

Gas Bubble Driven Circulation Systems에서의 이상유동 특성의 시뮬레이션

A Simulation on the Two-Phase Flow Characteristics in Gas Bubble Driven Circulation Systems

최청렬*, 김창녕**

C. R. Choi, C. N. Kim

Abstract

The flow fields in Gas Bubble Driven Circulation Systems were numerically analyzed. In various gas flow rate and bubble size, the flow characteristics were predicted. Eulerian-Eulerian approach was used for the formulation of both the continuous and dispersed phases. The modification of the general purpose computer program PHOENICS code was employed to predict the mean flow fields, turbulent characteristics, gas dispersion, volume fraction. The predicted flow fields were compared with experimental measurements. Quantitatively it shows very satisfactory agreement with experimental results for all regions of ladle. The results are of interest in the design and operation of wide variety of material processing.

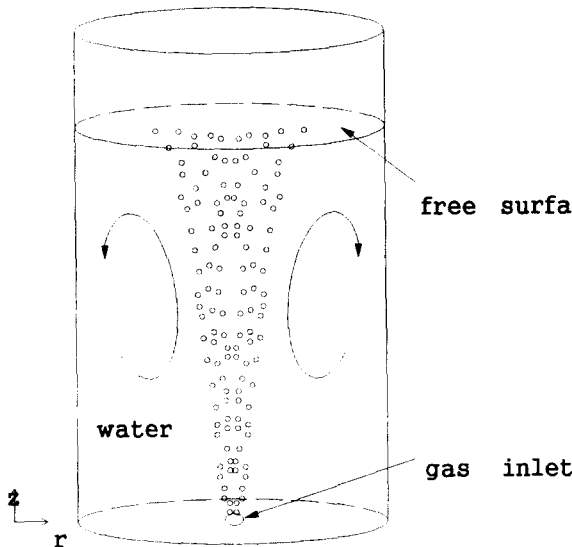
Key Words : Gas, Bubble, Two-phase, Circulation, Eulerian-Eulerian, PHOENICS, Ladles, Void fraction

* 경희대학교 대학원

** 경희대학교 기계공학과

1. 서론

금속산업과 화학공정 산업에서는 불순물의 제거, 균일한 온도유지, 화학원소의 균질화, 반응비 향상 그리고 혼합을 효과적으로 수행하는 것은 제품의 품질을 향상시키는데 매우 중요하다. 이러한 목적을 달성하기 위하여 사용되는 장치중의 하나가 <그림 1>에 나타난 Gas Bubble Driven Circulation Systems(이하 ladle이라 함)이다. 이 장치는 ladle의 아래쪽 벽에 위치한 하나 혹은 수 개의 노즐을 통하여 액체상으로 가득 채워진 장치 안으로 가스를 분사하는 것이다. 노즐을 통하여 분사된 가스는 부력으로 인하여 액체상을 통과하여 위쪽에 위치한 자유표면을 통하여 반응장치를 빠져나간다. 이 과정에서 gas-stirred ladle 내의 유동은 단상유동이 아니라 기체/액체가 공존하는 이상유동이다. 그러나 이상유동에 대한 정확한 모델링에 필요한 유체역학적 연구결과들의 부족으로 인하여 gas-stirred ladles의 설계는 대부분 시행착오법을 통하여 이루어지고 있다. 따라서 ladle 내의 유체역학적인 현상을 정확히 이해하는 것은 장치의 설계와 성능향상



<그림 1> A typical Gas Bubble Driven Circulation System with a porous plug at the center axis

에 도움이 될 것이다. 이 장치의 성능향상을 위해서는 기/액간의 접촉면을 증가시키고, 액체상이 거의 유동하지 않는 “dead water” 영역을 없애는 것이 중요하다.

지금까지 여러 연구를 통하여 gas-stirred ladles 내의 유체역학적 현상을 규명하려는 노력이 있었다.

Szekely et al.[1]는 ladles 내의 가스에 의해 발생하는 유동에 관하여 연구한 최초의 사람들 중의 하나이다. 그들은 $k-\epsilon$ 난류모델을 사용하였고, 기포가 주어진 직경내의 원통형 영역 내에 포함되어 있다고 가정하여 연속상 부분만을 다루었다. 기포와 액체의 계면에서의 경계조건은 실험을 통하여 얻었다. 그들의 연구는 실험 결과와 일치할 만한 정성적인 결과는 얻을 수 있었지만 정량적인 결과는 얻지 못했다.

기포상의 처리에 관해 개선된 방법이 Deb Roy et al.[2]에 의해 제안되었다, 그들은 void fraction 개념을 도입하고, 단일화된 유효 점성값을 사용하여 기포 plume 영역을 계산하기 위하여 quasi-single-phase 계산법을 사용했다. quasi-single-phase 모델에서 고정된 정보(상승 plume의 모양)는 오히려 명확하게 고려되어지나, 가운데가 막힌 상태에서 가스를 주입하는 다른 산업용 가스분사장치에는 적용하기가 쉽지 않았다.

후에 Sahai, Guthrie[3]와 Oinglin et al.[4]는 $k-\epsilon$ 모델에 기초한 더 효과적인 모델을 개발하였다. Sahai, Guthrie는 현상학적으로 two phase 영역을 처리하였고 quasi-single-phase 계산과정에서 $k-\epsilon$ 모델을 사용하였다. 그 결과로 최대 혼합 위치를 정하는데 중요한 난류 운동 에너지의 공간적인 분포를 얻었다. Oinglin et al.는 계산의 입력 data로 측정된 void fraction을 사용하여, 실험결과에 일치하는 만족할 만한 정량적인 결과를 얻었다.

