

〈논 문〉

큰 지름비를 가지는 동축제트 확산화염 연소기내의 등온 및 연소 유동장의 예측

오군섭* · 안국영* · 김성구** · 김용모*** · 이창식***

(1996년 1월 9일 접수)

Prediction of Isothermal and Reacting Flows in Widely-Spaced Coaxial Jet, Diffusion-Flame Combustor

K. S. Oh, K. Y. Ahn, S. K. Kim, Y. M. Kim and C. S. Lee

Key Words : Coaxial Jet(동축제트), Density-Variable Flows(밀도변화를 갖는 유동), Turbulence(난류), Diffusion Flame(확산화염), Numerical Model(수치모델)

Abstract

A numerical simulation has been performed for isothermal and reacting flows in an axisymmetric, bluff-body research combustor. The present formulation is based on the density-weighted averaged Navier-Stokes equations together with a $k-\epsilon$ turbulence model and a modified eddy-breakup combustion model. The PISO algorithm is employed for solution of the Navier-Stokes system. Comparison between measurements and predictions are made for a centerline axial velocities, location of stagnation points, strength of recirculation zone, and temperature profile. Even though the numerical simulation gives acceptable agreement with experimental data in many respects, the present model is deficient in predicting the recovery rate of a central near-wake region, the non-isotropic turbulence effects, and variation of turbulent Schmidt number. Several possible explanations for these discrepancies have been discussed.

1. 서 론

가스터빈 연소기의 내부유동장에 대한 수치모델링은 연소기의 고성능화, 공해배출가스 저감, 연소기 개발 비용의 절감에 대한 실제적인 요구와 난류 반응유동에 대한 정확한 이해의 필요성 때문에 최근에 많은 연구^(1~4)가 진행되고 있다.

가스터빈 연소기에서 일어나는 난류연소유동을 수치해석하기 위해서는 난류, 난류와 화학반응간의

상호작용, 공해배출가스의 생성, 복사열전달 등의 복잡한 물리현상들을 적절히 모사할 수 있는 물리모델들의 개발이 필수적이다. 또한 액체연료를 사용할 경우 액체연료의 미립화, 액적분열 및 액적과 난류의 상호작용, 액적의 증발 및 연소를 고려해야 하며 본질적으로 이러한 모든 물리현상에 관련된 시간척도가 각각 광범위한 구간에 걸쳐 상이하므로 이에 대한 모델링은 지난한 과제이다. 이러한 가스터빈 연소기내의 복잡한 연소현상에 관련되는 각 물리현상들을 적절히 모사할 수 있는 물리모델의 개발을 위해서는 가스터빈 연소기 내부 유동장에 대한 실험적 연구를 필요로 한다. 그러나 실제적인 가스터빈 연소기를 실험에 사용하는 경우 여러가지

*한국기계연구원

**한양대학교 대학원

***한양대학교 기계공학과

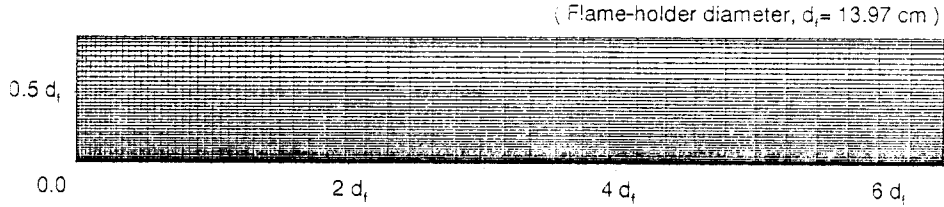


Fig. 2 Computational grid system

정기 표면으로 밀집시킨 58×46 격자계로 나누어진 다. 입구조건에 대한 실험데이터가 없으므로 각 유동입구에서 축방향속도는 균일하게 분포한다고 가정하였고 난류운동에너지와 소산율은 $k=0.003 * u^2$ 와 $\epsilon=C_\mu k^{1.5}/l_T$ 로 주었다. 여기서 l_T 는 공기유입부의 수력지름의 3%로 하였다. 단 연료유입구에 대한 난류운동에너지는 중심축을 따라 측정된 실험치로부터 구하였다. 그리고 등온유동의 경우 큰 지름비로 인하여 공기제트의 입구에서부터 바로 시작되는 재순환유동으로 인해 유입되는 공기의 반경방향속도를 고려하기 위해 실험결과⁽⁵⁾를 참고로 하여 반경방향속도의 입구경계조건을 축방향속도의 -5%로 추정하였다. 입구에서 반경방향속도를 고려하지 않은 경우는 공기의 정체점이 약 7% 가량 더 하류쪽으로 이동하였다.

