

<학술논문>

DOI:10.3795/KSME-B.2008.32.5.342

모형 가스터빈 연소기의 입구 형상변화에 따른 연소 불안정성에 관한 LES 연구

황 철 홍* · 이 창 언†

(2007년 11월 12일 접수, 2008년 4월 10일 심사완료)

LES Studies on the Combustion Instability with Inlet Configurations in a Model Gas Turbine Combustor

Cheol-hong Hwang and Chang-eon Lee

Key Words : Large Eddy Simulation(대와동모사), Combustion Instability(연소 불안정성), Swirling Flow(선회유동), Turbulent Premixed Flame(난류 예혼합화염), Gas Turbine(가스터빈)

Abstract

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

1. 서론

최근 환경규제가 강화됨에 따라 가스터빈 및 버너 등 대부분의 실용 연소기에 예혼합 연소방식의 적용이 활발히 시도되고 있다. 일반적으로 예혼합 화염은 희박한 연료 조건에서 낮은 화염온도로 연소가 가능하여 NOx 배출지수를 낮출 수 있는 장

점을 가지고 있다. 그러나 예혼합 화염은 혼합기 조성 및 난류강도에 의해 결정되는 난류 연소속도에 의해 지배되기 때문에, 확산 혼합과정에 의해 지배되는 비예혼합 화염과는 다르게, 본질적으로 연소실 내의 유동변화와 음향 가진에 매우 민감하게 반응한다.

일반적으로 화염 안정성의 개선을 위해 대부분의 연소기에 적용되는 선회유동은 화염기부 근처에 재순환 영역을 형성하여 축방향 유속을 낮추기 때문에 화염 부상을 억제하며, 재순환 영역의 고온 생성물이 미연 혼합기를 예열함으로써 반응을 보다 촉진시키는 특징을 가지고 있다.⁽¹⁾ 반면에 이러한 선회유동은 와동 중심의 세차운동(pro-

† 책임저자, 회원, 인하대학교 기계공학과

E-mail : chelee@inha.ac.kr

TEL : (032)860-7323 FAX : (032)868-1716

* 회원, Building and Fire Research Lab., NIST

cessional motion)에 의해 비대칭 유동구조를 유발하며, 연소기의 고유진동수와 음향파의 진동수가 공명(resonance)될 때 매우 큰 연소진동을 초래할 수 있다. 더욱이 덤프(dump) 연소기와 같이 연소기 입구가 급격히 확대되면 회전방향의 불안정성 모드가 발생하여 연소 불안정성을 더욱 가중시킬 수 있다고 알려져 있다.^(2,3)

일반적으로 연소 불안정성은 주기적인 음향파의 가진(excitation)과 열발생의 상호작용에 의한 에너지 되먹임(feedback) 과정에서 발생되며, 이 연소 불안정성에 대해서는 Rayleigh 이론⁽⁴⁾을 근거로 연소실 내의 음향파(압력파)와 열발생 변동의 위상 차를 주요 인자로 이용하는 많은 연구들이 진행되고 있다.⁽⁵⁾ 여기서, 열발생 변동과 관련된 화염의 동적 거동(flame dynamic)은 재순환 유동과 같은 화염대 근처의 유동구조에 매우 큰 영향을 받게 된다. 또한 음향파의 변동 역시 유동구조의 변화와 직접적인 연관을 가지고 있다. 따라서 열발생-음향파 상호작용에 의해 발생하는 연소 불안정성을 보다 체계적으로 규명하기 위해서는 열발생-유동-음향파의 상호작용에 대한 해석이 선행되어야 할 것이다.

선회 연소기에서 재순환 유동구조의 변화가 연소 불안정성에 미치는 영향에 관한 대표적인 연구로서, Syred 등⁽⁶⁾은 연소기 입구의 확대면 코너 근처의 외부 재순환(CRZ; corner recirculation zone) 영역이 감소 또는 제거될 때 연소진동의 강도가 감소함을 확인하였다. 이때 중앙 재순환(CTRZ; center toroidal recirculation zone)의 크기 및 형상이 크게 변화됨을 언급하였다. 또한 CRZ와 CTRZ의 형상 및 크기의 변동에 의해 연소기 입구 근처의 선회화염이 매우 불규칙하게 거동함을 관찰하였다. 이 외에도 Dawson 등⁽⁷⁾은 재순환 유동구조 변화에 대한 연소 불안정성을 검토하기 위하여 65°의 발산 반각(divergent half angle; α)을 갖는 연소기 입구 형상과 급격히 확대($\alpha = 90^\circ$)되는 형상에 대한 실험을 수행하였다. 이때 NG(natural gas) 연료를 대상으로 당량비 0.6의 경우에 65°의 발산 반각을 갖는 형상이 90°의 경우에 비해 평균 압력 변동이 약 40% 정도 감소됨을 확인하였다. 주요 원으로서 발산 반각이 감소될 때 선회유속의 불규칙한 간헐성(Intermittence)이 감소되어 보다 안정된 화염이 형성되기 때문이라고 보고되었다. 위의 연구들은 연소실 내의 유동구조 변화가 연소 불안정성에 많은 영향을 주고 있음을 실증하고는 있다. 그러나 이와 같은 실험적 연구에는 화염-유동의 상호작용에 의한 열발생 변동뿐만 아니라 열발생-음향파 상호작용에

의한 연소 불안정성을 체계적으로 규명하는데 현실적으로 많은 어려움이 존재한다.

