

건물내 화재에 의한 연소가스 거동 예측에 관한 연구

A Study on the Prediction of Combustion Gas Behavior Induced by Fire in a Building

박 희 용*, 박 경 우**
H. Y. Pak, K. W. Park

Key words : Fired Building(건물내 화재), Combustion Gas(연소가스), Pyrolyzing Material(열분해물질), Turbulent Natural Convection(난류자연대류), Radiative Heat Transfer(복사열전달)

Abstract

The Combustion gas behavior induced by fire in a building is numerically investigated. The typical building for this analysis is partially divided by a vertical baffle projecting from the ceiling. The solution procedure includes the low Reynolds number $k-\epsilon$ model for the turbulent flow and the discrete ordinates method is used for the calculation of radiative heat transfer equation. The effects of the location and size of fire source and baffle length on velocity and temperature distributions, species mass fraction and flame location are analyzed.

As the results of this study, it is found that the case when the fire source is located at the vertical wall is more dangerous than at the bottom wall in view of the combustion products and flame location. It is also found that the radiation effect cannot be neglected in analyzing the building in fire.

기 호 설 명

a : 흡수계수
 B : 질량전달수, $(Q_p Y_{ax} / \rho_{ax} M_{ax} - h_w) / L_v$
 C_p, C_{1r}, C_{2r} : 난류모델의 상수
 d : 차폐막의 두께
 D : 종확산계수
 D_3 : *Damköhler* 수, $(Q_p Y_{ax} / h_w)$
 f_1, f_2, f_v : 난류모델의 감쇄함수
 G_B : 부력에 의한 생성항
 h : 비엔탈피
 H : 높이
 I : 복사강도

J_1 : 무차원 *Shvab-Zeldovich* 변수, $(\gamma - \gamma_x) / (\gamma_w - \gamma_x)$
 J_2 : 무차원 *Shvab-Zeldovich* 변수 $(\beta - \beta_x) / (\beta_w - \beta_x)$
 k : 난류운동에너지 또는 열전도계수
 L : 길이
 L_m : 복사선의 평균길이
 L_v : 열분해 유효잠열
 M : 물질량
 \dot{m}'' : 단위체적당 질량생성율
 n : 연직방향 단위벡터
 $P(\mathcal{Q}' \rightarrow \mathcal{Q})$: 위상함수
 P_k : 난류에너지 생성항
 Pr : Prandtl 수
 \dot{q}'' : 단위체적당 연소열

* 정희원, 한양대학교 기계공학과

** 정희원, 한양대학교 대학원 기계공학과

- \dot{q}'' : 국소 복사열유속
- r : 질량소비수, $(Y_{ox} / Y_{fw}) \cdot (\nu_{fw} M_{fw} / \nu_{ox} M_{ox})$
- Re_n, Re_l : 국소 Reynolds 수
- T : 온도
- u : x 방향 속도
- v : y 방향 속도
- ω : 가중인자
- x : 수평방향의 좌표
- X_p : 열분해물질의 길이
- X_s : 차폐막의 길이
- y : 수직방향의 좌표
- Y_i : i -종의 질량분율

그리스 문자

- α : 열확산계수, $(k/\rho C_p)$
- β : 무차원 변수 $(Y_i / \nu_j M_j - Y_{ox} / \nu_{ox} M_{ox})$, 또는 상 각계수 $(s+a)$
- γ : 무차원 변수, $(-h/Q_p \nu_{ox} M_{ox} - Y_{ox} / \nu_{ox} M_{ox})$
- ϵ : 난류에너지소산율 또는 방사율
- μ, μ_j : 층류 및 난류점성계수
- ρ : 밀도
- ν : 점성계수 또는 화학량론적인 계수
- $\sigma, \sigma_k, \sigma_i, \sigma_r$: 산란계수 또는 k, T, ϵ 에 대한 난류 프란틀 수
- τ : 광학두께
- ω : 산란알베도, $(\sigma/(\sigma+a))$
- Ω : 복사의 유출방향 $(= \mu \bar{u} + \xi_j^2)$

첨 자

- b : 흑체
- e, w, s, n : 검사체적면의 위치
- f : 연료
- fl : 화염
- i, j : 종(species) 또는 x, y 의 공간방향
- n : 각 지수(angular index)
- ox : 산소
- p : 연소 생성물, p 번째 검사체적의 중심
- t : 난류
- w : 벽, 열분해 물질이 존재하는 벽면
- ∞ : 주위영역의 값(ambient value)

: 입사방향

1. 서 론

부분적으로 밀폐된 공간내에서 화재의 발달과정 및 화재에 의한 위험도 평가는 화재현상을 연구 하는데 있어서 매우 중요한 일이다. 건물내에서 화재발생시 연소가스의 거동을 보다 정확히 예측 함으로서 이를 효율적으로 제어한다면 유독가스에 의한 인명피해를 줄일 수 있을 뿐아니라, 연소가 스에 의한 화재영역의 확산을 방지할 수 있어 건물 설계시 중요한 기초자료로 활용될 수 있기 때문에 그 동안 이 분야가 많은 관심의 대상이 되어왔다. 또한 실제 화재현상에 대한 실험은 실측크기의 실험수행이 어렵고 연소특성상 모형실험의 어려움 으로 인하여 많은 제한을 받아왔다. 따라서 수학적 모델에 의한 연소가스 거동에측이 대형 화재현상의 실험에 대한 효과적인 보완책이 될 수 있다.

완전 또는 부분적으로 밀폐된 공간에서 화재에 의한 연소가스 거동에 대한 수학적 모델링을 위한 접근 방법으로는 대체적으로 검사체적-모델¹⁻²⁾과 편미분 방정식-모델³⁻⁴⁾로 대별 할 수 있다. 검사 체적-모델(zone model)은 해석영역을 여러개의 분할된 영역(zone)으로 나누는데 이때, 각 영역은 그 경계면을 지나는 열 및 질량유속에 의한 상호 관련성을 고려하여 균일한 물성치를 갖도록 한다. 그러므로 검사체적-모델은 상대적으로 계산이 간 편한 장점이 있으나 각 영역에서의 거동과 열 및 질량생성을 그리고 영역사이의 열교환등에 대하여 많은 가정을 하여야 하기 때문에 계산 결과의 정 확성에 있어서 문제가 되는 방법이다. 편미분방정 식-모델(field model)은 물리적인 현상을 지배하는 편미분 방정식을 직접 풀어서 연소가스의 거동을 예측하는 수리적인 방법으로, 난류연소현상을 규 명하기 위해서는 검사체적-모델에 비하여 상대적 으로 많은 계산시간 및 컴퓨터용량을 필요로 하기 때문에 지금까지 많은 관심의 대상이 되진 않았다. 그러나 속도 및 온도분포 그리고 화학종의 농도 분포등을 정확하고 자세히 규명할 수 있는 방법 이다.

연소에 의하여 발생하는 그을음(soot)이나 H₂O, CO₂등은 복사에 참여하는 매질인데, 이런 매질의

비회기체(nongray gas)특성으로 야기되는 물리적인 현상은 가스복사열전달을 고려함으로써 보다 정확히 예측될 수 있으나, 지금까지의 연소에 관련된 연구는 복사열전달을 고려하지 않은 경우가 대부분이다. 화재와 관련된 물리적 현상은 그 복잡성으로 인하여 주로 부분밀폐공간내에서 화재발생영역을 일정한 크기의 열원으로 가정한 후 부력으로 야기되는 유동장을 해석한 경우가 주를 이루고 있다.⁵⁻⁶⁾ 그러나 Mao등⁷⁾은 부분밀폐공간내의 고체 연료 연소시 화염의 거동 및 유동특성을 실험 및 수치적으로 해석하였다. 그러나 이들은 난류효과 및 복사열전달효과를 무시함으로써 화염위치등에 있어서 실험치와 비교적 큰 오차를 나타내었다. 즉 이들이 지적하였듯이 실제 화재발생시 이 두가지 효과는 연소가스 거동에 보다 지배적인 인자로 작용될 것이다. Liu등⁸⁾은 경계층문제에 관심을 두어 2차원 층류화염에 대한 유동특성을 규명하였다. 그러나 지금까지의 연구에서는 부분밀폐공간내에서 복사 및 난류화염을 동시에 고려하여 수치적으로 예측한 경우는 거의 없는 실정이다.

