

## 대향류 반응 및 비반응 유동장에서의 단일 와동의 동적 거동

유병훈\* · 오창보\*\* · 황철홍\* · 이창언†

(2003년 2월 14일 접수, 2003년 6월 13일 심사완료)

### Dynamic Behaviors of a Single Vortex in Counter Non-reacting and Reacting Flow Field

Byung Hun Yoo, Chang Bo Oh, Chul Hong Hwang and Chang Eon Lee

**Key Words :** Flame-Vortex Interaction(화염-와동 상호작용), Single Vortex(단일 와동), Vortex Dynamic(와동 동역학), Counterflow(대향류)

#### Abstract

A two-dimensional direct numerical simulation is performed to investigate the dynamic behaviors of a single vortex in counter reacting and non-reacting flow field. A predictor-corrector-type numerical scheme with a low Mach number approximation is used in this simulation. A 16-step augmented reduced mechanism is adopted to treat the chemical reaction. The budget of the vorticity transport equation is examined to reveal a mechanism leading to the formation, destruction and transport of a single vortex according to the direction of vortex generation in reacting and non-reacting flows. The results show that air-side vortex has more larger strength than that of fuel-side vortex in both non-reacting and reacting flows. In reacting flow, the vortex is more dissipated than that in non-reacting flow as the vortex approach the flame. The total circulation in reacting flow, however, is larger than that in non-reacting flow because the convection transport of vorticity becomes much large by the increased velocity near the flame region. It is also found that the stretching and the convection terms mainly generate vorticity in non-reacting and reacting flows. The baroclinic torque term generates vorticity, while the viscous and the volumetric expansion terms attenuate vorticity in reacting flow. Furthermore, the contribution of volumetric expansion term on total circulation for air-side vortex is much larger than that of fuel-side vortex. It is also estimated that the difference of total circulation near stagnation plane according to the direction of vortex generation mainly attributes to the convection term.

#### 기호설명

$u$  : 혼합기 유속  
 $g$  : 중력가속도  
 $I$  : 단위 텐서(unit tensor)  
 $T$  : 온도  
 $Y_i$  : 화학종  $i$ 의 질량분율

$c_p$  : 혼합기의 정압비열  
 $c_{pi}$  : 화학종  $i$ 의 정압비열  
 $W_i$  : 화학종  $i$ 의 분자량  
 $p_0$  : 열역학적 압력(thermodynamic pressure)  
 $p_1$  : 동적 압력(hydrodynamic pressure)  
 $D_{im}$  : 혼합기 평균 확산계수(mixture-averaged diffusion coefficient)  
 $R_0$  : 일반기체상수(universal gas constant)  
 $h_i^0$  : 화학종  $i$ 의 생성열(heat of formation)  
 $t$  : 시간  
 $L$  : 연료와 공기노즐 사이의 간격

† 책임저자, 회원, 인하대학교 기계공학부  
E-mail : chelee@inha.ac.kr  
TEL : (032)860-7323 FAX : (032)868-1716

\* 인하대학교 기계공학과

\*\* 인하대학교 기계기술공동연구소

- $D$  : 연료 및 공기노즐 내경
- $D_{jet}$  : 와동 제트의 내경
- $x$  : 축방향 거리
- $r$  : 반경방향 거리
- $N_x$  : 축방향 격자수
- $N_r$  : 반경방향 격자수

그리스문자

- $\Gamma$  : 전체순환 (total circulation)
- $\rho$  : 혼합기의 밀도
- $\rho_0$  : 주위 공기의 밀도 (reference density)
- $\dot{\omega}_i$  : 화학종  $i$ 의 단위체적 당 몰생성률
- $\omega_\theta$  : 원주방향 와도
- $\mu$  : 혼합기의 점성계수
- $\kappa$  : 2차 점성계수
- $\nu$  : 동점성계수 (dynamic viscosity)

1. 서론

난류는 다양한 크기와 강도를 갖는 와동들에 의하여 특징지어지며, 난류화염은 이러한 와동들과 상호작용하는 단위 화염으로 모델링될 수 있다. 이렇게 난류화염을 화염-와동 상호작용을 통해 접근하고자 하는 연구들은 관점에 따라 크게 두 가지로 분류된다. 첫째는 화염에 의해 영향을 받는 와동의 거동에 관한 연구이며, 둘째는 와동에 의해 영향을 받는 화염특성을 주로 고찰하는 연구이다.

이러한 목적하에 진행된 기존의 화염-와동 상호작용에 대한 연구들은 매우 다양한 기하학적 형상들에 대해 이루어졌다.<sup>(1)</sup> 이 중에서 비교적 많은 연구가 진행된 대상은 제트화염을 이용한 경우이다. Hewett<sup>(2)</sup> 등은 제트 유동장에서 고온의 주위류를 통해 생성된 비예혼합화염과 상호작용하는 와동의 거동에 대해서 검토하였고, James<sup>(3)</sup> 등은 제트 노즐 출구의 형상 및 유속조건에 의해 생성된 다양한 와동의 생성특성에 대하여 검토하였다. 또한, Hwang<sup>(4)</sup> 등은 제트 유동장을 대상으로 연료 및 주위류에 CO<sub>2</sub>를 첨가하여 그에 따른 와동의 거동 및 생성특성에 대하여 검토하였다. 그러나, 이들 연구에서와 같이 연구대상이 제트 유동장인 경우에는 와동과 화염의 상호작용 정도를 조절하기 어려운 점이 있으며, 연료 및 공기류 노즐 배열의 기하학적 형상으로 인해 동일한 조건의 연료 및 공기속 와동의 생성이 어려운 점이 있다. 이러

한 어려움은 최근에 일부 진행되고 있는 대항류화염 형상을 이용하면 많은 부분의 해결이 가능하다. 즉, 이 화염은 연료류와 공기류가 마주 보고 있기 때문에 연료 및 공기속 와동의 생성이 용이하다. 또한, 화염면에 수직 방향으로 와동을 전개시킬 수 있기 때문에 와동의 강도를 적절히 조절한다면 화염-와동 상호작용의 정도를 조절하기도 용이한 장점이 있다. 현재 대항류화염-와동의 상호작용에 대한 해석은 주로 와동에 의해 교란된 화염특성의 해석이 주류를 이루고 있다. Santoro<sup>(5)</sup> 등은 대항류 비예혼합화염과 와동의 강도변화에 따른 화염의 소멸 및 재점화 특성에 대하여 검토하였고, Oh<sup>(6)</sup> 등은 와동에 의해 교란된 대항류화염의 소멸 및 비정상 화염거동에 대해 검토하였다. 이 두 연구에서는 와동의 진행방향에 따라 소멸되는 시점이 달라짐을 보여주었는데, Santoro 등은 그 이유로, 대항류에 의해서 형성되는 정체면이 각 방향에서 진행되는 와동의 소산에 서로 다른 영향을 주기 때문이라고 보고하고 있다. 그러나, 여기에 대해서는 아직까지 정확한 이유가 알려져 있지 않다.