최근에 전산자원 및 수치기법의 향상으로 실용 연소장 내의 상세한 화염거동을 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 보다 적게 의존한다고 할 수 있다. 또한 시간 평균화된 물리량을 이용하여 난류현상을 묘사하는 RANS와는 다르게, LES는 유동의 비정상 효과는 물론 연소장에서 연소 불안정성 및 소음 등의 현상들을 해석할 수 있는 매우 유용한 접근 방법이다.⁽⁸⁾

이러한 배경 하에 본 연구에서는 연소기 입구의 형상을 변화시킨 선회 예혼합 연소기를 대상으로, LES를 이용하여 평균 및 비정상 유동구조, 화염 거동 및 연소 불안정성의 상호작용을 검토하였다. 이를 통해 재순환 유동구조의 변화가 연소 불안정성에 미치는 영향을 규명하였다. 이 결과들은 예혼합화염의 연소 불안정성 개선을 위한 실용 연소장 설계에 유용한 정보를 제공할 것으로 기대된다.

2. 지배방정식 및 수치기법

2.1 LES 지배방정식

LES에서 순간적인 유동변수는 GS(grid scale) 성분(\tilde{f})과 SGS(subgrid scale) 성분(f'')으로 나뉘어진다. 이때 GS 성분은 Farve 여과($\tilde{f} = \overline{\rho f / \bar{\rho}}$)에 의해 결정되며, 'over-bar' 첨자는 공간 여과(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 밀도함수의 의미를 갖는 여과 함수이며, 전 계산영역에 대해 적분된다. 또한 x_i 는 여과크기에 의해 구분되는 공간좌표이며, x'_i 는 물리적으로 연속된 개념의 공간좌표를 의미한다.

본 연구에서는 격자 내의 평균효과를 갖는 box filter 함수가 사용되었다. 이와 같은 여과과정을 3

차원 비정상의 압축성 Navier-Stokes 방정식에 적용하면 다음과 같은 LES 방정식으로 표현된다.

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

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

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

여기서 상첨자 ‘sgs’는 SGS 성분의 효과를 나타낸 항으로서 위 방정식들을 종결(closure)시키기 위하여 모델링 되어야 한다. 위의 각 SGS 항들은 다음과 같다.

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

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

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

위 식에서 τ_{ij}^{sgs} 는 SGS 응력텐서, H_i^{sgs} 는 SGS 열 유속(flux)이며 σ_i^{sgs} 는 SGS 점성 일을 의미한다.

2.2 SGS 항의 모델링

SGS 항들의 모델링을 위해서는 SGS의 특성 길이 및 시간(속도) 규모의 정보가 요구된다. 이를 위해 본 계산에서 길이 규모는 격자의 평균 길이 즉, $\bar{\Delta} = (\Delta x \Delta y \Delta z)^{1/3}$ 로 하였으며, 시간 규모는 SGS의 난류 운동에너지로부터 계산하였다. SGS 운동에너지($k^{sgs} = 0.5 \overline{u_k^2} - \tilde{u}_k^2$) 전달 방정식은 식 (8)과 같다.⁽⁹⁾

$$\frac{\partial \bar{\rho} k^{sgs}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \tilde{u}_i k^{sgs}) = P^{sgs} - D^{sgs} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \frac{v_t}{Pr_t} \frac{\partial k^{sgs}}{\partial x_i}) \quad (8)$$

여기서 Pr_t 는 난류 Prandtl 수로서 1로 가정하였으며, 이에 대한 오차는 향후 추가적으로 검토되어야 할 것이다. P^{sgs} 와 D^{sgs} 는 k^{sgs} 의 생성 항과 소멸항을 의미한다. 생성항은 $P^{sgs} = -\tau_{ij}^{sgs} (\partial \tilde{u}_i / \partial x_j)$ 으로 표현되며, 이때 SGS 응력 텐서는 다음과 같다.

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

위 식에서 $v_t = C_v (k^{sgs})^{1/2} \bar{\Delta}$ 는 eddy viscosity이며 $\tilde{S}_{ij} = 0.5 (\partial \tilde{u}_i / \partial x_j + \partial \tilde{u}_j / \partial x_i)$ 는 GS 스트레인율 텐서를 나타낸다. 소멸항은 $D^{sgs} = C_\varepsilon \bar{\rho} (k^{sgs})^{3/2} / \bar{\Delta}$ 으로 모델되었다. C_v 와 C_ε 은 dynamic 모델⁽¹⁰⁾에 의해 공간과 시간에 따라 결정되었다. 마지막으로 SGS 열 유속(H^{sgs})과 SGS 점성 일(σ_i^{sgs})은 다음과 같이 모델되었다.