연소에 의한 난류자연대류와 복사열전달이 서로 연계되어 유동 및 온도장을 형성하는 경우에, 매질을 통한 복사열전달을 보다 정확하게 예측할 수 있는 효과적인 방법이 필요하며 동시에 유동장해석을 위하여 주로 사용되고 있는 유한차분법과 쉽게 어울릴 수 있는 방법이어야 한다. 이러한 요구에 부응하는 근사 해법으로는 P-N근사법으로 알려진 구조화근사법(spherical harmonics approximation)⁹⁾과 S-N법으로 알려진 구분종좌표법(DOM, discrete ordinates method)¹⁰⁾등이 있다. 구조화 근사법은 복사강도를 구조화함수의 급수로 전개하여 계산의 편리성을 위하여 특정항까지만 취한 후 미적분 형태로 표현되는 복사전달방정식을 복사강도의 모멘트들로 표현된 몇개의 편미분방정식으로 변환하여 해를 구하는 방법으로, 방정식의 형태가 유동장의 지배방정식과 같이 미분방정식으로 표현되기 때문에 유동장과 복사의 동시해를 구하기 쉬우나 계산시간이 많이 필요할 뿐만 아니라, 보다 정확한 해를 구하기 위해서는 구조화함수 및 경계조건의 확장이 요구되는데 이들의 유도 과정이 복잡하므로 많은 노력과 계산과정에서 오류를 범하기가 쉽다. 구분종좌표법은 개념적으로는 플럭스(flux)모델¹¹⁾

과 동일하지만 플럭스 모델에서 고려되지 않은 각 방향에 대한 복사강도들 사이의 상호관련성을 고려한 방법으로 보다 엄밀한 해를 구하기 위해서는 구분화된 좌표의 수만 확장하면 되는 편리성이 있다.

본 연구는 화재에 의한 연소가스의 거동을 예측하기 위한 기초연구로서 연소에 의한 난류자연대류와 복사열전달이 서로 연계되어 발생하는 열 및 유동장을 수치적으로 해석하였다. 채택된 계산 모델은 차폐막에 의하여 부분적으로 분할된 2차원 밀폐공간의 벽면의 일부를 형성하는 열분해물질이 정상연소되는 난류화염의 경우이다. 연소가스 거동에 대한 수학적 접근방법으로는 field-모델을 적용하였고, 연소모델링은 참고문헌⁷⁻⁸⁾에 의하여 제시된 근사법(Shvab-Zeldovich모델)을 도입하였으며 난류모델링을 위하여 Davidson¹²⁾이 제안한 저 Reynolds수 $k-\epsilon$ 모델을 사용하였다. 그리고 복사열 전달방정식을 계산하기 위하여 구분종좌표법을 적용하였다. 이러한 연소, 복사 및 난류모델을 기초로 하여 열분해 물질의 위치 및 크기 그리고 차폐막의 길이변화등이 화염의 구조, 연소가스의 분포, 온도 및 유동특성에 미치는 영향을 해석하였으며, 복사열전달을 고려하지 않은 순수 연소장과의 비교를 통하여 연소가스의 거동예측을 위한 복사열 전달의 중요성을 규명하였다.

2. 이론해석

2.1 계산모델의 설정 및 기본가정

본 연구에서는 건물의 기본형태인 칸막이가 있는 실내와 이에 연결된 복도를 계산영역으로 설정하였으며 그 개략도는 Fig.1과 같다. 그림에서 보는 바와 같이 오른쪽벽은 개방되어 있고 천정에서부터

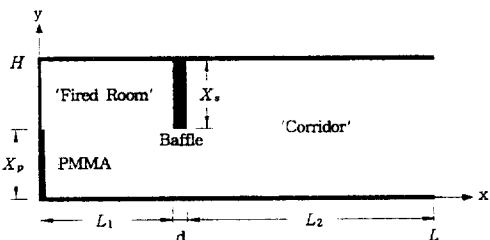


Fig.1 Schematic diagram of computational domain

형성된 차폐막에 의하여 분할된 부분밀폐공간으로 벽면의 일부를 형성하는 열분해 물질인 고체연료 (PMMA, poly methyl metacrylate)가 정상연소되는 경우이다. 고체연료면을 제외한 모든 벽면은 단열되어 있고(차폐막 포함), 유동은 부력에 의해 야기되는 난류자연대류와 복사열전달이 연계되어 일어난다. 연소현상에서 화염전파속도(flame spread speed)는 유동장에서의 열 및 질량전달 과정과 열분해물질의 거동에 의하여 결정되는데, 실제적으로는 시간에 따라 화염의 위치가 변하는 비정상 상태이다. 그러나 유체유동에서의 운동량, 열 및 질량전달에 대한 응답시간이 고체연료의 가열시간보다 훨씬 빠르기 때문에 고체상(state)에 대한 기체상에서는 준정상상태가 된다. 해석을 위하여 다음과 같은 가정을 하였다.

- 1) 유동장은 2차원 준정상상태 난류이다.
- 2) Lewis수는 1이고, 화학반응에 flame sheet 근사가 적용된다.
- 3) 점성열소산효과 및 압축일은 무시한다.
- 4) 모든 화학종의 평균질량(molecular weight)은 일정하다.
- 5) 복사 고려시 산란효과는 무시한다.
- 6) 모든 벽면은 균일한 방사율을 갖고 확산적으로 방사 및 반사하는 비투과경계면이다.

2.2 지배방정식

2차원 직교좌표계에서 밀도가 변하는 경우의 난류화염을 기술하는 보존방정식(연속, 운동량, 에너지 및 화학종) 및 상태방정식은 아래와 같다.

연속방정식

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} = 0 \quad (1)$$

x-방향 운동량방정식

$$\begin{aligned} \rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} \\ = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu_{eff} \frac{\partial u}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu_{eff} \frac{\partial u}{\partial y} \right] \end{aligned}$$

$$+ \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu_{eff} \frac{\partial u}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu_{eff} \frac{\partial u}{\partial x} \right] - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial x} (\rho k) \quad (2)$$

y-방향 운동량방정식 :

$$\begin{aligned} \rho u \frac{\partial v}{\partial x} + \rho v \frac{\partial v}{\partial y} \\ = -\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu_{eff} \frac{\partial v}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu_{eff} \frac{\partial v}{\partial y} \right] \\ + \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu_{eff} \frac{\partial u}{\partial y} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu_{eff} \frac{\partial u}{\partial x} \right] - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial y} (\rho k) \\ + g \cdot (\rho_x - \rho) \end{aligned} \quad (3)$$

에너지방정식 :

$$\begin{aligned} \rho u \frac{\partial h}{\partial x} + \rho v \frac{\partial h}{\partial y} \\ = -\frac{\partial}{\partial x} \left[\mu_h \frac{\partial h}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu_h \frac{\partial h}{\partial y} \right] + \dot{q}_c'' + \dot{q}_r'' \end{aligned} \quad (4)$$

화학종방정식 :

$$\begin{aligned} \rho u \frac{\partial Y_i}{\partial x} + \rho v \frac{\partial Y_i}{\partial y} \\ = \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu_{Y_i} \frac{\partial Y_i}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu_{Y_i} \frac{\partial Y_i}{\partial y} \right] + \dot{m}_i'' \end{aligned} \quad (5)$$

상태방정식 :

$$P = \rho R T \quad (6)$$

2.2.1 난류모델

실내와 같은 형상에서 벽면에서의 점성효과는 난류생성항을 작게하며 부력의 영향으로 재층류화를 유발시키기 때문에, 이 연구에서는 벽근처 유동을 효과적으로 예측할 수 있다고 알려진 저 레이놀즈수 k-ε 모델¹²⁾을 채택하였다.

난류 운동에너지(k)와 난류에너지 소산율(ε)에 대한 전달방정식은 아래와 같다.

