

대향류 비예혼합화염과 상호작용하는 단일 와동의 생성특성에 관한 연구

유병훈* · 오창보* · 황철홍* · 이창언**†

An Investigation on the Formation Characteristics of a Single Vortex Interacting with Counterflow Nonpremixed Flame

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

ABSTRACT

A two-dimensional direct numerical simulation is performed to investigate the formation characteristics of a single vortex interacting with CH_4/N_2 -Air counterflow nonpremixed flame. The numerical method was based on a predictor-corrector scheme for a low Mach number flow. The detailed transport properties and a 16-step augmented reduced mechanism are adopted in this calculation. The budgets of the vorticity transport equation are examined to reveal the mechanisms leading to the formation, evolution and dissipation of a single vortex interacting with counterflow nonpremixed flame. It is found that the stretching term, which depends on the azimuthal component of vorticity, and radial velocity, mainly generates vorticity in non-reacting and reacting flows. The viscous and baroclinic torque term destroy the vorticity in non-reacting flow. In addition, the baroclinic torque term due to density and pressure gradient generates vorticity, while viscous and the volumetric expansion terms due to density gradient destroy vorticity in reacting flow.

Key Words : Flame-Vortex Interaction, Nonpremixed flame, Single Vortex, Vortex Formation Mechanism, Counterflow

1. 서 론

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

이러한 목적하에 진행된 기존의 화염-와동 상호작용에 대한 연구들은 매우 다양한 기하학적 형상들에 대해 이루어졌다[1]. 이 중에서 비교적 많은 연구가 진행된 대상은 제트화염을 이용한 경우이다. Hewett[2] 등은 제트 유동장에서 고온의 주위류를 통해 생성된 비예혼합화염과 상호작용하는 와동의 거동에 대해서 검토하였다. 또한, James[3] 등은 제트 노즐 출구의 형상 및 유속조건에 의해 생성된 다양한 와동의 생성특성에 대하여 검토하였다. 그리고, Hwang[4] 등은 제트 유동장을 대상으로 연료 및 주위류에 CO_2 를 첨가하여 그에 따른 와동의 거동 및 생성특성에 대하여 검토하였다. 그러나, 이들 연구에서 이용된 제트 유동장인 경우에는 와동과 화염의 상호작용 정도를 조절하기 어려운 점이 있으며, 연료 및 공기류 노즐 배열의 기하학적 형상으로 인해 동

* 인하대학교 대학원 기계공학과

** 인하대학교 기계공학부

† 연락처, E-mail : chelee@inha.ac.kr

Tel : (032)860-7323, Fax : (032)868-1716

일한 조건의 연료 및 공기측 와동의 생성이 어려운 점이 있다. 이러한 어려움은 최근에 일부 진행되고 있는 대항류화염 형상을 이용하면 많은 부분 해결이 가능하다. 즉, 이 화염은 연료류와 공기류가 마주 보고 있기 때문에 연료 및 공기측 와동의 생성이 용이하다. 그리고, 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[5] 등은 대항류 비에 혼합화염과 와동의 강도변화에 따른 화염의 소멸 및 재점화 특성에 대하여 검토하였다. Oh[6] 등은 와동에 의해 교란된 대항류화염의 소멸 및 비정상 화염거동에 대해 검토한 연구를 보고하였다. 이 두 연구에서는 와동의 진행방향에 따라 소멸되는 시점이 달라짐을 보여주었으며, 이는 대항류에 의해서 형성되는 정체면이 와동의 소산에 영향을 주기 때문이라고 하고 있다. 이렇듯 독특한 유동장 형태를 보이는 대항류화염과 와동의 상호작용을 정확하게 고찰하기 위해서는 우선 대항류 연소장에서의 와동의 소산과정에 대한 구체적인 정보가 필요하다. 그러나, 현재 대항류 연소장에서의 와동의 거동에 대해 검토된 연구는 거의 진행되지 못한 실정이다.

따라서, 본 연구에서는 수치계산을 통하여 대항류 비에 혼합화염과 상호작용하는 와동의 거동을 고찰하였다. 화염에 영향을 받는 와동의 생성 특성을 명확히 검토하기 위해서 비반응 유동장에 대한 결과와 비교되었다.

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.

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

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

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

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

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

여기서, p_0 와 p_1 은 각각 열역학적 압력(Thermodynamic Pressure)과 동적 압력(Dynamic Pressure)을 의미한다.

본 계산에서는 Soret과 Dufour 효과 및 복사 열전달은 무시하였으며, 열역학적 물성치와 전달 물성치는 각각 CHEMKIN-II [7] 및 TRANFIT Package [8]를 이용하였다.

