 말림 강도를 변화시키며, 결과적으로 CTRZ의 크기와 위치 및 화염면의 길이를 변화시킴을 확인하였다. 발산 반각이 45°의 경우, 가장 큰 선회유속으로 인하여 90° 및 30° 비해 CTRZ의 크기가 작고 보다 상류에 위치하게 됨을 확인하였다. 화염의 길이 역시 45°가 가장 짧으며, 30°의 경우에 화염대 근처에 벽면의 존재로 인한 유효 반응면적의 감소로 가장 긴 화염길이를 보여주고 있다.

연소실 내의 평균 압력변동을 통해 Div=45°의 경우가 가장 낮은 압력 변동을 발생시키며 다른 형상에 비해 연소진동이 가장 작게 발생됨을 확인하였다. 또한 가장 큰 진동이 발생되는 Div=30°에 비해 약 2.97dB 정도로 소음이 감소됨을 알 수 있었다. 이들에 대한 원인은 비정상 재순환 영역 및 화염 거동의 관찰을 통해 규명되었으며, 최종 Rayleigh 변수를 통해 국부적인 화염 불안정성 특성을 검토하였다.

후 기

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

참고문헌

[1] Lilley, D. G., 1977, "Swirl flows in combustion: a review," *AIAA Journal*, Vol. 15, No. 8, pp. 1063~1078.

[2] Külsheimer, C. and Büchner, H., 2002, "Combustion dynamics of turbulent swirling flames," *Combustion and Flame*, Vol. 131, pp. 70~84.

[3] Sivasegaram, S. and Whitelaw, J., 1991, "The influence of swirl on oscillations in ducted premixed flames," *Combust. Sci. and Tech.*, Vol. 138, pp. 195~205.

[4] Rayleigh, J. W. S., 1945, *The theroy of sound*," Vol. II, Dover Publications, New York.

[5] Candel, S., 2002, "Combustion dynamics and control: progress and challenges," *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol. 29, pp. 1~28.

[6] Syred, N., 2006, "A review of oscillation mechanisms and the role of the precessing vortex core(PVC) in swirl combustion systems," *Progress in Energy and Combustion Science*, Vol. 32, pp. 93-161.

[7] Dawson, J. R., Rodriguez-Martinez, V. M., Syred, N. and Ódoherty, T., 2005, "The effect of combustion instability on the structure of recirculation zones in confined swirling flames," *Combust. Sci. and Tech.*, Vol. 177, pp. 2349~2371.

[8] Poinsot, T. and Veynante, D., 2001, "*Theoretical numerical combustion*," Edwards.

[9] 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.

[10] Kim, W. W. and Menon, S., 1995, "A new dynamic one-equation subgrid-scale model for large-eddy simulation," *AIAA-95-0356*.

[11] 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.

[12] Lipatnikov, A. N. and Chomiak, J., 2000, "Turbulent flame speed and thickness phenomenology, evaluation and application in multi-dimensional simulations," *Progress in Energy and Combustion Science*, Vol. 28, 2000, pp. 1~74.

[13] Kee, R. J., Grcar, J. F., Smooke, M. D. and Miller, J. A., 1994, "A fortran program for modeling steady laminar one-dimensional premixed flames," *SAND85-8240*.

[14] MacCormack, 1969, "The effects of viscosity in hyper-velocity impact cratering," *AIAA Paper 69-354*.

[15] Hwang, C. H. and Lee, C. E., 2006, "Performance evaluation of large eddy simulation for recirculating and swirling flows," *Transactions of KSME B*, Vol. 30, No. 4, in press.

[16] Hwang, C. H. and Lee, C. E., 2006, "Large eddy simulation of swirling premixed flames in a model gas turbine combustor," *J. of The Korean Soc. for Aero. & space sci.*, submitted.

[17] 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.

[18] Huang, V., Sung, H. G., Heish, 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.

[19] Poinsot, T. J. and Lele, S. K., 1992, "Boundary conditions for direct simulations of compressible viscous flows," *J. Computational Physics*, Vol. 101, pp. 104~129.