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i k) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\mu_k \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] + P_k + G_B - \rho \epsilon \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i \epsilon) &= \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\mu_\epsilon \frac{\partial \epsilon}{\partial x_i} \right] \\ &+ \frac{\epsilon}{k} [f_1 C_{1\epsilon} P_k + C_{1\epsilon} G_B - f_2 C_{2\epsilon} \rho \epsilon] \quad (8) \end{aligned}$$

여기서, $x_1=x$, $x_2=y$ 을 의미하며, 난류생성항(P_k)과 부력에 의한 생성항(G_B)은 아래와 같이 정의된다.

$$P_k = \mu_i \left[\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right] \frac{\partial u_i}{\partial x_j}, \quad G_B = -\frac{\mu g \beta}{\sigma_t} \frac{\partial T}{\partial y} \quad (9)$$

난류점성계수는 난류운동에너지와 소산율에 의하여 아래와 같이 구하며,

$$\mu_i = \frac{f_\nu C_\mu \rho k^2}{\epsilon} \quad (10)$$

나머지 난류확산계수는 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \mu_{eff} &= \mu + \mu_i, \quad \mu_s = \mu + (\mu/\sigma_s), \quad \mu_k = \mu + (\mu/\sigma_k) \\ \mu_t &= \mu + (\mu/\sigma_t), \quad \mu_{Y_i} = \mu + (\mu/\sigma_{Y_i}) \quad (11) \end{aligned}$$

식 (8) 및 (10)에 사용된 각종 실험 상수값 및 Davidson¹²⁾이 제안한 감쇄함수에 관한 정의식을 Table 1에 나타내었다. Table 1에서 정의한 국소 레이놀즈수의 n 은 벽면에서 가장 가까운 격자점

Table 1 Various experimental constants and functions¹²⁾ for turbulent modeling

C_μ	$C_{1\epsilon}$	$C_{2\epsilon}$	σ_k	σ_ϵ	σ_t	σ_{Y_i}
0.09	1.44	1.92	1.0	1.3	0.9	0.9
f_ν	$\exp \left[-\frac{3.4}{(1+Re_t/50)^2} \right]$					
f_1	$1 + \left(\frac{0.14}{f_\nu} \right)^3$					
f_2	$\{1 - 0.27 \exp(-Re_t^2)\} \{1 - \exp(-Re_n)\}$					
Re_t	$\frac{\rho k^2}{\mu \epsilon}$	Re_n	$\frac{\rho \sqrt{kn}}{\mu}$			

까지의 거리이다.

2.2.2 연소모델링

에너지 및 화학종방정식에 나타난 단위체적당 연소열(\dot{q}_c)과 질량생성율(\dot{m}_i)은 여러 종속변수와 관련된 복잡한 미지함수인데, 모든 화학종에 대한 Lewis수가 1이고, 반응물(산소와 연료)이 단단계 화학반응을 일으키며 연소반응이 얇은판과 같이 좁은영역에 한정적으로 일어나며, 산소와 연료가 완전반응을하여 동시에 존재하지 않는다는 가정(flame sheet)을 도입하면 Shvab-Zeldovich 변수에 의하여 이를 제거할 수 있다. 즉, 계산된 Shvab-Zeldovich 변수가 에너지방정식 및 화학종방정식에 대한 주변수가 되는 것이다. 식 (4)와 (5)를 변환시킨 후 정규화(normalizing) 과정을 거치면 에너지 및 화학종 보존방정식은 다음과 같이 다시 쓸 수 있다.⁷⁻⁸⁾

$$\begin{aligned} \rho u \frac{\partial J_1}{\partial x} + \rho v \frac{\partial J_1}{\partial y} &= \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu_{Y_i} \frac{\partial J_1}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu_{Y_i} \frac{\partial J_1}{\partial y} \right] \\ &+ \frac{1}{Q_p Y_{\infty} - h_w} \nabla \cdot \dot{q}_c \quad (12) \end{aligned}$$

$$\rho u \frac{\partial J_2}{\partial x} + \rho v \frac{\partial J_2}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu_{Y_i} \frac{\partial J_2}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu_{Y_i} \frac{\partial J_2}{\partial y} \right] \quad (13)$$

연소가스의 거동이 이상기체라는 가정과 밀도변화가 주로 온도에 영향을 받는다면 운동방정식에서 나타나는 부력항은 다음의 식으로 쓸 수 있다.

$$\begin{aligned} &g \cdot (\rho_\infty / \rho - 1) \\ &= g \cdot \left(\frac{1}{\theta} - 1 \right) \{ D_3 - J_1 (D_3 - 1) \}, \quad J_2 > J_{2,fl} \\ &= g \cdot \left(\frac{1}{\theta} - 1 \right) \left\{ \frac{D_3(1+r)J_2}{r} - J_1 (D_3 - 1) \right\}, \quad J_2 > J_{2,fl} \quad (14) \end{aligned}$$

여기서, θ_c 은 벽면온도(T_w)에 대한 주위온도(T_∞)의 비이다. 또한 $J_{2,fl}$ 은 화염위치에서의 J_2 값으로 flame sheet 근사에 의하여 연료와 산소가 화염위치에서 동시에 소멸된다는 조건으로부터 다음과 같이 구할 수 있다.

$$J_2(y_{fi}) = r / (1+r) \tag{15}$$

2.3.3 복사모델링

에너지 방정식에 나타난 복사생성항은 복사열전달 방정식을 계산함으로써 구할 수 있다. 흡수, 방사 및 산란을 하는 복사 참여매질에 대한 복사열전달방정식을 2차원 직교좌표계에서 다음과 같이 표현된다.¹³⁾

$$\frac{1}{\beta(s)} (\Omega \cdot \nabla) I(s, \Omega) + I(s, \Omega) = S(s) \tag{16}$$

$$S(s) = (1-\omega) I_b(T) + \frac{\omega}{4\pi} \int_{4\pi} P(\Omega' \rightarrow \Omega) \cdot I(s, \Omega') \cdot d\Omega' \tag{17}$$

여기서, $P(\Omega' \rightarrow \Omega)$ 는 에너지전달의 위상함수이며, $I(s, \Omega)$ 는 위치와 방향의 함수인 복사강도이고, $I_b(T)$ 는 매질 온도에 대한 흑체의 복사 강도를 의미한다. 식 (16)을 전 입체각에 대하여 적분하면 복사열유속의 발산항은 다음식으로 구할 수 있다.

$$-\nabla \cdot \vec{q}' = a(x, y) \left[\int_{4\pi} I(x, y, \Omega) d\Omega - 4\pi I_b \right] \tag{18}$$

복사강도를 구하기 위하여 이 연구에서는 구분중좌표법을 사용하였다. 구분중좌표법은 기존의 검사체적법과 동일한 격자점에서 복사강도를 구할 수 있을 뿐만 아니라, 이 연구에서와 같이 영역내에 복사참여매질이 존재하는 영역과 복사에 투명한 영역이 동시에 존재할 때, 즉 매질의 광학두께의 크기에 상관없이 적용될 수 있는 방법이다. DOM에 대한 자세한 계산방법은 참고문헌¹⁰⁾에 잘 수록되어 있다.

2.2.4 복사참여매질의 물성치 계산

연소가스중 복사열전달에 참여하는 가스는 H₂O와 CO₂이며 이들은 복사에 대하여 파장별 특성을 지니므로 회체매질로 가정하는 것은 오차를 크게 할 수 있다. 그러므로 이 연구에서는 Smith등¹⁴⁾이 제시하여 많이 사용되고 있는 회기체가중합모델 (WSGGM, weighted sum of gray gases model)을 이용하여 혼합가스의 전방사율을 계산하였다. 전방사율이 구해지면 가스의 흡수계수는 다음과 같이

계산된다.

$$a(x, y) = -\ln\{1 - \epsilon(x, y)\} / L_m \tag{19}$$

여기서, L_m 은 복사선의 평균 이동거리로서 다음식으로 구하였다.

$$L_m = 3.6 \frac{V}{A} \tag{20}$$

여기서, V 와 A 는 각각 가스의 체적과 표면적을 의미한다.

2.3 경계조건

속도에 대하여는 모든 벽면에 점착조건을 주었으며, 열분해 연료기관위에서의 속도 및 Shvab-Zeldovich변수 J_1 및 J_2 는 다음과 같다.

$$(u, v)_w = \frac{Y_{fw} + Y_{ox,w} \nu_{fi} M_{fi} \nu_{ox} M_{ox}}{1 - Y_{fw}} \cdot \left(-D \frac{\partial J_2}{\partial (x, y)} \right)_{x,y=0} \tag{21a}$$

$$J_1 = J_2 = 1 \tag{21b}$$

복사를 고려하지 않은 경우, 열분해 물질이 존재하는 영역 이외의 벽면에서는 아래와 같이 주었다.

$$\frac{\partial J_1}{\partial n} = \frac{\partial J_2}{\partial n} = 0 \tag{22}$$

그리고 개방부분에서의 경계조건은 연소가스 또는 공기의 유출, 유입을 고려하여 다음과 같다.

$$J_1 = J_2 = 0 : u \leq 0 \text{일 때} \tag{23a}$$

$$\frac{\partial J_1}{\partial x} = \frac{\partial J_2}{\partial x} = 0 : u > 0 \text{일 때} \tag{23b}$$

복사전달방정식을 계산할 때, 해석영역의 벽면에서의 경계조건은 벽면의 국소 에너지평형을 고려하면 다음과 같다.

$$I_w = \epsilon I_{b,w} + \frac{1-\epsilon}{\pi} \sum_{n'=1}^{NN} \sum_{\Omega' < 0} w_{n'} |n \cdot \Omega'| I_{n'} \quad (24)$$

$n \cdot \Omega > 0$

와와 같이 복사를 고려하는 경우에, 벽면에서 단열조건은 벽면에서 복사 및 전도의 열평형을 고려하여 아래의 식으로 주어진다.

$$(-k\nabla T + \vec{q}_i) \cdot \vec{n} = 0 \quad (25)$$

계산영역 내에 차폐막이 존재하는 이 연구의 경우 연소가스-차폐막의 경계면에서 복사 열교환현상이 발생하게 되므로 이에 대한 새로운 열평형식이 필요하게 된다. 그러므로 복사에 의하여 발생하는 차폐막내의 열생성항을 고려하여 이를 해결하였으며 연소가스와 차폐막 경계에서 J_1 및 J_2 의 값을 0으로 주도록 프로그램을 수정하였다. 이때, 경계면에서의 복사열유속(\vec{q}_i)과 온도는 서로 연계되어 있으므로 복사열유속과 온도는 하향이완계수를 사용하여 반복적으로 계산하였다.

