



저작자표시-동일조건변경허락 2.0 대한민국

이용자는 아래의 조건을 따르는 경우에 한하여 자유롭게

- 이 저작물을 복제, 배포, 전송, 전시, 공연 및 방송할 수 있습니다.
- 이차적 저작물을 작성할 수 있습니다.
- 이 저작물을 영리 목적으로 이용할 수 있습니다.

다음과 같은 조건을 따라야 합니다:



저작자표시. 귀하는 원저작자를 표시하여야 합니다.



동일조건변경허락. 귀하가 이 저작물을 개작, 변형 또는 가공했을 경우에는, 이 저작물과 동일한 이용허락조건하에서만 배포할 수 있습니다.

- 귀하는, 이 저작물의 재이용이나 배포의 경우, 이 저작물에 적용된 이용허락조건을 명확하게 나타내어야 합니다.
- 저작권자로부터 별도의 허가를 받으면 이러한 조건들은 적용되지 않습니다.

저작권법에 따른 이용자의 권리는 위의 내용에 의하여 영향을 받지 않습니다.

이것은 [이용허락규약\(Legal Code\)](#)을 이해하기 쉽게 요약한 것입니다.

[Disclaimer](#)

공 학 석 사 학 위 논 문

메탄-공기 예혼합화염의
전파거동에 관한 수치모사



부 경 대 학 교 대 학 원

기 계 공 학 과

최 현 아

공학석사학위논문

메탄-공기 예혼합화염의
전파거동에 관한 수치모사

지도교수 김정수

이 논문을 공학석사 학위논문으로 제출함.

2015년 2월

부경대학교 대학원

기계공학과

최현아

최현아의 공학석사 학위논문을 인준함.

2015년 2월 27일



주 심 공학박사 배 대 석



위 원 공학박사 권 오 봉



위 원 공학박사 김 정 수



목 차

Abstract

Nomenclature

제 1 장 서 론	1
1.1 연구배경	1
1.2 연구목적	3
제 2 장 수치해석기법	5
2.1 수치해석기법	5
2.2 해석기법의 검증	14
제 3 장 메탄-공기 예혼합화염의 전파거동 해석	16
3.1 화염구조 분석	16
3.2 화염전파거동 해석	19
제 4 장 결 론	24
참고문헌	26

Computational Simulation for the Propagation Behavior of CH₄-Air Premixed Flame

Hyun Ah Choi

Department of Mechanical Engineering, Graduate School

Pukyong National University

Abstract

A various study on premixed combustion is under way to make effectively a designing and operation on combustion machinery. This paper includes contents of numerical analytic study on various flame structure occurring in premixed combustion on closed tube. A numerical method for the analysis of CH₄-Air premixed flame is presented with the scrutiny into the flame structure and propagation behavior. The continuity, momentum, energy and mass fraction equation with standard k- ϵ turbulence model were solved utilizing ANSYS-Fluent solver. And also G-equation model is employed for

analysing properties in premixed combustion. This model was chosen because it is famous for premixed flame-front tracking model and having high accuracy about that. To verify the validity of numerical simulation method on premixed combustion applied on this paper, numerical results were compared with experimental data. As a numerical results, it is confirmed that flame structure changes in the order of hemispherical flame, flat flame, and tulip flame. In addition, the detailed analysis on each flame structure is conducted using vectors and contours. And also, it is confirmed that the velocity of flame propagation is changed depending on the flame structure. Just after ignition, the flame velocity increases dramatically. During hemispherical flame, it shows the uniform speed. But in the transient zone which is flame structure changes from hemispherical flame to tulip flame, the flame propagation speed decreases rapidly. After forming a tulip flame perfectly, the flame velocity maintain a uniform speed generally. It is considered that these phenomenon shows up because various affects such as reverse flow, vortex, and turbulence flow and so on. And also, the detailed investigation about flame thickness on each flame structure is conducted too.

Nomenclature

Roman Characters



D	Diffusivity
F	body force
G	generation term
g	acceleration of gravity
h	enthalpy
J	diffusion flux
p	pressure
R	net rate of production
S	source term
u	velocity
Y	mass fraction

Greek Characters

α	heat transfer coefficient
ν	fluid velocity vector
σ	turbulent Prandtl number

Subscript

<i>b</i>	buoyancy
<i>c</i>	chemical
<i>eq</i>	equilibrium
<i>M</i>	fluctuating dilatation
<i>m</i>	mixture
<i>t</i>	turbulent



제 1 장 서 론

1.1 연구 배경

예혼합연소(premixed combustion)는 기체연료 연소방식의 하나로서 기체연료와 공기가 연소장치에 주입되기 전에 직접적으로 섞여있는 연소 형태를 말하며, 여기서 발생하는 예혼합화염(premixed flame)은 기체연료가 화염선단(flame front)에 도달하기 전에 산소와 미리 혼합되어 있는 상태에서 발생하는 화염을 의미한다. 예혼합화염의 연소반응은 미연소(unburned) 반응물과 기연소(burned) 생성물이 분리된 연소영역 안에서 발생한다[1].

난류예혼합(turbulent premixed) 및 부분예혼합(partial premixed)을 포함하는 다양한 예혼합화염은 가스터빈, 연소로, 내연기관 등과 같은 다양한 연소 장치에 응용되어지고 있으며, 이와 같은 연소 기계의 설계와 운용을 보다 효과적으로 하기위해 예혼합화염에 관하여 실험적, 이론적 그리고 해석적으로 다양한 연구가 이루어지고 있는 실정이다[2].

이러한 예혼합화염들 중 관내 예혼합화염은 1800년대 후반에 처음으로 소개되었고 그 이후로 수많은 연구자들에 의해 관련연구가 진행되어 왔다. 이러한 예혼합화염에서는 연소반응의 발열로 인한 열팽창, 부력, 열확산 등의 효과가 나타나는 것으로 알려져 있다[3-5]. 밀폐된 관에서의 화염전파는 다양한 형상(curved, flat, cusped, or cellular fronts)을

보이며, 이 화염형상들은 불변하는 것이 아닌 시간에 따라 그 형상이 변화한다[6]. 그러나 속도변화, 재순환류(recirculating flow), Darrieus-Landau 불안정성, 확산적·열적 불안정성, 음파 등 다양한 현상들이 공존하는 mechanisms에 기인하는 화염선단의 변화 때문에 이러한 형상변화가 발생하는 근원을 결정하는 것은 매우 어려운 문제이다 [7]. 그리고 이러한 이유 때문에 밀폐된 관에서의 화염은 자유롭게 전파하는 화염에 비해 복잡한 주제라고 알려져 있다. 밀폐된 관에서 예혼합 화염이 전파되는 과정에 대해서 다룬 실험적 연구에서는 여러 중요현상들을 밝혀내 왔다. 화염의 동특성(flame dynamics)은 화염 불안정성, 경계층, 음파 등을 포함한 다양한 현상에 의해서 영향을 받으며, 일반적으로 유체역학적 불안정성 때문에 화염은 안정적인 평면(planar)화염을 유지하기보다는 굽은(curved) 화염면의 형태로 전파된다. 흥미로운 현상 중 하나는 상대적으로 긴 관에서 나타나는데, 화염의 불안정한 움직임에 의거하여 화염선단에서 역전(inversion)현상이 발생하고 그 이후 미연소(unburned) 혼합물 방향을 향해서 다시 블록한 형상을 띠게 되는 것이다[8]. 또 다른 현상은 흔히 알려진 튜립화염(tulip flame)이다. 밀폐 관에서의 예혼합화염 전파과정은 화염형상이 자발적으로 역전(inversion) 현상을 보이는 것을 발견한 Ellis[9]에 의해서 처음으로 정의 내려졌다. 예혼합화염 전파에서 발생하는 유체역학적 불안정성 그리고 화학반응의 비균일성(non-uniformity)은 소위 튜립화염을 야기한다고 알려져 있으며, 화염선단은 forward pointing finger의 형태로부터 종횡비(aspect ratio) 2 이상과 같은 특정 기하학적 조건들 아래에서 갑작스럽게 backward pointing cusp의 형태로 변화한다. 이러한 화염의 형태를

이후 튕립 화염으로 정의하였다[10,11].