이렇게 독특한 유동장 형태를 보이는 대항류화염과 와동의 상호작용을 정확하게 고찰하기 위해서는 우선 대항류 유동장에서의 와동의 진행방향에 따른 와동의 생성 및 소멸 등의 동적 거동에 대한 구체적인 정보가 필요하다. 그러나, 현재 대항류 유동장에서 와동의 거동에 대해 검토한 연구는 거의 없는 것으로 알고 있다.

따라서, 본 연구에서는 수치계산을 통하여 대항류 비예혼합화염과 상호작용하는 와동의 동적 거동을 검토하였다. 이를 위해 와동을 연료 노즐측에서 생성시킨 경우와 공기 노즐측에서 생성시킨 경우에 대해 비교 고찰하였다. 또한 화염에 의해 영향을 받는 와동의 생성특성을 좀 더 명확히 검토하기 위해서 비반응 유동장을 대상으로 한 결과와 비교하였으며, 와도 전달방정식의 Budget 을 통해 와동의 거동을 구체적으로 고찰하였다.

2. 지배방정식 및 계산방법

2.1 지배방정식

본 연구에서 다루는 화염에 대한 지배방정식은 식 (1)-(5)와 같이 연속, 운동량, 화학종, 에너지 및 상태방정식으로 나타낼 수 있다.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \tag{1}$$

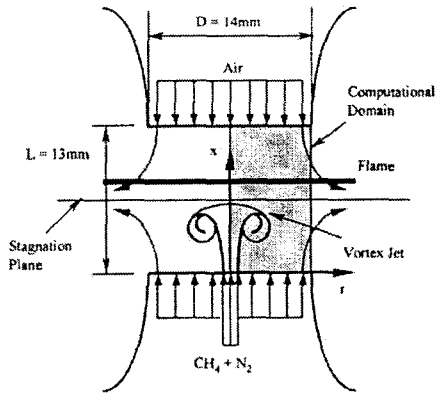


Fig. 1 Schematic of computational geometry and numerical layout for counterflow non-premixed flame

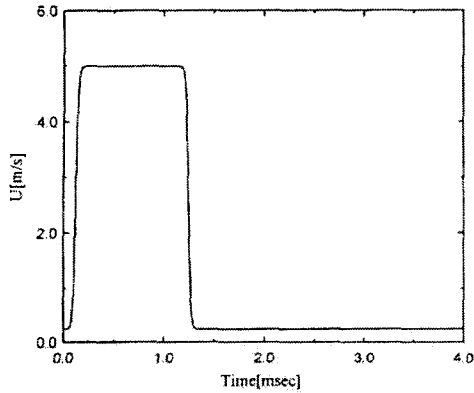


Fig. 2 Velocity history for the formation of fuel-side vortex ( $v_{jet}=5\text{m/s}$ ,  $d_{jet}=2\text{mm}$ )

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho u u) = -\nabla p_1 + (\rho - \rho_0)g + \nabla \cdot \mu \left[ (\nabla u) + (\nabla u)^T - \frac{2}{3}(\nabla \cdot u)I \right] \quad (2)$$

$$\frac{\partial(\rho Y_i)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho u Y_i) = \nabla \cdot (\rho D_{im} \nabla Y_i) + W_i \dot{\omega}_i, \quad (i=1, 2, \dots, N) \quad (3)$$

$$\rho c_p \left( \frac{\partial T}{\partial t} + u \cdot \nabla T \right) = \nabla \cdot (\lambda \nabla T) - \sum_{i=1}^N W_i h_i^0 \dot{\omega}_i + \rho \sum_{i=1}^N (c_{pi} D_{im} \nabla Y_i \cdot \nabla T) \quad (4)$$

$$p_0 = \rho R_0 T \sum_{i=1}^N \left( \frac{Y_i}{W_i} \right) \quad (5)$$

여기서,  $p_0$  와  $p_1$  은 각각 열역학적 압력 (thermodynamic pressure)와 동적 압력(dynamic

pressure)을 의미한다.

본 계산에서는 Soret 과 Dufour 효과 및 복사 열전달은 무시하였으며, 열역학적 물성치와 전달 물성치는 각각 CHEMKIN-II<sup>(7)</sup> 및 TRANFIT Package<sup>(8)</sup>를 이용하여 계산하였다.

### 2.2 수치해법

본 연구의 수치해석 기법은 낮은 마하수 근사법(low Mach number approximation)을 적용한 DNS를 바탕으로 하고 있다.

지배방정식은 엇갈림 격자계를 이용하여 차분하였으며, 대류항에 대해서 QUICK 법, 확산항에 대해서는 2 차 정확도의 중심 차분법을 이용하였다. 열발생에 의한 급격한 밀도변동을 고려하기 위해서 Najm 등이 제시한, 전체적으로 2 차 정확도를 갖는 예측-교정자(predictor-corrector)법<sup>(9)</sup>을 수정하여 시간 적분을 수행하였다. 화학종과 에너지 방정식의 예측자 단계에서는 2 차 정확도의 Adams-Bashforth 법, 교정자 단계에서는 2 차 정확도의 Quasi-Crank-Nicolson 법을 이용하였으며, 운동량방정식에 대해서는 예측자, 교정자 단계에서 모두 2 차 정확도의 Adams-Bashforth 법을 이용하였다. 또한, 속도와 압력의 교정은 밀도변화를 고려할 수 있는 HSMAC(Highly Simplified Marker And Cell)법<sup>(10)</sup>을 이용하였다. 계산에 사용된 수치 알고리즘에 대한 자세한 내용은 참고문헌 (11)에 자세히 기술되어 있으므로 여기서는 생략한다.

### 2.3 계산조건 및 경계조건

본 연구에서는 계산결과와 검증에 유리하도록 Sung 등의 실험조건<sup>(12)</sup>과 동일한 화염에 대해 계산을 수행하였다. 먼저 Fig. 1에서 보는 것처럼 두 노즐간격 ( $L$ )=13mm, 노즐직경 ( $D$ )=14mm 인 연료 및 공기노즐 사이에 정상상태(steady-state)의  $\text{CH}_4/\text{N}_2$ -공기 대향류화염을 형성시켰다. 다루고 있는 화염이 축대칭이므로 계산영역은  $x \times r=13\text{mm} \times 7\text{mm}$  로 하였다. 반응 및 비반응 유동장의 경우에 대해 연료측과 공기측의 2mm 노즐에서 Fig. 2와 같이 최대 5m/s 의 Top-hat 형태의 유속을 갖는 제트를 분출시켜 와동을 형성시켰다.