2.4 수치해석

운동량 방정식 및 에너지 방정식을 계산하기 위하여 계산영역을 62×42 의 비균일 격자계로 나누고 검사체적(control volume)법을 적용하였다. Fig.2는 본 연구에서 채택한 격자구조이다. 운동량 방정식에 나타나는 압력항은 SIMPLER 알고리즘으로 처리하였으며, 이산화된 방정식은 선순법(line by line method)으로 반복 계산하였다.¹⁵⁾ 복사전달방정식(radiative transfer equation, RTE)의 해를 구하기 위하여 이 연구에서는 구분종좌표법(DOM)을 도입하였는데, DOM은 미적분 형태로 나타나는 복사전달방정식을 공간상의 4π 의 입체각을 유한한 수의 종방향으로 나누고 이들 각각의 방향에 특정한 가중함수를 고려하여 RTE에서 나타나는 복사강도의 각적분(angular integral)을 종방향에 대한 합의 형태로 대체하여 해를 구하는 방법으로 공간상에 RTE의 이산화식을 SIMPLER 알고리즘과 동일한 검사체적(격자점)에서 구할 수 있다. 종좌표의 수는 이차원의 경우에 n 이 구분종좌표법의 차수를 가리킬 때 $n(n+2)/2$ 개이다. 2차원 층류운동인 경우

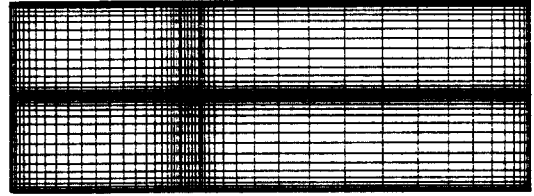


Fig.2 Grid system for this study

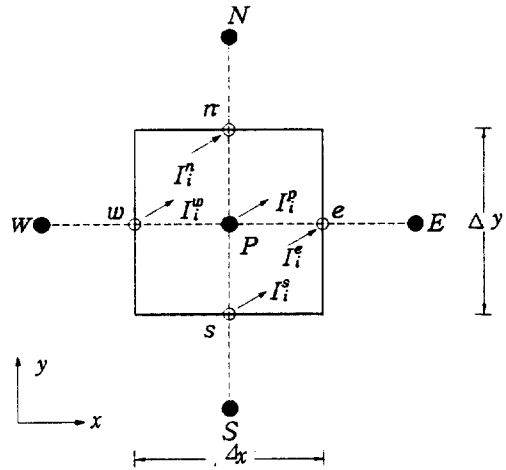


Fig.3 Control volume for discretization of RTE

계산시간이나 해의 정확성의 측면에서 S_4 가 적절하다고 하였으나¹⁶⁾ 이 연구는 난류연소장을 해석하므로 S_6 를 사용하였다. 구분종좌표에 대한 전달방정식은 Fig.3과 같은 임의의 격자계에 식 (16)을 적용하여 구할 수 있다. 즉, 임의의 종좌표방향 i 에 대하여 $\Delta x \Delta y$ 를 곱하여 4개의 제어체적면에 적분을 하면 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \mu_i A_x (I_i^- - I_i^+) + \xi_i A_y (I_i^- - I_i^+) + \Delta V_p \tau_p I_i^+ &= \Delta V_p S_p \\ S_p &= \tau_p I_b + \frac{\sigma}{4\pi} \sum_{\Omega'} P(\Omega, \Omega') w' I_{\Omega'} \end{aligned} \quad (26)$$

여기서, $A_x = \Delta y$, $A_y = \Delta x$ 그리고 $\Delta V_p = \Delta x \Delta y$ 이다. 이때 기지의 복사강도(I_i^+ , I_i^-)와 제어체적면 e 와 n 에서 떠나는 미지의 복사강도(I_i^+ , I_i^-)를 서로 연관시킴으로써 계산을 간편하게 할 수 있다. 즉,

$$I_i^- = \frac{1}{\alpha} [I_i^+ - (1-\alpha) I_i^+] \quad (27a)$$

$$F_r = \frac{1}{\alpha} [F_r - (1-\alpha)F_r] \quad (27b)$$

여기서, α 는 유한차분에 대한 가중합수이며, $\alpha=0.5$ 이면 다이아몬드차분(diamond difference)¹⁰⁾이 된다. 식 (26)과 식 (27)에서 구하고자 하는 복사강도 F_r 에 관하여 정리하면 다음과 같다.

$$F_r = \frac{|\mu_r| A_r F_r + |\xi_r| A_r F_r + \alpha_r I_r \Delta V_r}{|\mu_r| A_r + |\xi_r| A_r + \alpha_r \Delta V_r} \quad (28)$$

이산화된 RTE의 복사강도를 계산하기 위해서는 공간좌표의 방향코사인인 μ 와 ξ 의 음, 양에 따라 서로 다른 4개의 방향으로 sweep한다. 그리고 RTE가 미지의 복사강도를 포함하고 있으며 경계 조건식이 입사되는 복사에너지와 관련되어 있으므로 반복적으로 계산을 수행한다.

해석영역에서의 물성치 변화가 크므로 정상상태에 도달할 때까지 time-marching 기법을 사용하였다. 반복계산중 해의 발산을 막고 수렴을 향상시키기 위해 하향이완을 시켰는데, 이때 하향계수로는 속도에 대해서는 0.2를 사용하였고 J_1, J_2, P 에 대해 각각 0.2, 0.3, 0.5를 사용하였으며 k 와 ϵ 은 각각 0.3을 사용하였다. 해의 수렴은 검사체적내로 유입 및 유출되는 유량의 차이를 조사하여 그 차이가 10^{-5} 이하이며 종속변수가 20회 이상 반복하는 동안에 유효자리 5자리안에서 변화가 없을 때를 수렴된 해로 간주하였으며 복사가 고려된 경우에 약 6,000회 반복시 수렴된 해를 구할 수 있었다.

3. 결과 및 고찰

연소장에서 연소가스의 거동 및 연소생성물의 분포는 주로 열분해 물질의 위치 및 크기 그리고 차폐막의 길이에 의하여 많은 영향을 받는다. 먼저 이 연구에서 고려한 벽면에서 열분해되는 고체연료는 PMMA로 계산시 사용된 값은 열분해물질의 표면온도(T_s)는 663K, 열분해물질의 유효잠열(L_s)은 1.59×10^6 J/Kg, 질량전달수(B)는 1.7, 그리고 3차 Damköhler수(D_3)는 6.45 및 질량소비수(γ)는 0.22이다.⁷⁾ 그리고 에너지방정식에 나타난 종에 대한 난류 프란틀 수는 온도에 대한 난류 프란틀 수와

동일하게 주었으며 프란틀수(Pr)는 0.72, 벽면방사율(ϵ_w)은 0.8이다. 복사열전달 계산시 모든 경우에 6차의 DOM을 적용하였다. 해석영역의 기본적인 기하학적인 형상은 열분해 물질의 길이(X_p)는 7cm, 차폐막의 길이(X_c)는 9cm이며 밀폐공간의 높이(H)는 18cm, 길이(L)는 54cm 그리고 차폐막의 두께는 전체길이의 1/30이다. 이 연구는 실제 연소장해석을 위한 기초연구로서 이 연구에서 채택한 열분해물질인 PMMA의 열역학 및 화학적인 물성치의 특성과 실험에 의한 연소장해석에서 기존의 여러 연구자들^{7,17)}이 채택한 기하학적인 형상을 고려한 것이다. 이상의 기본적인 기하학적인 형상 및 열분해물질의 물성치를 바탕으로 PMMA의 위치 및 크기 그리고 차폐막의 길이 변화등이 연소가스의 열 및 유동특성에 미치는 영향을 수치적으로 규명하였다. 즉, PMMA가 좌측벽면의 아래쪽 및 중간부분 그리고 아래측 벽면의 왼쪽 및 중간부분에 위치하는 네가지 경우를 고려하여 이를 각각 위치 ①, 위치 ②, 위치 ③, 그리고 위치 ④로 부르기로 한다. 열분해 물질의 크기를 7cm에서 13cm로, 차폐막의 길이를 9cm에서 4.5cm로 변화시켰다. 그리고 연소장에 복사열전달 현상이 미치는 영향을 알아보기 위하여 순수한 난류연소 유동장과 비교를 하였다. 이 연구에서 특별한 언급이 없는 한 모든 결과는 복사를 고려한 경우이다.