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

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

2.3 예혼합 연소 LES 모델링

난류 예혼합화염을 모사하기 위하여 상세 반응 기구를 사용하지 않고 간단하게 화염면과 열발생을 고려할 수 있는 G-equation 화염면(flamelet) 모델을 적용하였다. 이는 상세한 화학종의 정보를 직접적으로 예측할 수 없으나, 비정상 화염거동뿐만 아니라 열발생과 압력 변동에 따른 연소 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 $G^{sgs} = \bar{\rho} (\overline{uG} - \tilde{u} \tilde{G})$ 는 SGS 전달항이며, $S^{sgs} = \overline{\rho_0 S_L^0 |\nabla G|}$ 은 source 항이다. G^{sgs} 는 H^{sgs} 와 유사하게 구배확산 가정(Gradient diffusion assumption)에 의해 모델 되었으며, S^{sgs} 은 $\rho_0 S_L |\nabla \tilde{G}|$ 으로 모델되었다. 이때 S_L 는 국부 난류 화염속도를 의미하며 Damkohler의 이론을 근거로 수정된 식 (13)과 같이 모델 되었다. 이때 C와 n은 상수로서 Lipatnikow 등⁽¹²⁾이 제안한 2.0과 0.7이 각각 적용되었다.

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

반응에 의한 열발생 효과는 내부에너지와 \tilde{G} 의 관계를 통해 식 (14)와 같이 결정되었다. 또한 연

료와 공기의 균일한 예혼합 가정 하에 층류 화염 속도(S_L)와 생성물의 온도(T_p)는 일정하게 하였으며, Premix code⁽¹³⁾를 통해 예측되었다.

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

위 식에서 Δh_f 는 $c_p(T_p - T_f)$ 을 의미한다.

2.4 LES 수치기법

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 수치 해의 정확도 및 안정성을 보장하기 위하여 시간 전진간격(Δt)은 CFL(Courant-Friedrich-Levy) 수에 의해 제어되었으며, 이때 CFL 수는 0.5로 설정하였다.

LES에서는 본질적으로 3차원 해석이 요구되며, 수립된 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. 본 연구에 적용된 수치기법 및 병렬계산 성능은 난류 유동 및 예혼합 연소장을 대상으로 선행 연구를 통해 이미 검토되었다.^(15,16)

3. 계산대상 및 조건

난류 예혼합화염의 거동을 검토하기 위하여, 연소기 입구에서 급격히 확대되는 형상을 갖는 Broda 등⁽¹⁷⁾의 연소기를 기준 대상으로 하였다. 이때 연소기 입구의 형상은 Fig. 1과 같이 입구관 확대의 발산 반각(α)을 30° , 45° , 60° 및 90° 로 변화시켰다. 연소실의 직경은 45mm이며, 입구의 동심관(annulus) 내경 및 외경은 각각 9.53mm와 20.30mm이다. 입구 동심관 및 연소실의 축방향 길이는 각각 20mm와 125mm로서, 계산시간의 절감을 위하여 연소실의 길이는 실험에서 제작된 길이(235mm)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

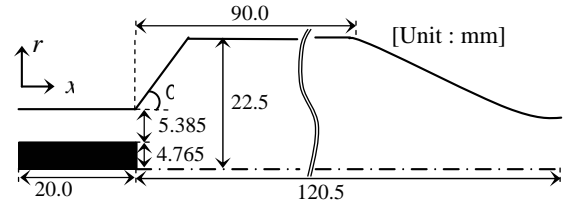


Fig. 1 Schematic of the swirl combustor and computational domain (α : divergent half angle)

본 연구의 목적에는 무방할 것으로 사료된다. 연소실과 출구의 단면적 비는 1:0.36으로 설정하여 출구 유동의 가속과 음향 공진과의 가진을 촉진하였으나, 아음속 조건으로 압력과의 완전한 경계조건을 형성하지 않았다.

연료는 NG가 사용되었으며, 당량비 0.6에 해당되는 예혼합된 연료와 공기가 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_h 와 D_n 은 각각 동심관의 내경 및 외경을 의미한다.

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

경계조건으로서 입구의 난류 초기조건은 평균 유속의 15%에 해당되는 난류강도를 이용한 가우스 분포의 난수(random number) 발생함수를 통해 제공되었다.⁽¹⁸⁾ 입구 및 출구 경계에는 Poinot 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 백만 개의 격자가 사용되었으며, Kolmogorov-Obukhov 이론에서 알 수 있듯이 주파수에 대한 난류 에너지의 소멸률이 -5/3승의 일정한 기울기를 갖게 되어 격자계의 선택이 적절함을 선행연구⁽¹⁶⁾를 통해 확인하였다.

4. 결과 및 검토

연소기 입구의 형상변화에 따른 평균 유동장의

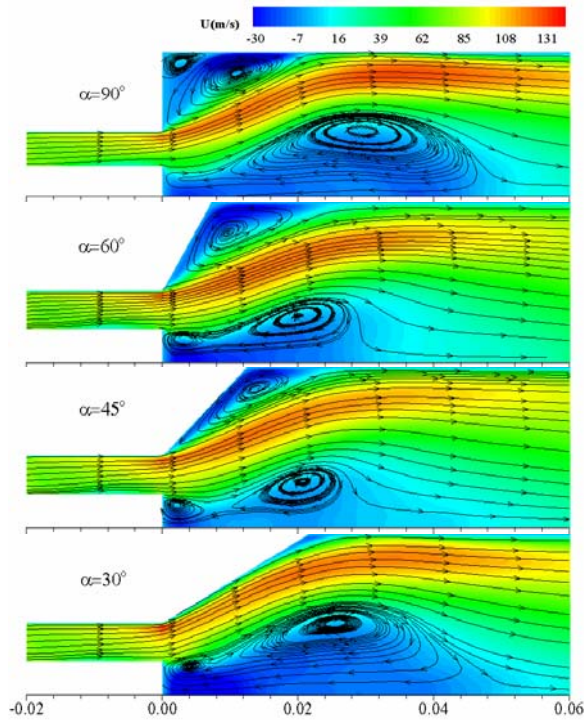


Fig. 2 Mean fields of axial velocity distribution and streamlines for different divergent half angles

