

예조건화 압축성 알고리즘을 이용한 층류 분무연소장 해석

The Application of Preconditioning in Laminar Spray Combustion Analysis

황용석*, 윤웅섭 (연세대학교)

Yong-Sok Hwang, Woong-Sup Yoon

In this numerical experiment, the preconditioned compressible Navier-Stokes equation is tested to analyze the laminar spray combustion. Sprayed flow field is formulated by Eulerian-Lagrangian system for the gas and liquid phases each. DSF(Deterministic Separated Flow) model was adopted for the sprays with the vortex model to describe transients of individual droplet heating. Simplified single global reaction model approximates methanol-air reaction with and without disk flame holder. The equation system is discretized by finite difference technique and time integrated by LU-SGS. Due to greatly simplified chemical reaction mechanism and the lack of experimental evidences, most of the efforts were devoted to show the applicability and robustness of preconditioned compressible flow calculation algorithm. Computation results in qualitatively reasonable combustng flow field, hence it is believed that further refinement are required to produce quantitatively accurate solutions.

1. 서론

분무연소시스템은 디젤엔진, 가스터빈, 로켓엔진 등에 광범위하게 사용되며 이러한 다양한 적용성과 그에 따른 효율적인 연소기의 개발을 목적으로 하는 많은 분무연소 해석모델들이 제시되어 왔다. 그러나 분무연소의 모델에서 반드시 다루어져야 할 분사기의 수력학적 분무특성, 난류이상유동장, 액적과 각 상에서의 전달현상, 화학반응들과 같은 복잡한 물리현상들을 결합하여 해석하는 것은 결코 용이한 일이 아니며, 결과적으로 예측모델의 적용을 제한하게 된다.

저 마하수의 비압축성 유동장에서 연소가 이루어 질 경우에는 연소열로 인하여 열역학적 상태의 변화가 발생하고, 결과적으로 유동장은 압축, 비압축성을 모두 가지게 된다. 압축-비압축성 연소유동장의 해석을 위해서는 저마하수에 의한 비압축성과 연소에 의한 압축성을 동시에 취급할 수 있는 수치해석방법이 적용되어야 한다. 이와 같은 물리적 현상을 모사하기 위한 수치기법들은 크게 압축성 알고리즘을 바탕으로 비압축성 유동을 계산하는 방법과 역으로 비압축성 알고리즘을 기반으로 하여 압축성 유동을 계산하는 방법으로 구분된다[1]. 일반적으로 압축성 알고리즘의 비압축성 유동장 해석시 적용되는 예조건화는 연속방정식에 인공적인 시간미분항을 추가하여 타원형-포물선형의 지배방정식을 쌍곡선형-포물선형으로 변경하는 Chorin[2]의 인공압축성 기법에 기초하고 있다. Turkel[3]은 Chorin의 방법을 확장하여 연속방정식, 운동량 방정식에 인공적인 시간미분항을 추가하는 2 파라메타 예조건화를 제시하였다. Merkle 등[4]은 Turkel의 예조건화행렬을 점성-압축성 유동으로 확장하였으며, 점성에 대한 시간길이를 정의하기 위해, CFL수와 Von Neumann수를 동일하게 하는 스케일링 기법을 이용하여, 모든 마하수와 모든 레이놀즈 수에 대해 동일한 수렴특성을 얻도록 하였다. Chen과 Shuen[5]은 Merkle 등과 근사한 형태의 예조건화 행렬을 사용하였으며, 운동량방정식의 압력을 게이지압력으로 분리하여

종속변수로 사용하였다. 비압축성 알고리즘을 바탕으로 하는 방법으로는 Partankar[6]에 의한 방법을 들 수 있는데 여기서는 정상상태 비압축성 방정식에 연속방정식을 압력에 대한 압축성 구속방정식으로 추가하는 방법을 사용하였다.

일반적으로 분무 모델은 액상과 기상의 동력학적, 열역학적 평형을 가정하는 LHF(Locally Homogeneous Flow) 모델과 이상간의 전달효과를 포함하는 SF(Seperated Flow) 모델로 구분된다. Thring과 Newby[7]는 최초로 두가지 상 사이의 미끄러짐을 무시하고, 지협적으로 두 상이 균일하다고 가정하는 LHF 모델을 제시하였고, Williams[8]는 통계적인 방법을 사용하여 이 모델에 난류현상을 포함하였다. Shuen[9] 등에 의하면 이 모델은 액적의 퍼짐(dispersion)을 과대하게 예측하는 문제가 있는 것으로 보고되었으며, 액적의 크기가 작을 경우에 비교적 정확한 결과를 내는 것으로 알려져 있다. 대부분의 SF 모델은 PSIC(particle-source-in-cell)모델과 DDM(discrete droplet) 모델로 구분되고, 분무는 연속된 함수로 표현되지 않으며, 표본된 액적군에 대한 Lagrangian 형태의 운동, 에너지 및 질량 보존 방정식으로 추적된다. Westbrook [10,11], Crowe[12], Whitelaw[13], Ioannides와 Gosman[14]등은 DDM모델중 난류의 영향을 특별히 고려하지 않고 액적이 기체의 평균적인 운동과 상호 작용을 한다고 가정하는 DSF(Deterministic Separated Flow) 모델을 사용하였다. 이 모델에서는 난류가 지배적인 유동에서 액적의 퍼짐을 과소 예측하는 문제점이 있는 것으로 보고되었다[9]. Dukowicz[15] 와 Gosman과 Ioannides[16] 등은 난류를 액적이 비행하는 근처의 기체 유동에서 임의로 샘플링하여 액적의 방정식을 풀때 고려하는 SSF(stochastic separated flow mode) 모델을 연구하였다. 이 모델은 난류 유동에서 적절한 값을 예측하는 것으로 알려져 있다.