4. 결과 및 고찰

4.1 공기의 유량이 2kg/s로 고정되고 CO₂의 유량이 변하는 경우

CO₂는 프로판 가스와 분자량이 거의 같으므로 연소가 일어나지 않는 등온유동의 형태를 연구하기 위해 사용되었으며 공기와의 밀도비는 약 1.5이다. 공기의 유량은 2kg/s로 고정되었으며 이에 해당하는 입구에서의 평균속도는 47m/s이다. 이때 덕트의 지름을 기준으로 한 레이놀즈수는 5.4×10^5 이다. 연료의 유량과 공기 유량의 상대적인 크기에 따른 bluff-body 연소기내의 유동과 화염의 구조는 세가지 영역(안정영역, 천이영역, 중앙제트지배영역)으로 나누어질 수 있다.⁽⁵⁾

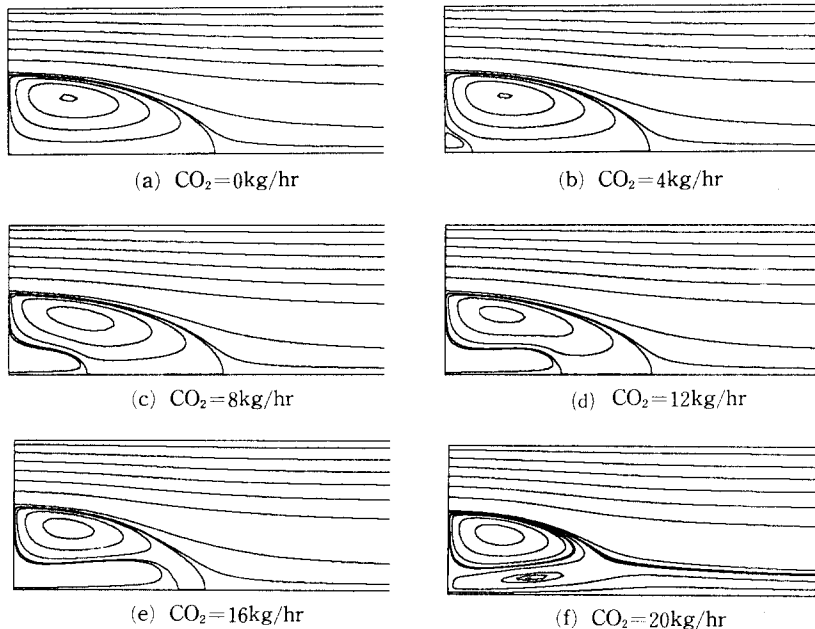


Fig. 3 Predicted streamline contours with variable CO₂ flow rate at 2kg/s air flow rate (cold flow)

Fig. 3(a)~(f)는 CO₂의 유량을 증가시키기에 따라 입구영역부근의 유선을 통해 나타낸 유동구조에 대한 수치결과를 나타내고 있다. Fig. 3(a)는 CO₂의 유량이 zero이고 공기만이 환형유입구를 통해 들어오는 경우이다. Fig. 3(b)의 경우는 공기제트가 지배적이므로 연료제트는 중심축을 따라 역류를 형성하는 재순환유동영역내의 상대적으로 짧은 거리를 관통하게 되어 전방정체점에서 공기제트에 의해 형성된 재순환유동때문에 화염안정기의 벽면을 따라 반경방향으로 되돌아 나가게 되고 다시 화염안정기의 끝부분에서 공기제트에 의해 재순환유동으로 유입되게 된다. Fig. 3(c)~(e)는 CO₂의 유량이 증가함에 따라 연료제트의 관통거리가 증가하면

서 연료제트에 의한 재순환유동의 속도척도가 점차로 증가하여 공기제트에 의한 재순환유동의 속도척도와 대등하게 됨을 보여 준다. 이때 공기의 재순환유동의 끝부분으로 정의되는 후방정체점의 위치는 연료 유입량의 변화에 대해 거의 변하지 않음을 알 수 있다. 연료 유량이 더욱 증가하여 연료제트의 속도가 일정한 값에 도달하면 공기에 의한 재순환유동은 돌로 분리되고 대부분은 화염안정기의 벽면에 부착된 채로 남아 있고 분리된 작은 와류는 중심축상에 존재하게 된다. Fig. 3(f)에서 나타나듯, 연료제트의 속도가 좀더 커지면 이 작은 와류영역은 없어지고 강한 연료제트가 중심축을 따라 완전히 관통하면서 공기제트에 의한 재순환유동으