예혼합화염은 튕립화염처럼 보통 난류의 영향으로 늘어나거나 일그러진 얇은 화염의 형태로 발생하기 때문에 전산모사를 위한 모델링에 많은 어려움이 있다. 그러나 계속되는 컴퓨터 성능의 개선으로 인해 현재는 전산모사를 통한 예혼합화염에 대한 폭넓은 연구가 진행 중에 있다. Makhviladze et al. (1994), Kuzuu et al. (1996) 그리고 Kratzel et al. (1998)는 밀폐된 관에서 발생하는 예혼합화염 전파과정에 대해 2차원 및 3차원 수치해석을 진행하여 튕립화염 현상의 발생 원인을 수색하였으며, Marra et al. (1996)은 밀폐 실린더에서의 메탄-공기 층류화염에 대한 과도(transient)해석을 수행하기 위해 해석모델을 제안하고 또한, 점화영역의 형상과 위치, 실린더 종횡비가 화염전파에 미치는 영향, 그리고 튕립화염이 시작되는 지점에서의 벽면 마찰의 영향 등에 대해 다루었다. 2000년대 이후에는, Paterl et al. (2003)가 층류 화염편(laminar flamelet)에 대한 개념을 토대로 폭연(deflagration)에서의 난류화염거동을 계산하였으며, Xu et al. (2006)은 소규모 공간에서의 천연가스 예혼합연소에 대한 연구를 위해 2차원 모델에 대한 해석을 수행하여 벽면의 열전도도 인자와 외벽의 열손실이 점화와 화염의 안정성에 직접적으로 영향을 끼친다는 사실을 확인하였다[12].

1.2 연구목적

예혼합화염의 전파는 점화를 기준으로 시작되게 되며, 미연소가스 영역으로 이동하게 되고, 유동장(flow field)은 기연소 영역, 화염선단 그리고 미연소 영역으로 나뉠 수 있다. 아래의 Fig. 1에서 확인할 수 있듯

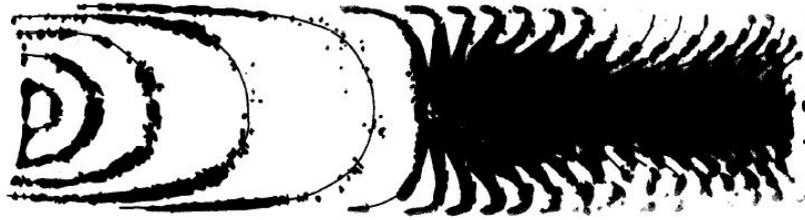


Fig. 1 Tulip-flame inversion, redrawn following Ellis[9].

이, 관내 예혼합화염에서 발생하는 초기 화염은 빠르게 팽창한 후 열팽창에 의해 유발된 이류(advection)에 의해서 그 형상이 일그러지게 된다. Guénoche[6]에 의하면 이 역전과정은 종횡비 20 이상 등의 특정 조건이 충족되면 다시 반전될 수 있으며 반구화염과 튜립화염이 반복적으로 나타날 수도 있다고 한다. 마찬가지로, 밀폐된 관에서의 메탄-공기 예혼합연소의 경우에도 점화 직후에 생성된 고온의 연소가스는 모든 방향을 향해서 팽창하게 되고 이후 화염선단은 서서히 반구의 형태로 변하게 된다. 이 단계에서의 유체는 층류(laminar)이다. 이후 화염선단은 벽면의 영향으로 반구화염에서 평면화염의 형태로 변화하고, 최종적으로 튜립화염의 형태를 띠게 된다.

본 연구는 예혼합화염 전파에 대한 해석적 연구의 일환으로서, 밀폐된 관에서의 메탄-공기 예혼합화염 전파과정을 수치모사하기 위한 해석 기법을 정립하고, 해당 기법의 타당성을 검증하기 위해 실험치와 해석 값을 비교한 후, 오차의 원인에 대한 고찰을 진행하고자 한다. 또한, 앞서 기술한 예혼합화염의 전파과정에서 나타나는 다양한 화염구조에 대해 분석하고 발생 원인에 대해 상세히 논의하고자 한다.

제 2 장 수치해석기법

2.1 수치해석기법

메탄-공기 예혼합화염의 전파거동 해석을 위해서 상용코드인 ANSYS-Fluent Program[13]을 사용하며, 지배방정식은 연속방정식, 질량 분율 방정식(mass fraction equation), 운동량 및 에너지 보존식으로 구성되고 각각 아래와 같이 기술된다.

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_m) + \nabla \cdot (\rho_m \vec{v}_m) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho Y_i) + \nabla \cdot (\rho \vec{v} Y_i) = -\nabla \cdot \vec{J}_i + R_i + S_i \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho_m \vec{v}_m) + \nabla \cdot (\rho_m \vec{v}_m \vec{v}_m) = \\ -\nabla P + \nabla [\mu_m (\nabla v_m + \nabla v_m^T)] + \rho_m \vec{g} + \vec{F} + \nabla \cdot \left(\sum_{k=1}^n \alpha_k \rho_k v_{dr,k} v_{dr,k} \right) \end{aligned} \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \sum_{k=1}^n (\alpha_k \rho_k E_k) + \nabla \cdot \sum_{k=1}^n (\alpha_k \vec{v}_k (\rho_k E_k + p)) = \nabla \cdot (k_{eff} \nabla T) + S_E \quad (4)$$

위 식에서 질량평균속도(mass-averaged velocity, \vec{v}_m), 혼합물의 밀도 (mixture density, ρ_m), 점도(mixture viscosity, μ_m), 2차위상 유동속도 (drift velocity for secondary phase k, $\vec{v}_{dr,k}$), 위상 에너지(total energy for phase k, E_k), 그리고 유효전도율(effective conductivity, k_{eff})은 아래

와 같이 나타낼 수 있다.

$$\vec{v}_m = \frac{\sum_{k=1}^n \alpha_k \rho_k \vec{v}_k}{\rho_m} \quad (5)$$

$$\rho_m = \sum_{k=1}^n \alpha_k \rho_k \quad (6)$$

$$\mu_m = \sum_{k=1}^n \alpha_k \mu_k \quad (7)$$

$$\vec{v}_{dr,k} = \vec{v}_k - \vec{v}_m \quad (8)$$

$$E_k = h_k - \frac{p}{\rho_k} + \frac{v_k^2}{2} \quad (9)$$

$$k_{eff} = \sum \alpha_k (k_k + k_t) \quad (10)$$

지배방정식의 계산에는 운동량 방정식과 압력기반의 연속방정식을 동시에 계산하여 SIMPLE(semi-implicit method for pressure-linked equations) 알고리즘에서 계산시간 및 컴퓨터 자원을 크게 소모시키는 항들 중 하나인 압력보정(pressure correction)항을 제거하는 압력기반의 연계 알고리즘(pressure-based coupled algorithm)을 사용한다. 이 알고리즘은 두 방정식을 밀접한 연계방식(closely coupled manner)으로 계산하기에 분리(segreated) 알고리즘보다 뛰어난 수렴성을 보인다고 알려져 있다[14,15].

메탄-공기 예혼합화염에서 발생하는 난류의 영향을 계산하기 위해 Boussinesq 가정에 기초한 standard k- ϵ 난류모델[16]을 적용하였는데, 이는 k- ϵ 난류모델이 예혼합연소 내에서 나타나는 난류 물성치들을 모

사하는데 있어서 우수한 정확도를 나타낸다는 것이 많은 공학모의실험 결과를 통해 증명되었기 때문이다[17]. 이 모델은 난류 운동에너지 (turbulent kinetic energy, k)와 난류 소산율(turbulent dissipation rate, ϵ) 수송방정식들을 기반으로 구성되어 있으며 관련된 식들은 아래와 같다.

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho k u_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k + G_b - \rho \epsilon - Y_M + S_k \quad (11)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \epsilon) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \epsilon u_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\epsilon} \frac{\epsilon}{k} (G_k + G_{3\epsilon} G_b) - C_{2\epsilon} \rho \frac{\epsilon^2}{k} + S_\epsilon \quad (12)$$

여기서 난류 점성률(turbulent viscosity, μ_t)는 다음과 같이 기술된다.

