

제철소용 가열로 내 슬랩 가열 특성의 3차원 비정상 해석

한상헌* · 김동민** · 백승욱** · 김창영***

3D Unsteady Numerical Analysis of Slab Heating Characteristics in a Reheating Furnace for Steel Mill Company

Sang Heon Han*, Dong Min Kim**, Seung Wook Baik** and Chang Young Kim***

ABSTRACT

Numerical analysis code has been developed to investigate the slab heating characteristics in a reheating furnace of a steel mill company. Unsteady 3-Dimensional behaviour can be predicted with the developed code. Premixed flame model is adopted for combustion phenomena and eddy dissipation model is used for turbulent combustion. Non-gray FVM radiation method is used to get a better accurate radiative solution. Slab movement can be fully traced from entrance into a reheating furnace until it's exit and computation is performed during that period.

Key Words : Numerical , Unsteady, Reheating Furnace

기 호 설 명

C_p	Specific heat, $J/(Kg \cdot K)$	ε_w	Wall emissivity
h	Enthalpy	κ_a	Absorption coefficient, m^{-1}
k	Turbulent energy, m^2/s^2	μ, μ_t	Laminar and turbulent viscosities
I	Radiation intensity, $W/(m^2 \cdot sr)$	ρ	Density of mixture, Kg/m^3
P	Pressure	σ_s	Scattering coefficient, m^{-1}
q^R	Radiative heat flux, W/m^2	Ψ	General variable
t	Time, s	Θ, ϕ	Polar and azimuthal angles
T	Temperature, K	Ω	Solid angle, sr
u_i	i directional velocity, m/s	Φ	Scattering phase function, sr^{-1}
x_i	i directional coordinate, m		
Y_i	Mass fraction of species i		
Greek symbol		Subscripts & Superscripts	
ε	Turbulent dissipation rate	i, k	Index (subscript)
		m, n	Solid angle direction (superscript)

1. 서 론

열연강판은 자동차, 건설, 조선, 파이프, 산업기

계 등 산업 전 분야에 없어서는 안 될 중요한 소재로 쓰인다. 이러한 열연강판은 철판, slab, 피철과 같은 반제품을 열간 압연하여 만들어진다. 이때 반제품을 열간 압연하기에 적당한 온도인 섭씨 1100℃에서 1300℃까지 높이기 위해서 가열로(Reheat furnace)가 사용된다. 이러한 열연강판의 생산성 및 품질 향상을 위해서는 가열로 내의 유동, 온도 및 조성 분포뿐만 아니라 피가열체의

* 한국과학기술원 항공우주공학 대학원

** 한국과학기술원 항공우주공학

*** 포항산업과학연구원

† 연락처자, freezia@kaist.ac.kr

추출온도를 정확하게 예측하는 것이 매우 중요하다. 또한 가열로의 작동에 사용되는 에너지는 생산량의 1톤 당 약 0.233~2.33 GJ정도의 에너지로서, 철강 생산에 있어서 철광석을 용융하는데 사용되는 에너지 다음으로 가장 많은 양이다. 뿐만 아니라 제강산업에서 발생하는 총 NOx양의 3분의 1이 이 과정에서 생성된다고 알려져 있다. 따라서 이러한 가열로 운전조건의 최적화를 위한 해석은 철강생산의 비용절감, 생산성 향상 및 공해 물질배출의 저감을 위해서 반드시 필요하다고 할 수 있다.

제품의 생산성 및 품질의 개선을 위해서는 피가열체의 추출온도 뿐만 아니라 가열로 내부 온도를 정확하게 예측할 필요가 있다. 또한 기체온도에 매우 민감하게 반응하는 NOx발생의 저감을 위해서도 가열로 내부현상의 대한 예측은 필수적이다. 그러나 Slab의 효율적인 가열을 위해 기존의 많은 가열로들이 복잡한 형상으로 이루어져 있고, 버너 및 피가열체의 높은 온도로 인하여 복사열전달에 의한 영향 또한 매우 중요하기 때문에 이러한 현상을 수치적으로 해석하기 위해서는 난류 및 복사해석에 관한 정확한 모델이 수반되어야 한다. 뿐만 아니라 가열로의 최적 운전을 위해서는 노의 형상 및 운용조건에 따라 노 내부의 유동 및 온도가 어떻게 변화하는지 살펴볼 필요가 있다.

가열로는 형상이 복잡하고 규모가 크기 때문에 해석을 위해서는 고용량의 계산 능력이 요구되는데 이점은 가열로에 대한 해석적 접근을 어렵게 하는 요인으로 작용해왔다. 따라서 가열로에 대한 해석적 연구는 제한적이었으며 근래에 들어서야 전체 가열로에 대한 해석이 시도되고 있는 실정이다. 1997년 Zhang 이외에 3명이 상용프로그램인 FLUENT를 사용하여 단순화된 3차원 가열로에서 가열 성능을 예측하였다[1]. 이들은 가열로 내부의 구조들을 배제한 단순화된 가열로 형상에서 P1 복사 해석모델과 PDF 난류 연소모델을 사용하였다. 1988년 Zonggyu Li와 3명이 Zone Method를 이용하여 가열 챔버내 슬랩들의 복사에 의한 가열을 2차원적으로 계산 하였다[2]. 실제에 형상에 근접한 가열로에 대한 해석이 2000년 Jong Gyu Kim과 Kang Y. Huh에 의해서 처음 시도 되었는데 이들 역시 상용코드인 FLUENT를 이용하여 정상상태의 연소장을 해석 하였을 뿐이었다[3]. 그리고 같은 해에 그들은 가스장 해석 결과를 이용하여 별도로 슬랩 내부 온도를 푸는 방식으로 슬랩의 가열에 해석적 접근을 시도하였다.