반응 및 비반응 유동장에 대해 연료 및 공기의 노즐출구 유속은 반경방향 성분은 없고, 축방향 유속이 25.5cm/s 로 균일하도록 하였으며, 초기온도는 298K 으로 하였다. 연료 및 공기의 조성은 각각 체적비를  $\text{CH}_4:\text{N}_2=23:77$ ,  $\text{O}_2:\text{N}_2=23:77$  로 하였다. 경계조건으로, 중심축에는 대칭 경계조건을 부여하였으며, 반경방향 외부경계에서는 경계 바로

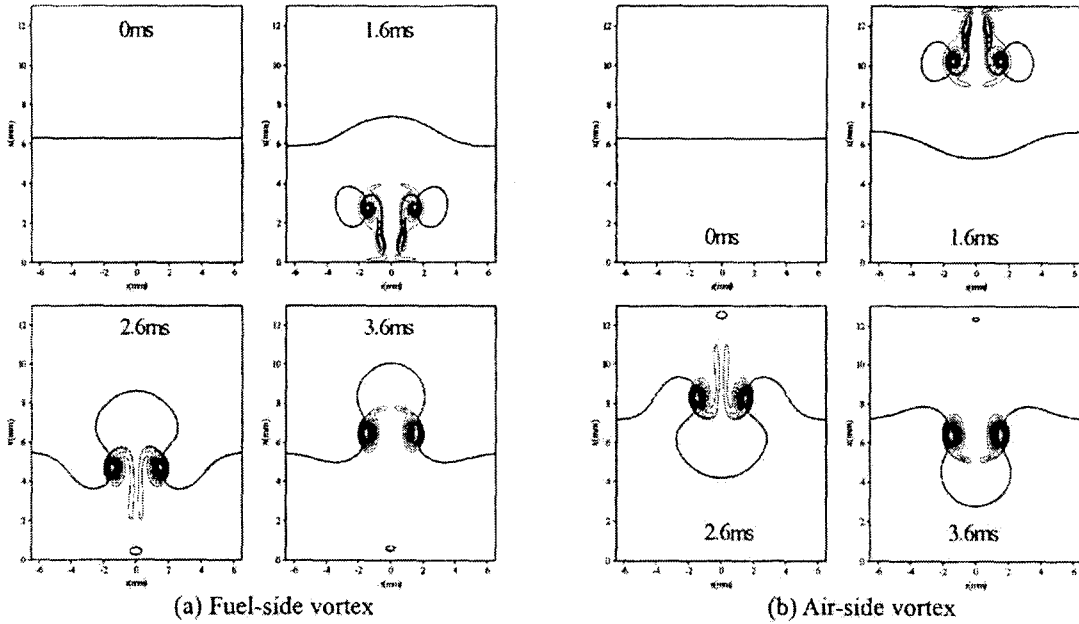


Fig. 3 Temporal evolution of stagnation plane and vorticity distributions : non-reacting flow

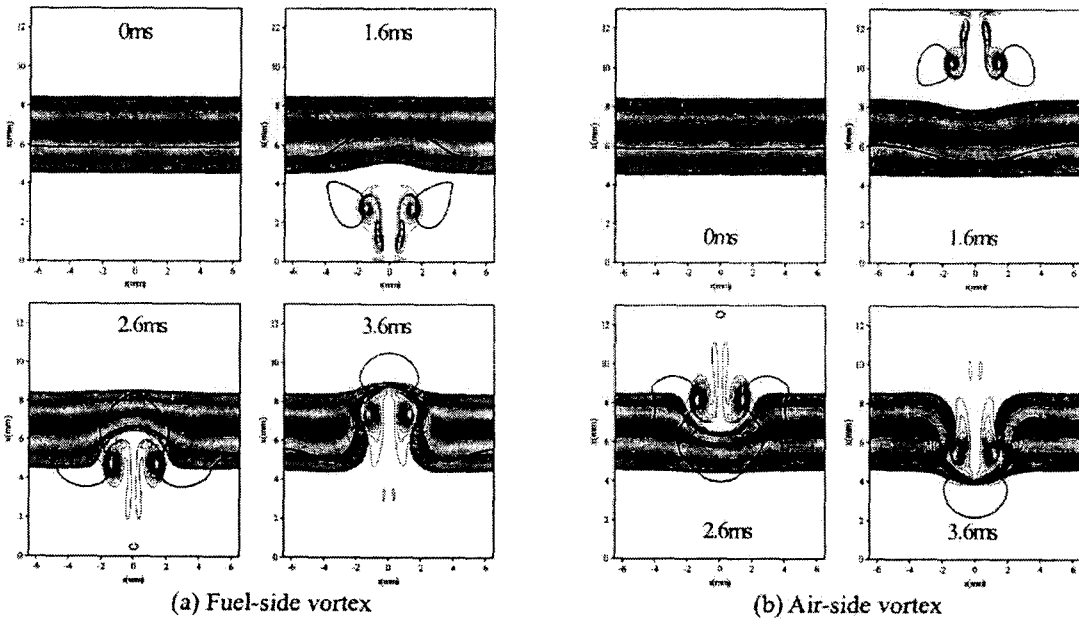


Fig. 4 Temporal evolution of stagnation plane and vorticity distributions : reacting flow

안쪽과 경계면에서의 물리량 변화가 같도록 하는 1차 정확도의 외삽법을 적용하였다.

격자계는  $N_x \times N_r = 260 \times 70$  개의 비균일 격자계를 이용하였다. 축방향으로는 0.05mm의 균일한 격자를 이용하였으며, 반경방향으로는 소염이 발생하는 중심축 근처에서 0.05mm의 격자를 가지며, 반경방향으로 점차 크기가 확장되도록 하였다.

본 연구에서 다루는 화염-와동 상호작용에 대한 해석에서는 와동에 의한 화염의 소염이 관찰되

므로 소염점을 적절히 예측할 수 있는 Miller와 Bowman의 상세반응기구(MB-full)를 바탕으로 축소된 ARM(augmented reduced mechanism)을 이용하였다. MB-ARM은 20개의 화학종을 포함한 16단계의 반응식으로 이루어져 있으며, 비정상 교란 조건하에서도 상세반응기구의 결과를 매우 잘 추종하여, 소염과 비정상 효과가 동반되는 화염-와동 상호작용의 해석에 적용하는 것이 매우 적합하다는 것을 확인하였다. 이 반응기구에 대한 자세

한 내용은 참고문헌(13)을 참조하기 바란다.

### 3. 결과 및 검토

Fig. 3은 비반응의 경우 시간에 따른 연료측(Fig. 3(a)) 및 공기측(Fig. 3(b))에서 생성시킨 단일 와동의 전개를 도시한 그림이고, Fig. 4는 반응의 경우에 연료측(Fig. 4(a)) 및 공기측(Fig. 4(b))의 단일 와동의 전개와 그에 상응하는 화염온도의 분포형상을 도시한 그림이다. 그림의 굵은 실선은 축방향 유속이 0인 지점으로서, 본 연구에서는 편의상 이것을 정체면이라 명하겠다. 각 그림은 단일 와동을 생성하기 전(0ms)과 Fig. 2의 속도 역사(velocity history)에 의해 연료측 및 공기측에서 생성된 단일 와동의 전개를 1.6ms 부터 1ms 간격으로 나타낸 것이다.