액적내부와 표면에서의 열전이 현상을 설명하는 가장 간단한 모델은 액적의 내부온도가 완전히 동일하다고 가정하는 무한 전도계수 모델(infinite conductivity model)이며, 이 모델은 액적이 가열되는 초기에 부정확한 결과를 보인다. 이에 대한 액적내부에서의 열전이를 모사하는 모델로 Law와 Sirignano[17]에 의해 제안된 유한 전도 모델(conduction limit model)을 들 수 있다. 액적의 크기가 크거나 액적과 유동의 상대 속도가 클 경우 ($Re_d > 100$) 액적내부의 유동이 중요해 지는데, 이 현상까지 포함하는 모델로서 Sirignano[18,19] 등에 의해 제안된 와류 (vortex)모델이 대표적이다. 이 모델에서는 액적내부의 유동을 Hill's Vortex로 모사하였다.

본 연구에서는 예조건화, 압력분리방법을 사용하는, 압축성 알고리즘을 바탕으로 분무연소유동장을 계산하였다. 수치기법으로는 다중블럭 유한차분법을 사용하였으며 시간에 대한 적분은 LU-SGS 기법이 적용되었다. 또한 분무의 모델링을 위해서는 층류 분무연소장 해석에 적합한 DSF 모델을 사용하였으며, 액적의 기화를 위해서는 Sirignano와 Tong[18]의 와류 모델을 사용하였다. 연소 반응식은 Westbrook과 Dryer[20]에 의해 제안된 탄화수소의 간략화된 단일 광역 반응 모델을 사용하였다. 층류 분무 연소장의 해석을 위해 G. Chen 과 Gomez[21]에 의해 행해진 층류 분무 확산 화염과 K.H. Chen과 Sheun[22]에 의해 수치적으로 해석된 보염기를 장착한 연소실에서의 메탄을 분무 연소 화염에 대한 정성적인 해석을 수행하였다.

2. 지배 방정식

2.1 기상 지배 방정식

일반화된 비직교 좌표계에서 표현된 강한 보존형의 2차원 Navier -Stokes 방정식은 식 (1)과 같다.

$$-\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \xi} (\mathbf{E} - \mathbf{E}_v) + \frac{\partial}{\partial \eta} (\mathbf{F} - \mathbf{F}_v) = \mathbf{H} + \mathbf{H}_c + \mathbf{H}_1 \quad (1)$$

ξ, η 는 계산을 위한 수직 좌표계이다. \hat{Q} 는 일반화된 비직교 좌표계로 변환된 유동변수 벡터, \hat{E}, \hat{F} 와 \hat{E}_v, \hat{F}_v 는 각각 2차원 비점성 및 점성유속벡터들이며, \hat{H} 는 축대칭 좌표계를 사용하는 경우에 대한 발생항, \hat{H}_c 는 연소에 의한 발생항, \hat{H}_1 은 분무에 의한 발생항이다[1,5,22].

본 연구에서는 압축성 지배방정식에 나타나는 낮은 마하수에서 고유치의 stiffness를 피하기 위해 예조건방법(preconditioning method)을 사용한다. 예조건방법은 지배방정식의 시간 미분항에 인공적인 예조건행렬을 곱하여 수식의 고유치들이 크기면에서 같은 정도의 차수가 되도록 하는 방법이다. 이 방법은 예조건에 의한 수식의 변화가 적어서 간단하게 적용할 수 있으며, 정확성과 수렴성이 양호하다. 시간미분항에 곱해지는 예조건행렬의 형태에 따라 여러 가지의 예가 있으나, 본 연구에서는 K.H.Chen[5]등에 의해 제시된 예조건행렬을 이용하였다.

압축성 방정식의 낮은 마하수에서의 압력항의 singularity를 완화하기 위해 압력을 기준 압력과 게이지압력으로 구분하는 압력분리(pressure decomposition)기법을 사용하였다.

식(1)의 지배방정식에 대해 예조건화를 위한 인공적인 시간항 τ 를 도입하여 지배방정식에 적용하고, 연속방정식과 운동량방정식의 압력항을 게이지압력으로 변환하면 식(1)은 식(2)과 같이 된다.

$$\Gamma \frac{\partial \hat{Q}}{\partial \tau} + \frac{\partial \hat{Q}}{\partial t} + \frac{\partial (\hat{E} - \hat{E}_v)}{\partial \xi} + \frac{\partial (\hat{F} - \hat{F}_v)}{\partial \eta} = \hat{H} + \hat{H}_c + \hat{H}_1 \quad (2)$$

여기서 원시변수벡터 \hat{Q} 는 $(p_g, u, v, h, Y_1, \dots, Y_{N-1})^T$ 이고, 예조건행렬 Γ 는 다음과 같이 정의된다.