변화를 관찰하기 위하여 Fig. 2는 발산 반각에 따른 축방향 유속분포와 유선을 도시한 것이다. 본 계산에서 적용된 선회수 0.77의 강선회 유동에서는 회전방향의 유속에 의한 반경 및 축방향에 대한 압력 구배의 발생으로 모든 발산 반각의 조건에서 CTRZ가 발생됨을 볼 수 있다. 연소기 입구에서 급격히 확대되는 $\alpha = 90^\circ$ 의 경우에, 약 $x = 0.03\text{mm}$ 근처에서 와동의 중심이 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 역화 현상이 발생됨을 확인한 바 있다. $\alpha = 60^\circ$ 의 결과를 90° 의 경우와 비교해보면, CTRZ의 위치가 보다 상류로 이동하고 반경이 크게 감소됨을 볼 수 있다. 즉 $\alpha = 90^\circ$ 에 비해 중심에서 보다 강한 와도를 갖는 재순환 유동이 생성되었음을 짐작할 수 있다. $\alpha = 45^\circ$ 의 경우는 60° 와 거의 유사한 유동구조를 보이는 반면에, $\alpha = 30^\circ$ 의 경우는 CTRZ가 보다 하류에 생성되며, 반경이 증가되는 뚜렷한 차이를 보여주고 있다. 연소기 입구의 형상 변화에 따른 CRZ의 거동을 살펴보면, 발산 반각이 감소할수록 벽면에 의한 재순환 유동의 공간 제한으로 CRZ의 면적이 점차

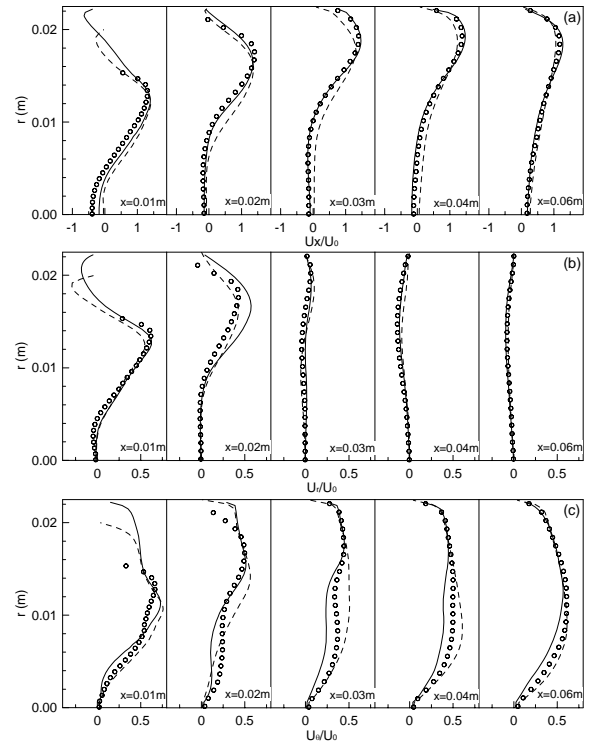


Fig. 3 Mean velocity profiles of (a) axial, (b) radial and (c) azimuthal directions ($\alpha = 90^\circ$: solid line, $\alpha = 45^\circ$: dashed line, $\alpha = 30^\circ$: circle)

감소하며, $\alpha = 30^\circ$ 의 경우에는 CRZ가 생성되지 않음을 볼 수 있다. 또한 모든 조건에서 CRZ와 높은 축방향 유속이 만나는 경계면은 유사한 위치에서 발생됨을 확인할 수 있다. 그러나 CRZ의 크기의 변화는 와동의 강도를 변화시키며, 선회유동 특성을 변화시켜 결과적으로 전체적인 축방향 및 회전방향의 유속변화를 초래할 것으로 예측된다.

이들에 대한 보다 구체적인 유속분포를 검토하기 위하여 Fig. 3은 대표 단면의 평균 유속분포를 도시한 것이다. $\alpha = 60^\circ$ 의 조건은 45° 의 경우와 유사한 유동분포를 보이기 때문에 그림에서 생략하였다. Fig. 3(a)의 축방향 유속분포를 살펴보면, $\alpha = 90^\circ$ 와 30° 의 조건은 비교적 유사한 분포를 보이는 반면, 45° 의 경우 상대적으로 큰 값의 유속분포를 보여준다. 반경방향의 유속에 대해, $\alpha = 90^\circ$ 는 급격히 확대되는 형상에 의해 가장 큰 값을 가짐을 $x = 0.02\text{m}$ 에서 쉽게 확인할 수 있다. CTRZ 생성에 가장 중요한 영향을 주는 Fig. 3(c)의 회전방향 유속의 경우, $\alpha = 45^\circ$ 의 조건이 전체적으로 가장 큰 값을 가지며, $\alpha = 90^\circ$ 의 경우가 가장 낮은 회전방향 유속분포를 보여주고 있다. 앞에서 언급되었듯이, $\alpha = 90^\circ$ 의 경우는 연소기 입구의 급격한 확대형상으로 인하여 강한 CRZ의 생성이 주 회전방향 유동을 가장 크게 방해하게 되기 때문이다.