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \quad (13)$$

위 식에서 $C_{1\epsilon}$, $C_{2\epsilon}$, C_μ , σ_k 그리고 σ_ϵ 의 값은 각각 1.44, 1.92, 0.09, 1.0, 1.3 이다. 이 값들은 경계층, 혼합층, 제트, 그리고 등방성 격자 난류(isotropic grid turbulence)처럼 흔히 접하는 전단 유동(shear flow)을 포함하는 기본적인 난류유동에 대한 실험적 결과로부터 도출되어진 값들이다. 난류계산 수행 시, 기준으로 고려되는 값이기는 하나 가장 널리 적용되고 있으며 또한, 상당히 넓은 범위의 난류유동을 계산에서 고려시킬 수 있는 값이기에 이 값들을 사용하도록 한다[16,18].

예혼합연소 해석에는 단열(adiabatic)조건의 G-equation model을 사용한다. G-equation model은 예혼합화염의 화염선단 추적모델(premixed flame-front tracking model)로 알려져 있으며, 전파되는 화염면의 비정상(unsteady)적 변화를 계산하기 위한 지배방정식은 다음과 같다.

$$\rho \frac{\partial G}{\partial t} + \rho \nu \cdot \nabla G = \rho U_t |\nabla G| - \rho D \kappa |\nabla G| \quad (14)$$

난류화염에 대하여 위 식은 화염평균위치(flame mean position)를 정의하기 위한 수송방정식을 제시하기 위하여 Favre Reynolds-averaged 혹은 spatially-filtered 될 수 있으며, 수식을 자세히 서술하면 아래와 같다.

$$\tilde{\rho} \frac{\partial \bar{G}}{\partial t} + \tilde{\rho} \tilde{\nu} \cdot \nabla \bar{G} = \rho_u U_t |\nabla \bar{G}| - \rho_u D'_t \tilde{\kappa} |\nabla \bar{G}| \quad (15)$$

여기서 화염 위치의 변화는,

$$\tilde{\rho} \frac{\partial \bar{G}''^2}{\partial t} + \tilde{\rho} \tilde{\nu} \cdot \nabla \bar{G}''^2 = \nabla_{||} \cdot (\rho_u D_t \nabla_{||} \bar{G}''^2) + 2\rho_u D_t (\nabla \bar{G})^2 - c_s \rho_u \frac{u'}{l_t} \bar{G}''^2 \quad (16)$$

$$D'_t = \sqrt{\frac{c_\mu c_s}{2Sc_t}} l_t u'' \quad (17)$$

식 (16)과 같이 나타낼 수 있으며, k-ε 난류모델로부터 도출되어지는

modeling constant, c_μ 의 값은 0.09이고, 기본적인 modeling constant, c_s 는 2.0으로 설정한다. κ 은 화염의 곡률(curvature)을 나타내는 것이며, $n = -\nabla \bar{G}/|\nabla \bar{G}|$ 일 때, $\kappa = \nabla \cdot n$ 으로 정의된다. 식 (16)에서 $\nabla_{||}$ 는 확산항이 화염선단에 평행하게 적용된다는 것을 나타내는 것이며[19], 수직성분은 난류 연소속도로부터 계산되어 진다.

평균화염선단의 위치가 주어지면, 평균진행변수(mean progress variable)는 화염선단과 G-equation variance과의 근접도에 따라 가우스 분포(Gaussian distribution)에 의해 계산되어지며, 식은 아래와 같다.

$$\bar{c} = \int_{G=0}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{2\pi G''^2}} \exp\left(-\frac{(G-\bar{G})^2}{2G''^2}\right) dG \quad (18)$$

평균밀도, 평균온도, 그리고 평균 화학종질량분율(species mass fraction)과 같은 평균 수치들은 위 평균진행변수의 식으로부터 도출되어진 값을 이용하여 계산되어진다.

이 모델은 유동 내에서 가장 작은 Kolmogorov scales의 난류 에디(turbulence eddies)들이 화염 두께보다 작고, 또한 화염영역(flame zone)을 관통할 때 주로 적용한다고 알려져 있다. 이 모델은 flamelet 모델링 가정을 기반으로 하고 미연소(unburned) 및 기연소(burned) 가스 간의 접촉면(interface)으로서 화염면의 변화를 설명하기 위해 level-set 방법이 사용된다. level-set 함수 G 는 화염선단위치를 $G = G_0$ 로 정의하는 스칼라장(scalar field)이며, G 는 미연소 혼합물 내에서는 음수 값을 가진다[20]. 단열조건이 적용된 예혼합연소 모델에서의 온도값은

미연소 혼합물의 온도(T_u)와 기연소 생성물의 온도(T_{ad}) 사이에서 선형적으로 변화를 줌으로써 계산되어지며, 식은 아래와 같다.

$$T = (1 - c)T_u + cT_{ad} \quad (19)$$

예혼합화염에서 발생하는 난류화염의 속도를 계산하기 위한 모델로는 zimont[21]를 적용한다. 난류화염속도는 상세화학반응 속도론(detailed chemical kinetics)뿐만 아니라 연료의 농도, 온도, 그리고 분자의 확산 특성 등에 의해 결정되어지는 층류화염속도의 영향을 받으며, 관련 식들은 아래와 같다.

$$U_t = A(u')^{3/4} U_l^{1/2} \alpha^{-1/4} l_t^{1/4} = Au' \left(\frac{\tau_t}{\tau_c} \right)^{1/4} \quad (20)$$

$$l_t = C_D \frac{(u')^3}{\epsilon} \quad (21)$$

위 식에서 난류화염속도 상수(turbulent flame speed constant, A)와 난류스케일 상수(turbulence length scale constant, C_D)의 값은 각각 0.52와 0.37로 설정하고, 신장계수(stretch factor coefficient, μ_{str})와 난류시미트수(turbulent Schmidt number, Sc_t)는 각각 0.26와 0.7로 지정한다. 이 값들은 대부분의 예혼합화염 계산에 있어서 적당하다고 알려져 있다[22].

연소모델에서는 다양한 물성치들 중 층류화염속도(laminar flame speed, U_l)을 명시해야한다. 또한, 화염이 신장되는(stretching) 효과를

모델에 포함시켜 계산을 수행하려면 임계 신장률(critical rate of strain, g_{cr})의 값을 설정해야 한다. 화염 스트레치와 화염 소멸(extinction)은 난류화염속도의 영향을 받을 가능성이 있기 때문에 이 값은 버너에서 수행되어진 실험값을 기반으로 하여야 하며, 이러한 실제 값은 수치모사를 수행하는 데 있어서 정확도를 향상시키기 위해 요구되어진다. 본 논문에서 다루고 있는 CH₄-Air 예혼합연소에서의 일반적인 임계 신장률의 범위는 3000에서 8000 s⁻¹이다[23].

상기 서술된 지배방정식들의 이산화(discretisation)에는 각기 다른 방법을 적용한다. 운동량 보존식은 다차원의 선형 재구성 접근법(linear reconstruction approach)을 사용하는 2차 정밀도 풍상차분법(second-order upwind scheme)을 그리고 난류운동에너지 및 난류소산을 방정식은 1차 정밀도 풍상차분법(first-order upwind scheme)을 각각 적용한다. 연속방정식 및 G-equation은 수치안정성을 위해 Leonard(1979)에 의해 제안된 QUICK (Quadratic Upstream Interpolation for Convective Kinematics)법을 적용한다. 이 기법은 2차 정밀도 풍상차분법의 가중평균(weighted average)과 변수의 중앙 보간(central interpolation)을 기반으로 하여 근부의 노드 값과 그 다음에 인접한 노드 간 face value의 근사치를 계산하는 방법이다.