본 연구에서는 가열로에 대한 해석적인 접근이 보다 용이하도록 가열로 전용 해석코드 개발을 시도하였다. 개발 코드는 가열로 내 복잡한 형상

을 처리할 수 있을 뿐만 아니라 이에 수반되는 난류와 높은 온도로 인하여 중요해지는 복사열전달을 해석하기 위한 신뢰할 수 있는 모델을 포함시켰다. 상용 코드가 격자 생성에 어려움이 있는 점을 고려하여 자체적인 가열로 전용 격자 생성 프로그램을 만들어 해석에 필요한 격자를 생성하여 개발 코드에 사용하였다. 또한 저렴한 비용으로 계산을 수행할 수 있도록 병렬화를 구현하여 상대적으로 값이 싼 네트워크 PC들 상에서 계산이 이루어지도록 코드를 개발하였다.

2. 이론 해석

2.1 지배방정식

가열로 내의 화학반응 유동장을 해석하기 위해서는 연소기 내부의 유체의 난류 유동, 화학반응 및 복사열전달 현상 등에 대한 지배방정식을 동시에 해석해야 한다. 이 때, 화학반응 유동장을 지배하는 지배방정식은 연속방정식, 운동량 방정식, 에너지 방정식 및 각 화학종의 보존 방정식으로 구성된다. 우선 유동장을 지배하는 지배방정식인 연속방정식, 운동량 방정식은 다음과 같다.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k} (\rho u_k) = 0 \tag{1}$$

$$\frac{\partial (\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k} (\rho u_k u_i) = - \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_k} + \frac{\partial u_k}{\partial x_i} - \rho u_i u_k \right) \right] \tag{2}$$

화학반응 및 복사열전달이 존재하는 경우의 에너지 방정식은 다음과 같이 나타낼 수 있다. 즉,

$$\frac{\partial (\rho h)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k} (\rho u_k h) = \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{Pr_T} \right) \frac{\partial h}{\partial x_k} \right] + H_{fu} \omega_{fu} - \nabla \cdot q^R \tag{3}$$

윗 식에서 Pr_T 는 난류 Prandtl 수이다. H_{fu} 는 연소열로 밀 첨자 fu 는 연료를 나타낸다. 엔탈피 h 는 다음과 같은 식으로 계산된다.

$$h = \sum_k Y_k h_k = \sum_k Y_k \int_{T_{ref}}^T C_{P,k}(T) dT \tag{4}$$

$C_{P,k}$ 는 각 화학종들의 정압비열로서 JANAF 테이블에 주어진 값을 1차식으로 근사하여 사용하였다. 또한, 위의 에너지 방정식에서 우변 둘째 항은 연소에 의한 생성열이며 셋째 항은 복사열

전달에 의한 에너지 소멸을 나타내는 생성항이다. 한편, 화학종의 보존방정식은 다음과 같다.

$$\frac{\partial(\rho Y_i)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k}(\rho u_k Y_i) = \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{Sc_T} \right) \frac{\partial Y_i}{\partial x_k} \right] + \dot{\omega}_i \quad (5)$$

여기에서 Y_i 와 $\dot{\omega}_i$ 는 고려하고 있는 각 화학종의 질량분율 및 생성률을 나타내며 Sc_T 는 난류 shunit 수를 나타낸다.

한편, 난류해석을 위하여 다음과 같은 표준 $k-\varepsilon$ 난류 모델을 적용하였다. 즉,

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k}(\rho u_k k) = \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_k} \right] + P_T - \rho \varepsilon \quad (6)$$

$$\frac{\partial(\rho \varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k}(\rho u_k \varepsilon) = \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_k} \right] + C_1 \frac{\varepsilon}{k} P_T - C_2 \frac{\rho \varepsilon^2}{k} \quad (7)$$

여기에서 P_T 는 난류 생성항이다. 한편 난류점성 계수 μ_t 는 다음과 같이 주어진다.

$$\mu_t = C_\mu \rho \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (8)$$

한편, 이 난류 모델에 사용된 모델 상수는 각각 다음과 같다.

$$C_1 = 1.44, C_2 = 1.92, C_\mu = 0.09, \sigma_k = 1.3, C_\varepsilon = 1.0 \quad (9)$$

하지만 위 난류모델은 완전 난류영역에서만 사용할 수 있으며 벽면 부근에서는 잘 알려진 벽함수(Wall function)를 사용하였다.

2.2 연소 모델

난류 화염의 수학적 모델링은 유동과 화학 반응 간의 상호작용뿐만 아니라 난류 유동과 화학 반응 기구에도 연관된 문제이다. Magnussen and Hjertager [4]가 eddy dissipation model을 발표하기 전까지 난류 화염의 해석은 크게 두 가지의 부류의 방법으로 해석되어 왔는데 첫째는, 난류와 화학 반응 간의 상호 작용의 결과로 나타나는 비균질성 효과를 고려하여 혼합비의 통계학적 교란에 기초한 모델이고 둘째는, 예혼합 화염에서의 반응을 모델링한 eddy-break-up 모델의 두 가지 형태였으나 예 혼합 화염과 확산 화염의 경우에 모두 적용하기에는 일반적이지 못하였다. 확산 화염에서 화학 반응은 매우 빠르기 때문에 각각 다른 eddy 들 내부의 연료와 산소

가 혼합되는 시간에 의하여 결정된다는 가정 그리고, 연료의 농도가 산소의 농도보다 높은 지역에서 지배 인자는 산소라는 개념에 예 혼합 난류 화염에서 뜨거운 생성물을 가지고 있는 eddy의 효과를 고려하여 생성물의 농도가 최소인 경우를 추가한 것이 eddy dissipation model이다.