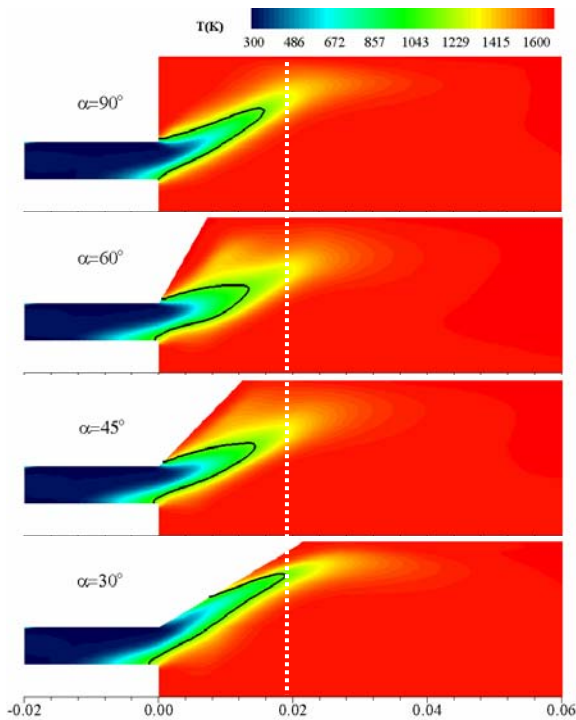


Fig. 4 Mean fields of temperature distribution and flame surfaces for different divergent angles

반면에 CRZ가 존재하지 않은 $\alpha=30^\circ$ 의 조건은 직접 벽면과의 마찰로 인하여 회전 모멘텀이 감소하게 되지만, $\alpha=90^\circ$ 보다 전체적으로 높은 회전방향 유속분포를 보이고 있다.

Fig. 4는 발산 반각에 따른 평균 온도분포 및 화염면을 도시한 것으로, 실선은 평균 화염면을 의미한다. $\alpha=90^\circ$ 를 기준으로 $\alpha=60^\circ$ 와 45° 는 상대적으로 화염길이 작으며, $\alpha=30^\circ$ 의 경우가 가장 긴 화염길이를 보여주고 있다. 이들의 경향은 CTRZ의 축방향 위치와 유효 반응면적을 통해 유추될 수 있다. Figs. 2와 4의 비교를 통해 확인할 수 있듯이 화염면은 CRZ와 CTRZ의 사이에 존재하며, 재순환영역의 경계는 일반적으로 높은 난류강도를 갖는다고 알려져 있다. 즉 $\alpha=60^\circ$ 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 $\alpha=30^\circ$ 의 경우는 $\alpha=90^\circ$ 에 비해 CTRZ의 위치가 상류에 위치하지만, 화염대에 근접한 벽면에 의해 반응대가 존재하지 않아 유효 반응면적이 작기 때문에 화염은 보다 길어진 것으로 예측된다.

Fig. 5는 연소기 입구의 형상에 따른 연소실 내의 압력 변동 크기를 나타낸 것으로서, 연소실 벽면의 임의의 34개 위치에서 얻어진 압력 변동의 평균치를 도시한 것이다. $\alpha=90^\circ$ 의 경우에는