최근에 Cross와 Markatos[5]는 상용 계산 프로그램을 사용하여 Eulerian 방법으로 액체상과 기체상 두개의 수송방정식을 풀어 가스 분사의 문제를 해석하였다. 이것이 기본적으로 기본화된 모델에서 최초의 시도였으나, 그 결과는 기포 기둥의 분산을 재현하는 데에는 실패했다.

Grevet[6]은 액체 영역에서 rms 속도성분과

Reynolds 응력을 측정하기 위해 laser Doppler 풍속계를 사용하여 실험을 수행하였고, $k-\epsilon$ 모델을 사용하여 얻어진 예측치와 실험치를 비교하였다. 그것은 난류가 고체 표면의 근처를 제외하고 거대 액체 지역에서 완전 등방성을 가진다는 것을 보여준다. Two-phase plume 영역에서, 그것은 $k-\epsilon$ 모델에 의해 얻어진 이론적으로 예측된 난류속도가 축방향과 반경 방향 난류속도로 나뉜다는 것을 보여 주었다[7].

Masumdar와 Guthrie[8]는 $k-\epsilon$ 모델과 다른 간단한 모델(bulk effective viscosity Model)의 평균 속도 예측치를 비교하였고, 연속상에서 속도장의 예측에 두 모델 사이에 중요한 차이가 없다는 것을 찾았다. 그 결과는 이런 장치들에서 수송현상의 원칙적 mechanism이 대류수송과 관계있다는 Grevet의 주장을 확인시켜주었다. Johansen et al.[9]는 two-phase plume 지역에서 분산현상의 연구와 속도 성분의 측정을 위하여 Laser doppler 풍속계를 사용하여 매우 정교한 실험을 하였다. 가스유동비가 증가하면, plume이 넓게 성장하고, 중심선의 축방향 속도가 약간 증가한다는 것을 발견했다.

Johansen와 Boysan[10]는 최초로 Lagrangian-Eulerian 방법을 도입하였다. 기포의 분산이 평균 유동장과 난류 유동장에 연관이 있다는 관점에서 이전의 접근(quasi-single-phase 계산)과는 차이가 있다. 이런 연관은 plume의 운동과 분산이 이전에는 알려지지 않았음을 의미한다. 그들은 예측치와 실험치 사이에 core 지역에서도 믿을 만한 일치를 이끌어냈다. 또한, 이런 방법은 대칭 가스분사장치 처럼 비대칭 가스분사장치에도 매우 확실한 방법이다. 최근에는 Lagrangian-Eulerian 기법이 모델 해석에 Mazumdar, Guthrie[11], Neifer[12]에 의해서 사용되었다. Mazumdar와 Guthrie는 유동장에서 자유표면의 효과를 고려하여 two-phase 영역을 계산하였다. 반면에 Neifer는 합금원소의 농도의 분포와 온도장을 계산하였다.

Park[13]은 Lagrangian-Eulerian 방법을 사용하여 $k-\epsilon$ 모델과 Reynolds 응력 모델을 비교하였다.

였고, 난류모델로 $k-\epsilon$ 모델을 사용하여 ladle 내의 유동특성을 해석하고자 한다. 먼저, 사용된 수학적 모델과 수치해법의 타당성을 확인하기 위하여 Johansen et al.[14]의 연구에서 사용된 동일한 형태에 대한 결과를 그들의 실험결과와 비교하여 해의 안정성, 정확성, 수렴성을 검증하였다. 둘째로, 원통형 gas-stirred ladle 장치의 성능에 중요한 영향을 미치는 기포의 크기와 가스의 분사량에 따른 유동 특성을 연구하였다.

2. 수학적 모델

ladle 장치 내에 나타나는 이상유동을 고려하기 위하여 수학적 모델이 조합된 Eulerian-Eulerian 기법을 사용하였고, 사용된 난류 모델은 standard $k-\epsilon$ 모델을 사용하였다. 본 연구에서 사용된 질량보존 방정식, 운동량 방정식, 난류 에너지 방정식, 난류 소산을 방정식을 아래에 나타내었다. 기체상과 액체상에 작용하는 압력은 동일하고, 상간의 질량전달은 없으며, 운동량 전달은 운동량 방정식 내의 상간의 운동량 전달항을 통하여 이루어진다.

2.1 지배방정식

$$\alpha_l + \alpha_g = 1 \quad (1)$$

첨자 l 과 g 는 액체상과 기체상을 나타낸다.

◎ 연속방정식

액체상의 질량보존 방정식

$$\begin{aligned} & \frac{\partial(\rho_l \alpha_l)}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho_l \alpha_l v_l) + \frac{\partial}{\partial z} (r \rho_l \alpha_l w_l) \\ &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \cdot \frac{\mu_l^t}{Sc^t} \cdot \frac{\partial \alpha_l}{\partial r} \right) \\ &+ \frac{\partial}{\partial z} \left(r \cdot \frac{\mu_l^t}{Sc^t} \cdot \frac{\partial \alpha_l}{\partial z} \right) \end{aligned}$$

(2)

본 연구에서는 Eulerian-Eulerian 기법을 사용하

가스상의 질량보존 방정식

$$\begin{aligned} & \frac{\partial(\rho_g \alpha_g)}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho_g \alpha_g v_g) + \frac{\partial}{\partial z}(r \rho_g \alpha_g w_g) \\ &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \cdot \frac{\mu_g^t}{Sc^t} \cdot \frac{\partial \alpha_g}{\partial r} \right) \\ &+ \frac{\partial}{\partial z} \left(r \cdot \frac{\mu_g^t}{Sc^t} \cdot \frac{\partial \alpha_g}{\partial z} \right) \end{aligned} \quad (3)$$

여기에서, r 은 반경방향이고, z 는 축 방향이다. v 는 평균 반경방향 속도, w 는 평균 축 방향 속도, t 는 시간, μ^t 는 난류점성, ρ 는 유체밀도, α 는 평균 상 volume fraction, $Sc^t = \frac{v^t}{D^t}$ 는 Schmidt 수이다.