$$\Gamma = \begin{bmatrix} \frac{1}{\beta} & 0 & 0 & 0 & \dots & \dots & 0 \\ \frac{u}{\beta} & \rho & 0 & 0 & \dots & \dots & 0 \\ \frac{v}{\beta} & 0 & \rho & 0 & \dots & \dots & 0 \\ \frac{H}{\beta} - 1 & \rho u & \rho v & \rho & \dots & \dots & 0 \\ \frac{Y_1}{\beta} & 0 & 0 & 0 & \rho & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \frac{Y_{N-1}}{\beta} & 0 & 0 & 0 & 0 & \dots & \rho \end{bmatrix}$$

변경된 지배방정식의 ξ 방향 고유치는 $\Gamma^{-1}A$ 로 부터 유도된다. 여기서 A 는 ξ 방향의 비점성 유속벡터 Jacobian $\partial \hat{E} / \partial \hat{Q}$ 이다. 예조건화 계수 β 의 값은 $u^2 + v^2$ 로 정의되며 이와 같이 정의함으로써 모든 고유치들은 동일한 차수를 유지하게 된다. [5]

2.2 액상 지배 방정식

Lagrangian 좌표계를 사용하여 액적의 운동과 가열율, 기화율등을 계산한다. 본 연구에서는 액적이 많지 않은 곳에서 유효한 희박 분무 가정을 사용하였다. 따라서 액적의 농후 분무의 경우에 중요한 영향을 미치는 액적의 분리와 결합현상은 고려하지 않았다.

액적의 속도 및 위치변화는 식 (3), (4)과 같이 표현된다.

$$\frac{dx_{p,i}}{dt} = u_{p,i} \quad (3)$$

$$\frac{du_{p,i}}{dt} = \frac{3}{16} \frac{C_D \mu_g Re_p}{\rho_p r_p^2} (u_{g,i} - u_{p,i}) \quad (4)$$

여기서, $u_{p,i}$, $u_{g,i}$ 는 각각 액상 및 기상의 속도이며 $i=1$ 은 축방향의, $i=2$ 는 반경방향의 성분에 대응한다. 또한 Re_p 는 액적의 Reynolds 수, C_D 는 항력계수이며 μ_g , ρ_p , r_p 는 각각 기상의 점성도, 액적의 밀도 및 반지름을 나타낸다[23,24].

단일액적에서의 열 및 질량전달은 Faeth[25]등에 의한 다음의 관계식을 사용하였다.

$$\frac{\dot{m}_p r_p}{\rho D_f} = N_s \ln(1+B) \quad (5)$$

$$\frac{hr_p}{k} = \frac{N_p \ln(1+B) \frac{1}{Le}}{\left[(1+B) \frac{1}{Le} - 1 \right]} \quad (6)$$

위 식에서 h 는 열전달계수, D_f 는 질량 확산계수, B 는 전달수이고, Le 는 Lewis 수, 또한 N_s , N_p 는 대류를 고려한 수정 계수로서 Faeth와 Lazar[26]에 의해 제시된 값을 사용하였다. 액적 표면에서 연료 증기의 질량 분율은 연료 증기의 몰 분율을 이용하여 구하며, 몰분율은 그 값이 전체 압력과 분압의 비와 같다는 Raoult의 법칙을 이용하여 구한다. 액적 표면에서 연료 증기의 분압은 Wagner[27]의 실험적인 관계식을 사용하였다.

액적 내부 액체의 운동은 표면 근처에 있는 얇은 경계층과 대칭축 근처에 있는 비점성 후류로 이루어진 Hill's vortex로 구성된다[19]. 유동과 유사하게 열적인 면에 있어서도 표면 근처에 얇은 열 경계층이 존재하며 유동과 일치하는 지역에서 열 핵(thermal core)이 존재한다. Sirignano와 Tong[18]은 열 핵의 핵이 표면까지 확장된다는 가정을 사용하여 열 경계층을 무시하고 계산을 하였으며, 만족할만한 정확도를 갖는 것을 확인하였다. 따라서 액적 내부에서는 닫혀진 유선에 수직한 방향으로만 열이 전달되며, 유선에 수직한 좌표계만이 열핵에서의 에너지 방정식을 묘사하는데 사용된다.[19]

와류의 핵에서 값이 0이고, 표면에서 값이 1인 무차원 유선함수(stream function)를 ϕ 라 하면, 온도는 ϕ 만의 함수가 되며 시간에 따른 액적 내부의 온도변화는 식 (7)과 같이 표현된다[18].

$$\frac{\partial T_p}{\partial \tau_p} = \phi \frac{\partial^2 T_p}{\partial \phi^2} + [1 + C(\tau)\phi] \frac{\partial T_p}{\partial \phi} \quad (7)$$

여기서, T_p 는 액적의 온도, τ_p 는 무차원 시간항, $C(\tau)$ 는 액적의 증발율을 설명해 주는 함수이다.