메탄-공기 예혼합화염을 해석하기 위한 계산영역(computational domain)은 실제 실험에서 사용한 장치[24,25]를 2차원으로 변환시킨 크기(1000×60 mm)로 설정하며, 그 형태를 격자와 함께 Fig. 2에 나타낸다. 격자는 ANSYS ICEM-CFD program을 이용하여 약 2,000,000 개의 사변형(quadrilateral) 정렬(structured) 격자를 생성한다. 화염면을 형성

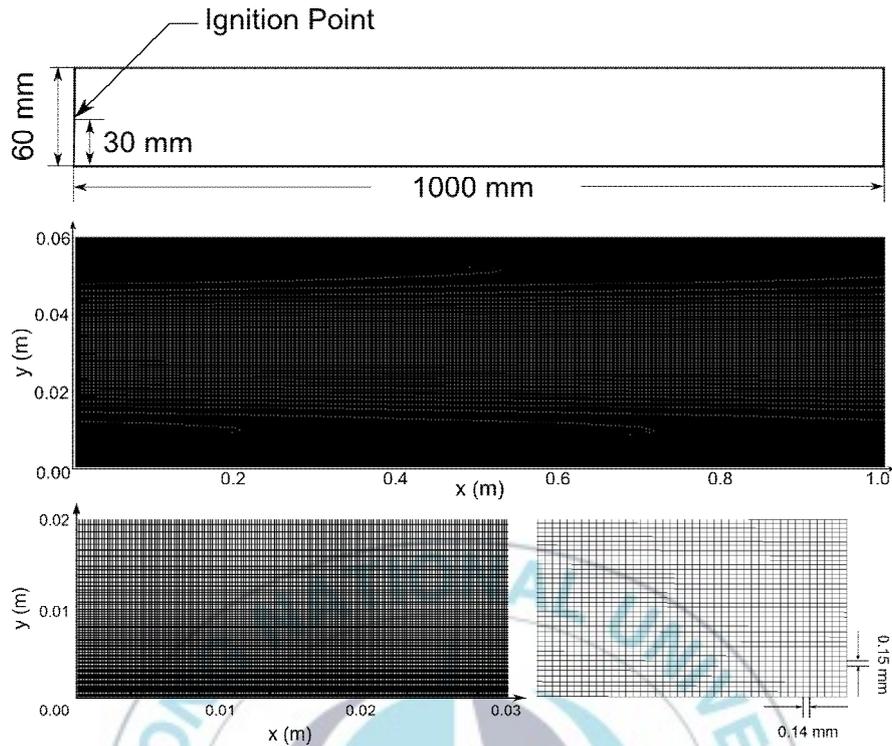


Fig. 2 Computational domain and grid configuration.

하는 화염의 두께는 연소속도와 밀접한 관계를 가지며, 주위 가스의 온도 및 압력, 그리고 밀도에 의해 그 두께변화가 지배를 받는다. 계산에서 나타나는 화염면의 변화를 정확히 잡아내기 위하여 메탄-공기 예혼합연소에 대한 실험[26]과 해석[27]으로부터 얻은 데이터를 토대로 격자의 크기를 설정하였으며, 격자의 평균 크기는 약 0.14×0.15 mm 이다. 상대적으로 큰 유동특성의 변화가 예상되는 챔버의 벽면 쪽으로 격자를 밀집시켰으며 챔버의 길이방향(x 방향)으로의 격자간격은 일정하다. 점화는 실험에서와 동일하게 왼쪽벽면 정중앙($x = 0.0$ mm, $y = 30$ mm)에서 발생하도록 설정하였다. 점화에는 spark model을 사용하였으며, 실험에서 사용된 수치를 토대로 시간 10 ms 동안 0.9 W의 에너지가 작용한다고 설정하였다.

밀폐관에서 발생하는 메탄-공기 예혼합화염의 전파는 유동의 흐름과 화학반응 간의 상호작용이 함께 하는 고속의 비정상 유체역학적 과정이다. 이 과정은 다양한 물리적·화학적 요인들에 의해 영향을 받고 또한 영향을 준다. 이러한 과정을 모두 계산하기에는 자원적·시간적 한계가 있으므로, 화염이 전파되는 동안 화염선단과 유동장 간의 상호작용을 간소화하기 위하여 몇 가지 가정을 하도록 한다. 우선, 점화전 예혼합가스는 반응이 없는 잠잠한(quiescent) 상태를 유지하며, 혼합물과 기연가스 모두 이상기체로 다룬다. 또한, 화염전파에 소요되는 시간이 매우 짧으며, 혼합물과 생성물의 복사계수(radiation coefficient)가 작다는 점에 의거하여[28], 부력(buoyancy)과 복사효과는 무시하며, 관의 벽면에는 단열과 점착 조건(no slip)을 부여한다.

초기조건으로 챔버 내부의 유동압력과 온도는 각각 101325 Pa, 300 K 으로 설정한다. 또한, 반응진행변수(reaction progress variable, c)는 모든 유동부(fluid zone)에 대해서 zero 값을 가지도록 설정한다. 반응진행변수의 범위는 0부터 1까지로 정의되며, 미연소혼합물에서는 0, 연소혼합물에서는 1을 나타내고, 화염반응영역에서는 0과 1사이의 값을 가진다. 관련 식은 아래와 같다.

$$c = \sum_{i=1}^n Y_i / \sum_{i=1}^n Y_{i,eq} \quad (22)$$

시간 간격(time-step)은 특성시간(characteristic time) $\tau = R/U_f$ 보다 작아야 하며, 여기서 R 은 등가 반지름(equivalent radius), U_f 는 화염 속도를 각각 의미한다[29]. 이에 부합하는 값을 도출해 내기 위해 실험데이터

[24,25]를 참조한다. 데이터에 의하면 최대화염속도(U_f)는 대략적으로 7.2 m/s 이므로, 최소특성시간은 약 0.14 ms 가 된다. 따라서 이번 전산 모사에서는 0.1 ms 의 시간 간격을 적용하도록 한다.

본 연구에서 제시되는 기준조건(standard conditions)에서의 반응성분 (reacting component)은 9.78%의 메탄과 19.56%의 산소 그리고 71.13%의 질소로 구성되어지며, 이는 당량비(equivalence ratio, ϕ)가 1.0인 경우를 나타낸다.

2.2 해석기법의 검증

해석기법의 타당성을 검증하기 위하여 앞서 기술한 해석기법을 계산영역에 적용하여 당량비 1.0의 메탄-공기 예혼합화염을 해석하고, 그 결과 값을 실험[24,25]에서 얻은 이미지와 비교하며 이를 Fig. 3에 나타낸다. 실험에서 획득한 이미지는 슈리렌 시스템(schlieren system)을 적용시켜 촬영한 것을 후처리하여 중첩시킨 것이며, 계산결과를 나타낸 이미지는 화염구조의 변화가 뚜렷하게 나타나는 지점을 중첩시켜서 나

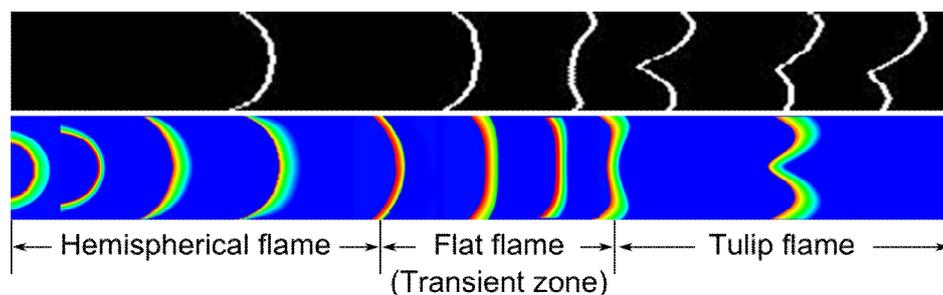


Fig. 3 Comparison of the flame propagation process between experimental results and computational data.

타낸 것이다. 특정 화염구조가 전파되기 시작하는 시점에 있어 다소의 오차는 보이고 있으나 전파과정에서 나타나는 화염구조와 화염전파의 경향이 비슷한 것으로부터 적용한 해석기법이 타당하다고 판단한다.

오차의 발생원인은 계산에서는 고려되지 않은 음향불안정성과 부력 그리고 줄어든 점성의 효과 등에 연유한 것으로 판단되어진다. 점성의 효과가 감소한 이유는 전산모사해석의 경우 2차원으로 간소화 하였기에 3차원인 실험에 비해 상대적으로 그 영향이 작게 적용되기 때문이다. 또한 실험에서는 부력의 영향으로 인해 화염이 관의 상단으로 기울게 되는 현상이 관찰되나, 해석에서는 부력의 효과를 배제하였으므로 화염의 형상이 상하 대칭적으로 나타나고 있는 것을 관찰할 수 있다.