◎ 시간 평균된 운동량방정식
반경방향 액체상의 운동량 방정식

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t}(\rho_l \alpha_l v_l) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho_l \alpha_l v_l v_l) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho_l \alpha_l v_l w_l) \\ & - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \alpha_l \mu_l^{eff} \left(\frac{\partial v_l}{\partial r} + \frac{\partial v_l}{\partial r} \right) \right) \\ & - \frac{\partial}{\partial z} \left(\alpha_l \mu_l^{eff} \left(\frac{\partial v_l}{\partial z} + \frac{\partial w_l}{\partial r} \right) \right) - \frac{\partial}{\partial z} \left(v_l \frac{\mu_l^{eff}}{Sc_l} \frac{\partial \alpha_l}{\partial z} \right) \\ &= -\alpha_l \frac{\partial p}{\partial r} + C_f(v_g - v_l) \end{aligned} \quad (4)$$

반경 방향 가스상의 운동량 방정식

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t}(\rho_g \alpha_g v_g) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho_g \alpha_g v_g v_g) \\ & + \frac{\partial}{\partial z}(\rho_g \alpha_g v_g w_g) \\ & - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \alpha_g \mu_g^{eff} \left(\frac{\partial v_g}{\partial r} + \frac{\partial v_g}{\partial r} \right) \right) \\ & - \frac{\partial}{\partial z} \left(\alpha_g \mu_g^{eff} \left(\frac{\partial v_g}{\partial z} + \frac{\partial w_g}{\partial r} \right) \right) \\ & - \frac{\partial}{\partial z} \left(v_g \frac{\mu_g^{eff}}{Sc_g} \frac{\partial \alpha_g}{\partial z} \right) \\ &= -\alpha_g \frac{\partial p}{\partial r} + C_f(v_l - v_g) \end{aligned} \quad (5)$$

축 방향 액체상의 운동량 방정식

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t}(\rho_l \alpha_l w_l) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho_l \alpha_l w_l w_l) \\ & + \frac{\partial}{\partial z}(\rho_l \alpha_l w_l w_l) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \alpha_l \mu_l^{eff} \left(\frac{\partial w_l}{\partial r} + \frac{\partial v_l}{\partial z} \right) \right) \\ & - \frac{\partial}{\partial z} \left(\alpha_l \mu_l^{eff} \left(\frac{\partial w_l}{\partial z} + \frac{\partial w_l}{\partial z} \right) \right) \\ & - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r w_l \frac{\mu_l^{eff}}{Sc_l} \frac{\partial \alpha_l}{\partial r} \right) \\ &= -\alpha_l \frac{\partial p}{\partial z} + \alpha_l \rho_l g + C_f(w_g - w_l) \end{aligned} \quad (6)$$

축 방향 가스상의 운동량 방정식

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t}(\rho_g \alpha_g v_g) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho_g \alpha_g w_g v_g) \\ & + \frac{\partial}{\partial z}(\rho_g \alpha_g w_g w_g) \\ & - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \alpha_g \mu_g^{eff} \left(\frac{\partial w_g}{\partial r} + \frac{\partial v_g}{\partial z} \right) \right) \\ & - \frac{\partial}{\partial z} \left(\alpha_g \mu_g^{eff} \left(\frac{\partial w_g}{\partial z} + \frac{\partial w_g}{\partial z} \right) \right) \\ & - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r w_g \frac{\mu_g^{eff}}{Sc_g} \frac{\partial \alpha_g}{\partial r} \right) \\ &= -\alpha_g \frac{\partial p}{\partial z} + \alpha_g \rho_g g + C_f(w_l - w_g) \end{aligned} \quad (7)$$

여기에서, μ_i^{eff} 은 유효점성, μ_i 은 층류점성, C_f 는 상간의 마찰계수이다.

$$\mu_g^{eff} = \mu_g + \mu_g^t, \quad \mu_l^{eff} = \mu_l + \mu_l^t \quad (8)$$

난류 운동에너지와 난류 소산률을 위해 사용된 보존 방정식은 다음과 같다.

◎ 난류 운동에너지 방정식

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t}(\rho_l \alpha_l k) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho_l \alpha_l v_l k) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho_l \alpha_l w_l k) \\ & - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{r \alpha_l \mu_l^t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial r} \right) - \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\alpha_l \mu_l^t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial z} \right) \\ & = \alpha_l (G_k - \rho_l \epsilon) \end{aligned} \quad (9)$$

◎ 난류 운동에너지 소멸률 방정식

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t}(\rho_l \alpha_l \epsilon) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho_l \alpha_l v_l \epsilon) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho_l \alpha_l w_l \epsilon) \\ & - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{r \alpha_l \mu_l^t}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial r} \right) - \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\alpha_l \mu_l^t}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial z} \right) \\ & = \alpha_l \frac{\epsilon}{k} (C_{1\epsilon} G_k - C_{2\epsilon} \rho_l \epsilon) \end{aligned} \quad (10)$$

식 (9), (10)에서 생성항 G_k 는 다음과 같다.

$$\begin{aligned} G_k = & 2 \mu_l^t \left[\left(\frac{\partial w_l}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v_l}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{v_l}{r} \right)^2 \right] \\ & + \mu_l^t \left(\frac{\partial w_l}{\partial r} + \frac{\partial v_l}{\partial z} \right)^2 \end{aligned} \quad (11)$$

식에서 $C_{1\epsilon} = 1.44$, $C_{2\epsilon} = 1.92$, $\sigma_k = 1.0$, $\sigma_\epsilon = 1.3$ 이다.

$$\mu_l^t = C_\mu \cdot \frac{\rho_l k^2}{\epsilon} \quad (12)$$

여기에서 C_μ 는 경험상수 0.09이다.