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 QUICK법, 확산항에 대해서는 2차 정확도의 중심 차분법을 이용하였다. 열발생에 의한 급격한 밀도변동을 고려하기 위해서 Najm 등이 제시한, 전체적으로 2차 정확도를 갖는 예측-교정자(Predictor-Corrector)법[9]을 수정하여 시간 적분을 수행하였다. 화학종과 에너지방정식의 예측자 단계에서는 2차 정확도의 Adams-Bashforth법, 교정자 단계에서는 2차 정확도의 Quasi-Crank-Nicolson법을 이용하였으며, 운동량방정식에 대해서는 예측자, 교정자 단계에서 모두 2차 정확도의 Adams-Bashforth법을 이용하였다. 또한, 속도와 압력의 교정은 밀도변화를 고려할 수 있는 HSMAC(Highly Simplified Marker And Cell)법[10]을 이용하였다. 계산에 사용된 수치 알고리즘에 대한 자세한 내용은 참고문헌[11]에 기술되어 있으므로 여기서는 생략한다.

2.3 계산조건 및 경계조건

본 연구에서는 계산결과의 검증에 유리하도록 Sung 등의 실험조건[12]과 동일한 화염에 대해 계산을 수행하였다. 먼저 Fig. 1에서 보는 것처럼 $L=13\text{mm}$, $D=14\text{mm}$ 인 연료 및 공기노즐 사이에 정상상태(Steady-State)의 CH_4/N_2 -공기 대항류 화염을 형성시켰다. 다루고 있는 화염이 축대칭이므로 계산영역은 $13\text{mm} \times 7\text{mm}$ 로 하였다. 화염-와동 상호작용에 대한 계산에서는 연료측의 2mm 노즐에서 Fig. 2와 같이 5m/s의 Top-hat

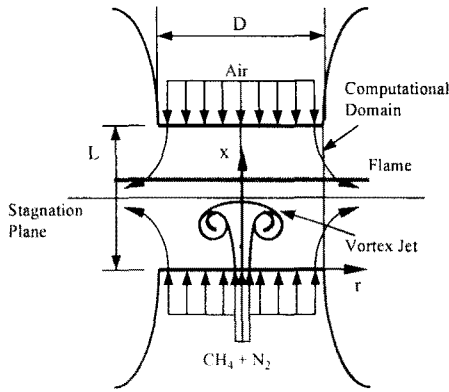


Fig. 1 Schematic of computational geometry and numerical layout.

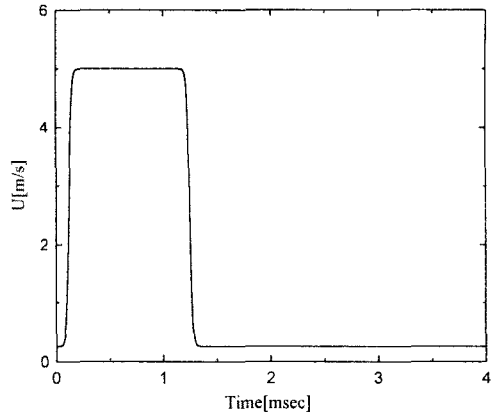


Fig. 2 Velocity history for the formation of fuel-side vortex ($U_{jet} = 5.0\text{m/s}$).

형태의 유속을 갖는 제트를 분출시켜 와동을 형성시키고, 이 와동이 반대편 노즐 방향으로 진행하면서 화염과 작용하도록 하였다.

정상상태의 화염을 얻기 위해 연료 및 공기의 노즐출구 유속은 반경방향 성분은 없고 축방향 유속이 25.5cm/s로 균일하도록 하였으며, 초기온도는 298K으로 하였다. 연료 및 공기의 조성은 각각 체적비율 $\text{CH}_4:\text{N}_2=23:77$, $\text{O}_2:\text{N}_2=23:77$ 로 하였다. 경계조건으로, 중심축에는 Neumann 조건을 부여하였으며, 반경방향 외부경계에서는 깃대 바로 안쪽과 경계면에서의 물리량의 변화가 작도록 하였다. 와동이 생성, 진행될 때에는 와동이 존재하는 반대편 노즐경계에서도 반경방향 외부경계와 유사하게 경계조건을 처리하였다.

격자계는 260×70 개의 비균일 격자계를 이용하였다. 축방향으로는 0.05mm의 균일한 격자폭이 사용되었으며, 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 관찰되므로 소염점을 적절히 예측할 수 있는 Miller와 Bowman의 상세반응기구(MB-Full)를 바탕으로 축소된 ARM(Augmented Reduced Mechanism)을 이용하였다. 이 반응메카니즘에 대한 자세한 내용은 참고문헌 [13]에 기술되어 있으므로 여기서는 생략한다.