Fig. 4는 반응의 경우에 연료측 및 공기측에서 생성된 단일 와동의 전개를 500K 이상의 온도분포와 함께 나타낸 것으로, 0ms 에서 초기 연료 및 공기조성에 의하여 화염면은 양쪽 노즐간격의 거의 중간 위치인  $x=6.67\text{mm}$  에 위치하며, 정체면은  $x=5.87\text{mm}$  지점에 형성되어 화염면이 정체면을 기준으로 공기노즐 측에 위치하고 있음을 볼 수 있다. 1.6ms 에서는 와동과 화염의 상호작용이 약한 초기로서, Fig. 3의 비반응 결과와 비교해 볼 때 와동의 형상과 정체면의 분포에 큰 차이가 없음을 알 수 있다. 그러나 2.6ms 에서는 단일 와동이 고온의 화염대에 진입한 시기로서, 와동에 의해 화염면이 신장되며, 와동의 형상이 비반응에 비해 크게 변형되었음을 알 수 있다. 단일 와동에 의해 화염면이 소멸된 3.6ms 에서는 와동 주위가 고온의 화염대이므로 와동의 분포가 비교적 넓은 분포를 이루고 있으며, 1ms 전에 비해 복잡한 형상을 이루고 있음을 볼 수 있다. 또한, 비반응 및 반응의 결과에서, 두 경우 모두 연료측과 공기측에서 생성시킨 와동의 형상은 큰 차이가 없음을 확인할 수 있다.

지금부터는 와동의 생성, 소멸 및 전달과정을 좀 더 자세히 검토하기 위해서, 와동의 강도와 밀접한 관계를 갖는 순환(circulation)과 와도 전달방정식을 도입하고자 한다. 먼저, 와도의 강도를 의미하는 전체 순환은 식 (6)과 같이 정의된다. 이것은 와도가 전체 계산영역 내에서 면적 적분된 값을 의미하지만, 본 계산의 경우, 와동의 머리(vortex head) 부분에 다른 부분보다 매우 큰 와도가 집중되므로 이 순환값은 와동의 거동을 알려주는 유익한 변수로 취급될 수 있다.

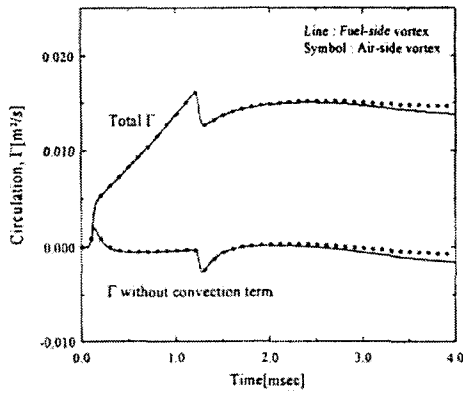
$$\Gamma = \iint \omega_{\theta} dA \quad (6)$$

또한, 유동장의 와도 전달방정식은 일반적으로 식 (7)과 같이 표현된다.<sup>(14)</sup> 이 와도 전달방정식은 비반응뿐만 아니라 밀도변동이 동반되는 반응 유동장에 대해서도 적용 가능하며, 이 방정식을 이용하면 와도의 생성, 소멸 및 전개에 미치는 인자들을 규명하기 용이하다.

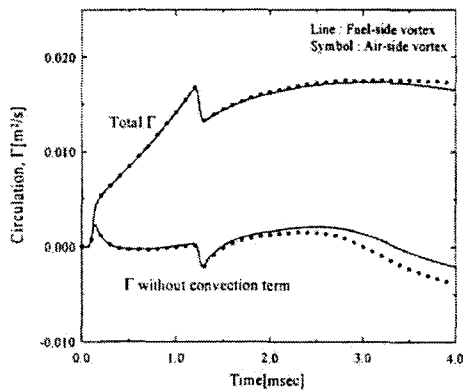
$$\begin{aligned} \frac{D\omega_{\theta}}{Dt} = & (\omega_{\theta} \cdot \nabla) \mathbf{u} - \omega_{\theta} (\nabla \cdot \mathbf{u}) + \frac{1}{\rho^2} (\nabla \rho \times \nabla p) \\ & + \nabla \times \left( \frac{\rho - \rho_{\infty}}{\rho} \right) \mathbf{g} + \nu \nabla^2 \omega_{\theta} + \nabla \times \left[ \left( \frac{2}{\rho} \nabla \mu \cdot \nabla \right) \mathbf{u} \right] \\ & + \nabla \nu \times \left[ \nabla^2 \mathbf{u} + \nabla (\nabla \cdot \mathbf{u}) \right] - \frac{1}{\rho^2} \left[ \nabla \rho \times \nabla (\kappa \nabla \cdot \mathbf{u}) \right] \quad (7) \end{aligned}$$

여기서,  $\kappa$  는 2 차 점성계수를 의미하며, 우변의 첫번째 항은 신장(stretching)항으로서, 본 계산에서는 2 차원 원통좌표를 이용하므로 3 차원 성분이 모두 고려되지 못하고  $\theta$  방향 신장항의 일부만이 고려되었다. 두 번째 항은 반응열에 의한 부피 팽창(volumetric expansion)항으로, 일반적으로 와동의 소산에 주로 영향을 주는 것으로 알려져 있다. 세 번째 항은 Baroclinic torque 항으로 비반응 유동장에 비해 화염에 의한 급격한 밀도변동을 수반하는 연소장에서 와동을 생성시키는데 크게 기여하는 것으로 알려져 있는데, 이는 부력 및 와동 회전의 상호작용에 의한 압력구배  $\nabla p$  와 연료 및 공기의 혼합과 화염면의 온도분포에 따른 밀도구배  $\nabla \rho$  의 비정렬로부터 발생된다. 네 번째 항인 부력항은 주위 유체와의 밀도차와 중력 가속도와의 상호작용에 의해서 발생된다. 마지막 네개의 항은 점성 관련항으로서, 크게 와도의 확산과 관련된 점성 소산항과 밀도구배 및 점성구배가 관련된 항들로 구분된다. 이 점성관련 항들은 구하기가 쉽지 않기 때문에, 본 연구에서는 편의상 식 (7)의 좌변과 우변의 나머지항의 차이를 하나의 점성 관련항으로 정의하였다.

추가적으로, 순환값에 미치는 와도의 생성, 소멸항의 기여를 관찰하기 위해서는 식 (7)을 좀 더 변형시킬 필요가 있다. 즉, 식 (7)에서 좌변의 물질도함수(material derivative)는 와도의 시간 변화율과 대류(convective)항으로 구성되어 있는데, 대류항은 와도의 전달에만 영향을 미치게 되지만, 본 연구에서는 화염면으로의 와도의 전달을 좀 더



(a) Non-reacting flow



(b) Reacting flow

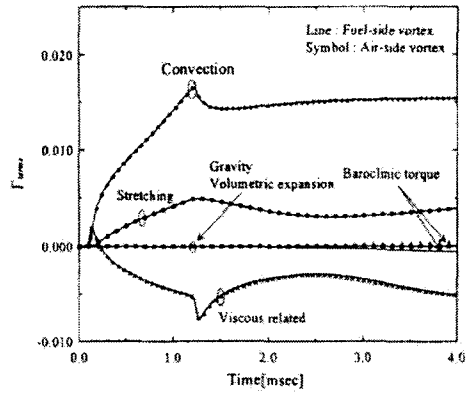
Fig. 5 Comparison between total circulation of fuel-side and air-side vortex

자세히 다루는데 이용된다. 그리고, 와도의 시간 변화율의 면적 적분값은 식 (8)과 같이 전체 순환의 변화율을 의미한다. 이것을 식 (9)와 같이 다시 시간에 대해 적분을 해주게 되면 전체 순환을 의미하게 된다. 그러므로, 식 (7)에서 우변의 각 항에 대한 면적과 시간 적분을 이용하면 전체 순환에 미치는 각 와도 생성, 소멸 및 대류 전달항의 기여도를 고찰하는 것이 가능하게 된다.