2.2 상간의 운동량 전달의 관계식

두 상간의 운동량의 교환은 위 식(4)~식(7)의 운동량 방정식의 마찰계수 C_f 를 통하여 이루어지며, 다음과 같이 계산되어진다.

$$C_f = \frac{3}{4} \frac{C_d}{d_g} \rho_c \alpha_g \alpha_l |\bar{v}_{slip}| \quad (13)$$

여기에서, C_d , d_g , $|\bar{v}_{slip}|$ 은 drag coefficient, 기포의 직경, slip 속도를 나타낸다. 사용된 C_d 의 관계식[15]은 다음과 같다.

$Re < 3.38 \times 10^5$ 이면

$$C_d = \frac{24 \cdot (1 + 0.15 \cdot Re^{0.687})}{Re} + \frac{0.42}{1 + \frac{42500}{Re^{1.16}}}$$

$3.38 \times 10^5 < Re < 4.0 \times 10^5$ 이면

$$C_d = 29.78 - (5.3 \times \log_{10} Re),$$

$4.0 \times 10^5 < Re < 1.0 \times 10^6$ 이면

$$C_d = 0.1 \times \log_{10} Re - 0.49,$$

$1.0 \times 10^6 < Re$ 이면 $C_d = 0.19 - \frac{8.0 \times 10^4}{Re}$

이다.

여기에서, $Re = v_{slip} \cdot \frac{d_B}{\nu}$ 로 정의한다.

2.3 경계조건

1) 대칭축

$$\frac{\partial w_l}{\partial r} = \frac{\partial w_g}{\partial r} = \frac{\partial k}{\partial r} = \frac{\partial \epsilon}{\partial r} = v_l = v_g = 0$$

2) 가스 분사 노즐부

$$w_l = v_g = v_l = k = \epsilon = 0, \quad w_g = w_{inlet}$$

3) 자유표면

가스만이 계산영역을 빠져나가고 압력조건은 대기압으로 설정하였고, 액체에 대해서는 다음의 경계

기압으로 설정하였고, 액체에 대해서는 다음의 경계 조건이 사용되었다.

$$\frac{\partial v_l}{\partial z} = \frac{\partial k}{\partial z} = \frac{\partial \epsilon}{\partial z} = w_l = 0$$

4) 바닥면

$$w_g = w_l = 0$$

경험적으로 log-law가 벽 근처에서의 접선방향 액체속도를 계산하기 위해 사용되었다. 난류 운동 에너지와 소멸율은 벽 함수로부터 유도되었다.

$$\frac{\partial v_g}{\partial z} = 0$$

5) 측면벽

$$\frac{\partial w_l}{\partial r} = \frac{\partial w_g}{\partial r} = \frac{\partial k}{\partial r} = \frac{\partial \epsilon}{\partial r} = v_l = v_g = 0$$

3. 수치해법

Patankar[16]의 제어체적공식(control volume formulation)을 기본으로 하여 지배방정식을 유한차분도식(finite difference scheme)에 의해 대수적인 방정식의 형태로 바꾸었으며, 사용된 격자계는 엇갈린 격자계(staggered grid)를 사용하였다. 대류항의 차별화기법으로는 하이브리드 도식(hybrid scheme)을 사용하였고, 압력장의 계산을 위해서는 SIMPLEST 알고리즘을 사용하였다. 축방향에서 압력수정방정식과 운동량방정식이 각각 whole field solver와 slabwise solver에 의해 풀려진다. 모든 다른 방정식은 Jacobi point by point법에 의해 풀려진다. PEA(Partial Elimination Algorithm)기법이 수렴촉진을 위해 사용되었다. 계산을 위해서 PHOENICS code를 수정하여 사용하였다.

4. 계산결과 및 고찰

Johansen et al.[14]의 실험결과와 비교하기 위해서 물리적 거동에서 미소한 차이가 있더라도 작동 유체로 가스/melt를 대신하여 공기/물을 사용하였다. 사용된 공기의 밀도는 1.21 kg/m^3 이고, 동점성계수는 $2.02 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ 이다. 물의 밀도는 1000

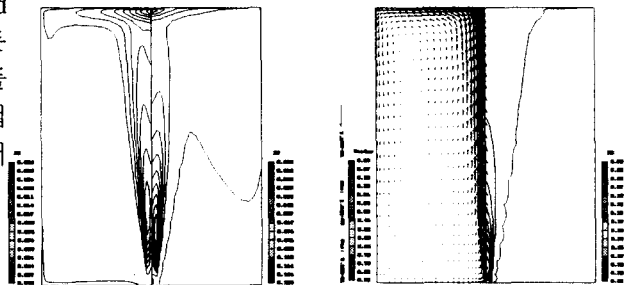
kg/m^3 이고, 동점성계수는 $1.006 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ 이다.