3. 결과 및 검토

Fig. 3은 비반응의 경우 시간에 따른 단일 와동의 전개를 도시한 그림이고, Fig. 4는 반응의 경우에 단일 와동의 전개와 그에 상응하는 화염

온도의 분포형상을 도시한 그림이다. 그림의 점선은 축방향 유속이 0인 지점으로서 본 연구에서는 편의상 정체면이라 명하였다. 각 그림은 단일 와동이 생성하기 전(0.0ms)과 Fig. 2의 속도 프로그래에 의해 연료 측에서 생성된 단일 와동의 전개를 1.6ms부터 1ms 간격으로 나타낸 것이다.

Fig. 3에서 1.6ms에서는 중심축 근처의 정체면이 단일 와동에 의해 공기노즐 측으로 밀려감을 볼 수 있으며, 2.6ms에서는 와동에 의한 유동장의 교란으로 인하여 정체면이 복잡한 분포를 이루고 있음을 볼 수 있다. 또한 정상상태의 정체면의 위치를 통과한 3.6ms에서는 와동의 진행에 따라 정체면이 더욱 공기노즐 측으로 이동해 있음을 알 수 있다. 비반응의 경우에는 와동이 하류로 진행하면서 와동의 분포가 국부적인 차이를 보이지만, 전체적으로 와동의 형상에는 큰 변화가 없음을 알 수 있다.

Fig. 4는 반응의 경우에 단일 와동의 전개를 500K 이상의 온도분포와 함께 나타낸 것으로, 0ms에서 초기 연료 및 공기조성에 의하여 화염면이 정체면을 기준으로 공기노즐 측에 생성되었음을 볼 수 있다. 1.6ms에서는 와동과 화염의 상호작용이 없는 초기로서, Fig. 3의 비반응 결과와 비교해 볼 때 와동의 형상과 정체면의 분포에 큰 차이가 없다. 그러나 2.6ms에서는 단일 와동이 고온의 화염대에 진입한 시기로서, 와동에 의해 화염면이 신장되며, 와동의 형상이 비반응에 비해 크게 변형되었음을 달라지고 있음을 알 수 있다. 단일 와동에 의해 화염면이 소염된 3.6ms에서는 와동 주위가 고온의 화염대이므로 와동의 분포가 비교적 넓은 분포를 이루고 있으며, 1ms 전에 비해 복잡한 형상을 이루고 있음을 볼 수 있다.

Fig. 5는 비반응과 반응의 경우 연료노즐 측에서 생성된 와동이 전체 유동장에 미치는 영향을

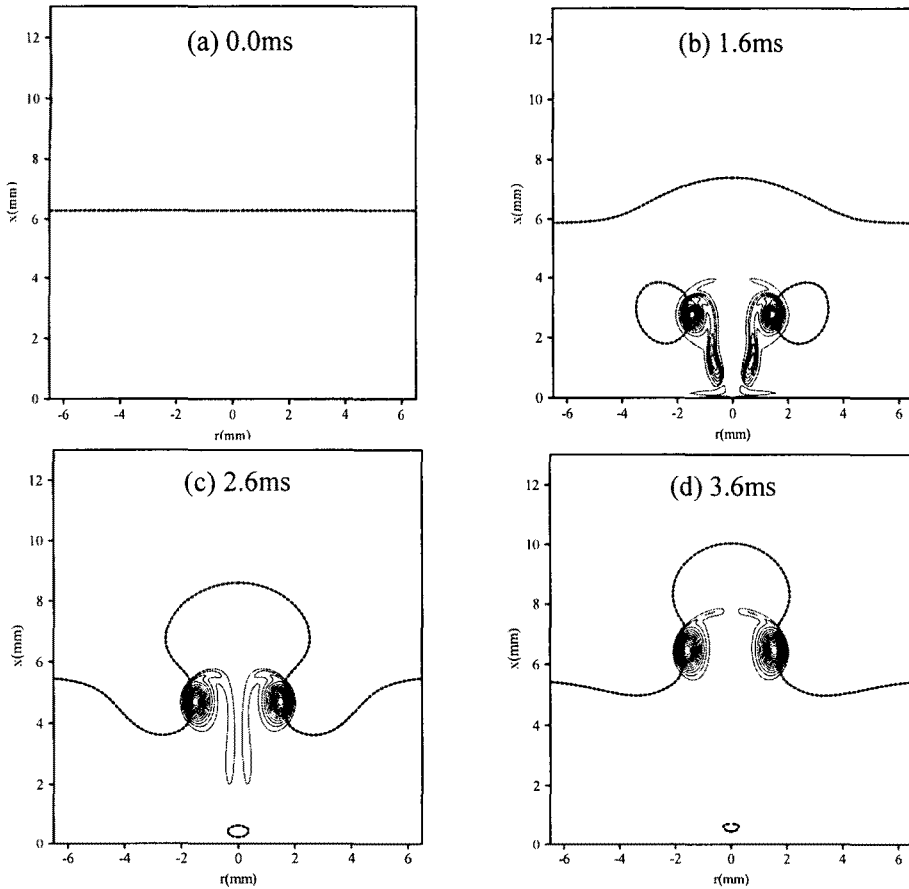


Fig. 3 Temporal evolution of stagnation plane and vorticity distributions by fuel-side vortex : non-reacting flow.