수소의 연소는 확산 화염과 부분적인 예 혼합 화염이 혼합되어 난류에 의하여 영향을 받는 연소 형태를 가지므로 eddy dissipation model의 적용이 적절하다고 판단된다.

Eddy dissipation model에서 반응물은 turbulence time scale (ε/k)과 연료, 산화제 및 생성물 중 가장 작은 농도를 가지는 화학종의 농도에 비례하는 다음과 같은 식으로 표현된다.

$$R_{fu} = \rho \frac{\varepsilon}{\kappa} \min \left\{ a Y_{fu}, a \frac{Y_{ox}}{s_1}, b \frac{Y_{pr}}{1+s_1} \right\} \quad (10)$$

여기서 첨자 fu, ox, pr 는 각각 연료, 산소, 반응 생성물을 나타낸다. R_{fu} 는 반응률이고 s_1 는 연료에 대한 산소의 stoichiometric mass로 수소의 경우는

$$s_1 = \frac{0.5 W_{ox}}{W_{fu}} \quad (11)$$

이다. 그리고 반응 모델에서 사용한 empirical constants는 $a=4, b=2$ 이다.

2.3 복사열전달 모델

에너지 방정식의 복사생성항 $-\nabla \cdot \mathbf{q}^R$ 은 단 위적제당 순 복사열손실에 해당하는 것으로서 다음과 같이 주어진다. 즉,

$$-\nabla \cdot \mathbf{q}^R = -\kappa_a \left(4\pi I_b - \int_{4\pi} I d\Omega \right) \quad (12)$$

여기에서 매질의 복사강도 I 를 구하기 위하여 임의의 위치 \vec{r} 에서 경로 \vec{s} 를 따라 흡수, 방사 및 산란하는 매질의 복사에너지의 보존식, 즉 다음과 같은 복사전달방정식을 해석한다.

$$\frac{dI}{ds} = -(\kappa_a + \sigma_s)I + \kappa_a I_b + \frac{\sigma_s}{4\pi} \int_{4\pi} I^m \Phi^{m' \rightarrow m} d\Omega \quad (13)$$

윗 식 우변 첫째항은 흡수 및 산란에 의한 복사강도의 감소, 둘째 항과 셋째 항은 각각 방사 및 산란에 의한 복사에너지의 증가를 나타낸다. 한편, 본 연구에서는 실제의 흡수계수를 크기가 다른 몇 개의 구간으로 나누어 넓은 파장역 모델에

서 계산된 실제의 기체 방사율과 비슷해지도록 온도의 함수로 표현되는 가중치를 최적화한 회체 가스가중합산모델(WSGGM)을 적용하여 다음과 같이 가중치와 흡수계수를 구한다. 즉,

$$\epsilon = \sum_{k=1}^K \omega_{\epsilon,k}(T) [1 - \exp(-\kappa_{a,k} P S)] \quad (14)$$

여기에서, $\omega_{\epsilon,k}$ 와 $\kappa_{a,k}$ 는 기체 온도 T 에 대한 k 번째 회체 가스의 가중치 및 흡수계수를 나타내며, P 와 S 는 각각 흡수기체들의 분압의 합과 광선의 이동거리를 나타내는데, 가중치는

$$\sum_{k=1}^K \omega_{\epsilon,k}(T) = 1, \quad \omega_{\epsilon,k} = \sum_{j=0}^J b_{\epsilon,k,j} T^{j-1} \quad (15)$$

로 구한다. 여기에서 $b_{\epsilon,k,j}$ 는 다항식의 계수로서 Smith 등의 값을 적용한다.

한편, 이와 같은 각 흡수계수와 가중치를 이용하면 산란이 없는 경우 회체일 때의 방정식 (12) 및 복사생성항 (11)은 다음과 같이 바뀌게 된다.

$$\frac{dI_k(\vec{r}, \vec{s})}{ds} = -\kappa_{a,k} I_k(\vec{r}, \vec{s}) + \kappa_{a,k} \omega_k I_b(\vec{r}) \quad (16)$$

$$-\nabla \cdot q^r = -\sum_{m=1}^M \left[\kappa_{a,i} \left(4\pi \omega_k I_b - \sum_{m=1}^M I_k^m \Delta \Omega^m \right) \right] \quad (17)$$

3. 수치해석

3.1 유한체적법(Finite Volume Method)

지배방정식의 수치해석은 유동과 연소 현상에 쉽게 적용할 수 있는 FVM을 이용한다. 속도 성분과 기타 종속변수들은 모두 계산 셀의 중앙에서 값을 취하는 비 엇갈림 격자계(collocated grid)

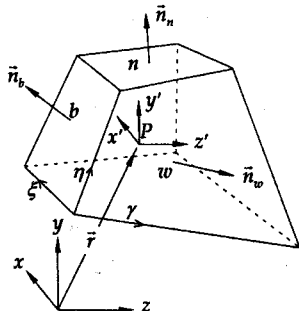


Fig. 1 검사체적 도식도

를 이용하였으며 이 때 발생할 수 있는 압력진동 문제는 모멘텀 보간법(momentum interpolation method)으로 방지하였다[5]. 계산의 알고리즘은 SIMPLE을 이용하였다[6,7].