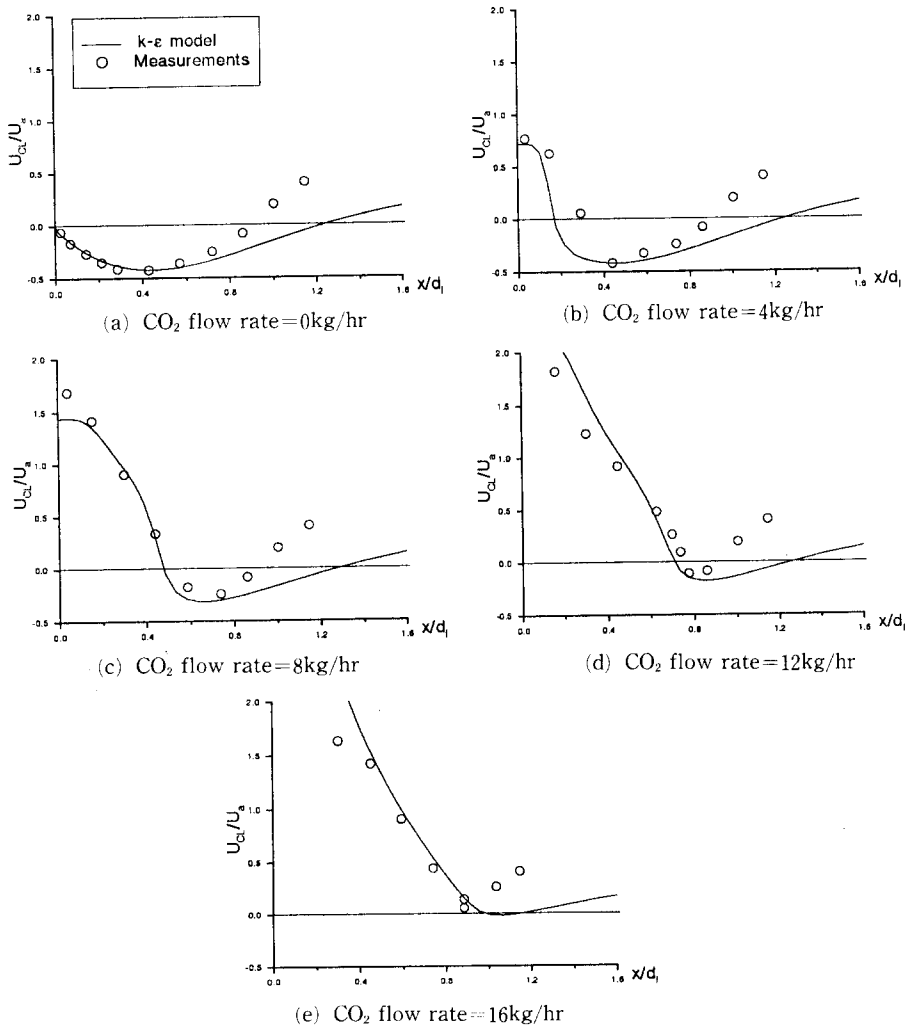


Fig. 4 Centerline profiles of mean axial velocity

로부터 공기를 끌어당기게 된다. 따라서 이러한 유동은 화염안정기에 부착된 공기의 재순환유동 아래에 공기의 작은 재순환을 만들게 된다. 이러한 계산결과는 실험에서 나타난 세 가지 유동구조를 정성적으로 잘 묘사하고 있다.

실험결과와 정량적인 비교를 위해서 CO₂ 유량의 증가에 따른 중심축에서의 축방향속도 분포를 비교한 결과를 Fig. 4에 나타내었다. 앞서 언급한 대로 CO₂ 유량의 증가에 따른 유동구조의 정성적인 특성을 잘 나타내고 있다. 그러나 CO₂의 유량이 12 kg/hr 이하인 경우 실험치와 비교할 때 전방정체점은 약간 과소예측하고 후방정체점은 현저하게 과대에측함을 알 수 있다. 이러한 후방정체점에서의 현저한 불일치는 재순환영역을 따라 상당히 크게 나타나는 유선곡률이 난류유동의 구조에 미치는 영향을 정확히 예측하지 못하는 k-ε 난류모델의 결합에 주로 기인하나 공기유입부에서 가정된 입구경계조건의 불확실성과 CO₂의 유량이 큰 경우에 발생하는 유동의 비정상성에도 부분적으로 기인한다고 판단된다.

CO₂ 유량의 증가에 따른 유동구조의 변화를 좀더 명확히 비교하기 위하여 Fig. 5에서 CO₂ 유량의 증가에 따른 전방정체점과 후방정체점 위치에 대해 계산 결과와 실험결과를 비교하였다. 점선으로 표시된 후방정체점의 계산결과는 앞서 언급한대로 실험치보다 훨씬 과도하게 예측되고 있으나 CO₂의 유량 증가와 거의 무관하게 나타나는 경향은 실험결과를 그대로 반영하고 있다. 그리고 CO₂의 유량 증가에 거의 선형적으로 비례하는 전방정체점의 위치를 어느 정도 정확하게 예측하였다. Fig. 6은 CO₂의 유량 증가에 따른 중심축상에서 축방향속도의 최대역류속도를 공기의 평균유입속도로 나눈 값의 변화를 비교한 결과이며 이는 재순환유동의 강도의 변화를 나타내고 있다. 연료제트가 공기의 재순환유동을 완전히 관통하면서 중심축상에 더이상 역류가 존재하지 않게 되는 현상이 일어나기 전까지 CO₂의 유량이 증가함에 따라 재순환유동의 강도가 급격히 감소하는 경향을 실험치와 어느 정도 정량적으로 비슷하게 예측하고 있다. 이러한 연료제트의 완전한 관통현상이 일어나는 CO₂의 유량에 대해 실험치로부터 유추한 값은 14.7kg/hr이지만 계산결과를 보면 16kg/hr 조금 뒤에서 일어난다. 그리고 Fig. 5과 Fig. 6에서 CO₂의 유량이 증가하여 천이영역을 거쳐 중앙의 연료제트가 지배적인