3. 수치해법

정상상태를 가정하여 유한차분법으로 식(2)을 차분화 하였다. 인공적인 시간항에 대해서는 후방차분을 적용하였고, 공간항에 대해서는 중앙차분을 적용하였다. Pseudo time에 대한 시간적분은 LU-SGS기법을 이용하였다.

$$\left[\Gamma - \Delta \tau D - \Delta \tau \left(\frac{\partial A}{\partial \xi} - \frac{\partial}{\partial \xi} R_{\xi\xi} \frac{\partial}{\partial \xi} \right) + \left(\frac{\partial B}{\partial \eta} - \frac{\partial}{\partial \eta} R_{\eta\eta} \frac{\partial}{\partial \eta} \right) \right]^p \Delta \hat{Q} = -\Delta \tau (R)^p \quad (8)$$

여기서 D는 생성항 Jacobian, T는 시간항 Jacobian, R_{eff} , R_{eff} 는 점성항 Jacobian이다.[1]

액적의 운동 및 궤적에 대한 상미분 방정식 (3),(4)은 2차 Runge Kutta 방법을 이용하여 계산하였다. 이 방정식들은 정해진 반복 횟수마다 그때의 유동에 대한 값을 이용하여 적분함으로써 계산된다. 액적의 열천이를 설명하기 위한 (7) 식은 시간에 대한 후방 차분과 공간에 대한 중심차분법을 사용하여 내재적인 방법으로 계산하였다.

4. 적용예

4.1. 층류 분무 화염

G. Chen과 Gomez[21]는 일반적인 중력하에서 정전기력을 이용해 monodisperse의 성격을 가진 분무에 대해 실험하였으며, 이를 이용해 층류 분무화염을 만들었다. 이 실험을 수치적으로 모사하기 위해 그림 1의 격자를 사용하였다. 화염이 축대칭이라 가정할 수 있으므로 축대칭 좌표계를 사용하였으며, 축을 향해 격자를 집중하였다. 액적은 입구 근처 중심축의 바로 위에서 분사되며, 하류($x=2.2$ mm)에 있는 점화기에 의해 점화된다. 입구에서 공기의 속도는 0.04 m/sec이며, 입구 온도는 300 K이다. 유동의 Reynolds 수는 500이다. 이들의 실험에서는 헵탄을 연료로 사용하였으나, 중탄화수소에 대한 반응 모델의 부족으로 인해 경탄화수소인 메탄올을 사용하여 정성적인 비교를 하였다. Westbrook과 Dryer[20]에 의해 제안된 탄화수소의 간략화된 단일 광역 반응 모델을 사용하여 5개의 화학종(CH_3OH , O_2 , N_2 , CO_2 , H_2O)에 대한 화학반응을 가정하였다. 액적의 초기 분사 속도는 5 m/sec이며, 온도는 300 K이다. 유량 2.55×10^{-7} kg/s의 연료는 초기에 반지름 25 μm 의 크기로 액적화되는 것으로 근사하였다..

그림 2는 온도에 대한 Contour로 화염의 전반적인 형상을 보여준다. 그림 3은 축방향의 네 지점에서 반지름 방향의 온도 변화를 도시하고 있다. 분사구에 가까울수록 산화화염에서 일반적인 원추 곡선 형태가 뚜렷하게 나타나는 것을 관찰할 수 있다. 즉, 화염면에서 온도가 최대가 되고, 온도의 정점은 하류쪽으로 갈수록 중심축으로 모이게 되며 결국은 중심축으로부터 반경방향으로 멀어질수록 단조감소하는 형상을 나타내게 된다. 그림 4는 중심축에서 온도 분포를 보여주는 것으로, 화염의 가장 아래쪽에 반응이 활발히 발생하여 일종의 보염기 역할을 하는 온도가 높은 지역이 존재하는 것을 확인할 수 있으며, 이보다 하류에 온도가 급격히 떨어지는 냉핵이 발생하는 것을 볼 수 있다. 이후의 영역에서는 중심축으로 수렴하는 화염에 의해 온도가 상승하며, 뜨거운 연소가스의 후류로 온도가 감소하는 영역이 이어지는 것을 관찰할 수 있다.

그림 5는 $x=10.27$ mm인 축방향 위치에서 각 화학종의 질량 분율을 보이고 있다. 냉핵이 생기는 위치에서 연료의 질량 분율이 높고, 화염면으로 갈수록 산화제와 연료의 질량 분율이 낮아지며 생성물의 질량 분율이 높아지는 전형적인 결과를 보여주고 있다. 화염의 위치는 축방향 온도 분포에서 최대 온도값을 갖는 지점이 된다. 이 화염은 산화제가 냉핵으로 침투하는 것을 막아 냉핵을 유지시키는 역할을 한다. [21]

그림 6은 중심축을 따라 하류로 진행되는 액적의 반지름 변화를 보여주고 있다. 실험 [21]에 의하면 냉핵과 같은 집단적인 액적의 기화현상이 발생하나, 단일 액적에 있어서는 D^2 법칙을 따라 기화하고 있음을 보여주고 있다. 계산 결과도 실험과 동일한 경향을 보이고 있는 것을 관찰할 수 있다.