제 3 장 메탄 - 공기 예혼합화염의 전파거동 해석

3.1 화염구조 분석

계산 결과로부터 도출되어진 각각의 화염구조를 Fig. 4에 도시한다. 예혼합화염에서의 화염전파는 Clanet과 Searby[30]에 의해 크게 네 단계로 정의되어졌다. 첫 단계는 점화 후 생성된 화염이 챔버 벽면의 영향을 받기 전까지의 구간이고, 두 번째는 단계는 반구형태의 화염이 벽면의 영향을 받으며 진행되는 단계이며, 세 번째 단계는 반구화염이 평면화염을 거쳐 튜립화염으로 천이하는 구간, 그리고 마지막으로 완전한 튜립화염의 형태로 전파되는 구간이 네 번째 단계이다.

Figure 4의 (a)는 첫 번째 단계에서의 화염구조를 나타내고 있으며, 점화 직후 생성된 화염이 챔버 벽면의 영향을 받기 전까지의 구간을 나타낸다. 이 구간에서의 화염은 그 크기가 작고 모든 방향으로 서서히 팽창하며, 이를 Fig. 5의 (a)에서 확인할 수 있다.

Figure 4의 (b)에서는 화염이 팽창하였으나, 챔버 벽면의 영향으로 화염의 형상이 변화하여 반구화염의 형태를 띠고 있는 것을 관찰할 수 있다. 이러한 형상으로부터 화염선단이 늘어진(stretched) 것과 유동이 챔버의 중앙부에 집중(concentrates)된 것에 대한 설명이 가능하다.

Figure 4의 (c)는 반구화염에서 튜립화염으로 화염이 천이되는 과정에서 나타나는 평면화염의 형상을 나타낸 것이다. 반구화염의 형태에서

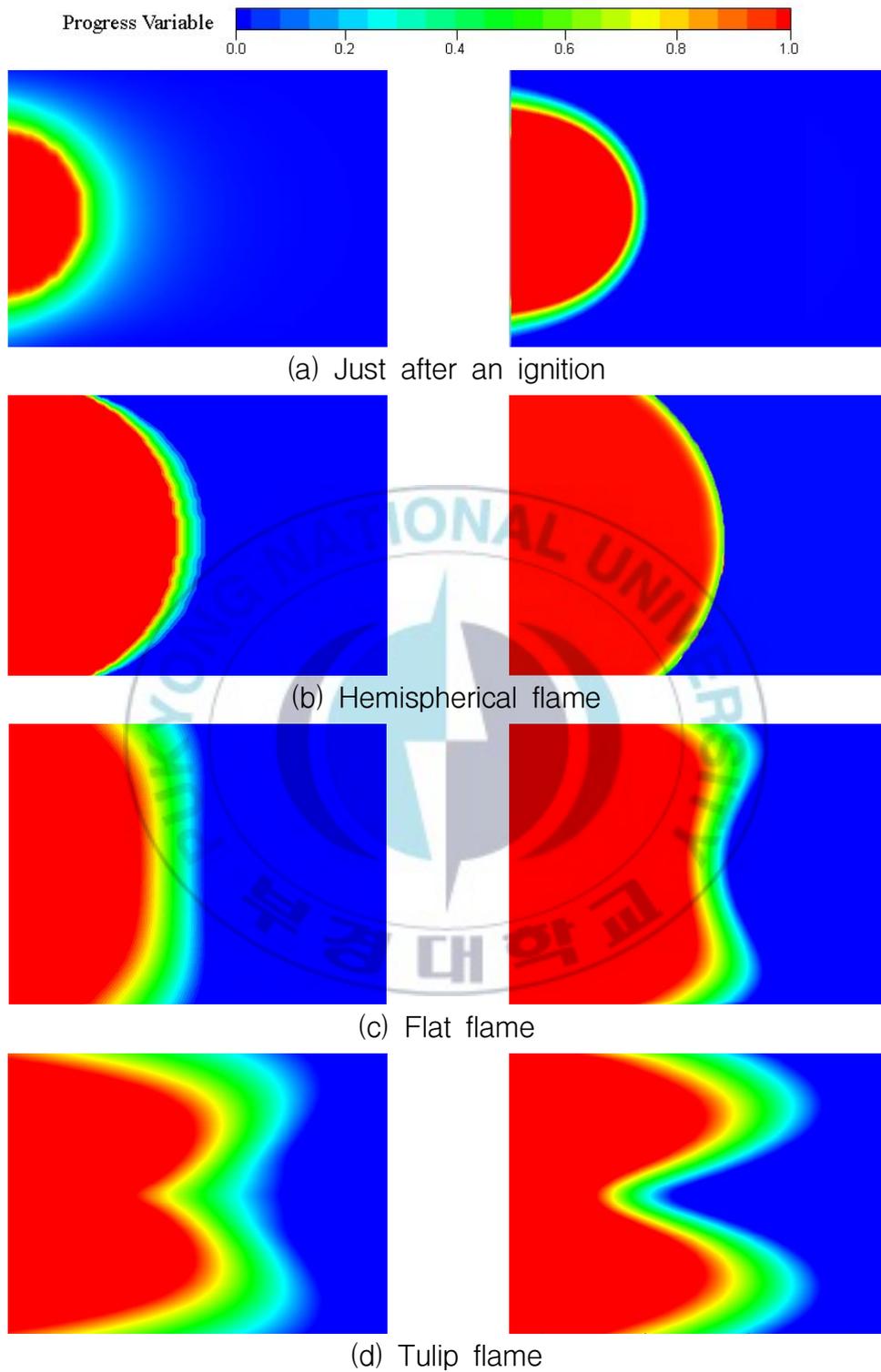


Fig. 4 A various flame structure shown in CH₄-Air premixed flame

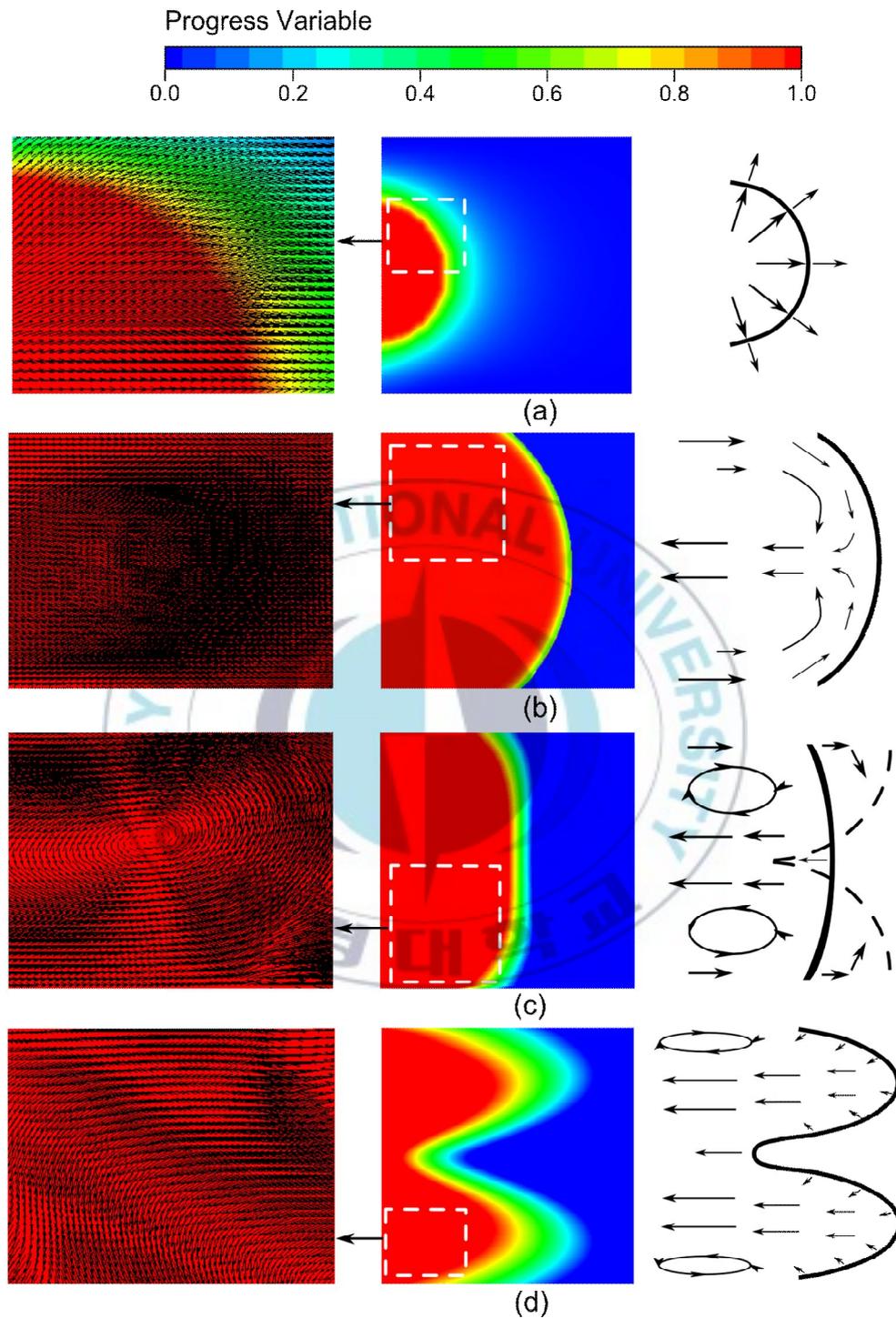


Fig. 5 Four types of flame structure observed in CH₄-Air premixed flame.