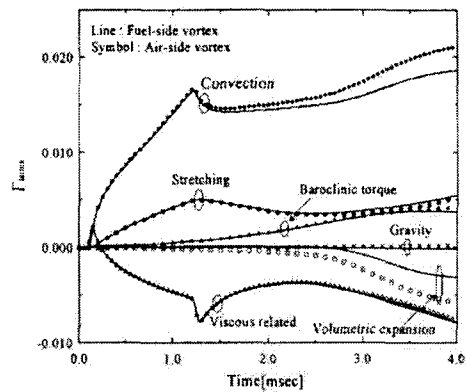
$$\frac{\partial \Gamma}{\partial t} = \iint \frac{\partial \omega_{\theta}}{\partial t} dA \quad (8)$$

$$\Gamma = \int \frac{\partial \Gamma}{\partial t} dt \quad (9)$$

Fig. 5의 (a)와 (b)에는 비반응과 반응의 경우 연료측과 공기측에서 생성된 와동이 전체 유동장에 미치는 영향을 예측하기 위하여, 전체 순환과 식 (7)에서 와도의 생성과 소멸과 관련된 우변 항들의 합을 시간에 따라 도시하였다. 그림에서 전체 순환값을 살펴보면, 연료 노즐과 공기 노즐측



(a) Non-reacting flow



(b) Reacting flow

Fig. 6 Comparison between circulation from each term of fuel-side and air-side vortex

에서 와동이 생성되기 시작하면서 비반응과 반응의 경우, 모두 전체 순환값이 급격히 증가하기 시작하고 고속의 유동이 급격히 줄어드는 약 1.3 ms에서 약간 감소함을 보이고 있다. 비반응의 경우, 와동은 고속의 유동이 단절된 이후에는 거의 일정한 전체 순환값을 가지고 있고, 공기측에서 와동이 생성된 경우가 연료측에서 생성된 와동보다 더 큰 전체 순환값을 가지고 있다. 그러나, 반응의 경우에는 고속유동이 단절된 후 약간 감소하는 모습을 보이다가 와동이 화염대와 간섭하기 시작하면서 전체 순환값은 서서히 증가함을 보이고 있다. 즉, 단일 와동이 화염대를 거치면서 전체 유동장의 와도의 강도가 증가되고 있음을 알 수 있다. 그리고, 반응의 경우에도 비반응의 경우와 마찬가지로 공기측에서 생성된 와동의 전체 순환값이 연료측에서 생성된 와동의 값보다 큰 값을 가짐을 볼 수 있다.

다음으로, 대류항을 제외한 전체 순환값에 대해 비반응과 반응 유동장에서의 결과를 비교할 때, 연료 및 공기측 와동에 대한 두 경우 모두 와동이

화염과 상호 작용할수록 반응의 경우가 비반응에 비해 와동의 소멸이 더 큰 것을 알 수 있다. 또한 비반응에서는 연료측 와동에 의한 순환값이 공기측의 경우보다 작지만, 반응 유동장에서는 공기측 와동의 순환값이 더 작음을 알 수 있다. 이것은 와동의 대류 전달과 생성, 소멸항들의 상호 역할에 의한 것으로 그 구체적인 이유에 대해서는 Fig. 6의 와도 Budget 를 이용해서 자세히 설명하겠다.

Fig. 6(a)는 비반응의 경우 전체 순환에 대한 각 항의 기여도를 연료측에서 생성된 와동의 경우와 공기측에서 생성된 와동의 경우에 대해서 도시한 것이다. 우선 대류항의 경우를 살펴보게 되면, 비반응 유동장에서 전체 순환값에 가장 큰 기여를 하는 것으로 보이며, 연료 및 공기측에서 생성된 와동의 경우 모두 비슷한 값을 가짐을 알 수 있다. 신장항의 경우 앞에서 언급했듯이 2 차원 축대칭 계산에서는  $\theta$  방향의 영향만이 고려되어  $\omega_\theta v/r$  로 표현이 된다. 초기 와동이 생성될 때 고속의 유동으로 인해  $v$ 가 지배적이므로 신장항은 초기 와동을 생성시키는데 지배적인 역할을 하게 된다. 그 후 유속의 단절로 인하여 감소를 하다가 하류로 갈수록 서서히 증가함을 보이고 있다. 점성 관련항의 전체 순환에 대한 기여를 살펴보면, 와동의 생성 초기에는 고속에 의한 큰 와동의 확산유입으로 인하여 점성항의 영향이 증가를 하게 되고, 단일 와동이 형성되어 감에 따라, 와도의 확산에 의해 점성의 영향은 감소되다가 고속 유동의 단절로 인한 확산유입이 감소됨에 따라 그 영향은 더욱 감소됨을 알 수 있다. 그러나 정체면 근처에 다가 갈수록 연료와 공기의 혼합에 의한 밀도 및 점도 구배 변화 등의 복잡한 현상으로 인하여 점성이 전체순환에 미치는 영향은 증가 후 감소의 경향을 보이는 것으로 판단된다. 점성 관련항이 전체 순환값에 미치는 영향을 좀더 자세히 설명하기 위해서는 식 (7)의 점성 관련항에 포함된 각 항의 계산이 요구되어진다. 신장항과 점성 관련항이 다른 항에 비해 지배적인 역할을 하는 이유는 본 계산에서 단일 와동의 생성을 위한 초기의 큰 유속에 의한 영향으로 사료된다. 비반응의 경우 Baroclinic torque 항의 영향은 신장항과 점성 관련항에 비해 그 영향이 미소하다. 이 항은 와동의 생성 초기에는 별다른 영향을 주지 못하다가 하류로 갈수록 공기측 와동의 경우에는 와동의 생성에 미소하게 기여하고, 연료측에서 와동을 생성시켰을 경우에는 와동의 소멸에 작게 기여함을 볼 수 있다. 이는 연료와 공기의 혼합에 의한 작은 밀도구배가 발생하는 정체면 근처를, 중심부에서 최소 압력분

포를 보이는 와동이 접근하면서 발생하는 것으로 보이며, 밀도구배의 방향에 따라 와동의 생성과 소산에 미소한 기여를 하는 것으로 판단된다. 그 외에 부피팽창과 부력에 의한 영향은 비반응의 경우에는 거의 미비한 것으로 나타났다. 또한, 연료측과 공기측에서 생성된 와동의 경우 Baroclinic torque 항을 제외한 모든 항의 순환값들이 비슷한 경향을 가짐을 알 수 있다.