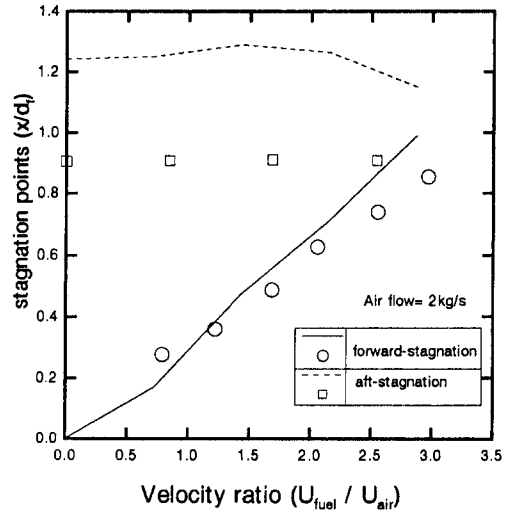


Fig. 5 Variation of stagnation points with ratio of CO₂/air flow rate

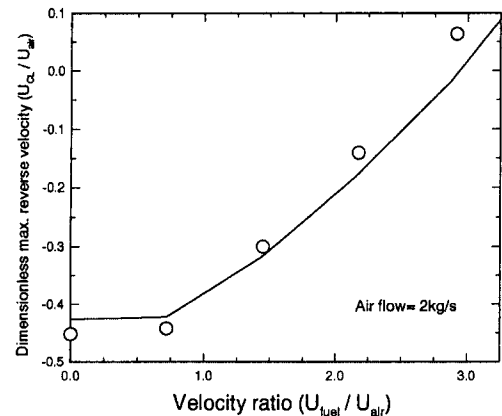


Fig. 6 Variation of recirculation zone strength (dimensionless max. reverse centerline velocity)

유동영역으로 갈수록 정량적인 불일치가 커지게 될 수 있으며 이는 연료제트의 속도척도가 상대적으로 커지면서 연료제트가 공기의 재순환유동을 간헐적으로 뚫고 나가며 나타나는 응집유동구조에 의한 비정상성 때문으로 사료된다. 수치해석결과와 실험치의 정량적인 불일치는 전술한 바와 같이 k-ε 모델의 한계와 가정된 유동입구조건의 불확실성, 그리고 벽면에서 벽함수를 이용한 경계조건 처리에 기인한다. 또한 복합화확종을 가지는 등온유동이나 화학반응으로 인한 밀도변화를 가지는 유동의 경우 실험결과^(11,12)에 따르면 Schmidt수(σ_t)가

유동장내의 유동특성과 위치에 따라 0.2에서 0.9까지 변하기 때문에 본 연구에서와 같이 0.9로 유동특성과 유동영역에 관계 없이 일정값의 Schmidt수를 사용한 것 역시 수치해의 정량적 불일치에 영향을 미칠 것으로 보인다.

4.2 CO₂의 유량이 4kg/hr로 고정되고 공기의 유량이 변하는 경우

이번에는 위의 경우와 반대로 CO₂의 유량을 4 kg/hr로 고정시키고 공기의 유량을 변화시킨 경우에 대한 수치해석결과를 실험결과와 비교하였다. Fig. 7은 공기 유량의 변화에 따라 수치해석결과를 입구영역 부근의 유선으로 나타낸 것이다. 공기의 유량이 증가함에 따라 공기의 재순환유동이 강화되면서 연료유입구를 통해 분사되는 CO₂ 제트가 상

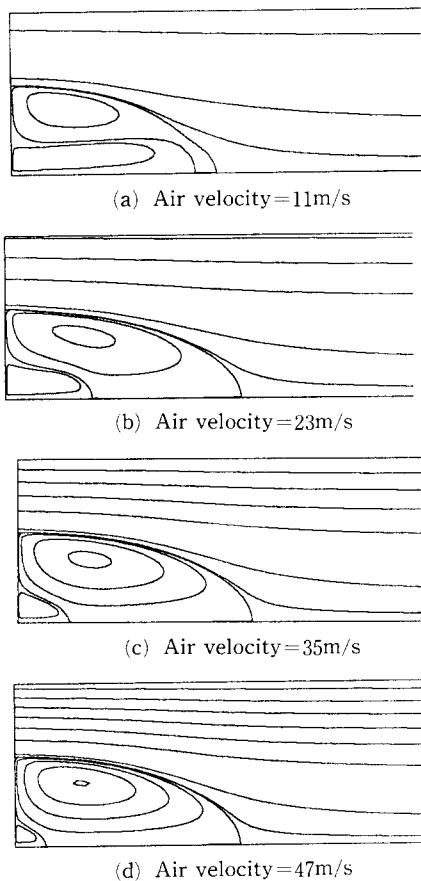


Fig. 7 Predicted streamline contours with variable air flow rate at 4kg/hr CO₂ flow rate (cold flow)

대적으로 약화되어가는 경향을 나타내고 있다. Fig. 8은 공기의 유량 증가에 따른 유동구조의 변화를 실험과 정량적으로 비교하기 위해서 전방정체점과 후방정체점의 위치를 비교한 결과이다. 전방정체점의 변화는 실험과 수치해석 결과가 정량적인 일치율을 보이고 있으나 후방정체점은 위의 경우와 마찬가지로 실험치에 비해 과대예측되고 있다. 공기의 평균유입속도가 증가함에 따라 전방정체점의 위치가 입구쪽으로 옮겨가는 경향을 나타내고 있으며 이것은 공기의 유량이 증가함에 따라 공기에 의한 재순환영역의 강도와 공기의 최대역류속도가 커지므로 상대적으로 CO₂ 제트가 재순환영역을 관통할 수 있는 거리가 줄어드는 현상을 잘 나타내고 있다.

4.3 프로판의 유량과 공기의 유량이 각각 4kg/hr와 2kg/s인 경우

2kg/s의 공기와 4kg/hr의 프로판 가스가 유입되어 연소가 일어나는 경우를 수치해석하였다. 이 경우는 공기제트가 지배적이어서 화염이 안정한 영역에 해당한다.