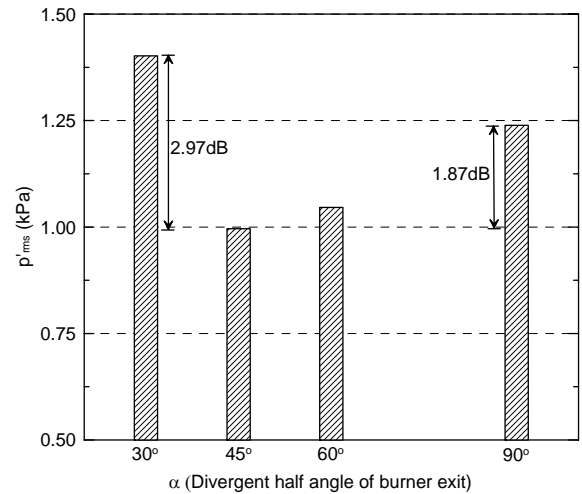


Fig. 5 Mean p' rms in a combustor for different divergent half angles

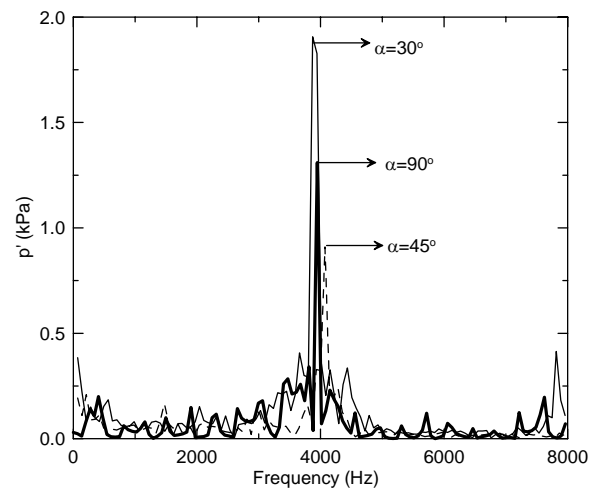


Fig. 6 Fourier transform results of pressure fluctuation at combustor inlet

연소실 내 평균 압력 변동치는 약 1.25kPa이며, 발산 반각이 감소할수록 점차 감소되다가 $\alpha=45^\circ$ 의 조건에서 최소값을 보이며, $\alpha=30^\circ$ 에서 다시 증가되어 가장 높은 압력 변동치를 나타내고 있다. 상대 음압으로 환산할 때 $\alpha=45^\circ$ 는 $\alpha=30^\circ$ 에 비해 약 2.97dB, $\alpha=90^\circ$ 에 비해 약 1.87dB 정도로 소음이 감소됨을 확인할 수 있다.

Fig. 6은 연소실 내 압력 변동의 주기성을 확인하기 위하여 연소기 입구 근처 벽면의 압력 변동에 대한 주파수 분석결과를 도시한 것이다. 모든 조건들은 약 4,000Hz에서 지배적인 변동을 보이고 있으며, 이는 연소실의 길이와 화염온도를 기준으로 약 3/4 음파 모드에 가까운 값이다. 변동 강도를 볼 때 Fig. 5에서와 같이 $\alpha=30^\circ$ 조건이 가장 큰 값을 나타내며, $\alpha=45^\circ$ 의 경우가 가장 작음을 알 수 있다.

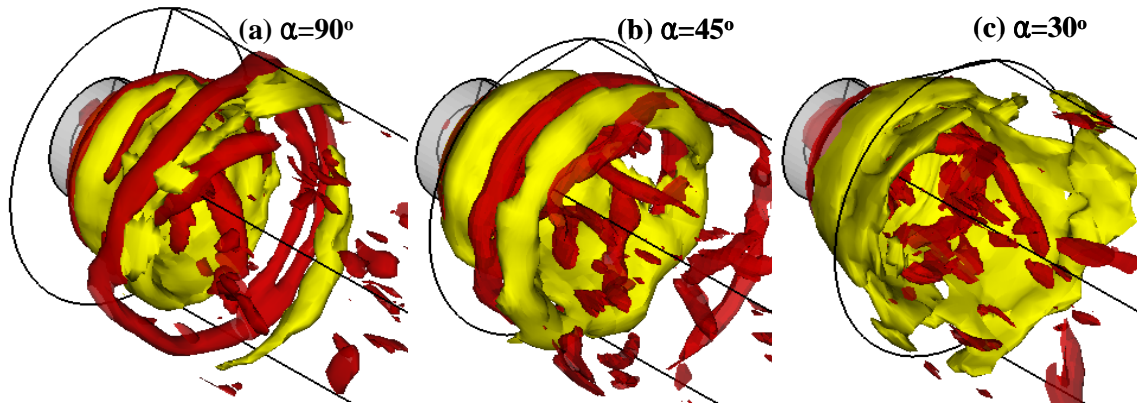


Fig. 7 Instantaneous flame surface (yellow) and vorticity magnitude (red)