격자 의존성 : 난류화염 및 복사열전달 현상을 규명하기 위해서는 적절한 격자계의 선택이 매우 중요하므로 이를 위하여 여러개의 격자구조에 대하여 기준 모델(위치 ①)을 선택하여 격자의존성을 규명하여 보았다. 즉 2차원 격자구조를 $52 \times 32, 62 \times 42$ 그리고 72×52 등 3가지의 비균일 격자구조를 선택하여 $y=9$ cm에서의 수직방향 속도분포를 Fig.4에 나타내었다. 그림에서 보는바와 같이 52×32 인 경우 나머지 두 경우에 비하여 최대속도는 약 5%의 오차를 보이고 있다(세 경우의 최대속도는 각각 1.4415, 1.5174, 1.5234(m/s) 이다). 또한 1회 반복하는 시간은 세 경우 각각 5초, 8초 그리고 12초(PC486-DX2)가 소요되었다. 그러므로 이 연구에서는 계산시간 및 해의 정확성등을 고려하여 62×42 의 비균일 격자구조를 선택하였다.

해의 타당성 : 이 연구에서 채택한 모델에 대한 수치해의 타당성을 검증하기 위하여 Mao등⁷⁾이 행

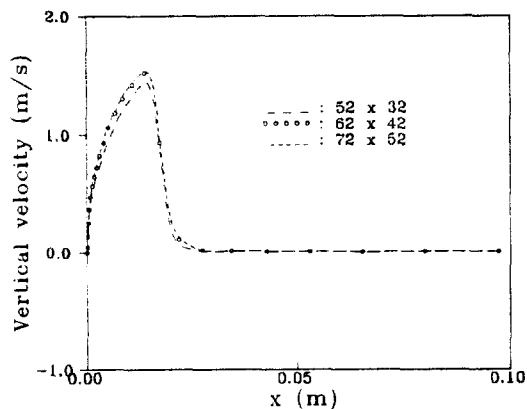


Fig.4 Vertical velocity profiles for grid dependency at location ①

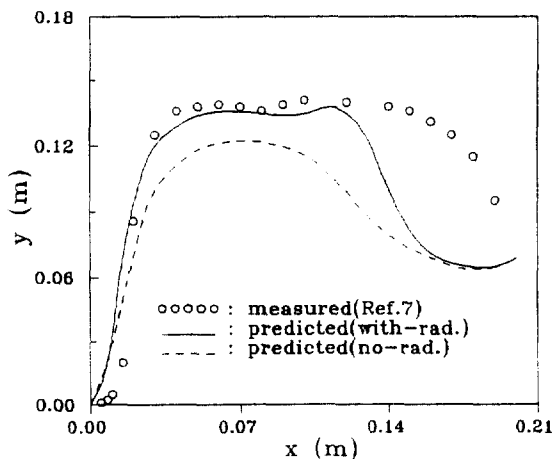
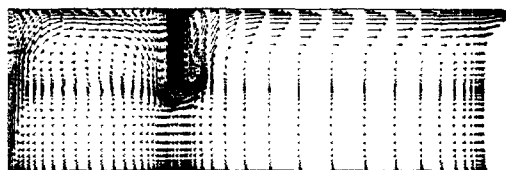
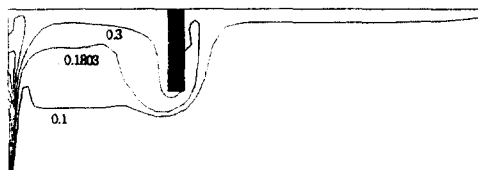


Fig.5 Comparison of measured(Ref.[7]) and predicted flame locations

한 실험결과와 이 연구의 결과 중에서 화염의 위치 ($J_2=0.1803$)를 선정하여 Fig.5에 도시하였다. 비교를 위한 실내의 기하학적인 형상은 좌측벽면 아래에 열분해 물질인 7cm의 PMMA가 존재하고 우측 천장부분에 10cm의 차폐막이 있으며 실내의 길이는 21cm, 높이는 18cm이다. 그리고 열분해물질이 위치한 영역을 제외한 모든 벽면은 단열되어 있는 2차원 형상이다. 먼저, 복사의 효과를 고려하지 않은 상태인 순수연소장의 경우는 실험결과와 약간의 오차가 있으나 비슷한 경향을 보이고 있다. 그러나 복사를 고려한 경우는 그렇지 않은 경우에 비하여



(a) Velocity vectors



(b) J_2 -profiles

Fig.6 Velocity vectors and J_2 -profiles at PMMA location ①

화염의 위치가 보다 천정쪽에 위치하여 실험결과와 매우 잘 일치하고 있음을 알 수 있다. 이는 난류 및 복사열전달의 영향으로 부력의 효과가 더욱 커져 연소가스의 활발한 혼합에 의하여 화염의 위치가 보다 천정쪽에 위치하기 때문이다. 즉, 복사를 고려한 경우에 복사참여 가스가 주로 화염위와 천정사이에 존재하여 주위 유체입자나 벽면으로부터 방사되는 복사에너지로 인하여 상대적으로 높은 에너지를 갖게 되며 이로 인하여 부력의 효과가 커지기 때문이다. 그러나 차폐막이 있는 부분(그림의 우측)에서는 실험결과와 약간의 오차를 보이는데, 이는 실험의 경우 차폐막 바로 뒷부분이 개방되어 있는 반면 본 연구의 형상은 차폐막 뒤가 건물의 복도 형태로 폐쇄되어 있기 때문으로 사료된다.

Fig.6은 이 연구에서 채택한 기본적인 기하학적 형상에 대한 경우로서 속도벡터로 나타낸 전유동장 및 J_2 -분포 그리고 화재에 의한 실내에서의 위험도 평가에 있어서 가장 중요한 요소인 화염위치(이 연구의 경우 $J_2=0.1803$)를 열분해물질이 좌측벽면 하단에 있는 위치 ①의 경우에 대하여 각각 (a)와 (b)에 도시하였다. 속도장의 경우 차폐막에 의한 실내영역이 주 관심영역이 되는데 그림에서 보는 바와 같이 차폐막이 위치한 면에서 크게 유입되는 층과 유출되는 층으로 구분되어 나타났다. 내부

(실내)유동은 천정의 양모서리 부근에 비교적 큰 재순환영역과 좌측벽면의 주유동방향 오른편에 미세한 재순환유동을 포함하여 서로 다른 방향의 속도를 갖는 4개의 유동구조가 관찰되었다. 이러한 유동구조는 Ku 등³⁾의 결과와 매우 잘 일치하고 있다. 그림(a)의 경우 열분해 물질의 벽면속도(blowing velocity)는 일정하지 않고 벽면하단에서부터 상단으로 벽면을 따라 점차 감소하는데 이는 그림에서 보는바와 같이 좌측벽면 하단부근에서 유동에 의한 경계층이 발달하기 전에 유입되는 공기의 영향으로 벽면의 온도구배를 증가시키고 이러한 현상이 고체연료면의 열분해를 촉진시키기 때문이다. 그리고 연소가스의 흐름은 주로 열분해물질이 있는 좌측벽면에서 발생하여 천정부근에 제한되어 있음을 알 수 있다. 그림(b)는 그림(a)와 동일한 조건에 대한 J_2 -분포로서 화염위치를 제외하고는 0.1의 등간격으로 도시한 것이다. 그림에서 화염의 위치는 아래에서 두번째 곡선이다. 그림에서 보는 바와 같이 화염은 실내 및 차폐막 바로 뒤에 한정적으로 위치하고 있으며 천정과 상당히 떨어진 곳에 위치하고 있음을 알 수 있다. 이러한 원인은 차폐막의 존재에 의하여 생기는 실내의 유동구조 변화에 기인하는 것이다. 또한 열분해물질의 연소율(burning rate)도 감소하는데 이는 부분적으로 밀폐된 공간내에서의 연소현상은 화염에서 차폐막 표면으로의 복사에 의한 열손실이 발생하기 때문이다.