2장의 지배방정식들을 일반화하면 다음과 같은 방정식을 얻을 수 있다.

$$\frac{\partial(\rho\psi)}{\partial t} + \text{div}(\rho\psi\vec{U}) - \text{div}(\Gamma_\psi\nabla\psi) = S_\psi \quad (18)$$

\vec{U} 는 속도벡터, ψ 는 종속변수, Γ_ψ 는 확산계수, S_ψ 는 생성항을 나타내는데 윗 식을 Figure 1의 계산 셀에 대하여 적분을 하면,

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho\psi dV + \int_S \rho\psi\vec{U} \cdot \vec{ndS} = \int_S \Gamma_\psi\nabla\psi \cdot \vec{ndS} + \int_V S_\psi dV \quad (19)$$

여기서 S 는 면적, V 는 검사체적을 나타낸다. Fig. 1에서 보는바와 같이 면 "w"에서의 질량 유속은 아래와 같이 비 직교좌표계에 대한 관계식을 나타낼 수 있다.

$$\dot{m}_w = \int_{S_w} \rho\vec{U} \cdot \vec{ndS} \approx (\rho\vec{U} \cdot \vec{n})_w S_w = \rho_w (S_w^x u + S_w^y v) \quad (20)$$

윗 식에서 첨자 w는 "w"면을 나타내며 \dot{m} 은 질량 유속을 나타낸다. 임의의 종속변수에 대한 대류유속(F_w^c)과 확산 유속(F_w^d)은 다음과 같이 표현된다.

$$F_w^c = \int_{S_w} \rho\psi\vec{U} \cdot \vec{ndS} \approx \dot{m}_w \psi_w \quad (21)$$

$$F_w^d = \int_{S_w} \Gamma\nabla\psi \cdot \vec{ndS} \approx (\Gamma\nabla\psi \cdot \vec{n})_w S_w \quad (22)$$

최종 차분식은 다음과 같은 단순 대수식으로 표현된다.

$$A_P \psi_P = A_E \psi_E + A_W \psi_W + A_N \psi_N + A_S \psi_S + A_T \psi_T + A_B \psi_B + b_P \quad (23)$$

위 식에서 첨자 p는 현재 계산 셀을 E, W, N, S, T, B는 그 이웃 셀을 나타낸다.

3.2 유한체적복사해석법

차분방정식을 유도하기 위해 식(15)을 Fig. 1과 Fig. 2에 도시된 검사체적, ΔV 와 검사각도, $\Delta \Omega^m$ 에 대하여 적분하여 다이버전스 정리를 적

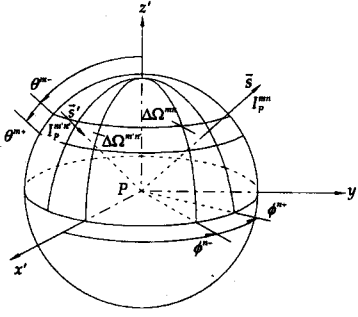


Fig. 2 검사각도 도식도

용한 후 검사체적과 검사각도 내에서 복사강도의 크기가 일정하다는 가정을 하면 다음의 유한체적 공식(finite-volume formulation)을 얻을 수 있다.

$$\sum_{i=e,w,n,s,t,b} I_i^{mn} \Delta A_i D_{\alpha}^{mn} = \beta_o (-I^{mn} + S_R^{mn})_P \Delta V \Delta \Omega^{mn} \quad (24)$$

여기에서,

$$\begin{aligned} D_{\alpha}^{mn} &= \int_{\phi^{m-}}^{\phi^{m+}} \int_{\theta^{m-}}^{\theta^{m+}} (\vec{s} \cdot \vec{n}_i) \sin\theta d\theta d\phi \\ \vec{s} &= \sin\theta \cos\phi \vec{e}_x + \sin\theta \sin\phi \vec{e}_y + \cos\theta \vec{e}_z \\ \vec{n}_i &= n_{x,i} \vec{e}_x + n_{y,i} \vec{e}_y + n_{z,i} \vec{e}_z \\ S_R^{mn} &= (1 - \omega_o) I_o + \frac{\omega_o}{4\pi} \int_{\Omega' = 4\pi} I^{mn} \Phi_{mn \rightarrow mn} d\Omega' \\ \Delta \Omega^{mn} &= \int_{\phi^{m-}}^{\phi^{m+}} \int_{\theta^{m-}}^{\theta^{m+}} \sin\theta d\theta d\phi \end{aligned} \quad (25)$$

ΔA_i , ΔV , D_{α}^{mn} , β_o , S_R^{mn} 는 각각 i 면의 면적, 셀의 체적, 방향가중치, 상각계수, 그리고 생성항을 나타낸다. \vec{n}_i 는 Fig. 1에 보이는 것처럼 검사면에 수직한 단위벡터를 나타내고, $I^{mn} = I(\vec{r}, \vec{s})$ 이다. 이 방정식은 검사면을 통한 복사에너지의 순유출은 검사체적과 검사각도 내에서 흡수, 방사 및 산란에 의해 복사에너지가 증가되는 양과 같아야 한다는 복사에너지 보존식이다. 여기에서, 방향가중치(directional weight), D_{α}^{mn} 는 그 부호에 따라 검사면을 통한 복사에너지의 유출입을 나타내기 때문에 주의 깊은 계산이 필요하다. 이 방향가중치는 공간 및 각도 격자계가 정해지면 해석적인 방법으로 구할 수 있다.