예측하기 위하여 와도의 강도를 의미하는 전체순환(Total Circulation)을 시간에 따라 도시한 것이다. 이에 대한 정의는 식 (6)과 같으며, 계산영역 전체에 대한 와도의 면적 적분값을 의미한다.

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

비반응의 경우와 반응의 경우 모두 와동이 생성되기 시작하면서 전체 순환값이 급격히 증가하기 시작하고 고속의 유동이 단절이 되는 약 1.3 ms에서 약간 감소함을 보이고 있다. 비반응의 경우 와동이 고속의 유동이 단절된 후부터는 거의 일정한 값의 전체순환을 가지고 있다. 그러나 반응의 경우에는 고속유동이 단절된 후 약간 감소하는 모습을 보이다가 와동이 화염대에 접근하면서부터 서서히 증가함을 보이고 있다. 즉 단일 와동이 화염대를 거치면서 전체 유동장의 와도의 강도가 증가되고 있음을 알 수 있다.

Fig. 6은 비반응과 반응장에서 단일 와동의 전체순환의 차이에 대한 원인을 규명하기 위하여

와도의 생성, 전개 및 소멸에 영향을 미치는 인자들의 전체순환을 시간에 따라 나타낸 것이다. 이와 관련된 와도 전달 방정식은 다음 식 (7)과 같이 표현된다.

$$\begin{aligned} \frac{D\omega_{\theta}}{Dt} = & (\omega_{\theta} \cdot \nabla) \mathbf{u} - \omega_{\theta} (\nabla \cdot \mathbf{u}) \\ & + \frac{1}{\rho^2} (\nabla \rho \times \nabla p) + \nabla \times \left(\frac{\rho - \rho_{\infty}}{\rho} \right) \mathbf{g} \\ & + (\text{Viscous Related Terms}) \end{aligned} \quad (7)$$

여기서 우변의 첫번째 항은 3차원 현상에서 중요시되고 있는 Stretching 항으로서 본 계산에서는 2 차원 축대칭으로 제한되어 θ 방향 Stretching의 영향만이 고려되었다. 두번째 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 생성

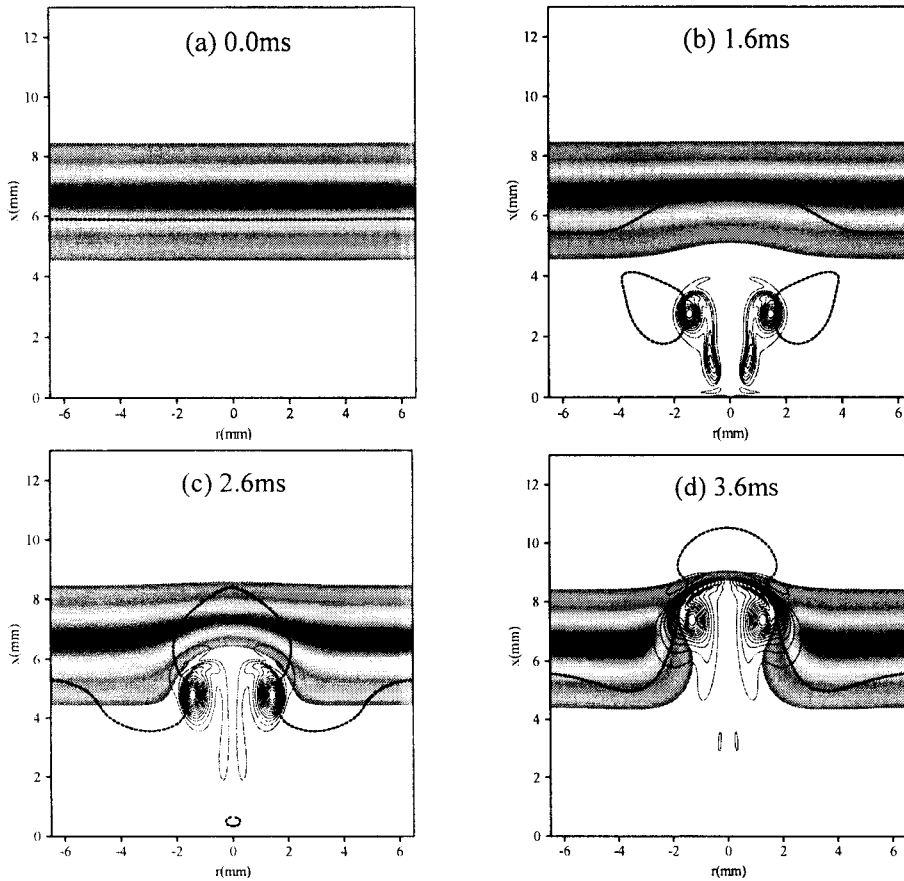


Fig. 4 Temporal evolution of stagnation plane, vorticity distributions and temperature distribution above 500K by fuel-side vortex : reacting flow.