4.1 수학적 모델과 수치해법의 타당성 검토

수학적 모델과 수치해법의 타당성의 확인을 위하여 본 연구에서 예측된 결과와 Johansen et al.[14]의 실험결과를 비교하였다. 물리적 시스템은 높이가 1.237m, 직경이 1m인 원통형 용기이다. 가스는 바닥면의 가운데에 위치한 직경 5cm의 porous plug를 통하여 물이 가득 찬 ladle 내로 분사되어진다. 공기의 유량은 $6.1 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$ 이다. 계산에 사용된 격자계는 24×40 격자계로서 자유표면 부근과 벽부근에서 좀 더 조밀한 격자를 사용하였다. 계산은 축대칭 2차원에 대하여 수행되었다. 초기 기포의 크기는 Davison과 Schuler[17]에 의해 제안된 아래와 같은 방법으로 결정된 초기 기포의 크기의 25%의 직경인 10.5 mm을 사용하였다.

$$D_b = 0.35(Q^2/g)^{0.2} \tag{14}$$

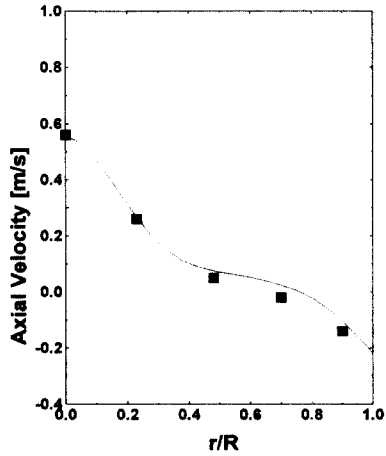
계산된 속도장과 void fraction이 <그림 2>(좌측: 속도장, 우측: void fraction)의 (a)에 나타내었다. 축방향 속도의 분포는 대칭축의 근처에서 타원형 속도분포를 나타내고 가운데 영역에서는 제트와 같은 특성을 보인다.



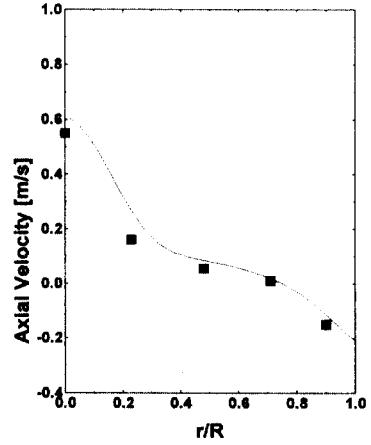
(a)

(b)

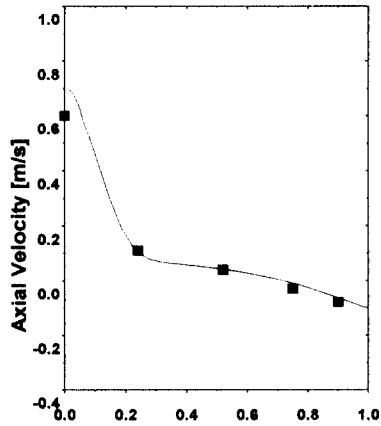
<그림 2>(a) Velocity(left) and void fraction(right)
(b) Kinetic energy(left) and eddy dissipations(right)



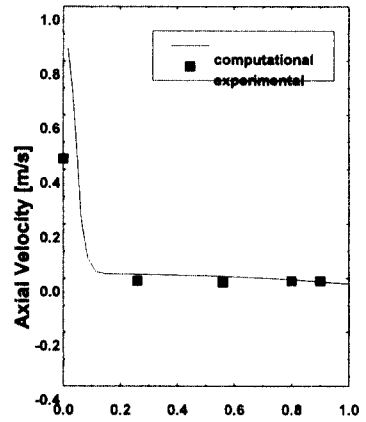
(a) $z^* = 0.903$



(b) $z^* = 0.830$

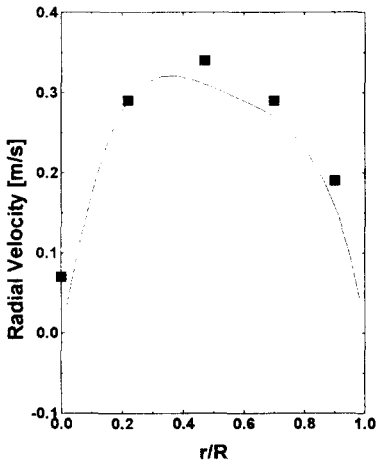


(c) $z^* = 0.505$

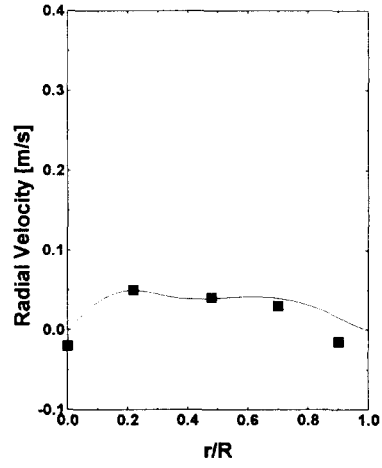


(d) $z^* = 0.091$

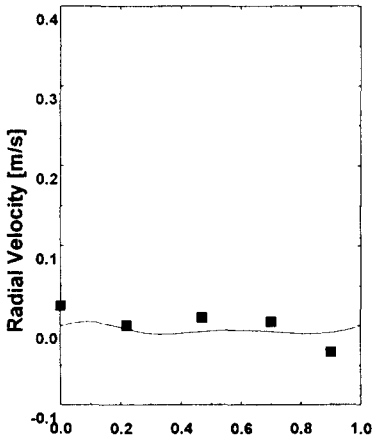
<그림 3> Calculated and experimental axial velocities($z^* = z/H$)



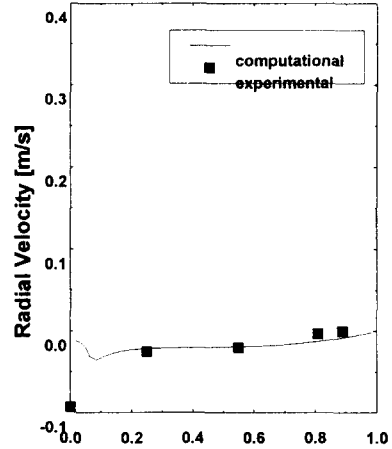
(a) $z^* = 0.988$



(b) $z^* = 0.903$



(c) $z^* = 0.830$



(d) $z^* = 0.091$

<그림 4> Calculated and experimental radial velocities

제트는 자유표면의 근처에서는 상대적으로 큰 반경방향 속도로 전환된다. 연속성을 만족시키기 위하여 좌측 상단부근에 원추형의 재순환 유동이 발생한다. 아래의 ccre 영역에서는 유동이 거의 발생하지 않는 “dead water” 영역이 나타난다. 이 영역에서는 혼합 효과가 적다. 입구 영역에서 자유표면 근처로 갈수록 가스의 void fraction이 점차 감소하면서 plume 영역이 점차 확대되는 것을 볼 수 있다.