격자점의 복사강도로부터 검사면에 있는 복사강도를 표현하기 위해서는 보간법이 필요하다.

비록 많은 보간법이 제시되어 사용되고 있으나 본 연구에서는 계단차분법(step scheme)을 사용하여 공간차분을 한다. 이 차분법은 가장 간단하면서도 물리적으로 타당한 양의 복사강도(positive intensity)를 가지도록 할 수 있는 차분법으로서 하류면에서의 복사강도는 상류 격자점의 그 값을 유지하며, 다음의 식으로 표현할 수 있다.

$$I_i^{mn} D_{\alpha}^{mn} = I_P^{mn} D_{\alpha, out}^{mn} + I_I^{mn} D_{\alpha, in}^{mn} \quad (26)$$

여기서

$$D_{\alpha, out}^{mn} = \int_{\Delta \Omega^{mn}} (\vec{s} \cdot \vec{n}_i) d\Omega, \quad \vec{s} \cdot \vec{n}_i > 0 \quad (27)$$

$$D_{\alpha, in}^{mn} = \int_{\Delta \Omega^{mn}} (\vec{s} \cdot \vec{n}_i) d\Omega, \quad \vec{s} \cdot \vec{n}_i < 0 \quad (28)$$

식 28에서 아래첨자 i 는 검사면 e, w, n, s, t, b 를 나타내고 I 는 E, W, N, S, T, B 를 각각 나타낸다. 이 계단차분법을 사용하여 유한체적 공식(24)를 정리하면 다음과 같은 일반적인 차분방정식을 얻는다. 즉,

$$a_P^{mn} I_P^{mn} = \sum_{I=E,W,N,S,T,B} a_I^{mn} I^{mn} + b_P^{mn} \quad (29)$$

여기에서,

$$a_I^{mn} = -\Delta A_i D_{\alpha, in}^{mn} \quad (30)$$

$$a_P^{mn} = \sum_{i=e,w,n,s,t,b} \Delta A_i D_{\alpha, out}^{mn} + \beta_o \Delta V \Delta \Omega^{mn} \quad (31)$$

$$b_P^{mn} = (\beta_o S_R^{mn})_P \Delta V \Delta \Omega^{mn} \quad (32)$$

4. 결과 및 고찰

4.1 가열로 형상

Figure 3은 해석에 사용된 가열로의 형상을 나타내고 있다. 가열로는 $z=0$ 평면을 경계로 대칭을 이루고 있기 때문에 그림은 전체 1/2영역만 표시하고 있으며 해석 역시 전체의 1/2영역에 대해서만 수행되었다. 가열로는 보통 예열대(preheating zone), 가열대(heating zone), 그리고 균열대(soaking zone) 등 3개의 영역으로 나뉘어진다. 예열대는 연소가스가 스택으로 나가기 전에 슬랩을 가열하는 영역이고 가열대는 버너들에

의해 고온의 연소가스가 발생하는 영역이다. 따라서 슬랩은 이 두 영역에서 주로 가열이 이루어진다. 균열대의 역할은 슬랩의 가열보다는 슬랩 내 존재하는 온도 편차를 완화시키는 데 그 목적이 있기 때문에 상대적으로 적은 양의 연료 투입이 이루어진다.

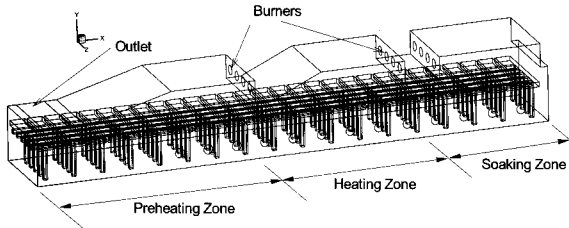


Fig. 3 가열로의 형상

그림에 나타난 가열로는 36.0 m X 5.4 m X 10.7 m의 크기를 가지며 총 50 개의 버너가 부착되어 있다. 총 50개의 버너는 26개의 측면버너와 24개의 상단 버너로 구성되어 있다. 새 슬랩은 그림의 왼쪽에서 장입된 후 Skid System에 의해서 움직이게 된다. 이 때 슬랩들은 연소가스의 흐름과 반대 방향으로 움직인다. 슬랩은 가열로 내에서 보통 2시간 정도 가열이 이루어진다. 해석에 적용된 슬랩은 0.07 m X 0.4 m X 0.85 m의 크기를 가지며 가열로 내에는 총 29 개의 슬랩이 존재한다.