Fig. 6(b)는 반응의 경우 전체 순환에 대한 각 항의 기여도를 연료측과 공기측에서 생성된 와동의 경우에 대해 도시한 것이다. 비반응 유동장의 경우와 마찬가지로 대류항이 전체 순환값에 가장 큰 기여를 하는 것으로 나타났고, 고속의 유동이 급격히 감소하는 1.3ms 시점부터 연료측과 공기측에서 생성된 와동의 경우에 순환값이 차이를 보이게 되고, 화염대와 상호작용하면서 공기측에서 생성된 와동의 경우가 연료측에서 생성된 와동의 경우보다 더 커지고 있음을 확인할 수 있다. 신장항은 비반응과 유사한 경향을 보이나, 하류로 갈수록 화염대에서의 유속증가로 인하여, 증가율이 비반응의 경우에 비해 더욱 커짐을 볼 수 있다.

점성 관련항에 대해서도 역시 전체적으로 비반응과 유사하나, 화염대를 통과하면서 고온에 의한 점도 증가로 인해 와도의 점성 소산에 미치는 영향은 더욱 커짐을 알 수 있다. 비반응의 경우와 다른 가장 큰 특징은 Baroclinic torque 항과 부피팽창항으로 각각 와동의 생성과 소멸에 크게 기여함을 알 수 있다. Baroclinic torque 항은 화염대의 밀도구배와 와동의 접근에 의한 압력구배의 비정렬의 증가로 인하여 와동이 하류로 진행할수록 점차적으로 그 영향은 증가하게 된다. 또한 화염대를 통과하는 시점부터 와동 내부의 고온유체 유입으로 인한 부피팽창으로 와도가 감소하게 된다. 따라서, 부피팽창항의 역할에 의해 정체면을 기준으로 공기측에 위치하는 화염은 공기측 와동이 연료측 와동보다 좀 더 많이 소멸하게 만드는 것으로 판단된다. 마지막으로 부력항을 고려해 보면, 본 계산에서 와동 생성조건은 5m/s 의 최대유속으로 부력의 영향이 상대적으로 매우 작아 반응 유동장에서도 와도의 변화에 큰 영향을 미치지 못함을 알 수 있었다.

다음으로, Fig. 5와 Fig. 6에서 순환값에 미치는 와도의 생성 및 소멸항의 역할과 와도의 대류 전달항의 역할을 비교해보면, 반응의 경우가 비반응 유동장에 비해 부피팽창항과 점성 관련항의 역할에 의해 와도가 더 많이 소멸되는 것을 알 수 있다. 그러나, 화염대의 유속증가로 인한 와도의 대류 전달항이 증가하게 되어 반응 유동장의 경우가

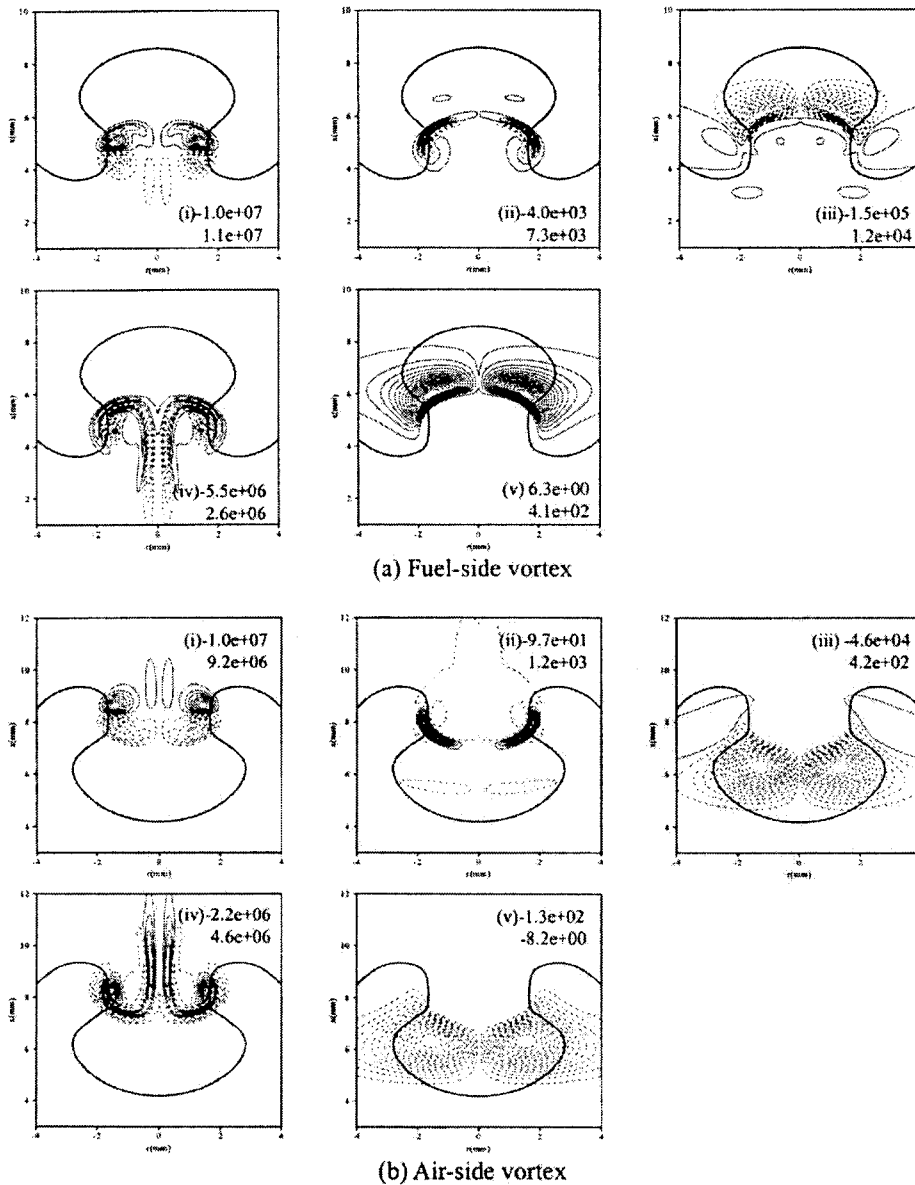


Fig. 7 Vorticity transport budget of fuel and air-side vortex in non-reacting flow at 2.6ms : (i) Stretching, (ii) Volumetric expansion, (iii) Barclinic torque, (iv) Viscous related, (v) Gravity term.

전체 순환값은 더 커지게 된다. 또한, 반응 유동장에서 공기측 와동과 연료측 와동의 경우를 비교해보면, 화염은 정체면을 기준으로 공기측에 위치하게 되므로 부피팽창에 의해 공기측 와동의 강도가 더 크게 감소하여 결국, 연료측 와동의 경우보다 와도 소멸에 더 크게 기여하게 된다. 그러나, 화염대에서의 유속증가로 와도의 대류 전달량이 증가하여 결국은 공기측 와동의 전체 순환값이 연료측 와동의 경우보다 커지게 된다. 이러한 와동의 생성 방향에 따른 순환값의 차이는 와동의 강도 차이를 의미하므로, 화염에 가해주는 스트레인을도 다른 값을 가지게 될 것이며 소멸특성에도 영향을

미칠 수 있을 것으로 판단된다.