4.2. 보염기를 장착한 원통형 연소실에서의 분무 연소 해석

좀 더 복잡한 형상의 해석을 위해, 원판형 보염기를 장착한 연소실의 내부 연소장을 계산하였다. 보염기는 입구로부터 연소실 반지름의 1.2배 되는 곳에 위치해 있으며, 보염기

의 반지름은 연소실 반경의 1/3이다. 입구의 공기 유동 속도는 0.5 m/sec이고, 입구 온도는 600K이다. 유동의 Reynolds 수는 190이다. 격자는 그림 1과 같이 81×46을 사용하였으며, 보염기 근처에 집중하였다. 반응물과 화학 반응 모델은 4.1의 층류 분무 화염에서와 동일하다. 액적의 초기 분사 속도는 2 m/sec이며, 온도는 290 K이고, 액체 연료는 액적 반지름 20 μm 에서 100 μm 의 크기로 초기화 되었다. 연료 분사량은 4.95×10^{-7} kg/s이다. 연료는 보염기 하류에서 유동이 안정화 된 후에 분사된다. 점화기는 분사기의 하류 ($x=12.23$ mm)에 위치하여 초기에 연소 활성화 에너지를 공급한다. [22]

그림 8,9,10 은 각각 온도, 연료의 질량분율, CO₂의 질량분율 분포이다. 연소를 포함하지 않은 유동장과 연소 유동장을 그림 11에 비교 도시하였다. 연소가 배제된 순수 유동장의 경우, 보염기 뒤쪽에서 커다란 재순환 영역이 발생하는 것을 관찰할 수 있다. 그러나 연소가 일어나는 경우에는 화학 반응에 의한 기체의 팽창으로 인하여 재순환 영역이 현저하게 감소하며, 그림 15에서와 같이 보염기의 위쪽에서 유동의 재부착이 일어나는 것을 볼 수 있다. 또한, 보염기의 아래쪽에 생긴 재순환 영역으로 인하여 이 영역에서 산화제와 연료의 혼합이 촉진되므로 동일한 반경방향 범위의 하류 지역에 비해 반응이 활발해 진다. 이로 인하여 이 영역에서의 온도가 높아지며, 화염을 안정화시키는 것을 관찰할 수 있다. 보염기가 장착된 경우에도 그림 12, 그림 13에서와 같이 화염의 형상은 전형적인 확산 화염의 형태를 보이고 있다. 화염의 안쪽에서는 4.1에서와 같이 연료의 질량 분율이 높고 온도가 화염면에 비해서 낮은 냉핵이 발생하며, 이 지역에서 기화된 연료의 증기가 화염면쪽으로 확산되어 가는 것을 관찰할 수 있다. 또한 산화제도 화염면 쪽으로 확산되며, 화염면에서는 두 반응물이 거의 소모되는 것을 볼 수 있다.

그림 14은 중심축을 따른 온도의 분포를 보여준다. 보염기에 가까운 영역은 재순환에 의한 혼합으로 온도가 상승되었다가 냉핵 부분에서 급격히 온도가 떨어진 후, 다시 중심축으로 수렴하는 화염에 의해 온도가 높아지며, 후류에서는 다시 온도가 떨어지는 것을 관찰할 수 있다.

5. 결론

본 연구에서는 저마하수에서 일어나는 분무 연소 현상을 수치적으로 해석하였다. 비압축성 유동장에서 연소에 의해 발생하는 압축성을 포함하는 알고리즘을 사용하였으며, 이때 생기는 고유치의 stiffness를 해결하기 위해 예조건화를 사용하였고, 압력항의 singularity를 줄이기 위해 압력 분리 기법을 사용하였다. 수치 해법으로는 LU-SGS방법을 적용하여 시간에 대한 적분을 수행하였다.

분무 현상에 대해서는 DSF 모델을 적용하여 2차 Runge-Kutta 방법을 사용하여 수치 계산을 하였다. 액적의 열 천이를 모사하기 위해 와류 모델을 적용하였으며, 시간에 대한 후방차분과 공간에 대한 중심 차분을 이용한 내재적 방법을 사용하여 수치 계산 하였다.

메탄올과 공기를 사용하는 층류 분무 화염에 대한 해석을 수행하여 냉핵을 가지는 전형적인 확산화염의 형태를 모사할 수 있었고, 보염기가 장착된 연소실에서 분무 연소 해석을 수행하여 보염기가 연소 촉진과 화염 안정화에 기여함을 확인하였다.

6. 참고 문헌

1. 고현, 강신재, 윤용섭, "예조건화를 이용한 모든 마하수 유동장 계산," 한국항공우주학회 춘계학술발표회 논문집, 1998
2. A.J. Chorin, "A Numerical Method for solving Incompressible Viscous Flow Problem," J. of Comp. Phys., 2, 12, 1967
3. Eli. Turkle, "Preconditioned Methods for Solving the Incompressible and Low speed