가열로가 질 좋은 슬랩 가열을 달성하기 위해서는 두 가지 조건을 만족해야 한다. 첫 째로 슬랩의 평균 온도가 목표치에 도달해야 하는데 보통 그 목표치는 1000°C ~ 1300°C 사이의 값을 갖는다. 둘째로 슬랩 내 온도편차가 기준치(50°C/m)보다 작아야 한다. 보통 가열대를 통과한 슬랩의 평균 온도는 목표치에 거의 도달하는 것으로 알려져 있다. 그러나 슬랩과 슬랩 이동 장치사이에 점점영역이 존재하고 이로 인하여 슬랩 내부에 기준치 이상의 온도편차가 발생하게 되는데 이는 제거되어야 한다. 균열대는 가열대를 통과한 슬랩 내에 존재하는 기준치 이상의 온도편차를 감소시켜 비교적 균일한 온도분포를 갖는 슬랩을 만들어 주는 역할을 한다. 따라서 균열대에서 슬랩의 평균 온도 상승은 아주 미미하다.

4.2 가열로 해석

Figure 4는 계산에 사용된 격자계로 크기는 44X48X266 이고 561,792개의 계산 셀을 갖는다. 슬랩 부분에 격자를 밀집시킬 경우 격자의 지나치게 커지는 점을 고려하여 슬랩의 두께 방향으로 5개의 격자점이 들어가도록 하였다. 격자는 자체적으로 제작한 격자 생성프로그램을 이용하여 생성하였다.

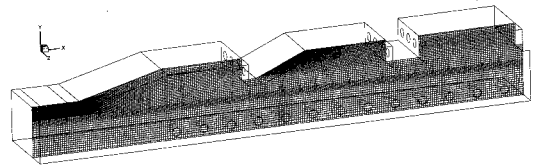


Fig. 4 해석 격자계

Table 1 연료 투입 조건

	Preheating zone	Heating zone	Soaking zone	Total
Upper zone	4.50 (22.6%)	3.8 (19.0%)	1.46 (7.3%)	9.86 (48.9%)
Lower zone	4.59 (23.0%)	3.94 (19.8%)	1.65 (8.3%)	10.18 (51.1%)
Total	9.09 (45.6%)	7.74 (38.8%)	3.11 (15.6%)	19.94 (100%)

Zone별로 투입되는 연료량은 Table 1에 나타난 바와 같다.

속도 벡터를 나타내는 Fig. 5에서 보면 균열대에서는 속도성분이 상대적으로 약하게 나타나는데 이는 균열대에 위치한 상단 버너에서 상대적으로 적은 양의 연료가 투입되기 때문이다. 측면 버너의 경우도 상단 버너와 같이 균열대에서는 적은 유량이 투입된다. 가열대에 위치한 상단 버너에서 나온 유량은 가열로 중앙으로 흐름을 잡는데 반하여 예열대에 위치한 상단 버너에서 나온 유량은 상단 벽면을 타고 흐르는 듯한 모습을 보이고 있다. 예열대에 위치한 상단 버너에서 나온 흐름의 경우는 좌측 상단 벽면의 출구와 연결하는 최소한의 길을 찾기 때문인데 이는 가열로의 효율에 영향을 줄 수가 있다. 고온의 연소가스가 슬랩과 떨어진 채로 바로 스택으로 나간다면 가열 효율은 떨어질 수 밖에 없다. 이 때문에 유동이 바로 스택을 향하는 것을 막기 위하여 스택과 이들 버너 사이에 댐(dam)이라는 장애물을 설치하여 연소가스 흐름이 슬랩의 근처를 경유하도록 하기도 한다.

Figure 6은 상단 버너를 수직으로 절단하는 평면에서의 온도 분포를 나타내고 있다. 그림에서 보면 예열대와 가열대에서는 상단 버너 주변에 화염이 크게 형성되고 있지만 균열대에서 화염은 대단히 작게 형성되고 있다. 앞서 설명이 이루어 졌듯이 균열대에서는 슬랩의 가열이 주된 목적이 아니라 슬랩 내 존재하는 불균일한 온도 분포를 제거하는 것이 목적이기 때문에 이 지역에서 슬랩의 온도상승은 미미하다. 따라서 이 지역에서는 소량의 연료만이 연소되기 때문에 그림에