참고로, Santoro 등의 연구<sup>(5)</sup>에서는 각 방향에서 생성된 와동의 전체 순환값이 다른 이유는 각 와동의 소산에 미치는 정체면의 영향이 다르기 때문으로 추정하고 있다. 하지만, 본 연구의 결과를 보면, 각 방향 와동의 전체 순환값이 다른 이유는 화염대 위치에 따른 대류 유속의 차이가 가장 큰 이유로 판단된다. 그러나, 본 연구의 결과가 화염-와동 상호작용의 모든 영역에서 와동의 거동을 합리적으로 설명할 수 있는지에 대해서는 화염두께, 와동의 크기 및 강도에 따른 다양한 조건을 이용하여 추후 검토해볼 필요가 있을 것으로 사료된다



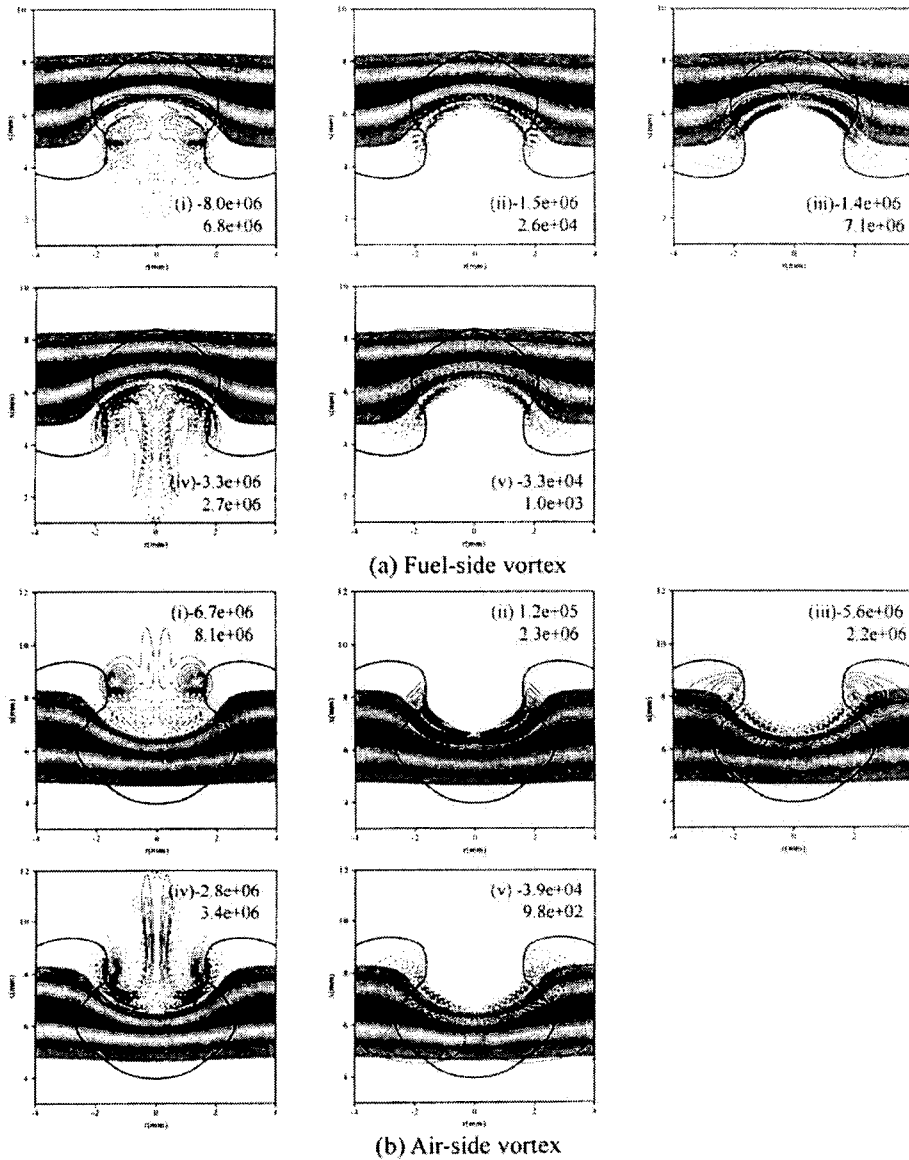


Fig. 8 Vorticity transport budget of fuel and air-side vortex in reacting flow at 2.6ms : (i) Stretching, (ii) Volumetric expansion, (iii) Baroclinic torque, (iv) Viscous related, (v) Gravity term.

Fig. 7과 8은 와동 내부에서 식 (7)의 와동 전달에 주로 관여하는 대류항을 제외한 각 항의 국부적인 분포를 알아보기 위하여, 비반응과 반응의 경우 각각 연료측에서 생성된 와동과 공기측에서 생성된 와동에 대해 도시한 것이다. 그림은 화염과 상호작용이 진행되어, 소염이 발생되기 직전인 2.6ms 순간에 대해 나타낸 것이다. 연료측에서 생성된 와동의 경우 각 그림의 중심선을 중심으로 좌측에서 실선은  $+θ$  방향의 와도를 의미하며, 점선은  $-θ$  방향의 와도를 의미한다. 우측은 좌측과 반대방향의 와도를 갖지만, 편의상 중심축을 중심으로 대칭적으로 표현하였다. 그리고, 공기측에서 생성된 와동의 경우는 각 그림의 중심선을 중심

로 좌측에서 실선은  $-θ$  방향의 와도를 의미하며, 점선은  $+θ$  방향의 와도를 의미한다. 그림의 굵은 점선은 Fig. 3과 마찬가지로 정체면을 나타내고 있다.

Fig. 7의 비반응의 경우 연료측에서 생성된 와동의 경우와 공기측에서 생성된 와동의 경우 모두 신장항, 점성 관련 확산항 그리고 Baroclinic torque 항의 기여도가 다른 두 항에 비해 크게 나타나고 있음을 보이고 있다. 신장항은 와동의 중심을 기준으로 상하의 반경방향 속도의 방향이 달라지기 때문에 그림과 같이 상하 반대방향의 분포를 보이고 있음을 알 수 있다. 부피 팽창항의 분포는 와동의 외부에서는 생성쪽에 기여를 하고 있고 와동

의 내부에서는 소산 쪽에 기여하나 그 영향은 매우 작음을 알 수 있다. Baroclinic torque 항의 경우 연료 측과 공기 측의 밀도차이로 인해 서로 반대방향의 와도 분포를 보이고 있다. 또한 점성 관련항의 경우에는 정체면에 근접하면서, 밀도구배와 점도구배의 상호작용에 의하여 와동 외부와 내부가 서로 반대방향을 보이는 복잡한 분포를 보이고 있음을 볼 수 있다. 마지막으로 부력항은 단방향의 밀도구배를 가지는 연료와 공기의 혼합이 발생하는 정체면에 접근하면서 전체적으로  $+θ$  방향의 부호만을 보이고 있다.