기연가스 중앙부에 역류(reverse flow)가 형성된 것을 Fig. 5의 (b)에서 확인할 수 있다. 이 역류로 인하여 화염선단 중앙부에서의 화염전파속도가 지연되고, 그로 인해 화염선단의 곡률이 점진적으로 줄어들게 되어 화염의 형태가 평면화염으로 변한 것으로 생각되어 진다. 화염이 전파되는 것과 동시에 역류의 흐름이 점점 강해지고, 이로 인하여 관 벽면 근처에서 두 개의 상하 대칭적인 와류(vortices)가 발생하게 되며 이는 Figure 5의 (c)에서 관찰할 수 있다. 이 두 와류는 관 중앙부에서의 화염전파속도를 지연시키는 역할을 할 것으로 생각되어지며, 그에 따라 화염 천이영역에서의 화염전파속도는 급격하게 감소할 것으로 예상되어 진다.

천이영역에서 생성된 이 두 와류는 화염선단이 이동하는 속도보다 더 높은 속도를 가지고 전방으로 이동하며, 그에 따라 곡률반경(curvature radius)은 화염선단에 가까워지는 동안에 점진적으로 증가하게 되며, 이 현상을 Fig. 5의 (d)에서 확인할 수 있다. 그 동안 역류는 더욱 집약적(intensive)으로 변하게 되고, 두 갈래로 나누어진 화염의 속도는 관 중앙부에서의 속도보다 빨라지게 된다. 그 결과, 화염선단은 기연가스 영역을 향하는 cusp를 가지는 튜립 형태의 화염을 형성하게 되며 이를 Fig. 4의 (d)에서 관찰할 수 있다. 이 때 완벽하게 발달한 튜립화염 뒤에서 와류는 후방으로 이동하면서 그 크기가 점점 작아지게 된다.

3.1 화염전파거동 해석

화염이 전파되는 속도는 각 단계가 경과함에 따라 차이가 발생한다. 발생 이유로 고려되는 것들은 화염선단 후면에 형성된 역류, 와류, 그리

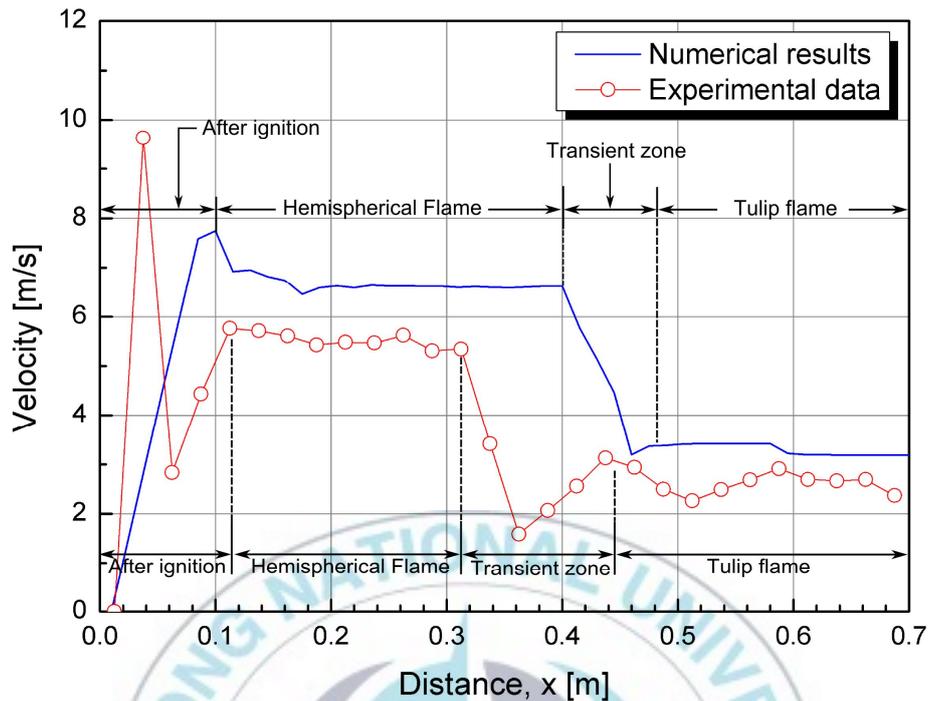


Fig. 6 Comparison numerical results with experimental data of the flame propagating velocity.

고 난류 등의 영향과 챔버 벽면에 의한 연소반응의 반응대 면적의 한계에 의거할 것으로 생각되어진다. Figure 6에 전체 화염 전파구간동안의 전파속도를 실험 데이터와 해석 결과 값을 함께 비교/도시한다. x축 0.7 m 지점까지만 그 속도를 나타낸 이유는 실험 시 개방시스템의 영향으로 0.7 m 지점 이후의 화염전파속도는 급격하게 증가하기 때문에 해석 데이터와의 비교가 불가능하기 때문이다.

점화 직후부터 화염이 연소 챔버의 벽면에 접할 때까지를 나타내는 제 1구간(After ignition)에서는 화염전파속도가 꾸준히 증가하는 것을 확인할 수 있다. 이 구간에서는 유한한 챔버의 크기로 인한 화염전파 방향으로의 반응대에 제약이 없기 때문에 속도가 계속적으로 증대되는

것으로 생각되어진다. 그러나 완전한 반구화염의 형태로 전파되는 제 2 구간에서는 챔버로 인하여 화염면적증가에 제약을 받게 되어 전파속도가 전파초기에 다소 감소하는 경향을 보이거나, 그 이후에는 전반적으로 일정하게 유지되고 있는 것이 관찰 가능하다. 반구화염에서 튜립화염으로 천이되는 제 3구간에서는 화염의 속도가 급격하게 하락한 것을 볼 수 있다. 완전한 튜립화염이 되는 제 4구간의 시작지점에서는 화염전파속도가 다소 증가하였지만 큰 변화는 없고, 튜립화염의 형태로 전파되는 동안 전파속도가 잠시 하락하는 경향을 보였으나 대체적으로 그 속도를 유지하면서 전파되는 것을 확인할 수 있다.

실험값과 해석결과를 비교하였을 때, 화염전파속도가 변화하는 경향이 대부분 일치하는 것으로 확인되나, 모든 구간에서 해석 결과값이 실험 데이터보다 높은 수치를 기록하는 것을 관찰할 수 있다. 이는 본 예 혼합화염 해석에 있어 중력, 부력, 음향불안정성, 열전달 등을 포함한 다양한 요인들을 배제하였고 또한 연소가스를 이상기체로 가정한 점, 줄어든 점성의 효과 등 매우 이상적인 상태를 가정하여 해석을 진행하였기에 발생한 현상으로 사료된다.