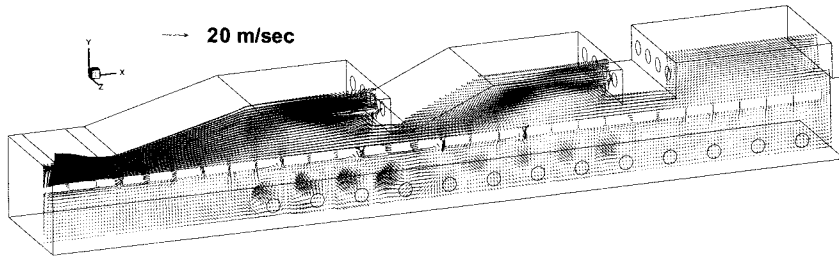


Fig. 5 속도 분포

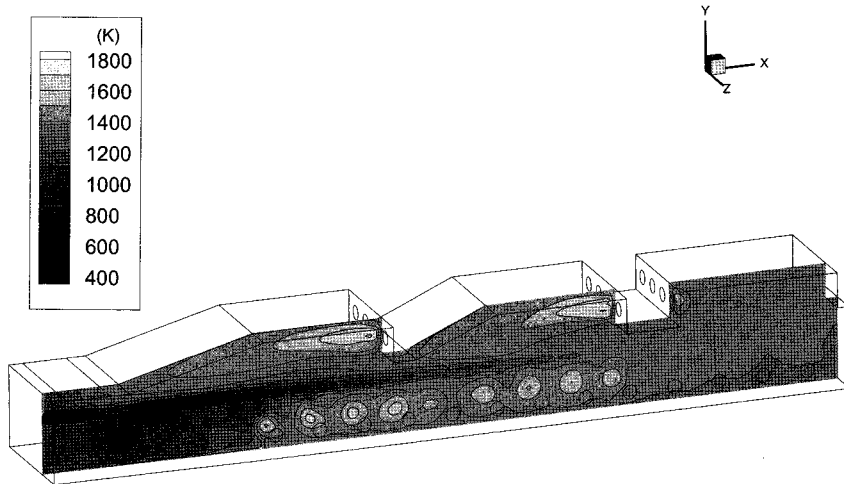


Fig. 6 온도 분포

서 처럼 버너 전단에서 작은 화염이 형성되고 있는 것이다. 슬랩은 가열로에서 수직 방향으로 중앙에 위치하는데 균열대에서는 슬랩 주변의 온도 변화가 거의 이루어 지지 않는 것처럼 보인다. 하지만 이렇듯 평균적인 슬랩의 온도 변화는 이루어지지 않지만 슬랩 내부에는 온도 분포가 존재하고 이런 온도 분포는 이 지역을 통과하면서 제거 된다.

Figure 7은 10번 째 슬랩의 온도 분포를 나타낸 그림이다. 슬랩이 가열될 때 코너 지역이 다른 지역보다 가장 빠르게 가열되는 것으로 나타났다. 코너 부분에서는 세 면이 만나고 세 면 각 각으로부터 열의 침투가 이루어지기 때문에 열저항이 증가하는데 이로 인해서 온도가 높게 나타난다. 일반 평면이 한 면에서만 열의 침투가 이루어지는 점을 비교해 보면 상대적으로 많은 면에서 열이 침투하고 있는 것이다. 그림에서도 코너 주변 근처에서 등고선이 밀집되는 것을 알 수 있다. 밀집된 등고선이 슬랩과 skid system이 만나는 부분에서도 형성되고 있음을 알 수 있다. Skid System에 의한 가열 차단으로 슬랩 하단

표면에 지은 지역-Skid Mark-이 형성된다. 가열로에서 슬랩 내에 존재하는 온도 분포는 대부분이 Skid Mark에 의한 것으로 알려져 있다. 실제 Skid System 과 슬랩이 만나는 부분은 5 cm 정도 인 데 계산에서는 Skid System을 동일하게 고려하지 못하였기 때문에 (대략 20 cm) 상대적으로 커다란 Skid Mark가 형성되고 있다.

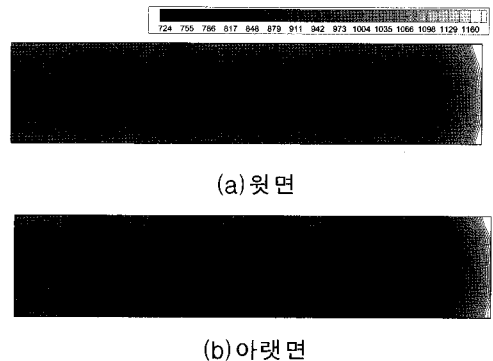


Fig. 7 슬랩 표면 온도 분포

Figure 8에는 슬랩의 체적평균 온도, 슬랩 하단면과 상단면에서의 면적 평균온도, 그리고 슬랩 내 최대 온도차이 등을 시간의 변화에 따라 도시한 그래프이다. 계산 결과 슬랩이 가열로를 빠져 나갈 때 온도가 1100℃ 근처인 것으로 나타났다. 앞서 언급이 되었듯이 균열대에서 슬랩은 작은 온도변화만을 경험하면서 온도차이는 꾸준히 감소하고 있다. 계산 결과 슬랩이 압연기로 나갈 때 슬랩은 내부 온도차이가 50℃ 이내로 떨어짐으로 해서 슬랩이 요구되는 온도 조건을 만족하는 것으로 나타났다.

Figure 9는 슬랩으로 일어나는 대류에 의한 열속과 복사열속을 나타내고 있다. 진도나 대류에 의한 열전달은 복사에 비해서 아주 미미한 것을 알 수 있다. 예열대와 가열대에 위치한 슬랩들은 다량의 복사 열속을 받고 있음을 그림으로부터 알 수 있다. 복사 열속은 균열대에서는 그 크기가 상당히 약화되고 있음을 알 수 있는데 이는 슬랩들이 이미 충분한 가열이 되어 있어 온도가 어느 정도 높게 유지 되고 있기 때문이다. 계산 결과 슬랩들 중에서 10th 슬랩이 가장 많은 복사열속을 받는 것으로 나타났다.

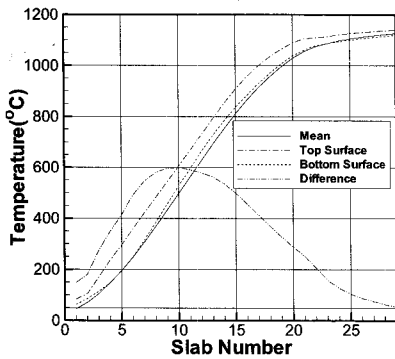


Fig. 8 슬랩의 평균온도

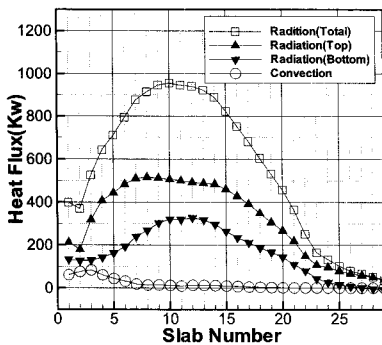


Fig. 9 슬랩 표면의 열유속

5. 결론

가열로 내 연소현상 및 전열 특성 분석을 위한 비정상 3차원 해석 CODE를 개발하여 실제 POSCO 가열로에 적용한 결과 다음과 같은 결론을 내릴 수 있었다.