시키는데 크게 기여하는 것으로 알려져 있는데, 이는 중력 및 와동 회전에 의한 압력구배 ∇p 와 연료 및 공기의 혼합과 화염면의 온도분포에 따른 밀도구배 $\nabla \rho$ 의 비정렬로부터 발생된다. 네 번째 항인 부력항은 반경방향의 밀도구배와 중력 가속도와 상호작용에 의해서 발생된다. 마지막 항은 점성 관련항으로서, 크게 와도의 확산과 관련된 점성항과 밀도구배와 점성구배가 관련된 항으로 구분된다. 본 계산에서는 식 (7)의 좌변과 우변의 나머지항의 차이를 점성 관련항으로 고려하였다. 또한 좌변의 물질도함수는 와도의 시간 변화율과 대류항으로 구성되어 있는데, 와도의 시간 변화율의 면적 적분값은 식 (8)과 같이 전체순환의 변화율을 의미한다. 이를 다시 식 (9)와 같이 시간에 대해 적분을 해주게 되면 전체순환을 의미한다. 그러므로 식 (7)에서 우변의 각 항에 대한 면적과 시간 적분을 통해 Fig. 6에서와 같이 전체순환에 미치는 각 항의 기여도를 예측할 수 있다.

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

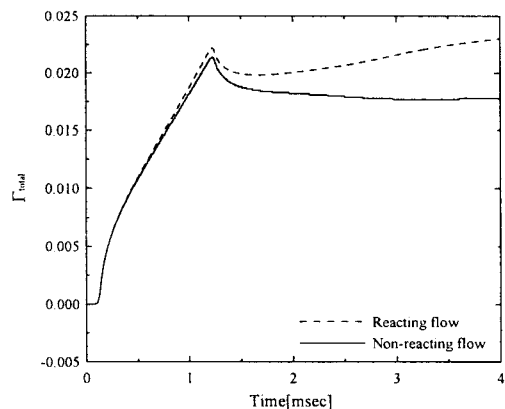


Fig. 5 Comparison between circulation of reacting and non-reacting flow in fuel-side vortex,

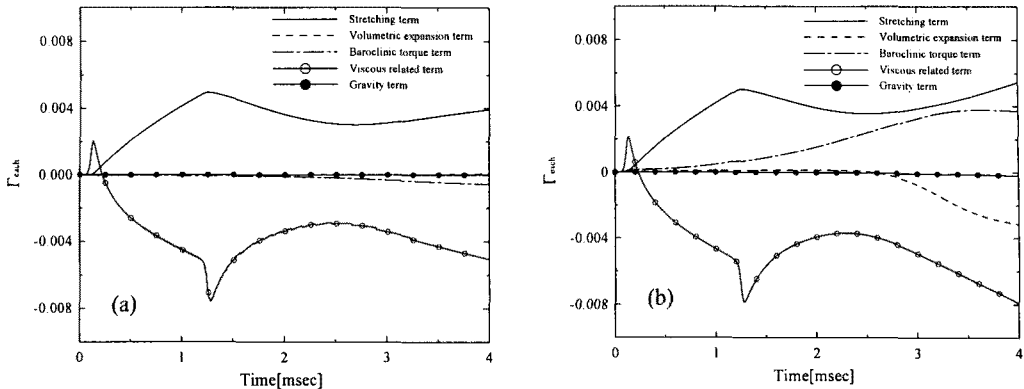


Fig. 6 Comparison between non-reacting and reacting flow in fuel-side vortex total circulation from each term : (a) non-reacting flow, (b) reacting flow.