3.1 PMMA 위치에 따른 연소장 해석

열분해물질의 위치변화가 속도분포 및 J_2 -분포에 미치는 영향을 규명하기 위하여 PMMA가 실내의 중앙 하단에 위치한 경우(위치④)를 Fig.6과 동일한 조건에서 대하여 Fig.7의 그림(a)와 (b)에 이들을 나타내었다. 먼저 유동장의 경우 전체적인 유동형태는 재순환유동의 발생위치등으로 보아 Fig.6(a)와 거의 비슷하나 좌측 벽면 하단에 새로운 재순환영역이 발생하며 전체적인 유동속도는 좌측 하단에 열분해물질이 위치한 경우보다 더 큼을 알 수 있다. 이러한 현상은 열분해물질이 실내로 유입되는 공기의 유동방향과 나란하게 위치함으로써 유입되는 공기가 갖는 관성력에 열분해물질의 연소에 의한 부력의 효과가 가미되기 때문이다. 또한 Fig.6(a)에 비하여 실내에 비교적 큰 주유동방향의

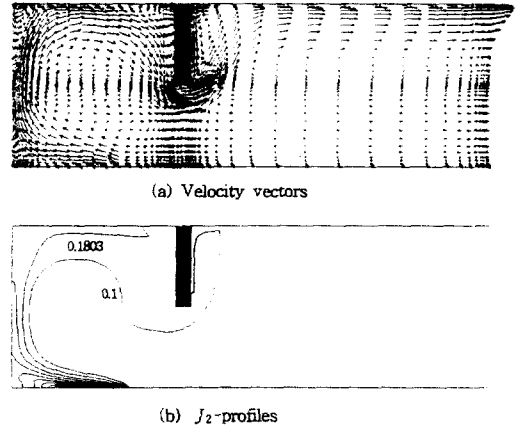


Fig.7 (a) Velocity vectors, (b) flame location and J_2 -profiles for PMMA location ④

속도분포가 존재하는데 이 영역에서 연료와 유입되는 공기와의 보다 활발한 연소반응이 이루어져 부력의 영향을 더 많이 받기 때문이다. 이러한 보다 활발한 유동으로 인하여 차폐막 바로 아래로 유출되는 유동도 커짐으로서 차폐막 바로 뒤에 상당히 큰 재순환유동이 발생되고 있는 것이다.

그리고 J_2 -분포를 나타낸 그림(b)의 경우, 화염의 위치(아래에서 두번째 곡선)는 열분해물질이 위치한 실내 중앙 하단에서 좌측벽면을 따라 차폐막 앞까지 천정부근에 한정적으로 위치하고 있다. 이러한 화염위치의 변화는 차폐막 아래로 유입되는 신선한 공기량의 증가로 인하여 좌측벽면 상·하단의 모서리 부근에 보다 큰 재순환영역의 발생에 기인하는 것이다.

Fig.8은 Fig.6과 7에서 언급한 유동을 좀더 자세히 관찰하기 위하여 4가지 PMMA 위치에 따른 차폐막 바로 아래($x=19\text{cm}$) 위치에서 실내로의 유입 및 유출되는 공기 및 연소가스의 수평방향 속도분포를 그림(a)에, 그리고 개방부($x=54\text{cm}$)에서의 수평방향 속도분포를 그림(b)에 각각 나타내었다. 먼저 그림(a)의 경우, 열분해물질이 아래측벽면에 위치한 경우가 좌측벽면에 위치한 경우보다 전체적으로 유입 및 유출되는 속도가 더 큼을 알 수 있다.(각 위치에 대한 최대 유입(유출)속도는 각각 $-0.094\text{m/s}(0.959\text{m/s})$, $-0.092\text{m/s}(0.813\text{m/s})$, $-0.201\text{m/s}(1.039\text{m/s})$ 그리고 $-0.209\text{m/s}(1.202\text{m/s})$ 이다.) 이는 Fig.7에서 언급하였듯이 부력의 영향을 더 많이

받아 전체적인 유동이 활발해지기 때문이며 열분해물질이 좌측벽면에 위치할 경우에는 유동이 바로 그 벽면을 따라 상승하기 때문이다. 이러한 유입 유량의 변화는 화염의 위치에 지대한 영향을 미친다 (Fig.9 참조). 또한 유입 및 유출경계점은 위치 ① 및 위치 ②인 경우(약 $y=5\text{cm}$)가 나머지 두 경우에 비하여 더 높은 곳에 위치하는데 이는 전체적인 유동과 관계가 깊다. 개방부에서의 수평방향 속도 분포를 나타낸 그림(b)의 경우에도 그림(a)와 마찬가지로 각 위치에 따른 유동형태는 거의 비슷한 경향을 보이나 위치 ③과 ④의 경우, 개방부에서의 유입속도는 완만한 곡선분포를 보이는 반면에 차폐막 바로 아래의 경우(그림(a))에는 벽면에서 갑자기 상승하는 경향을 보이는데 이는 열분해물질이 위치한 곳에서 신선한 공기와의 큰 온도차이로 인하여 유입되는 공기의 양이 증가하기 때문이다. 또한 개방부에서의 유입 및 유출 분기점은 $y=9\text{cm}$ 로 모든 열분해물질 위치에서 동일하였다. 그리고 개방부로 갈수록 유출속도의 크기는 증가하였고

최대유출 속도의 위치는 보다 천정쪽으로 접근되어 있음을 알 수 있다. 특히 위치 ②(좌측벽면 중앙)의 경우, 그림(a)와 (b)에서 보는바와 같이 유입 및 유출속도가 가장 적는데 이는 열분해물질의 분해에 의하여 생성되는 유동이 윗측 벽면에 국한되어 발생하므로 전체유동장에 부력의 영향이 매우 미세하기 때문이다. 이로 인하여 화염의 위치는 차폐막의 높이와 거의 동일하게 존재하리라 예측된다.

화재에 의한 실내에서의 화염의 위치는 화재의 위험도 평가에 있어서 가장 중요한 요소이다. Fig.9는 네가지 열분해물질의 위치에 대하여 화염위치($J_2 = 0.1803$)를 나타낸 것이다. 그림에서 보는바와 같이 열분해 물질이 좌측벽면에 있는 경우(위치 ① 및 ②)는 모두 화염이 실내 및 차폐막 바로 뒤에 까지만 한정적으로 존재한다. 이는 열분해물질이 아래측벽면 하단에 위치한 위치 ③과 ④에 비하여 실내로 유입되는 유량의 감소(적은 속도)에 기인하는 것이다(Fig.8(a) 참조). 이러한 이유로 위치 ①과 ②의 경우, 보다 많은 연소생성물이 실내에 차지하게 되는 것이다. 특히 위치 ②의 경우 속도 분포가 주로 천정부분에 한정적으로 발생하여 부력의 영향이 거의 없기 때문에 연소생성물이 실내의 거의 1/2 이상을 차지하고 있다. 이러한 이유는 화염위치에서 천정까지의 영역이 연소로부터 발생한 고온의 가스로 가득차 있으며 내부유동속도가 적어 외부로부터 유입되는 저온의 유체와의 에너지 교환이 활발하지 못하기 때문이다. 그리고 위치 ③ 및 위치 ④는 열분해물질이 위치한 영역에서 부터 좌측벽면을 포함하여 천정의 일부분까지만 화염이 차지하고 있는데 이는 화염이 차지하는 비율이 상대적으로 작으며, 큰 유동속도 및 좌측벽면 상·하단의 넓은 재순환 유동으로 인하여 화염의 전파를 막기 때문이다. 그러므로 좌측벽면에서 화재발생시(위치 ①, ②) 화염이 낮게 위치하고 온도가 높아, 화염위치나 기타 연소생성물의 전파 가능성등을 고려하여 불매 아래측 벽면에 위치한 위치 ③과 ④보다 위험할 것으로 판단된다.