식 (8)로 나타나는 난류생성항 G 는 연소열 방출에 의한 팽창효과(expansion effect)를 고려하기 위한 밀도변화항을 포함하고 있다. 본 연구에서 팽창효과와 Arrhenius 화학반응률을 고려하는 것이 수치결과에 미치는 영향을 살펴보기 위해 수정된 eddy-breakup 연소모델을 세 가지 경우로 나누어

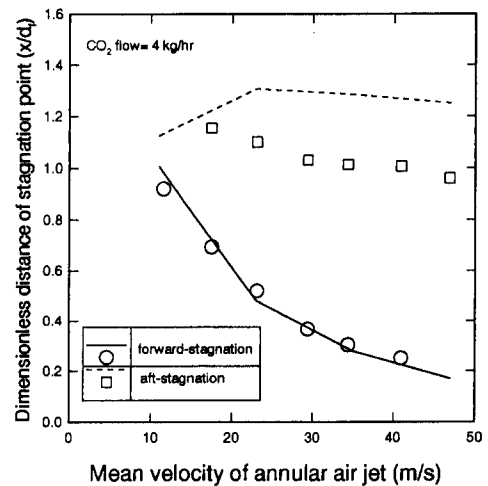


Fig. 8 Variation of stagnation points versus annular air-jet flow rate

적용하였다. 첫째, 팽창효과와 Arrhenius 화학반응률을 고려하지 않고 수정된 eddy-breakup 연소모델로 연료소비율을 결정하였다(Case 1). 둘째, 첫 번째 경우에서 Arrhenius 화학반응률을 고려하였다(Case 2). 그리고, 마지막으로 팽창효과와 Arrhenius 화학반응률을 모두 고려하였다(Case 3).

Fig. 9는 세 가지 경우에 대해서 유동장에 대한 수치해석 결과를 나타낸 것이다. 전체적으로 재순

환유동이 동일한 유량의 CO₂가 분사되는 등온 실험의 경우보다 하류쪽으로 확장되었음을 알 수 있다. 이는 화학반응열에 의한 혼합기의 온도상승 때문에 밀도가 작아지면서 유동장이 팽창한 현상을 반영한다. 실제로 실험결과를 보면 연소가 일어나는 경우 전방정체점의 위치는 동일한 유량의 CO₂가 들어오는 등온 실험의 경우보다 2배 이상 커지게 되고 후방정체점 역시 보다 하류쪽으로 이동하게 된다. 특히 Fig. 9(c)를 Fig. 9(a), (b)와 비교해 보면 난류생성항 *G*에 팽창효과를 고려한 경우가 그렇지 않은 다른 두 경우보다 약간 더 유동장이 하류쪽으로 팽창되는 결과를 나타내고 있다.