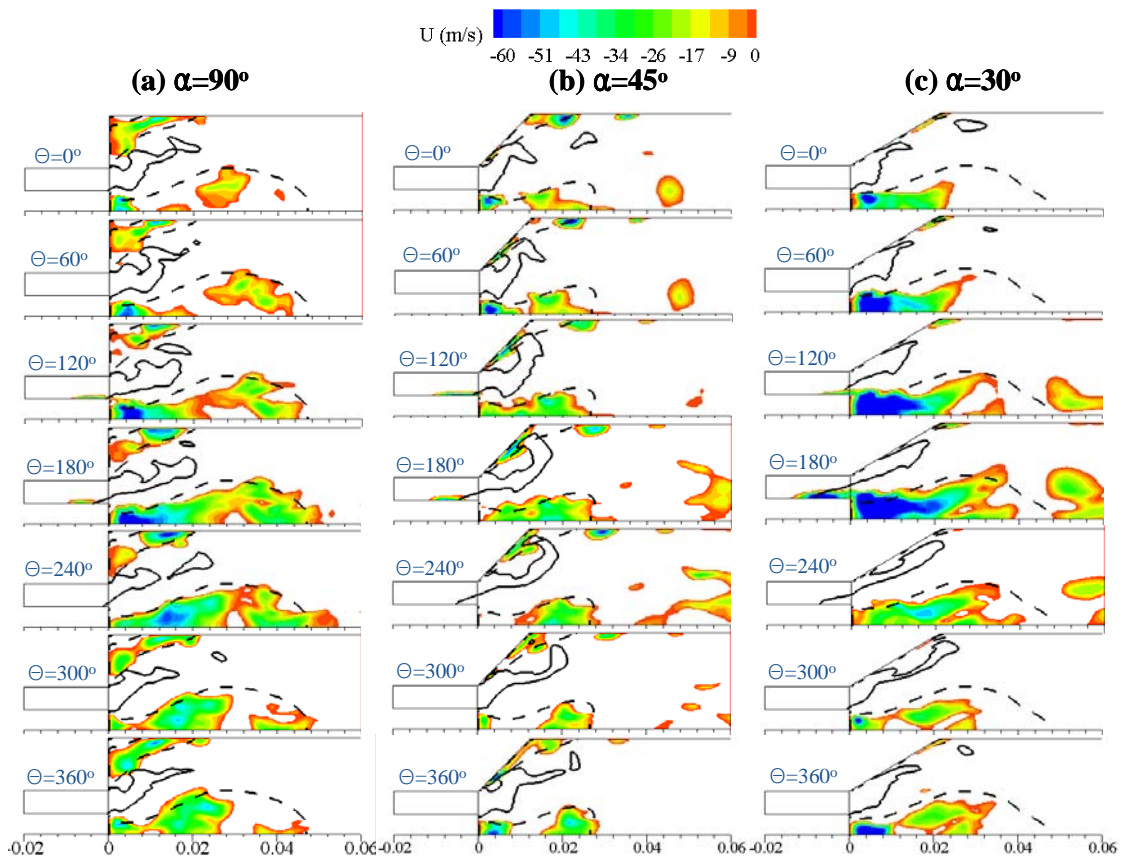


Fig. 8 Instantaneous recirculation zone (contour), flame surface (solid line) and mean recirculation zone (dashed line)

Fig. 7은 압력 변동의 동일 위상에서 각 조건에 대한 순간적인 화염면과 와도 크기($64,000s^{-1}$)의 Iso-contour를 도시한 것이다. 벽면을 제외한 내부의 와도 형상을 확인하기 위하여 $r < 0.02m$ 의 결과만을 나타내었다. $\alpha = 90^\circ$ 의 경우에 연소기 입구에서 Kelvin-Helmholtz 불안정성에 의해 생성된다고 알려져 있는 나선(spiral) 모양의 외부 와동과 CTRZ의 생성에 의해 발생하는 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 $\alpha = 45^\circ$ 의 경우에, $\alpha = 90^\circ$ 와 유사한 와동 구조를 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 CRZ가 생성되지 않는 $\alpha = 30^\circ$ 의 경우에는 다른 조

건과 동일한 구조의 내부 와동이 관찰되지만, 상대적으로 화염길이가 길며 $\alpha=45^\circ$ 에 비해 화염면이 크게 왜곡 및 단절되고 있음을 볼 수 있다.

Fig. 8은 연소기 입구 벽면에서 압력변동 1주기의 위상에 따른 순간적인 재순환(음의 축방향 유속) 영역과 화염면(실선)을 도시한 결과이다. 또한 평균 유동장과의 비교를 위하여 평균 재순환 영역을 점선으로 나타내었다. 비록 연소기 입구 벽면의 압력 위상변화가 연소실 내의 전반적인 재순환 유동 및 화염 거동을 대표할 수는 없으나, 주기적인 압력 및 유속 변동에 따른 각 조건의 연소 특성을 비교하는 것은 큰 문제가 없을 것으로 사료된다. $\alpha=90^\circ$ 의 경우를 살펴보면, 압력 변동의 위상에 따라 화염 및 재순환 유동은 주기적인 거동을 보여주고 있다. 압력 변동의 위상이 $0^\circ \sim 180^\circ$ 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 난류강도 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. $\alpha=45^\circ$ 의 경우 역시 시간에 따라 화염 및 재순환 영역의 거동은 비슷하게 반복되고 있다. 그러나 $\alpha=90^\circ$ 와 비교할 때 재순환 유동의 면적 및 이동의 변화가 상당히 작음을 알 수 있다. 반면에 $\alpha=30^\circ$ 의 경우는 180° 의 위상에서 $\alpha=90^\circ$ 의 경우보다 Bluff-body 근처에 더욱 큰 음의 축방향 유속이 발생되며, 화염은 더욱 상류로 역화되는 결과를 보여주고 있다. 위 결과로부터 압력 변동에 따라 유동 특성, 특히 재순환 유동의 거동변화가 발생하게 되며, 이는 결국 화염 강도와 화염면의 축방향 및 반경방향으로의 이동을 유도하게 된다. 이러한 과정은 시간에 따라 특정 위치에서 압력 변동과 열발생의 위상 차를 변화시키며, 궁극적으로 연소진동 강도를 증가 및 감소시키는 결과를 초래하게 한다.