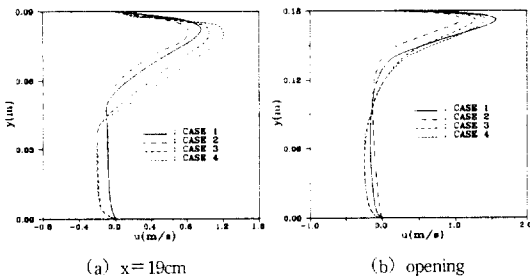


Fig.8 Horizontal velocity profiles for different locations of PMMA at $x=19\text{cm}$ and at the opening

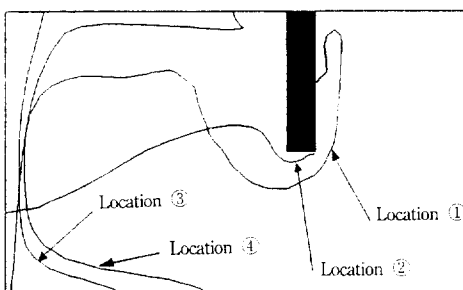


Fig.9 Flame location for various PMMA locations

3.2 PMMA 길이변화에 따른 연소장 해석

Fig.10은 열분해물질의 크기변화가 연소장에 미치는 영향을 규명하기 위하여 위치 ①인 경우의 유동장과 J_2 -분포를 Fig.6과 동일한 형상에 대하여

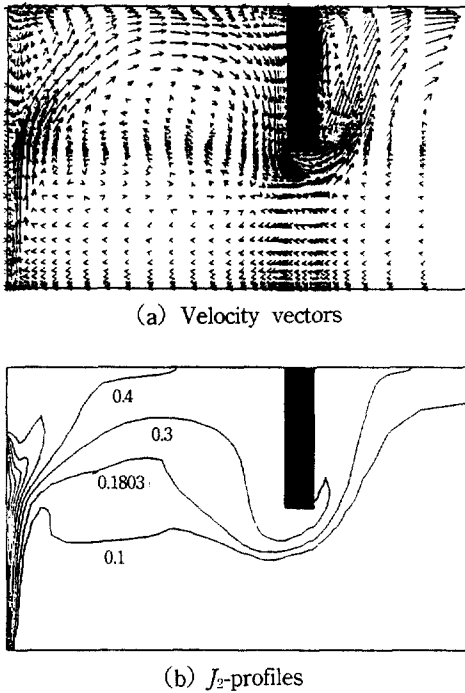


Fig.10 (a) Velocity vectors, (b) flame location and J_2 -profiles for different pyrolyzing length(13 cm) for PMMA location ①

나타낸 것으로 PMMA길이(X_p)가 13cm인 경우이다. 참고로 Fig.10 및 Fig.13은 복도영역을 생략하고 도시하였는데 이는 이 연구의 주 관심영역이 실내이기 때문이다. Fig.6 (a)의 유동장($X_p=7$ cm)과 비교하여 보면 전체적인 유동형태는 열분해물질의 길이에 큰 영향을 받고 있음을 알 수 있다. 즉, Fig.6 (a)와 비교하여 좌측벽면 상단에 비교적 큰 재순환영역이 발생되고 있으며 이로 인하여 열분해물질의 일부가 재순환영역으로 덮혀 있음을 알 수 있다. 그러므로 열분해물질의 벽면속도(blowing velocity)는 벽면을 따라 감소하다가 최저속도를 지나 열분해 물질의 상단에서 다시 증가하고 있다. 이러한 현상은 연소에 의하여 발생한 고온의 연소가스가 재순환 유동으로 인하여 열분해물질로 다시 되돌아 오기 때문이다. 또한 최소 벽면속도의 위치는 연소에 의하여 상승하는 유동과 재순환 유동이 만나는 지점에서 발생하는데 이 연구에서는 $y=9.03$ cm인 위치에서 예측되었다. 이러한 큰 재순환 영역의 발생으로 인하여 그림(b)에서 보는바와 같이

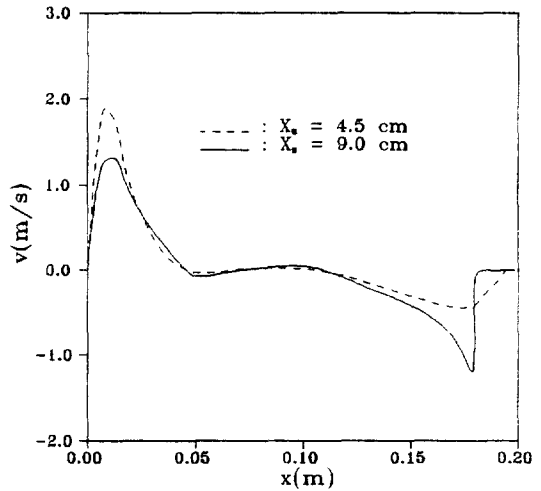


Fig.11 Vertical velocity profiles for different baffle length(4.5cm) for PMMA location ④

많은 양의 연소가스가 실내에 가득차며 화염의 위치는 Fig.6(b)와 비교하여 보면 천정으로 부터 훨씬 떨어진 곳에 위치하고 있다. 이는 차폐막 아래로의 신선한 공기의 유입량이 작아지기 때문이다.

3.3 차폐막 길이변화에 따른 연소장해석

차폐막의 길이변화의 영향을 알아보기 위하여 열분해물질이 아래측 벽면 중앙에 위치한 경우에 대하여 $y=9$ cm인 위치에서의 연직방향 속도분포를 Fig.11에 도시하였다. 모든 기하학적인 형상 및 물 성치는 Fig.7과 동일하며 차폐막의 길이(X_p)를 4.5 cm로 하였다. 차폐막길이의 변화는 실내의 유동구조에 많은 영향을 미친다. 그림에서와 같이 좌측 벽면을 따라 상승하는 최대속도는 차폐막의 길이가 9cm인 경우에 비하여 약 43% 증가하고 있다.(차폐막의 길이가 9cm와 4.5cm의 경우의 최대속도는 각각 1.324m/s와 1.894m/s 이다.) 이러한 속도의 증가는 차폐막길이의 감소가 차폐막 아래부분에서 전체적인 신선한 공기의 유입유량을 증가시키기 때문이다. 그러므로 이 연구에서는 나타내지 않았지만 좌측벽면 상단에 발생하는 재순환 영역이 감소하게 되며 이로 인하여 화염의 위치는 Fig.7(b)에 비하여 좌측 천정부근에 더욱더 한정적으로 위치하리라 예상된다.

3.4 복사열전달이 연소장에 미치는 영향

복사열전달이 연소장에 미치는 영향은 실제 건물내 화재와 같이 광학두께가 클수록 더 지배적일 것이다. 이 연구에서는 복사를 고려하지 않은 순수 연소장과의 비교를 통하여 복사열전달의 중요성을 규명하고자 하였다. 이미 Fig5(수치해의 타당성검증을 위한 그림)를 통하여 화염위치에 대한 순수 연소장과 복사를 고려한 연소장을 서로 비교하여 복사의 중요성을 입증하였으므로 화염위치에 대한 비교는 생략하겠다. 열분해물질이 좌측벽면 하단에 위치한 경우(위치 ①)에서 차폐막 바로 아래와 개방부에서의 온도분포를 복사를 고려한 경우와 그렇지 않은 경우에 대하여 비교하여 Fig.12에 나타내었고 CO₂-질량분율(위치 ③)을 Fig.13에 도시하였다. 먼저 Fig.12는 두가지의 수평방향 위치(x=0.19m 및 개방부)에서 수직방향에 대한 온도분포를 그림(a)와 (b)에 각각 나타내었다. 그림에서 보는 바와 같이 유입영역에서는 대기온도를 유지한 채 거의 균일하게 유입되는 반면, 유출영역에서는 연소에 의한 고온의 연소가스가 유출되고 있음을 알 수 있다. 그러나 두 위치 모두 복사를 고려하지 않은 순수연소장 일때 온도가 훨씬 크게 예측되고 있음을 보여 주고 있다. 이러한 현상은 이 연구에서는 나타내지 않았지만 속도분포도 크게 예측되리라 예상된다. 또한 Fig.12에서 보면 개방부로 갈수록 온도가 감소하며 또한 복사를 고려한 경우와 그렇지 않은 경우의 온도차가 감소하고 있다. 이는 열분해물질로 부터 전달되는 열량이 차폐막에 의하여 저항을 받게되어 열손실이 발생하며 이러한 이유로 개방부로 갈수록 온도는 감소하게 되는 것이다. 특히 복사를 고려하지 않은 경우는 주로 전도열 전달에 의하여 열손실이 발생하며 복사를 고려한 경우는 복사에 의한 개방부로의 열손실이 발생하는 것이다.