1. 계산에 적용된 POSCO 가열로의 경우 주어진 운전 조건에서 슬랩의 가열 요구 조건을 만족하는 것으로 나타났다.
2. 슬랩이 가열로에서 가열될 때 코너부에서 급격한 온도 상승이 일어나 큰 온도 편차가 발생하는 것으로 나타났다.
3. Skid System은 고온의 연소가스에서 슬랩으로 일어나는 복사가열은 차단함으로써 저온영역인 Skid mark를 만들어 내는데 이 저온영역은 상당기간 존재하고 균열대를 지나면서 그 온도편차가 완화되는 것으로 나타났다.
4. 슬랩의 가열은 대부분 복사에 의해서 이루어지는 것으로 나타났다. 90 %이상의 가열이 복사에 의해서 일어난다.

후 기

본 연구는 환경부 Eco-STAR project (무·저공해자동차사업단)의 지원으로 수행되었으며, 이에 감사드립니다.

참고문헌

[1] C. Zhang, T. Ishii and S. Sugiyama, "Numerical Modeling of the Thermal Performance of Regenerative Slab Reheat Furnaces," Numerical Heat Transfer, Part A, vol. 32, 1997, pp. 613-631.

[2] Zongyu Li, P. V. Barr and J. K. Brimacombe, "Computer Simulation of the Slab Reheating Furnace," Canadian Metallurgical Quarterly, vol. 27, no. 3, 1988, pp. 187-196.

[3] J. G. Kim and K. Y. Huh, "Prediction of transient Slab temperature Distribution in the Re-heating Furnace of a Walking-beam type for Rolling of Steel Slabs," ISIJ International, Vol. 40, 2000, pp. 1115-1123.

[4] B. F. Magnussen and B. H. Hjertager, "On Mathematical Modeling of Turbulent Combustion with Special Emphasis on Soot Formation and

- Combustion," 16th symposium (international) on Combustion, 1977, pp. 719-729.
- [5] Majumdar, "Role of Under-Relaxation in Momentum Interpolation for Calculation of Flow with Non-Staggered Grids," Numer. Heat Transfer B, vol 13, 1988, pp. 125-132.
- [6] M. Peric, "A Finite Volume Method for the Prediction of Three Dimensional Fluid Flow in Complex Ducts," Ph. D dissertation, Imperial College, 1985.
- [7] J. H. Ferziger and M. Peric, "Computational Methods for Fluid Dynamics," Springer, 1996.
- [8] K. C. Karki and S. V. Patankar, "Pressure Based Calculation Procedure for Viscous Flows at All Speeds in Arbitrary Configuration," AIAA J., Vol. 27, No. 9, 1989, pp. 1167-1174.
- [9] B. E. Launder and D. B. Spalding, "The Numerical Computation of Turbulent Flows," Computer methods in applied mech. and eng. 3, 1974, pp. 269-289.
- [10] V. Denis and V. Luc, "Turbulent combustion modeling," Progress in Energy and Combustion Science 28, 2002, pp. 193-266.
- [11] I. R. Gran, M. C. Mellen and B. F. Magnussen, "Numerical Simulation of Local Extinction Effects in Turbulent Combustor Flows of Methane and Air," 12th Symposium (international) on Combustion, 1994 pp. 1283-1291.
- [12] B. G. Carlson and K. D. Lathrop, "Transport Theory—the Method of Discrete Ordinated in Computing Methods in Reactor Physics," Gordon & Breach Science Publishers, New York, 1968, pp. 165-266.
- [13] E. H. Chui, P. M. Hughes and G. D. Raithby, "Implementation of Finite Volume Method for Calculating Radiative Transfer in a Pulverized Fuel Flame," Combustion Science and Technology, vol. 92, 1993, pp. 225-242.
- [14] J. C. Chai, H. S. Lee and S. V. Patankar, "Finite Volume Radiative Heat Transfer Procedure for Irregular Geometries," AIAA Journal of Thermophysics and Heat Transfer, vol. 9, no. 3, 1995, pp. 410-415.
- [15] S. W. Baek, M. Y. Kim and J. S. Kim, "Nonorthogonal Finite-Volume Solutions of Radiative Heat Transfer in a Three-Dimensional Enclosure, Numerical Heat Transfer," Part B (Fundamentals), vol.34, 1998, pp. 419-437.
- [16] T. K. Kim, J. A. Menart and H. S. Lee, "Nongray Radiative Gas Analyses Using the S-N Discrete Ordinates Method," ASME Journal of Heat Transfer, vol. 113, 1991, pp. 946-952.
- [17] M. F. Modest, "The Weighted Sum of Gray Gases Model for Arbitrary Solution Methods in Radiative Transfer," ASME Journal of Heat Transfer, vol. 113, 1991, pp. 650-656.
- [18] M. F. Modest, "Radiative Heat Transfer," McGraw-Hill, Inc. New York, 1993.