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

Fig. 6(a)는 비반응의 경우 전체순환에 대한 각 항의 기여도를 도시한 것이다. Stretching 항의 경우 앞에서 언급했듯이 2차원 축대칭 계산에서는 θ 방향의 영향만이 고려되어 $\omega_{\theta v}/\rho R$ 표현이 된다. 초기 와동이 생성될 때 고속의 유동으로 인해 v 가 지배적이므로 Stretching 항은 초기 와동을 생성시키는데 지배적인 역할을 하게 된다. 그후 유속의 단절로 인하여 감소를 하다가 하류로 갈수록 서서히 증가함을 보이고 있다. 점성 관련항의 전체순환에 대한 기여를 살펴보면, 와동의 생성 초기에는 고속에 의한 큰 와도의 확산유입으로 인하여 점성항의 영향이 증가한다. 또한 단일 와동이 형성되어 감에 따라, 와도의 확산에 의해 점성의 영향은 감소되다가 고속 유동이 단절로 인한 확산유입이 감소됨에 따라 더욱 감소됨을 알 수 있다. 그러나 정체면 근처에 다가갈수록 연료와 공기의 혼합에 의한 밀도 및 점도구배의 변화로 인하여, 점성이 전체 순환에 미치는 영향은 증가 후 감소경향을 보이는 것으로 추정된다. Stretching 항과 점성 관련항이 다른 항에 비해 지배적인 역할을 하는 이유는 본 계산에서 단일 와동의 생성을 위한 초기의 큰 유속에 의한 영향으로 사료된다. Baroclinic Torque 항의 영향은 Stretching 항과 점성항에 비해 큰 영향은 아니지만, 와동의 생성 초기에는 별다른 영향을 주지 못하다가 하류로 갈수록 와동의 소산에 기여함을 볼 수 있다. 이는 연료와 공기의 혼합에 의한 작은 밀도구배가 발생하는 정체면 근처를 중심부에 최소값을 갖는 단일 와동이 접근하면서 발생하는 것으로 추정된다. 그 외에 부피팽창과 중력에 의한 영향은 비반응에서는 거의 미비한 것으로 나타났다.

Fig. 6(b)는 반응의 경우 전체순환에 대한 각 항의 기여도를 도시한 것이다. 앞에서 언급했듯이 강한 유속에 의한 와동의 생성과정이므로 Stretching은 비반응과 유사한 경향을 보이나, 하류로 갈수록 화염대의 고온에 의한 유속증가로 인하여, 증가율이 더욱 커짐을 볼 수 있다. 점성 관련항에 대해서도 역시 전체적으로 비반응과 유사하나, 화염대를 통과하면서 점성의 증가로 인하여 점성에 의한 와동의 소산에 더욱 크게 영향을 미침을 알 수 있다. 비반응에 비해 가장 다른 특징은 Baroclinic Torque항으로 와동의 생성에 크게 기여함을 알 수 있다. 이는 화염대의 밀도구배와 와동의 접근에 의한 압력구배의 비정렬의 증가로 인하여 와동이 하류로 진행할수록 점차적으로 그 영향이 증가됨을 확인 할 수 있다. 또한 화염대를 통과하는 시점부터 와동 내부의 고온 유체의 유입으로 인한 부피팽창으로 와도가 감소되는 것을 볼 수 있다. 본 계산에서 와동 생성조건은 5m/s의 최대유속으로 부력의 영향은 상대적으로 매우 작아 반응장에서도 와도의 변화에 큰 영향을 미치지 못함을 짐작할 수 있다.

Fig. 7과 8은 식 (7)의 각 항에 대한 와동 내부에서의 국부적인 분포를 알아보기 위하여, 비반응과 반응의 경우에 대해 나타낸 것이다. 그림은 화염과 상호작용이 진행되어, 소염이 발생되기 직전인 2.6ms 순간에 대해 나타낸 것이다. 각 그림의 중심선을 중심으로 좌측에서 실선은 $+\theta$ 방향의 와도를 의미하며, 점선은 $-\theta$ 방향의 와도를 의미한다. 우측은 좌변과 반대방향의 와도를 갖지만, 편의상 중심축을 중심으로 대칭적으로 표현하였다. 그림의 굵은 점선은 Fig. 3과 마찬가지로 정체면을 나타내고 있다.

Fig. 7의 비반응의 경우 Stretching 항, 점성 관련 확산항 그리고 Baroclinic Torque 항의 기여도가 다른 두 항에 비해 크게 나타나고 있음을 보이고 있다. Stretching 항은 와동의 중심을 기