Fig.13은 CO₂의 질량분율을 위치 ③에 대하여 복사를 고려한 경우와 그렇지 않은 경우로 나누어 각각 (a)와 (b)에 도시한 것이다. 두 경우 모두 질량분율이 0.05에서 0.03의 등간격으로 0.20까지 나타낸 것이다. 여기에서는 나타내지 않았으나 H₂O의 분포도 CO₂와 동일한 형태를 보였으며 이때 CO₂와 H₂O의 최대질량분율은 각각 0.2188과 0.7215

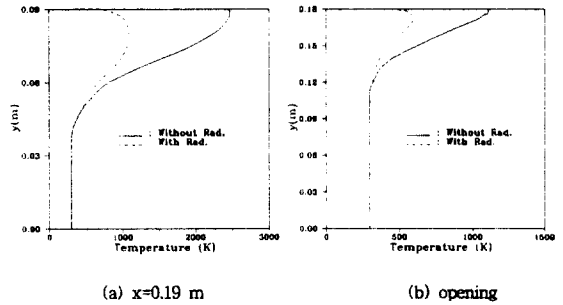


Fig.12 Comparison of temperature distribution for case with and without radiation effect at x=0.19m and at the opening for PMMA location ①

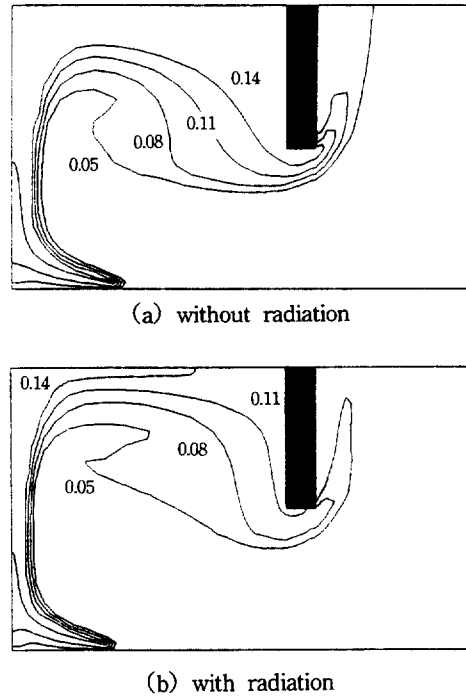


Fig.13 Contours of CO₂ mass fraction for case with and without radiation effect for PMMA location ③

로 계산되었다. Fig.13에서 보는바와 같이 CO₂의 질량분율이 큰 영역은 고온영역과 일치하였으며 Fig.9에서 살펴본 바와 같이 화염의 위치와 매우 밀접한 관계가 있음을 알 수 있다. 즉, 아래측 벽면 좌측에 화재원이 있는 이러한 경우 연소가스는 좌측벽면을 따라 천정 좌측에 한정적으로 위치하고

있는 경우와 동일하다. 또한 복사를 고려한 경우가 고려하지 않은 경우에 비하여 실내영역내에 연소가스가 차지하는 비율이 많이 감소하고 있음을 볼 수 있다. 즉 복사를 무시한 경우 화염의 크기가 과대 평가되고 있음을 볼 수 있다. 이러한 복사열전달 효과는 화재영역의 크기가 커져 광학두께가 증가할 경우 더욱 커질 것으로 예상되기 때문에 실제크기의 실내화재현상을 해석할 때 복사열전달은 매우 지배적인 인자가 될 것이다.

4. 결 론

차폐막에 의하여 분할된 2차원 부분밀폐공간내에서 고체연료가 정상연소될 때 난류확산화염에 대한 연소가스의 거동을 복사를 고려하여 수치적으로 해석한 결과 다음의 결론을 얻었다.

1) 연소장에 대하여 복사 및 난류효과를 동시에 고려함으로써 실험 결과와 잘 일치하였으며, 이를 통하여 연소가스의 거동을 보다 정확히 예측할 수 있었다.

2) 화재원이 좌측벽면에 존재할 경우가 실내에서의 연소가스 생성물 및 화염위치등을 고려하여 볼 때 아래측벽면에 위치한 경우보다 더 위험하다고 판단된다.

3) 화재원의 길이증가는 재순환영역을 확장시켜, 유입되는 신선한 공기의 양을 감소시킴으로서 화염은 천정에서 멀리 떨어진 실내 중앙에 위치하였다.

4) 차폐막 길이의 감소는 실내의 유동을 보다 활발하게 하여 유입유량의 증대로 실내의 연소생성물을 감소시켰다.

5) 복사열전달을 무시한 경우 화염의 크기는 더 크게 예측되었으며 온도는 전체적으로 매우 높게 계산되었다. 이는 복사열전달에 의한 연소가스로부터의 열손실이 무시되었기 때문이며, 따라서 화재에 의한 연소장 해석시 복사열전달의 중요성이 입증되었다.

후 기

본 연구는 한국과학재단의 연구비 지원(과제번호 : 921-0900-047-2)에 의하여 수행된 연구결

과의 일부로서 관계자 여러분께 감사의 뜻을 표합니다.

참 고 문 헌

1. Emmons, H.W., 1981, "The Calculation of Fire in a Large Building", Paper No.81-HT-2, ASME 20th National Heat Transfer Conference, Milwaukee, Wis.
2. Pape, R. and Waterman, T.E., 1979, "Understanding and Modeling Preflashover Compartment Fires", Design of Buildings for Fire Safety, ASTMSTP 685, pp.106-138
3. Ku, A.C., Doria, K.L. and Loyd, J.R., 1976, "Numerical Modeling of Unsteady Buoyant Flows Generated by Fire in a Corridor", Proc. 16th Symposium(Int.) on Combustion, The Combustion Institute, pp.1373-1384
4. Baum, H. and Rehm, R.G., 1981, "Finite Difference Calculations of Buoyant Convection in an Enclosure, Part I: The Basic Algorithm", NBS Report, NBSIR 81-2385
5. Steckler, K.D., Quintiere, J.G. and Rinkinen, W.J., 1982, "Flow Induced by Fire in a Compartment", 19th Symposium(Int.) on Combustion, The Combustion Institute, pp.913-920
6. Quintiere, J.G., 1984, "A Perspective on Compartment Fire Growth", Combustion Science and Technology, Vol.39, pp.11-54
7. Mao, C.P., Fernandez-Pello, A.C. and Humphrey, J.A.C., 1984 "An Investigation of Steady Wall Ceiling and Partial Enclosure Fires", ASME J. of Heat Transfer, Vol.106, pp.221-228
8. Liu, C.N. and Shih, T.M. 1980, "Laminar, Mixed-Convection, Boundary Layer, Nongray-Radiative, Diffusion Flames", ASME J. of Heat Transfer, Vol.102, pp.724-730
9. Mengüç, M.P., 1985, "Modeling of Radiative Heat Transfer in Multi-Dimensional Enclosure Using Spherical Harmonics Approximation", Ph.D. Thesis, Purdue Univ.
10. Fiveland, W.A., 1984, "Discrete-Ordinate Solutions

- of the Radiative Transport Equation for Rectangular Enclosure”, ASME J. of Heat Transfer, Vol.106, pp.669-706
11. Siddall, R.G., 1974, “Flux Methods for the Analysis of Radiant Heat Transfer”, J. Inst. Fuel, Vol.47 pp.101-109
 12. Davidson, L., 1990, “Calculation of the Turbulent Buoyancy-Driven Flow in a Rectangular Cavity Using an Efficient Solver and Two Different Low Reynolds Number k - ϵ Turbulence Models”, Numerical Heat Transfer, Part A, Vol.18, pp.129-147
 13. Özisik, M.N., 1973, *Radiative Transfer and Interactions with Conduction and Convection*, John Wiley and Sons, Co., New York
 14. Smith, T.F., Shen, Z.F. and Friedman, J.N., 1982, “Evaluation of Coefficients for the Weighted Sum of Gray Gases Model”, ASME J. of Heat Transfer, Vol.104, pp.602-608
 15. Patankar, S.V., 1980, *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*, Hemisphere, Washington, D.C.
 16. Yücel, A., Acharya, S. and Williams, M.L., 1989, “Natural Convection and Radiation in a Square Enclosure”, Numerical Heat Transfer, Part A, Vol. 15, pp.261-278
 17. Zhou, L. and Fernandez-Pello, A.C., 1993, “Turbulent, Concurrent, Ceiling Flame Spread : The Effect of Buoyancy”, Combustion and Flame, Vol. 92, pp.45-59