<그림 2>의 (b)에 계산된 난류운동에너지와 난류 소산율의 분포를 나타내었다. 자유표면의 부근과 jet cone 영역에서 다소 높은 값을 가지나, 다른 지역에서는 거의 일정한 분포를 나타내고 있다.

계산된 축방향 속도와 측정된 축방향 속도와와의 비교를 <그림 3>에서 하였다. 대부분의 영역에서 잘 일치하고 있다. $z^*=0.091$ 에서의 축 부근에서의 불일치는 실제현상에서 발생하는 기포의 분열과 결합 현상을 계산과정에서 무시한 결과이다.

계산된 반경방향 속도와 측정된 반경방향 속도와와의 비교를 <그림 4>에서 하였다. 전체적으로 두 결과 사이에 잘 일치하는 결과를 보이고 있다. 자유표면의 근처에서 아래 영역보다 큰 반경방향속도를 가진다. 바닥 부근에서는 거의 유동이 발생하지 않는 “dead water” 영역이 나타난다.

4.2 가스 유량에 따른 영향

가스의 유량에 따른 유동특성을 고찰하기 위하여 여러 가스 유량에 대하여 계산이 수행되었다. 유량의 변화에 따른 속도장과 void fraction 분포를 <그림 5>에 나타내었다. 유동장의 기본적인 유동형태는 유량에 관계없이 비슷하나, 속도는 유량이 증가함에 따라 증가하였다. 또한 유량이 증가함에 따라 plume 영역이 넓어지고 void fraction이 증가하였다.

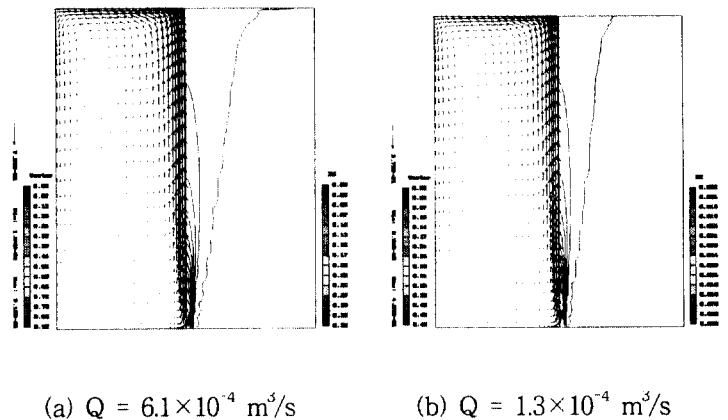
유량의 변화에 따른 축방향 속도와 반경방향 속도의 변화가 <그림 6>과 <그림 7>에 나타내었다. 유량이 증가함에 따라 모든 영역에서 축

방향과 반경방향으로의 절대 속도가 증가하였다.

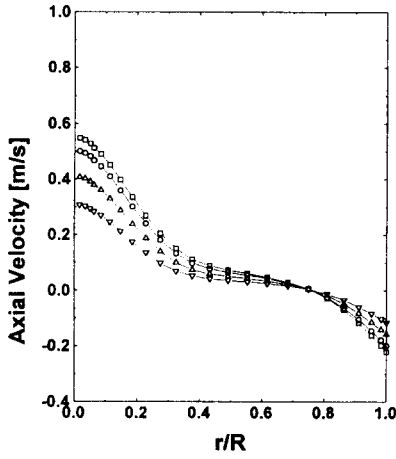
4.3 기포의 크기에 따른 영향

가스 기포의 크기에 따른 유동특성을 고찰하기 위하여 여러 크기에 대하여 계산이 수행되었다. <그림 8>에 유량의 변화에 따른 속도장과 void fraction 분포를 나타내었다. 유동장의 기본적인 유동형태는 기포크기에 관계없이 비슷하다. 작은 기포일 때 약간 큰 속도분포를 나타내었고, plume 영역이 넓어짐을 볼 수 있다. 이와 같이 작은 기포일 때 plume 영역이 넓어지는 이유는 개개의 기포가 가지는 부력의 크기가 큰 기포일 때 보다 작기 때문이 기포의 유동이 액체상의 유동에 많이 의지하기 때문으로 보인다.

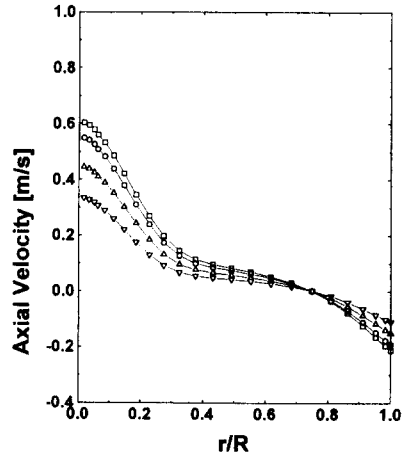
기포 크기의 변화에 따른 축방향속도와 반경방향 속도의 변화가 <그림 9>와 <그림 10>에 나타나 있다. 기포의 크기가 작을 때가 클 때 보다 약간 큰 축방향과 반경방향으로의 속도값을 가진다. 이는 기체상과 액체상간의 운동량전달을 위한 접촉면적이 작은 기포일 때가 더 넓기 때문이다.