- Compressible Equations," J. of Comp. Phys. 72, pp.277-298, 1987
4. Y.H. Choi and C.L. Merkle, "The Application of Preconditioning in Viscous Flows," J. of Comp. Phys., 105, 207, 1993
 5. J.S. Shuen, K.H. Chen and Y. Choi, "A Coupled Implicit Method for Chemical Non-equilibrium Flows at All Speeds," J. of Comp. Phys., 106, No. 2, 306, 1993.
 6. K.C. Karki, and S.V. Partankar, AIAA. J. 27, 9, 1989
 7. M.W. Thring and M.P. Newby, "Combustion Length of Enclosed Turbulent Jet Flames," 4th Symposium (International) on Combustion, pp.789-796, The Combustion Institute, Pittsburgh, 1953
 8. F.A. Williams, *Combustion Theory*, Addison-Wesley, 1985
 9. J.S. Shuen, L.D. Chen, and G.M. Feath, "Predictions of the Structure of Turbulent Particle-Laden Round Jets." AIAA J., Vol.21, No.11, pp. 1483-1484, 1983
 10. C.K. Westbrook, 16th Symposium (International) on Combustion
 11. L.C. Haselman and C.K. Westbrook, SAE paper 780138, 1978
 12. C.T. Crowe, Proc. 11th JANNAF Symposium, 1974
 13. Y. El. Bahawy, and J.H. Whitelaw, AIAA paper 79-7020, 1979
 14. A.D. Gosman, E. Ioannides, D.A. Lever, and K.A. Cliffe, "A Comparison and Discrete Droplet Finite-Difference Models Used in the Calculation of Spray Combustion in Swirling Turbulent Flows," AERE Harwell Report TP 865.
 15. J.K. Dukowicz, Journal Comp. Phys., Vol. 35, pp. 229-253
 16. A.D. Gosman and E. Ioannides, "Aspects of Computer Simulation of Liquid-Fuelled Combustors," AIAA 19th Aerospace Sciences Meeting, 1981
 17. C.K. Law and W.A. Sirignano, "Unsteady Droplet Combustion with Droplet Heating-II : Conduction Limit," Combustion and flame, Vol. 28, pp.175-186, 1977
 18. A.Y. Tong and W.A. Sirignano, "Analytical Solution for Diffusion and Circulation In a Vaporizing Droplet," 19th Symposium(International) on Combustion, The Combustion Institute, pp. 1007-1020, 1982
 19. S. Prakash and W.A. Sirignano, "Liquid Fuel Droplet Heating With Internal Circulation," International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol.21, pp.885-895, 1978
 20. K. Charles Westbrook and L. Dryer Frederick, "Simplified Reaction Mechanisms for the Oxidation of Hydrocarbon Fuels in Flames," Combustion Science and Technology, Vol.27, pp.31-43, 1981
 21. G. Chen and A. Gomez, "Structure of a Coflow Laminar Spray Diffusion Flame," Recent Advances in Spray Combustion: Spray Combustion Measurements and Model Simulation Vol. 2, Progress in Astronautics and Aeronautics Vol.171, pp.187-199, 1996
 22. Kuo-Huey Chen and Jian-Shun Shuen, "Three-Dimensional Coupled Implicit Methods for Spray Combustion Flows at All Speeds," AIAA 94-3047, 1994
 23. A. Putnam, ARS J., Vol.31, p.1467, 1961
 24. K.K. Kuo, *Principles of Combustion*, John Wiley & Sons, 1986
 25. G.M. Feath, "Evaporation and Combustion of Sprays," Prog. Energy Combust, Sci, Vol. 9, pp.1-76, 1983
 26. G.M. Feath and R.S. Lazar, R.S.AIAA J. 9, 2165, 1975
 27. R.C. Reid, J.M. Prausnitz, and B.E. Poling, *The Properties of Gases and Liquids*, fourth Ed, McGraw-Hill Publishing Co., N.Y., 1988

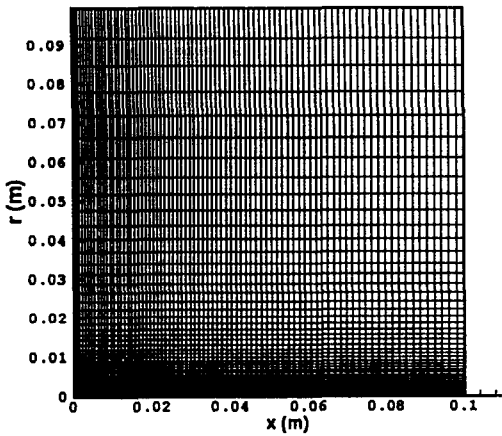


그림 1. 층류 분무 화염의 계산 격자 (81×51)