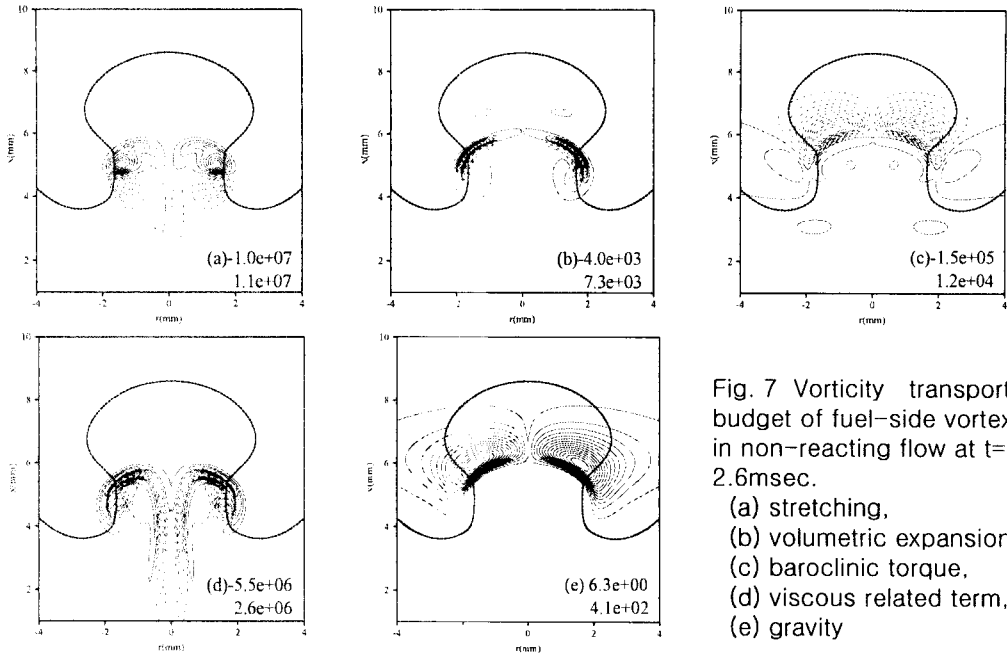


Fig. 7 Vorticity transport budget of fuel-side vortex in non-reacting flow at $t = 2.6$ msec.

- (a) stretching,
- (b) volumetric expansion,
- (c) baroclinic torque,
- (d) viscous related term,
- (e) gravity

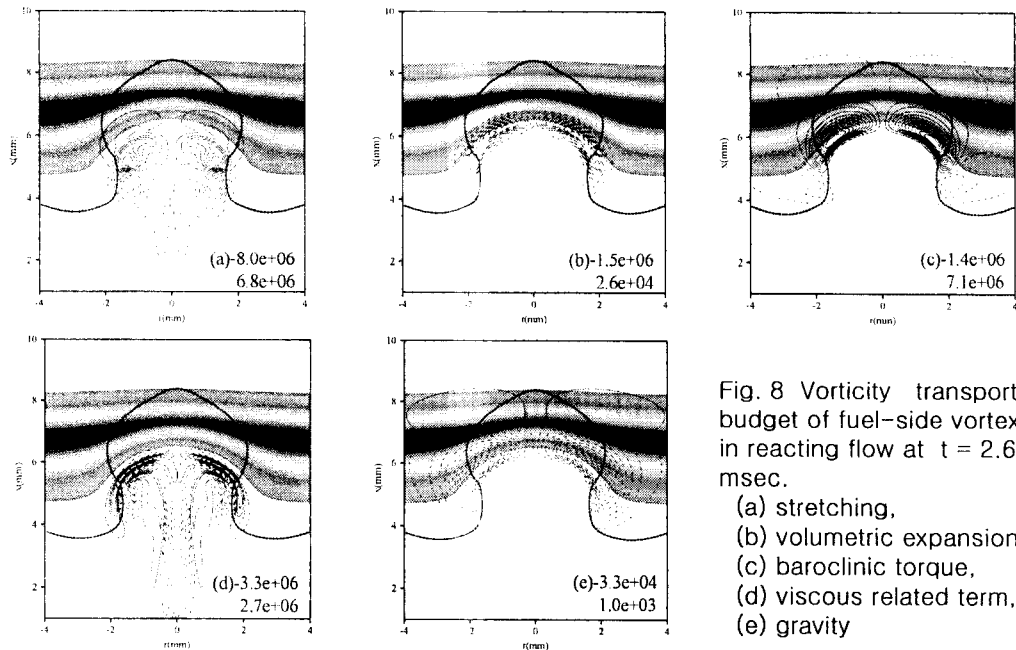


Fig. 8 Vorticity transport budget of fuel-side vortex in reacting flow at $t = 2.6$ msec.

- (a) stretching,
- (b) volumetric expansion,
- (c) baroclinic torque,
- (d) viscous related term,
- (e) gravity

준으로 상하의 반경방향 속도의 방향이 달라지기 때문에 그림과 같이 상하 반대방향의 분포를 보이고 있음을 알 수 있다. 부피 팽창항의 분포는 와동의 외부에서는 생성 쪽에 기여를 하고 있고 와동의 내부에서는 소산 쪽에 기여하나 그 영향은 매우 작음을 알 수 있다. Baroclinic Torque 항의 경우 연료 축과 공기 축의 밀도차이로 인해서로 반대방향의 와도 분포를 보이고 있다. 또한

점성 관련항의 경우에는 정체면에 근접하면서, 밀도구배와 점도구배의 상호작용에 의하여 와동의부와 내부가 서로 반대방향을 보이는 복잡한 분포를 보이고 있음을 볼 수 있다. 마지막으로 부력항은 단방향의 밀도구배를 가지는 연료와 공기의 혼합이 발생하는 정체면에 접근하면서 전체적으로 $+\theta$ 방향의 부호만을 보이고 있다.