온도장에 대한 수치해석 결과를 Fig. 10에 나타

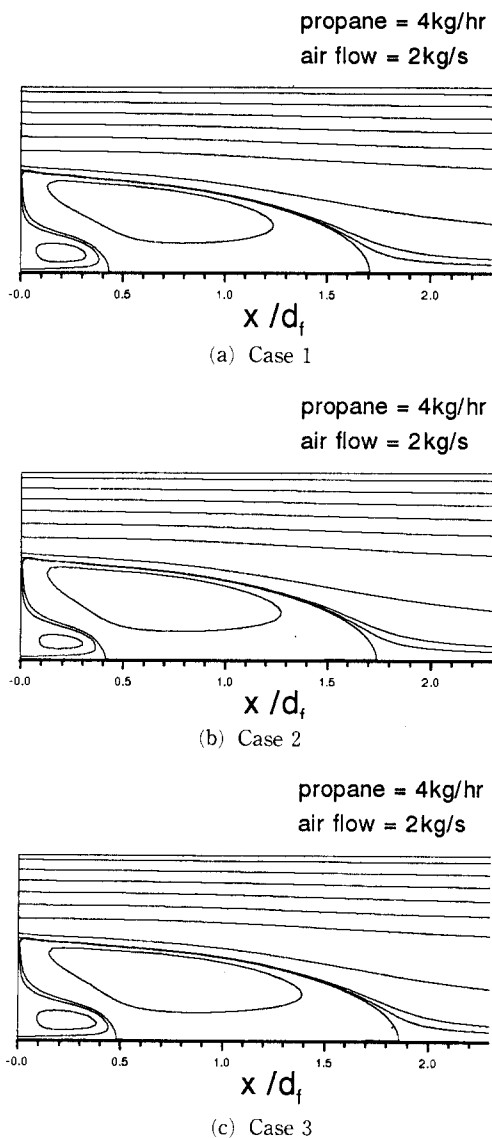


Fig. 9 Predicted streamline contours for reacting flow

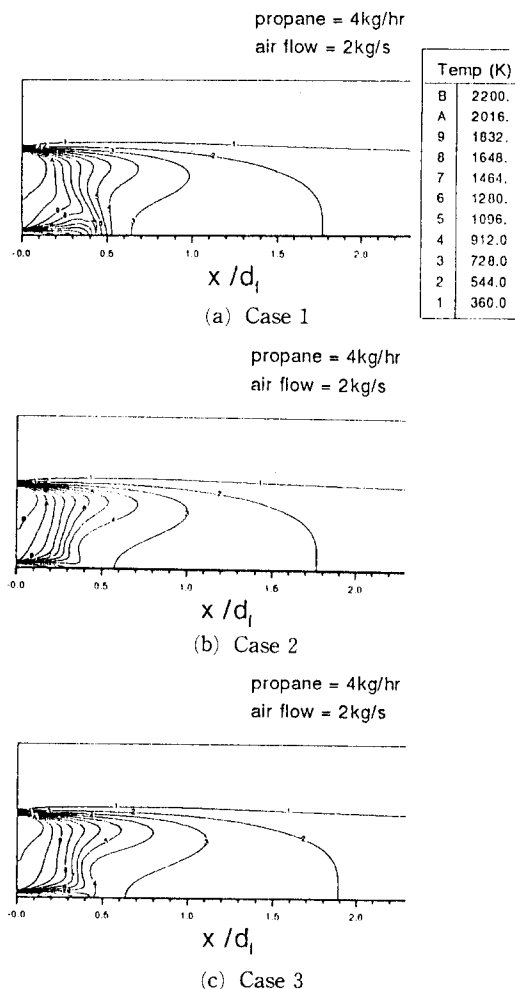


Fig. 10 Temperature distributions inside the bluff-body combustor

내었다. Fig. 10(a)와 Fig. 10(b), (c)를 비교하면 Arrhenius 화학반응률을 고려한 경우 전방정체점 근방에서 온도가 크게 떨어짐을 알 수 있다. 이것은 연료제트가 연료유입구에서 초기온도 445K로 분사되므로 연료유입구에 근접한 저온영역에서의 낮은 Arrhenius 화학반응률 때문이다. 그리고 Fig. 10(c)를 보면 팽창효과를 고려한 경우 유동장과 마찬가지로 고온영역이 다소 팽창되는 결과를 나타내고 있다.

실험결과와 정량적인 비교를 위하여 Fig. 11과

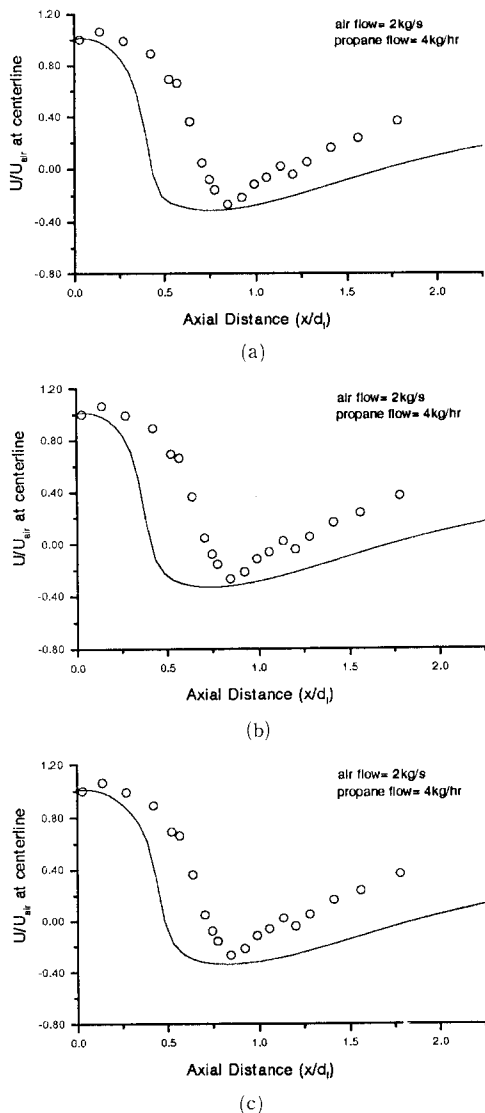


Fig. 11 Axial profiles of centerline velocity

Fig. 12에서 각각 중심축을 따른 축방향속도의 분포와 $x/d_r=0.43$ 인 위치에서 반경방향의 온도분포를 비교하였다. Fig. 11에서 보면 세 가지 경우 모두 전방정체점을 과소예측하고 있으며 후방정체점은 과대예측하고 있다. 난류생성항 G 에 밀도변화