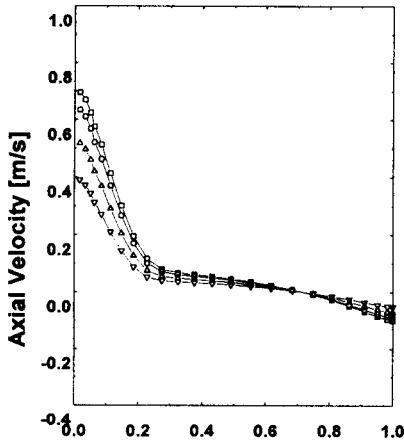
<그림 5> Effects of gas flow rate on velocities and void fraction



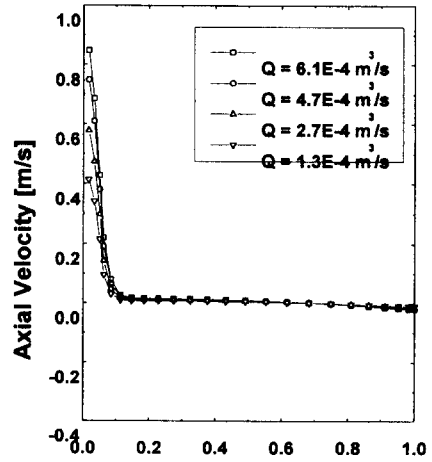
(a) $z^* = 0.903$



(b) $z^* = 0.830$

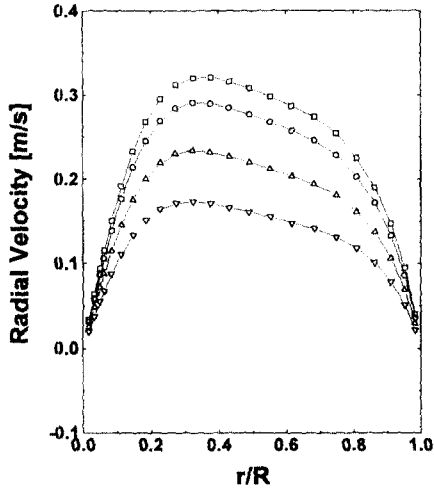


(c) $z^* = 0.505$

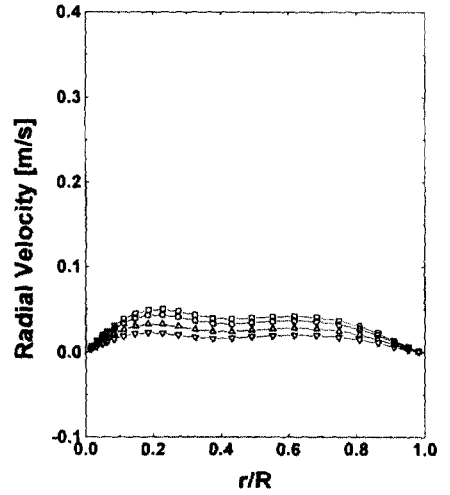


(d) $z^* = 0.091$

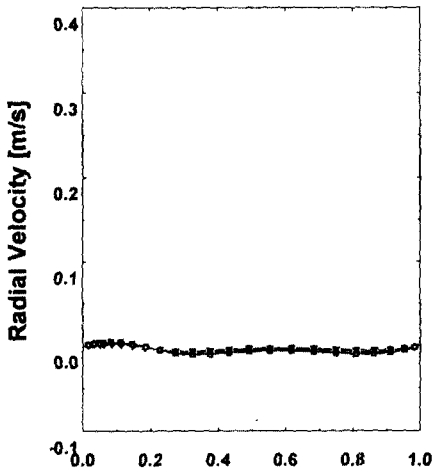
<그림 6> Effects of gas flow rate on axial velocities