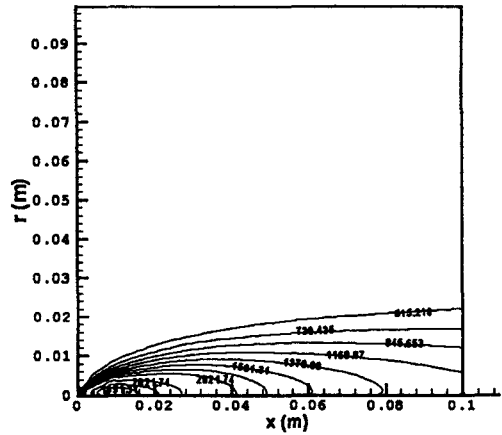


그림 2. 층류 분무 화염의 온도 Contour

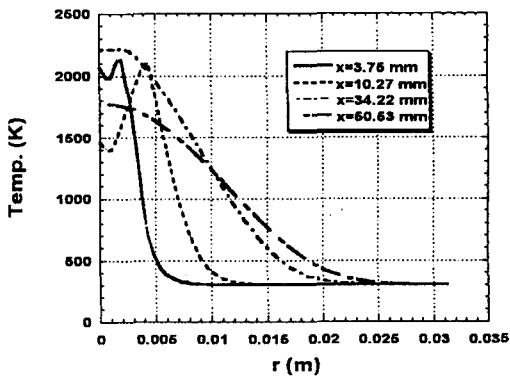


그림 3. 연소실 단면에서의 반경방향 온도 변화

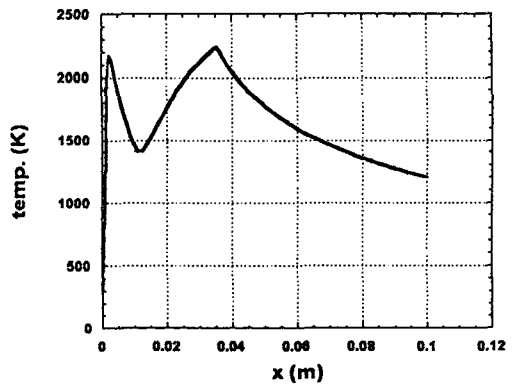


그림 4. 중심축을 따른 온도 변화

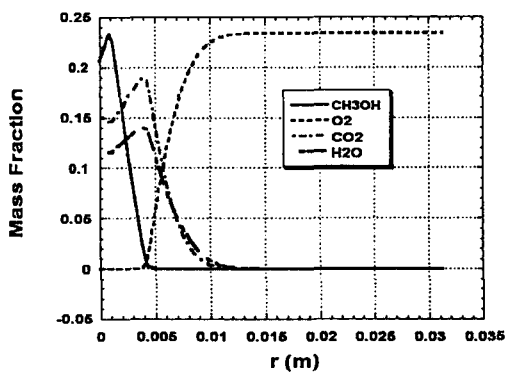


그림 5. 반경방향 화학종의 질량 분율 (x=10.27 mm)

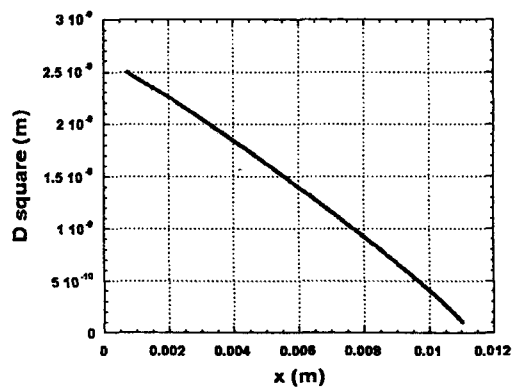


그림 6. 중심축을 따른 액적 지름의 변화

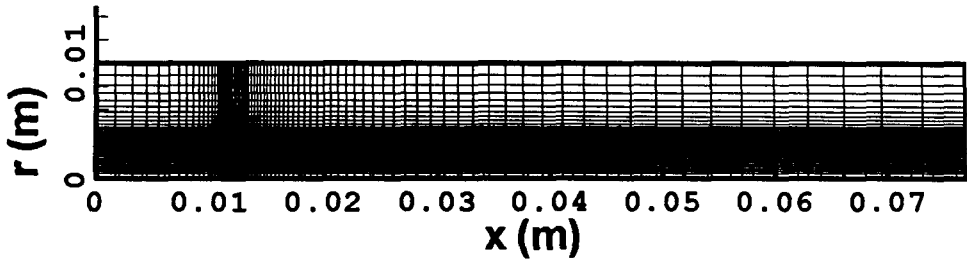


그림 7. 원통형 연소실의 계산 격자 (81×46)