Fig. 8의 반응유동장의 경우에서 Stretching 항

은 비반응의 경우와 거의 유사한 분포를 가지는 반면에, 부피팽창항은 화염대의 고온 유체유입으로 인하여 와동의 소산에 주로 기여됨을 볼 수 있다. 또한 Baroclinic Torque 항은 중심에서 최소의 와도를 갖는 단일와동과 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 밀도차이에 의하여 화염면을 중심으로 서로 반대되는 방향을 보이고 있음을 확인할 수 있다.

4. 결론

본 연구에서는 CH_4/N_2 -공기 대향류화염을 대상으로 하여 비반응의 경우와 반응의 경우에 단일 와동의 생성특성에 관한 연구를 통해 다음과 같은 결론을 얻었다.

반응의 경우에 와동의 형상은 화염대에 근접하면서 화염-와동 상호작용을 통해 화염은 소멸되며, 와동의 형상은 비반응과 비교하여 뚜렷한 차이를 보임을 확인하였다. 전체순환의 비교를 통해 단일 와동이 하류로 전개되면서 반응의 경우가 비반응에 비해 더욱 큰 값을 가짐을 알 수 있다. 비반응과 반응의 두 경우 모두, 초기 단일 와동 생성을 위한 강한 유속에 의해 Stretching 항이 와동 생성에 크게 기여하며, 점성에 의한 영향이 와동 소산에 크게 기여함을 알 수 있다. 그러나 반응의 경우에 화염대의 급격한 밀도변동으로 인하여 Baroclinic Torque 항이 와동 생성에 크게 기여하며, 부피 팽창항은 오히려 와동 소산에 기여함을 볼 수 있다. 또한 본 계산조건에서 부력항은 와동에 미치는 영향이 거의 없음을 확인하였다.

후 기

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

참고문헌

- [1] P.-H. Renard, D. Thevenin, J. C. Rolon, S. Candel, "Dynamics of flame/vortex interactions", *Progress in Energy and Combustion Science*, Vol. 26, 2000, pp. 225-282.
- [2] J. S. Hewett and C. K. Madnia, "Flame-vortex interaction in a reacting vortex ring", *Phys. Fluids*, Vol.10, No. 1, 1998, pp. 189-205.
- [3] S. James and C. K. Madnia, "Direct numerical simulation of a laminar vortex ring", *Phys. Fluids*, Vol. 8, No. 9, 1996, pp.2400-2414.
- [4] 황철홍, 오창보, 이대엽, 이창언, "CH₄/Air 확산화염에 CO₂ 첨가에 따른 단일 와동의 동적 거동에 관한 수치해석", 제24회 KOSCO SYMPOSIUM 논문집, 2002, pp. 68-75.
- [5] Vito S. Santoro and Alessandro Gomez, "Extinction and Reignition in Counterflow Spray Diffusion Flames Interacting with Laminar Vortices", *Proc. of the Combustion Institute*, Vol. 29, 2002
- [6] 오창보, 박정, 이창언, "와동과 상호작용하는 대향류 비예혼합화염의 비정상 응답특성", 제24회 KOSCO SYMPOSIUM 논문집, 2002, pp. 52-60.
- [7] R. J. Kee, F. M. Rupley and J. A. Miller, "A Fortran Chemical Kinetic Package for the Analysis of Gas Phase Chemical Kinetics", SAND89-8009B, 1989.
- [8] R. J. Kee, G. Dixon-Lewis, J. Warnatz, M. E. Coltrin and J. A. Miller, "A Fortran Computer Code Package for the Evaluation of Gas-Phase Multipoint Transport Properties", SAND86-8246, 1986.
- [9] H. B. Najm, P. S. Wyckoff and O. M. Knio, "A Semi-implicit Numerical Scheme for Reacting Flow", *I. Stiff Chemistry*, *J. Comput. Physics*, Vol. 143, 1998, pp. 381-402.
- [10] C. W. Hirt and J. L. Cook, "Calculating Three-Dimensional Flows around Structures and over Rough Terrain", *J. Comput. Physics*, Vol. 10, 1972, pp. 324-340.
- [11] 오창보, 이창언, "비정상 CH₄/공기 제트 확산 화염에 관한 수치모사", *대한기계학회논문집 B 권*, 제25권, 제8호, 2001, pp. 1087-1096.
- [12] C. J. Sung, J. B. Liu and C. K. Law, "Structural Response of Counterflow Diffusion Flames to Strain Rate Variations", *Combust. Flame*, Vol. 102, 1995, pp. 481-492.
- [13] 오창보, 박정, 이창언, "CH₄ 비예혼합화염의 수치계산에 적용하기 위한 확장된 축소반응기구의 비정상 응답특성 검토", *대한기계학회논문집 B권*, 투고중.