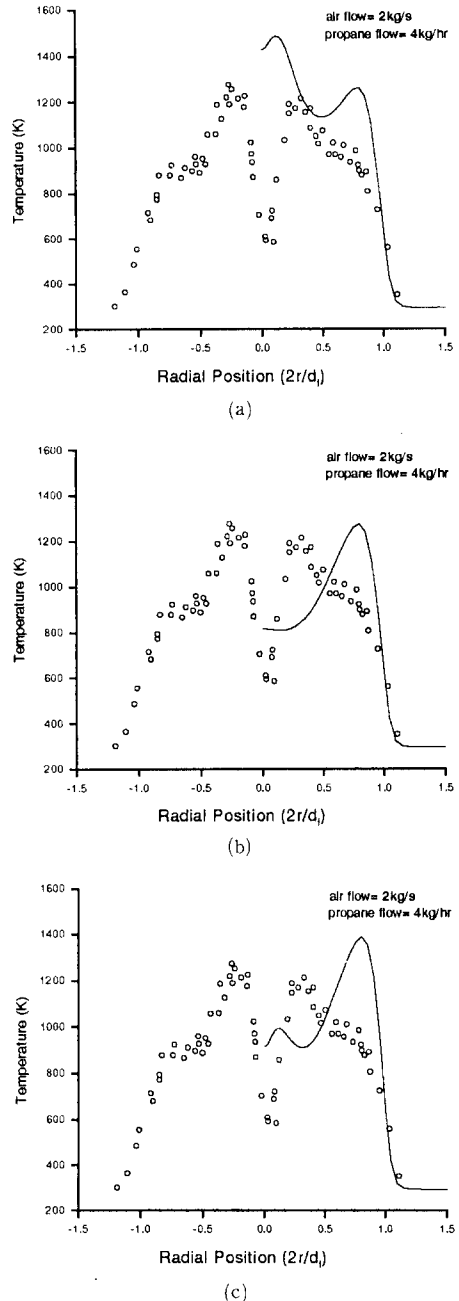


Fig. 12 Radial profiles of temperature at $x/d_r=0.43$

향을 고려하는 경우 유동장이 하류쪽으로 팽창되는 결과를 나타내고 있으며 중심축을 따른 축방향속도의 분포가 좀 더 실험결과에 근접하고 있음을 알 수 있다. 그리고 이러한 유동장 예측결과의 차이는 Fig. 12에서 볼 수 있듯이 온도분포에도 상당한 영향을 주고 있음을 알 수 있다. 세 가지 경우 모두 실험치와 비교하여 온도분포를 제대로 예측하지 못하였다. 이것은 Fig. 11에서 보듯이 세 가지 경우 모두 유동장을 적절히 예측하지 못하고 있으며 특히 분사된 연료제트가 공기의 재순환유동에 의해 정체되고 공기의 재순환유동을 따라 반경방향으로 되돌아 나가기 시작하는 전방정체점의 위치를 상당히 작게 예측하고 있는 결과에 크게 기인하는 것으로 보인다. Fig. 12(a)와 Fig. 12(b), (c)의 온도분포를 비교해 보면 Arrhenius 연소반응률을 고려하는 경우 연료유입구 근방의 상대적으로 낮은 혼합기의 온도 때문에 연료소비율이 감소하므로 $x/d_f = 0.43$ 인 위치에서 중심축 근방에서 온도를 낮게 예측하게 되어 중심축에서의 온도가 실험치에 가깝게 예측되고 있으나 중심축 근방에 존재하는 고온영역을 예측하는 데는 실패하고 있음을 알 수 있다. 이러한 세가지 난류연소모델에 따른 수치해석 결과를 실험치와 비교해 보면 팽창효과와 Arrhenius 반응률을 고려한 경우(Case 3)가 실험결과에 보다 근접하게 예측하고 있음을 잘 나타내고 있다. 그러나 세 가지 난류연소모델 모두 실험치와 정량적으로 많은 차이를 보이고 있다. 이러한 온도분포에 대한 실험치와 수치해석결과의 차이는 등방성 가정을 사용한 $k-\epsilon$ 난류모델의 결함, 불확실한 입구경계조건, 밀도변화를 가지는 유동장에 일정한 Schmidt수 가정의 적용한계, 그리고 중간생성물을 무시한 일단계 비가역 반응모델을 사용한 난류연소모델의 예측능력의 한계 때문이다.

5. 결 론

본 연구에서 수행한 큰 지름비를 가지는 동축제트 확산화염 연소기내의 등온 및 연소 유동장에 대한 수치해석 결과를 요약하면 다음과 같다.

(1) 큰 지름비를 가지는 동축제트 확산화염 연소기내의 등온유동을 수치해석한 경우 $k-\epsilon$ 난류모델은 큰지름비를 갖는 기하학적 특성 때문에 CO_2 와 공기의 유량비에 따라 나타나는 세 가지 유동구조를 정성적으로 잘 예측하였다.

(2) 공기의 유량이 고정되고 CO_2 의 유량이 증가하는 등온유동의 경우, 후방정체점은 실험치보다 훨씬 과도하게 예측되고 있으나 CO_2 의 유량증가와 는 거의 무관하게 나타나는 실험결과를 그대로 반영하였다. 그리고 CO_2 의 유량증가에 거의 선형적으로 비례하는 전방정체점의 위치와 급격히 감소하는 재순환유동의 강도의 변화를 어느 정도 정확하게 예측하였으나 천이영역을 거쳐 중앙의 연료제트가 지배적인 유동영역으로 갈수록 정량적인 불일치가 커지게됨을 볼 수 있으며 이는 연료제트의 속도척도가 상대적으로 커지면서 연료제트가 공기의 재순환유동을 간헐적으로 뚫고 나가며 나타나는 응집 유동구조에 의한 비정상성 때문으로 사료된다.

(3) CO_2 의 유량이 고정되고 공기의 유량이 증가하는 등온유동의 경우, 전방정체점의 변화에 대한 실험과 수치해석 결과가 정량적인 일치를 보이고 있으나 후방정체점은 실험치⁽⁵⁾에 비해 과대예측되었다. 공기의 평균유입속도가 증가함에 따라 전방정체점의 위치가 입구쪽으로 옮겨가는 경향을 나타내고 있으며 공기의 유량이 증가함에 따라 공기에 의한 재순환영역의 강도와 공기의 최대역류속도가 커지므로 상대적으로 CO_2 제트가 재순환유동장을 관통할 수 있는 거리가 줄어드는 현상을 잘 예측하였다.