Fig. 8의 반응 유동장의 경우 연료측에서 생성된 와동과 공기측에서 생성된 와동의 경우 모두 신장항은 비반응의 경우와 거의 유사한 분포를 가지는 반면에, 부피 팽창항은 화염대의 고온 유체의 유입으로 인하여 와동의 소산에 주로 기여됨을 볼 수 있다. 또한 Baroclinic torque 항은 중심에서 최소의 압력을 갖는 단일 와동과 화염면을 중심으로 변화되는 밀도구배와의 상호작용에 의해 화염면을 기준으로 서로 반대방향의 분포를 가지고 있다. 점성 관련항의 경우는 비반응의 경우와 마찬가지로 매우 복잡한 분포를 보이고 있으며, 부력항은 화염에 의한 양방향의 밀도구배에 의하여 화염면을 중심으로 서로 반대되는 방향을 보이고 있음을 확인할 수 있다.

지금까지 대향류 비반응 및 반응 유동장에서 와동의 동적 거동에 대해서 고찰하였다. 그러나, 본 연구에서는 축대칭 유동장에 대해 2 차원 수치계산을 수행하였으므로, 와동이 본질적으로 갖고 있는 3 차원 방향의 신장항들을 전부 고려하지 못한 한계를 가지고 있다. 따라서, 와동의 거동을 좀더 정량적으로 고찰하기 위해서는 향후 3 차원 해석과 더불어 점성 관련된 각 항에 대한 구체적인 평가가 동시에 이루어져야 할 것으로 판단된다.

#### 4. 결 론

본 연구에서는  $CH_4/N_2$ -공기 대향류 유동장을 대상으로 하여 비반응의 경우와 반응의 경우에 연료측과 공기측에서 생성된 단일 와동의 생성특성에 관한 수치계산 연구를 통해 다음과 같은 결론을 얻었다.

반응의 경우에 연료측과 공기측에서 생성된 와동의 형상은 화염대에 근접하면서 비반응 유동장의 경우와 비교하여 뚜렷한 차이를 보임을 확인하였다. 전체 순환의 비교를 통해, 반응 및 비반응 두 경우 모두 공기측에서 생성된 와동이 연료측에서 생성된 와동보다 더 강도가 세다는 것을 알 수

있었다. 또한, 반응 유동장의 와동은 비반응 유동장에 비해 화염에 근접하면서 와도가 더 많이 소멸되지만, 화염대의 유속 증가로 인한 와도의 대류 전달량 증가로 인해 전체 순환값은 더 커지는 것을 알 수 있었다.

Budget 을 통한 와도의 생성 및 소멸항들의 역할을 보면, 반응과 비반응 유동장 모두 부력항의 역할은 거의 없었으며, 와동 생성을 위한 강한 유속에 의해 신장항이 와동 생성에 크게 기여함을 알았다. 또한, 점성 관련항은 와동의 소산에 크게 기여하지만, 기존에 알려진 바와 같이 반응의 경우에는 화염대의 급격한 밀도변동으로 인하여 Baroclinic torque 항이 와동 생성에 크게 기여하며, 부피팽창항은 오히려 와동 소멸에 기여함을 확인할 수 있었다. 또한, 반응 유동장에서 공기측 와동의 경우는 연료측 와동의 경우보다 부피팽창에 의한 와도의 소멸이 더 큰 것을 알 수 있었다. 이러한 경향은 정체면을 기준으로 화염이 어느쪽에 위치하는지에 민감하게 영향을 받을 수 있음을 알았다. 마지막으로 와도의 생성과 소멸에 관한 각 항들에 대한 공간해석을 통하여 비반응과 반응 및 와동의 생성방향에 따른 와도의 국부적인 분포에 대한 각 항의 기여도 및 특성을 잘 확인할 수 있었다.

#### 후 기

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

#### 참고문헌

- (1) Renard, P.-H., Thevenin, D, Rolon, J. C. and Candel, S., 2000, "Dynamics of Flame/Vortex Interactions," *Progress in Energy and Combustion Science*, Vol. 26, pp. 225-282.
- (2) Hewett, J. S. and Madnia, C. K., 1998, "Flame-Vortex Interaction in a Reacting Vortex Ring," *Physics of Fluids*, Vol.10, No. 1, pp. 189-205.
- (3) James, S. and Madnia, C. K., 1996, "Direct Numerical Simulation of a Laminar Vortex Ring," *Physics of Fluids*, Vol. 8, No. 9, pp.2400-2414.
- (4) Hwang, C. H., Oh, C. B., Lee, D. Y. and Lee, C. E., 2002, "A Numerical Study on the Dynamic Behaviors of Single Vortex in a  $CH_4$ /Air Diffusion Flame with Addition of  $CO_2$ ," *24th KOSCO SYMPOSIUM*, pp. 68-75.
- (5) Santoro, V. S. and Gomez, A., 2002, "Extinction and Reignition in Counterflow Spray Diffusion Flames

- Interacting with Laminar Vortices," *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol. 29.
- (6) Oh, C. B., 2003, "Direct Numerical Simulation on the Interaction of Counterflow Nonpremixed Flame and a Single Vortex," *Ph.D. Dissertation*, Inha University.
- (7) Kee, R. J., Rupley, F. M. and Miller, J. A., 1989, "A Fortran Chemical Kinetic Package for the Analysis of Gas Phase Chemical Kinetics," *SAND89-8009B*.
- (8) Kee, R. J., Dixon-Lewis, G, Warnatz, J, Coltrin, M. E. and Miller, J. A., 1986, "A Fortran Computer Code Package for the Evaluation of Gas-Phase Multicomponent Transport Properties," *SAND86-8246*.
- (9) Najm, H. B., Wyckoff, P. S. and Knio, O. M., 1998, "A Semi-implicit Numerical Scheme for Reacting Flow I - Stiff Chemistry," *Journal of Computational Physics*, Vol. 143, pp. 381~402.
- (10) Hirt, C. W. and Cook, J. L., 1972, "Calculating Three-Dimensional Flows around Structures and over Rough Terrain," *Journal of Computational Physics*, Vol. 10, pp. 324~340.
- (11) Oh, C. B. and Lee, C. E., 2001, "Numerical Simulation of Unsteady CH<sub>4</sub>/Air Jet Diffusion Flame," *Transactions of KSME B*, Vol. 25, No. 8, pp. 1087~1096.
- (12) Sung, C. J., Liu, J. B. and Law, C. K., 1995, "Structural Response of Counterflow Diffusion Flames to Strain Rate Variations," *Combustion and Flame*, Vol. 102, pp. 481~492.
- (13) Oh, C. B., Park, J. and Lee, C. E., 2003, "An Investigation of Unsteady Response of Augmented Reduced Mechanism for Numerical Simulation of CH<sub>4</sub> Nonpremixed Flames," *Transactions of KSME B*, Vol. 27, No. 2, pp. 243~250.
- (14) Mueller C. J., Driscoll J. F., Reuss D. L., Drake M. C. and Rosalik M. E., 1998, "Vorticity Generation and Attenuation as Vortices Convect Through a Premixed Flame," *Combustion and Flame*, Vol. 112, pp. 342~358.