Rayleigh 이론에 따르면 압력과 열발생 변동의 위상 차이가 $\pm\pi/2$ 의 범위 내에 존재할 때 강한 연소진동이 발생된다고 언급되었으며, 식 (16)과

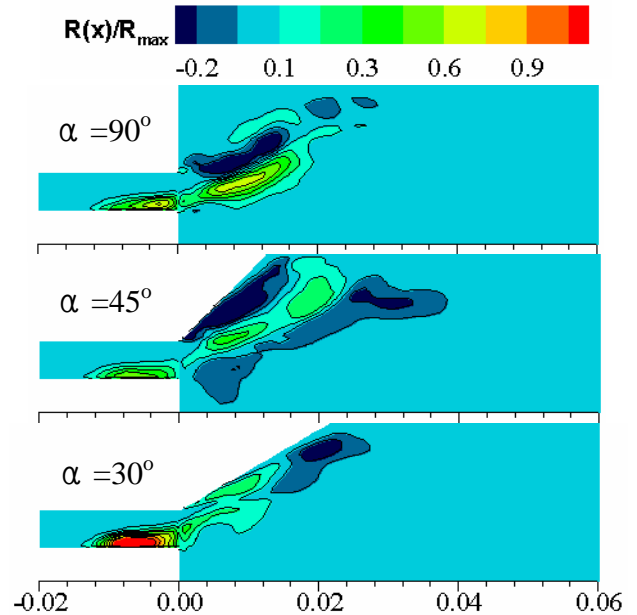


Fig. 9 Normalized Rayleigh parameter over one period of pressure fluctuation

같은 Rayleigh 변수를 통해 판단될 수 있다.

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

여기서, T 는 진동 주기를 의미하며, p' 은 압력 진동, q' 은 열발생 변동을 의미한다. 즉 위 식에서 $R(\mathbf{x}) > 0$ 이면 연소진동은 증폭, $R(\mathbf{x}) < 0$ 이면 연소진동은 감소하게 된다.

연소기 입구의 형상에 따른 음향파-열발생 상호작용에 의한 연소 불안정성을 검토하기 위하여, Fig. 9는 압력 변동 1주기에 대해 적분된 $R(\mathbf{x})$ 를 도시한 것으로서 최대 $R(\mathbf{x})$ 값으로 무차원 하였다. 모든 조건에 대해 가장 큰 $+R(\mathbf{x})$ 는 연소기 입구의 상류영역에 해당되는, 즉 역화에 의해 화염이 상류로 전파되는 영역에서 발생된다. Fig. 8과의 비교를 통해 알 수 있듯이 압력 위상이 +값을 갖는 $0^\circ \sim 180^\circ$ 사이에 화염이 상류로 전파되면서 q' 은 +위상을 갖기 때문에 $R(\mathbf{x})$ 는 +값을 보여준다. 180° 이후에서는 p' 과 q' 모두 음의 위상을 갖게 되어, 이 위치에서 최대의 화염 불안정이 발생하게 된다. Figs. 5와 6의 연소진동의 진폭을 통해 확인한 바와 같이 $\alpha=30^\circ$ 의 경우가 전체적으로 가장 큰 $+R(\mathbf{x})$ 을 보이며, 연소 진동이 가장 크게 증폭되고 있음을 알 수 있다. 또한 CRZ의 부재로 인하여 화염이 반경방향보다는 축방향으로 주기적인 거동을 보이기 때문에 화염 후단에서 연소진동이 감소되는 영역이 발생되고 있음을 볼 수 있다. $\alpha=45^\circ$ 의 경우에는 음향파에 의해 영향을

받는 와동 말림에 의해 화염면이 반경방향으로 크게 변화되고 있다. 이는 결과적으로 압력과 열발생 변동의 위상 차를 증가시켜 연소진동이 감소되는 영역을 상당히 넓게 분포시킨다. 이러한 결과로 인하여 $\alpha=45^\circ$ 의 경우에 가장 낮은 진폭의 연소진동이 발생되어, 다른 조건에 비해 가장 안정된 연소가 진행됨을 짐작할 수 있다. 물론 $R(x)$ 의 분포원인은 국부적인 와동과 화염면의 전개를 통해 상세해 해석될 수 있으며, 이들에 대한 보다 구체적인 해석은 추가 논문을 통해 제시할 계획이다.

5. 결 론

모형 가스터빈 연소기의 입구 형상변화에 따른 난류 예혼합화염의 불안정성에 대한 LES 수행결과 다음과 같은 결론을 얻었다.

평균 연소장의 검토를 통해 발산 반각(α)이 45° 의 경우, 가장 큰 선회유속으로 인하여 90° 및 30° 에 비해 CTRZ의 크기가 작고 보다 상류에 위치하게 됨을 알 수 있었다. 화염의 길이 역시 45° 가 가장 짧으며, 30° 의 경우는 화염대 근처의 벽면으로 인한 유효 반응면적의 감소로 가장 긴 화염길이를 보여주고 있다.

연소실 내의 평균 압력 변동을 통해 $\alpha=45^\circ$ 의 경우가 다른 형상에 비해 연소진동이 가장 작게 발생됨을 확인하였다. 또한 가장 큰 진동이 발생하는 $\alpha=30^\circ$ 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 확인할 수 있었다.

후 기

이 연구는 에너지관리공단의 에너지-자원기술개발 사업을 통해 지원되었으며, 이에 감사드립니다.

참고문헌

- (1) Lilley, D. G., 1977, "Swirl Flows in Combustion: a Review," *AIAA Journal*, Vol. 15, No. 8, pp. 1063~1078.
- (2) Kulsheimer, 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 Theory 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 Processing 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 Ódoherly, 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) Poinso, 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, 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, pp. 364~372.
- (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.*, Vol. 34, No. 7, pp. 79~88.
- (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) 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.