(4) $k-\epsilon$ 난류모델과 수정된 eddy-breakup 연소모델을 사용하여 bluff-body 연소기내의 연소유동을 수치해석한 경우 유동장과 온도장으로 표현되는 화염구조를 적절히 예측할 수 없었다. 그리고 난류생성함에 연소에 의한 열팽창효과를 포함시킨 경우 유동장과 온도장이 약간 더 하류쪽으로 팽창되는 영향이 나타났으며 본 연구의 수치결과만을 놓고 볼 때 열팽창효과와 Arrhenius 화학반응률을 고려한 경우가 실험치에 다소 근접한 결과를 나타내었다.

(5) 수치결과와 실험의 불일치는 등방성 가정에 근거를 두는 $k-\epsilon$ 난류모델이 갖는 한계, 중간생성물을 무시한 일단계 비가역반응모델을 사용한 난류연소모델의 한계, 밀도변화를 가지는 유동장에서 일정한 Schmidt수 가정의 적용한계, 그리고 불확실한 입구경계조건에 기인한다.

bluff-body 연소기내의 난류연소유동장에 대한 예측능력을 향상시키기 위해서 추후 연구에서는 더욱 발전된 물리모델인 ASM 난류모델⁽¹³⁾과 RSM 난류모델⁽¹⁴⁾ 그리고 joint PDF 연소모델⁽¹⁵⁾과

coherent flamelet 모델⁽¹⁶⁾ 등을 이용한 수치모델의 개발을 체계적으로 수행할 예정이다.

참고문헌

- (1) Pope, S. B., 1985, "Pdf Methods for Turbulent Reactive Flows," *Pro. Energy Combust. Sci.* Vol. 11, p. 119.
- (2) Peters, N. and Kee, R. J., 1987, "The Computation of Stretched Laminar Methane-Air Diffusion Flames using a Reduced Four-Step Mechanism," *Combust. Flame.* Vol. 68, p. 17.
- (3) Borghi, R., 1988, "Turbulent Combustion Modeling," *Prog. Energy Combust. Sci.* Vol. 14, p. 245.
- (4) Nikjooy, M. and So, R. M. C., 1989, "On the Modelling of Scalar and Mass Transport in Combustor Flows," *Inter. J. for Numer. Methods in Engineering*, Vol. 28, pp. 861~877.
- (5) Lightman, A. J., Richmond, R. D., Magill, P. D., Krishnamurthy, L., Roquemore, W. M., Bradley, R. P., Stutrud, J. S. and Reeves, C. M., 1980, "Velocity Measurements in a Bluff-Body Diffusion Flame," *AIAA-Paper* 80-1544, *15th. Thermal Physics Conference, Snowmass, Colorado*, July 14~16.
- (6) Jones, W. P., 1980, "Models for Turbulent Flows with Variable Density and Combustion," in *W. Kollman(ed.), Prediction Method for Turbulent Flows*, Hemisphere Publishing Co., London, pp. 379~422.
- (7) Magnussen, B. F. and Hjertager, B. H., 1976, "On Mathematical Modeling of Turbulent Combustion With Special Emphasis on Soot Formation and Combustion," *16th Symposium on Combustion*, pp. 719~729.
- (8) Kim, Y. M., Shang, H. M., Chen, C. P. and Wang, T. S., 1994, "Prediction of Confined Swirling Spray-Combusting Flows," *Numerical Heat Transfer*, Vol. 25, pp. 1~20.
- (9) Chakravarthy, S. R. and Osher, S., 1985, "A New Class of High Accuracy TVD Scheme for Hyperbolic Conservation Laws," *AIAA paper* 85-0363, *23th Aerospace Science Meeting*, Reno, Nevada, Jan.
- (10) Sturgess, G. J., Syed, S. A. and McManus, K. R., 1983, "Importance of Inlet Boundary Conditions for Numerical Simulation of Combustor Flows," *AIAA paper* 83-1263, *AIAA/SAE/ASME 19th Joint Propulsion Conference*, Seattle, Washington, June 27-29.
- (11) Reynolds, W. C., 1976, "Computation of Turbulent Flows," *Annual Review of Fluid Dynamics*, Vol. 8, p. 183.
- (12) Johnson, B. V. and Bennett, J. C., 1981, "Velocity and Concentration Characteristics and Their Cross-Correlation for Co-axial Jets in a Confined Sudden Expansion, Part I: Experiments," *Proc. Symp. Fluid Mechanics of Combustion Systems*, Edit. T. Morel, R. P. Lohmann and J. M. Rackley, *ASME Fluids Engineering Conference*, Boulder, Colorado, June 22-23, pp. 145~160.
- (13) Rodi, W. A., 1976, "New Algebraic Relations for Calculating the Reynolds Stresses," *Z. Angew. Math. Mech. (ZAMM)*, Vol. 56, pp. 219~221.
- (14) Launder, B. E., 1989, "Second-moment closure: present . . . and future ?," *Int. J. Heat and Fluid Flow*, Vol. 10. No. 4, pp. 282~300, December.
- (15) Correa, S. M., Gulati, A. and Pope, S. B., 1994, "Raman Measurements and Joint Pdf Modeling of a Nonpremixed Bluff-Body-Stabilized Methane Flame," *25th Symposium on Combustion*, pp. 1167~1173.
- (16) Veynante, D., Lacas, F. and Candel S., 1989, "A New Flamelet Combustion Model Combining Premixed and Non-Premixed Turbulent Flames," *AIAA paper* 83-1263, *27th Aerospace Sciences Meeting*, Reno, Nevada, January 9-12.