각각의 화염구조에서는 화염의 두께가 지속적으로 변화하게 되며, 그 변화량을 Fig. 7에 도시한다. x축은 챔버길이방향으로의 거리를 의미하고, 화염면의 두께는 챔버의 중앙부($y = 30\text{mm}$)에서의 크기를 기준으로 측정하였다. 점화 직후에는 화염이 관 벽을 포함하여 그 어느 것의 영향도 받지 않고 오로지 전방으로 팽창하기에 화염선단의 두께가 상대적으로 큰 것으로 생각되어진다. 그러나 화염선단의 상하부 양끝이 챔버의 벽면에 접촉하여 전파되는 반구화염의 전파영역에서는 화염의 두께

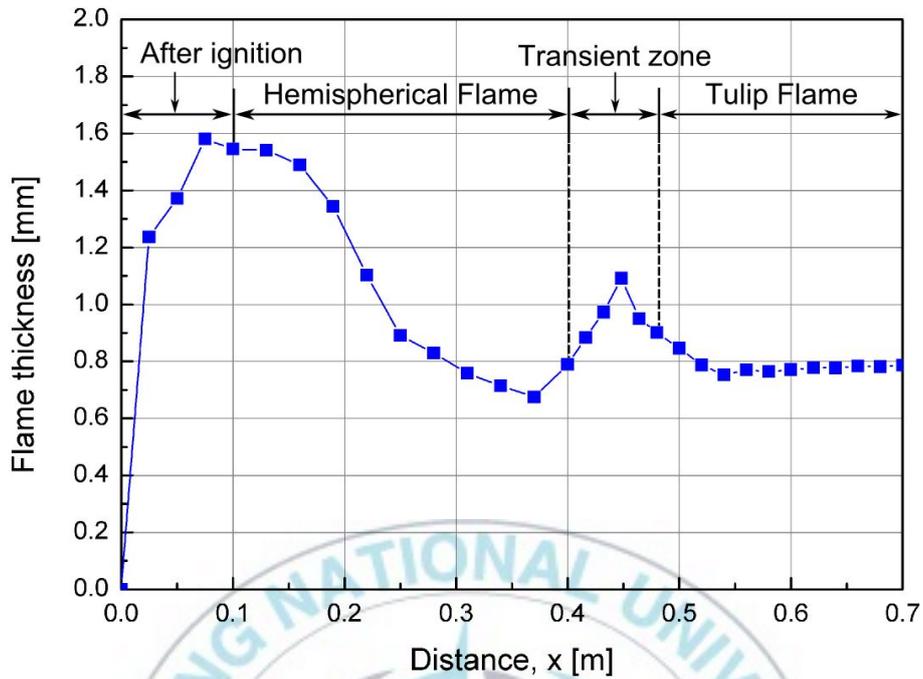


Fig. 7 A variation of the flame thickness according to the flame structure.

가 점진적으로 축소하게 된다. 특이한 점은, 화염전파의 제 3단계인 천이영역에서 발생하였는데, 화염의 두께가 증가한 후 다시 감소하는 현상이 확인된다. 이 현상의 원인은 화염 형상의 변화에 의거한 것으로 고려된다. 천이영역에서는 화염이 반구화염에서 평면화염으로 그리고 튤립화염의 형상으로 변화하는 현상이 일어나는데, 반구화염이 평면화염으로 변이되는 동안은 화염전파의 속도가 느려짐에 따라 화염의 두께가 증가하게 되고, 평면화염이 튤립화염으로 변이되는 동안은 화염전파 속도에는 크게 변화가 없으나 챔버 중앙부에서 cusp가 생성됨에 따라 화염면이 압축되어 그 두께가 다시 축소되는 것으로 사료된다. 완전한 튤립의 형상으로 전파되는 제 4단계에서는 화염의 두께가 큰 변화 없이 대체적으로 일정한 값을 유지하고 있는 것을 확인할 수 있다. 예혼합화

염의 전파과정에 대해서 서술되어진 타 논문[8,31,32]을 참고하면, 반구, 평면화염의 두께는 비슷한 것에 반해, 본 연구에서 나타난 튜립화염의 두께가 상대적으로 매우 작게 나타난 것을 알 수 있는데, 이는 튜립화염의 전체 두께를 고려한 것이 아닌 cusp 현상이 존재하는 챔버 중심부에서의 두께만을 고려하였기에 발생한 오차로 생각되어진다.



제 4 장 결 론

본 연구는 예혼합연소에 대한 수치해석적 연구의 일환으로써, 메탄-공기 예혼합화염을 전산모사하기 위한 수치해석기법을 정립하고 해석결과를 바탕으로 전파과정에서 발생하는 네 가지 화염구조에 대해 상세히 분석하며 또한, 각각의 화염구조에 따른 화염전파의 속도변화와 화염두께변화에 대해 자세히 관찰하였다.

메탄-공기 예혼합화염을 해석에는 G-equation model을 적용하였으며, 대입한 각 변수들의 수치와 이산화방법 및 난류모델의 적합성을 판별하기 위하여 실험에서 얻은 슬리텐 이미지와 비교/제시 하였다. 특정 화염구조가 전파되기 시작하는 시점에 있어 다소의 오차가 발생한 것을 확인하였으나, 화염구조의 변이과정이 일치하였으므로 해당 해석기법이 적합하다고 판별하였으며, 오차의 발생 원인에 대해서도 논의하였다.

예혼합화염 전파과정은 크게 네 단계로 정의되어 진다. (1) 점화 후 생성된 화염이 챔버 벽면의 영향을 받기 전까지의 구간, (2) 화염이 벽면에 닿아 반구화염의 형태로 전파되는 구간, (3) 반구화염이 평면화염을 거쳐 튜립화염으로 천이하는 구간, (4) 완전한 튜립화염의 형태로 전파되는 구간이 그것이다. 이와 같은 네 단계의 화염전파과정을 수치모사를 통해 확인하고자 하였다.

정립한 수치해석기법을 적용하여 메탄-공기 예혼합화염에 대해 해석을 진행한 결과, 관내 예혼합연소에서 발생하는 화염은 점화 직후 전방

을 향해 고속으로 팽창하다가 화염선단 상하부의 양끝이 챔버 벽면과 접촉하여 완전한 반구화염으로 그 형태가 변화하게 된다. 그 이후, 챔버 중앙부에서 형성된 역류의 영향으로 화염전파속도가 느려짐에 따라 화염이 평면화염의 형태를 나타내게 되고, 이어서 관 양쪽 벽면에 형성된 두 와류의 영향으로 화염선단은 최종적으로 튜립화염의 형상을 나타내는 것이 관찰되었다. 이러한 화염형상의 변화는 역류와 와류 등의 직접적인 영향에 의한 것으로 생각되어진다.

화염의 전파속도는 화염구조가 변화함에 따라 각기 다른 양상을 보였다. 초기 점화로 생성된 화염은 관 벽에 접촉할 때까지 빠른 속도로 팽창하며 전파되었으나, 완전한 반구화염의 형태를 띄고 난 이후에는 전반적으로 일정한 속도를 가지고 전파되었다. 그 이후 반구화염이 튜립화염으로 천이되는 영역에서는 화염전파속도가 급속도로 하락하였으며, 완전한 튜립화염의 형태로 전파되는 마지막 네 번째 구간에서는 다시 대체적으로 일정한 속도로 전파되는 양상을 보였다.

화염면의 두께 또한 화염구조에 따라 변화하는 것을 확인하였다. 점화 후 그 두께는 급격하게 증가하는 양상이 보이다가 완전한 반구화염의 형태를 갖추고 난 이후에는 점진적으로 감소하였다. 천이영역에서는 두께의 증감현상을 확인하였으며, 완전한 튜립화염을 형성하고 난 이후는 일정한 두께를 유지하는 것을 확인하였다.