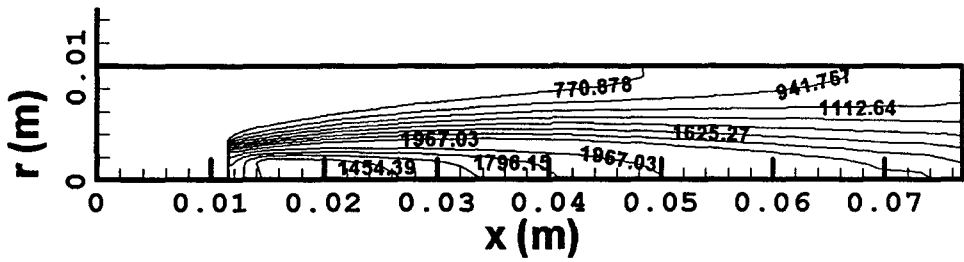


그림 8. 원통형 연소실의 온도 Contour

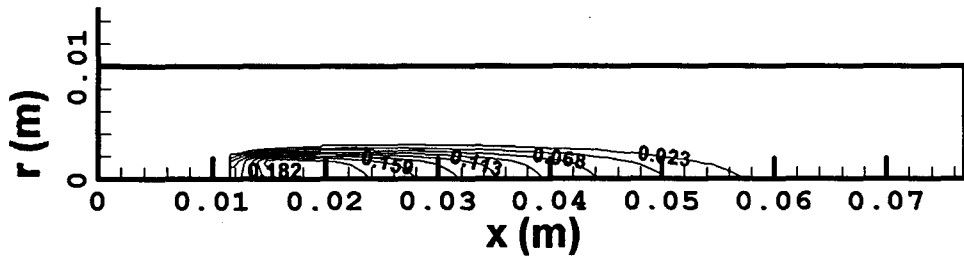


그림 9. 원통형 연소실의 연료 질량 분율 Contour

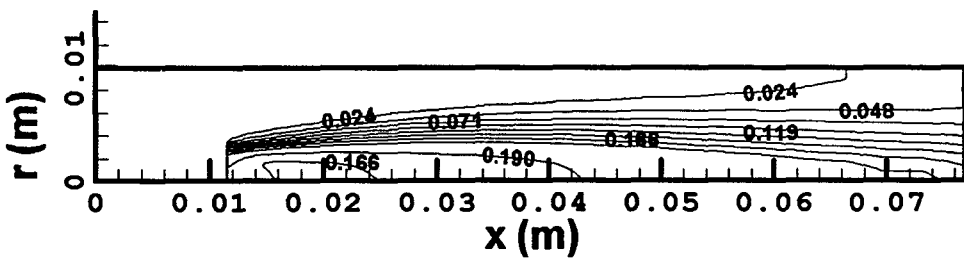


그림 10. 원통형 연소실의 CO₂ Contour

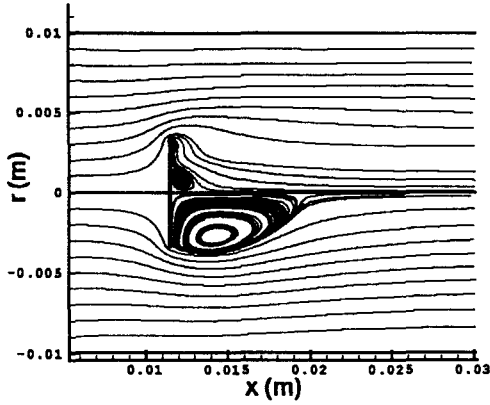


그림 11. 연소에 의한 재순환 영역의 변화
(상:연소가 있는 경우, 하:연소가 없는 경우)

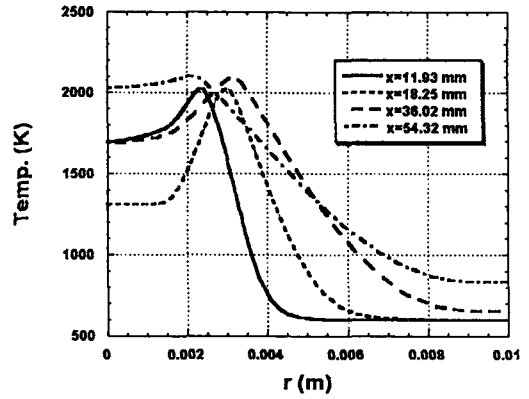


그림 12. 축방향 단면에서 온도 변화

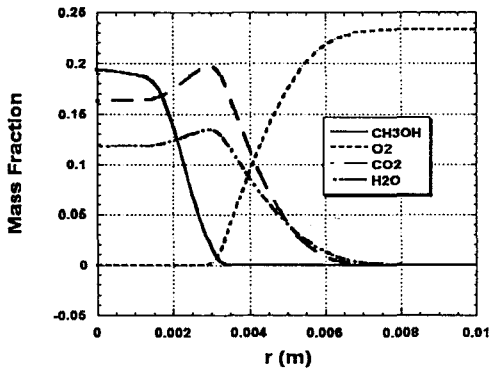


그림 13. $x=21.2$ mm 단면에서 각 화학종의 질량분률 변화

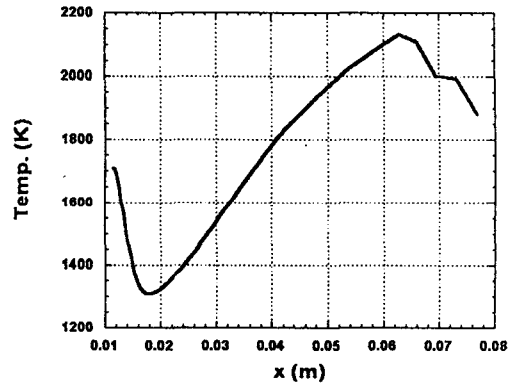


그림 14. 중심축을 따른 온도 변화

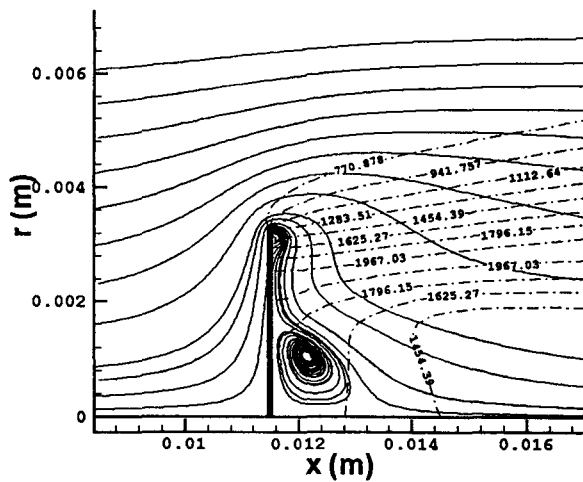


그림 15. 보염기 뒷면에서의 유선과 온도 분포