참 고 문 헌

1. Turns R.S., An Introduction to Combustion: Concepts and Applications, 3rd ed., McGRAW HILL, New York, NY, USA, 2012.
2. Williams, F.A., "Turbulent Combustion," The Mathematics of Combustion, Vol. 2, pp. 267-294, 1985.
3. Matalon, M., "Flame Dynamics," Proceedings of the Combustion Institute, Vol. 32, Issue 1, pp. 57-82, 2009.
4. Kadowaki, S. and Hasegawa, T., "Numerical Simulation of Dynamics of Premixed Flames: Flame Instability and Vortex-flame Interaction," Progress in energy and combustion Science, Vol. 31, Issue 3, pp. 193-241, 2005.
5. Pelce, P. and Paul, C., "Influence of Hydrodynamics and Diffusion upon the Stability Limits of Laminar Premixed Flames," Journal of Fluid Mechanics, Vol. 124, pp. 219-237, 1982.
6. Guenoche, H., in Nonsteady Flame Propagation (G. H. Markstein, Ed.), Pergamon, New York, NY, USA, pp. 107-137, 1964.
7. Gonzalez, M., "Acoustic Instability of a Premixed Flame Propagating in a Tube," Combustion and Flame, Vol. 107, pp.245-259, 1996 .
8. Xiao, H., Makarov, D., Sun, J. and Molkov, V., "Experimental and Numerical Investigation of Premixed Flame Propagation with Distorted Tulip Shape in a Closed Duct," Combustion and Flame, Vol. 159, Issue 4, pp. 1523-1538, 2012.
9. Ellis, O.C.D.C., "Flame Movement in Gaseous Explosive Mixtures,"

- Journal of Fuel Science, Vol. 7, pp. 502-508, 1928.
10. Salamandra, G.D., Bazhenova, T.Y. and Naboko, I.M., "Formation of Detonation Wave during Combustion of Gas in Combustion Tube," 7th Symposium (International) on Combustion, Butterworths, London, pp. 851-855, 1959.
 11. Dold, J.W. and Joulin, G., "An Evolution Equation Modeling Inversion of Tulip Flames," 25th international Symposium on Combustion, Irvine, CA, USA, 31 July - 5 August, 1994.
 12. Chao, H.X., "Experimental and Numerical Study on Characteristics of Premixed Propane-Air Flame in a Rectangular Duct with a 90° Bend," doctoral dissertation, City University of Hong Kong, June 2010.
 13. ANSYS Fluent User's Guide, Release 14.5, ANSYS Inc., Canonsburg, PA, USA, 2012.
 14. ANSYS Fluent Theory Guide, Release 14.5, ANSYS Inc., Canonsburg, PA, USA, 2012.
 15. Chen, Z.J. and Pezekwas, A.J., "A Coupled Pressure-based Computational Method for Incompressible/Compressible Flows," Journal of Computational Physics, Vol. 299, No. 24, pp. 9150-9165, 2010.
 16. Launder, B.E. and Spalding, D.B., Lectures in Mathematical Models of Turbulence, Academic Press, London, England, 1972.
 17. Wang, Q., Ma, H., Shen, Z. and Guo, Z., "Numerical Simulation of Premixed Methane-Air Flame Propagating Parameters in Square Tube with Different Solid Obstacles," The 9th Asia-Oceania Symposium on Fire Science and Technology, Shushan, Hefei, China, pp. 397-403,

October 2013.

18. Murthy, B.N. and Joshi, J.B., "Assessment of standard $k-\epsilon$, RSM, and LES turbulence models in a baffled stirred vessel agitated by various impeller designs," *Chemical Engineering Science*, Vol. 63 pp. 5468-5495, 2008.
19. Peters, N., *Turbulent Combustion*, Cambridge University Press, Cambridge, England, 2000.
20. Pitsch, H., "A G-equation Formulation for Large-eddy Simulation of Premixed Turbulent Combustion," *Center for Turbulence Research Annual Research Briefs*, pp. 3-14, 2002.
21. Zimont, V., "Gas Premixed Combustion at High Turbulence. Turbulent Closure Combustion Model," *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol. 21, Issues 1-3, pp. 179-186, 2000.
22. Zimont, V., Polifke, W., Bettelini, M. and Weisenstein, W., "An Efficient Computational Model for Premixed Turbulent Combustion at High Reynolds Numbers Based on a Turbulent Flame Speed Closure," *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, Vol. 120, Issue 3, pp. 526-532, 1998.
23. Zimont, V., Polifke, W., Bettelini, M. and Weisenstein, W., "An Efficient Computational Model for Premixed Turbulent Combustion at High Reynolds Numbers Based on a Turbulent Flame Speed Closure". *Journal of Gas Turbines Power*, Vol. 120, pp. 526-532, 1998.
24. Seo, H.S., Lee, S.S. and Kim, J.S., "Agitation Effects of an Ultrasonic Standing Wave on the Dynamic Behavior of Methane/Air Premixed Flame," *Journal of the Korean Society of Propulsion Engineers*, Vol.

- 16, No. 3, pp. 16-23, 2012.
25. Seo, H.S., Lee, S.S. and Kim, J.S., "Effects of the Equivalence Ratio on Propagation Characteristics of CH₄-Air Premixed Flame Intervened by an Ultrasonic Standing Wave," Journal of the Korean Society of Propulsion Engineers, Vol. 17, No. 2, pp. 16-23, 2013.
 26. Andrew, G.E. and Bradely, D., "The Burning Velocity of Methane-Air Mixtures," Combustion and Flame, Vol. 19, Issue 2, pp. 275-288, 1972.
 27. Kwon, S.I. and Bowen, J.P., "Prediction of Laminar Burning Velocity and Flame Thickness in Methane-Air Pre-Mixture," Journal of the Korean Society of Mechanical Engineers B, Vol. 27, No. 9, pp. 1201-1208, 2003.
 28. Liu, M.S., Yang, W.J., Zhou, Z.H., Zhou, Z.J., Zhang, Y.S. and Cen, K.F., "Simulation and Heat Loss Study of the Premixed Combustion of H₂/Air," Journal of Combustion Science Technology (in Chinese), Vol. 14, pp. 259-264, 2008.
 29. Bychkov, V., Akkerman, V., Fru, G., Petchenko, A. and Eriksson, L.E., "Flame acceleration in the early stages of burning in tubes," Combust Flame, Vol. 150, pp. 263-276, 2007.
 30. Clanet, C. and Searby, G., "On the 'Tulip Flame' Phenomenon," Combustion and Flame, Vol. 105, Issues 1-2, pp.225-238, 1996.
 31. Xiao, H., Wang, Q., He, X., Sun, J. and Yao, L., "Experimental and numerical study on premixed hydrogen/air flame propagation in a horizontal rectangular closed duct," International Journal of Hydrogen Energy, Vol. 35, pp. 1367-1376, 2010.
 32. Heravi, H.M., Azarinfar, A., Kwon, S.I., Bowen, P.J. and Syred, N.,

"Determination of Laminar Flame Thickness and Burning Velocity of Methane-Air Mixture," 3rd European combustion meeting ECM., Chania, Greek, pp. 1-6, April 2007.



감사의 글

2011년 10월, 추진 및 연소공학 실험실에 들어와 우여곡절도 많았고 힘들고 즐거웠던 일들도 많았던 실험실 생활을 마무리하며 저는 이제 졸업을 앞두고 있습니다. 사회생활을 시작하게 될 현재, 약 3년간의 길었던 그 생활들이 눈앞에 지나가는 것 같습니다. 쉽고 편한 일보다 어렵고 힘든 일이 많다는 것과 그것이 당연하다는 것을 알 수 있었던 뜻 깊은 시간들 이었습니다. 그 기간 동안 제게 많은 도움을 주시고, 힘들 때마다 격려를 해주셨던 많은 분들께 이 글을 통해 감사의 말씀을 전하고 싶습니다.

우선, 저를 실험실에 받아주시고 여러 가르침을 주신 김정수 교수님께 감사드립니다. 그리고 많은 관심과 격려를 주신 박정 교수님, 권오봉 교수님, 배대석 교수님 그리고 저에게 많은 것들을 가르쳐주신 기계공학과와 모든 교수님들께 감사드립니다. 그리고 실험실에서 함께 연구하며 지내온 연구실원들에게도 감사의 말을 전하고 싶습니다. 실험실 대장 훈이오빠, 이상한 농담 포인트를 가진 민성오빠, 동년동월동일 출생자 재우, 실험실 에이스 성훈이, 내 첫 인도친구 Bhosale와 More 그리고 사회에서 열심히 생활하고 있는 경우오빠, 항석오빠, 호동오빠, 상신오빠, 종현오빠에게 감사의 뜻을 전합니다.

마지막으로, 항상 저를 사랑해주시고 응원해주신 엄마, 아빠 그리고 저의 앞길을 항상 걱정해주시며 같이 고민해주신 모든 가족들께 진심으로 감사드립니다. 그리고 힘들 때마다 항상 말없이 도와준 내 모든 친구들에게 고마움을 전합니다.

2015년 1월 최현아