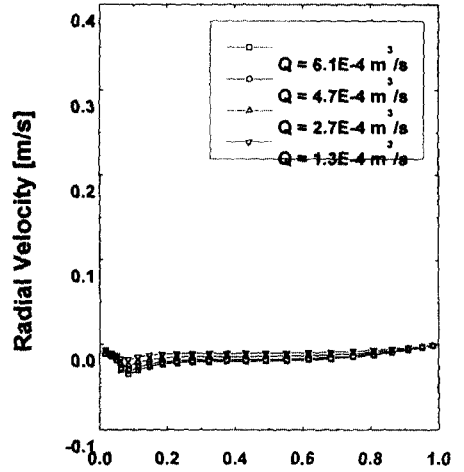
(a) $z^* = 0.988$



(b) $z^* = 0.903$

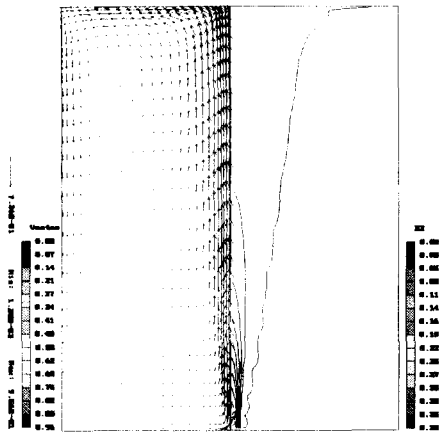


(c) $z^* = 0.830$

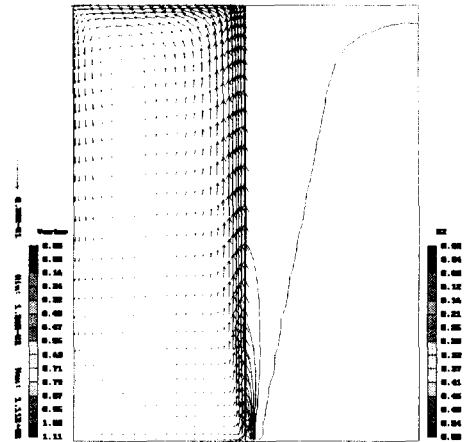


(d) $z^* = 0.091$

<그림 7> Effects of gas flow rate on radial velocities

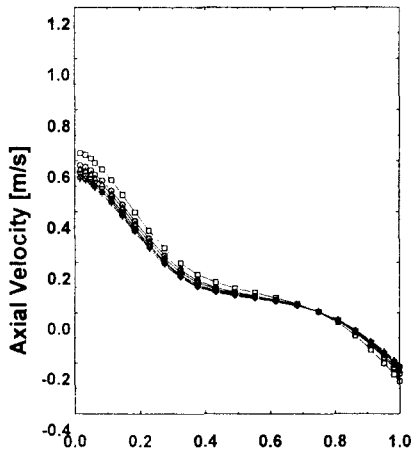


(a) $D_b = 10.5\text{mm}$

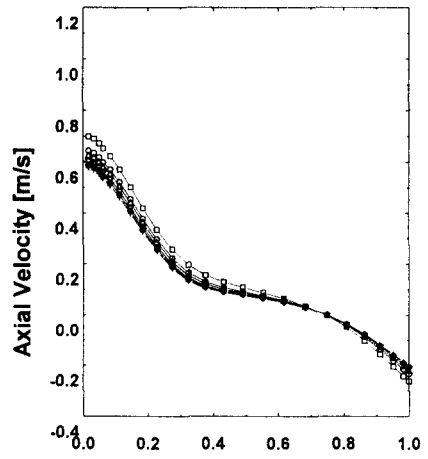


(b) $D_b = 2\text{mm}$

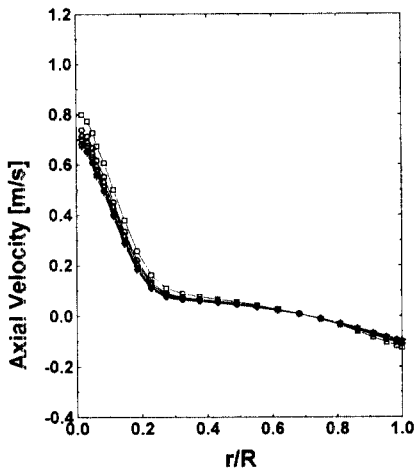
<그림 8> Effects of gas bubble diameter on velocities and void fraction



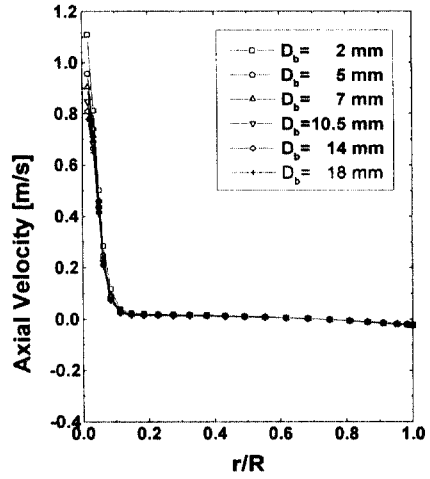
(a) $z^* = 0.903$



(b) $z^* = 0.830$

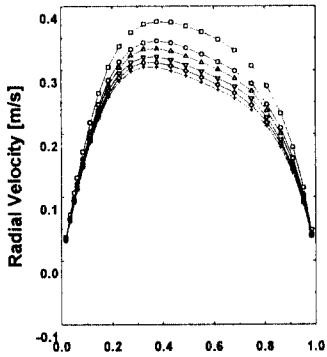


(c) $z^* = 0.505$

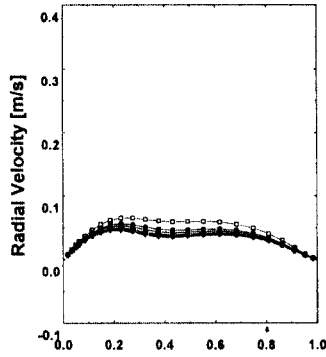


(d) $z^* = 0.091$

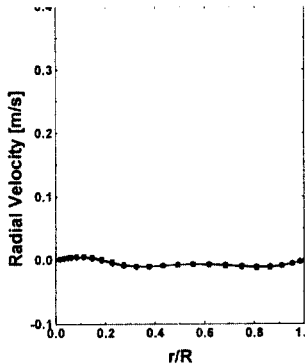
<그림 9> Effects of gas bubble diameter on axial velocities



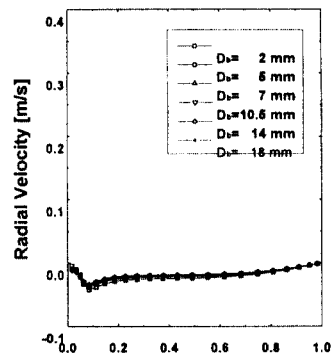
(a) $z^* = 0.988$



(b) $z^* = 0.903$



(c) $z^* = 0.830$



(d) $z^* = 0.091$

<그림 10> Effects of gas bubble diameter on radial velocities

5. 결론

본 연구에서는 Eulerian-Eulerian 기법을 사용하여 gas-stirred ladle 내의 유동특성을 수치해석을 통하여 고찰하였다. gas stirred ladle의 유동을 수학적 모델을 사용하여 계산한 예측치와 측정된 결과가 잘 일치하였다.

ladle 내에 분사되는 가스의 유량이 증가함에 따라 축방향 및 반경방향의 속도가 증가하고 plume 영역이 넓어지고, void fraction이 증가한다.

ladle 내에 분사되는 기포의 크기가 작을 수록 접촉면적의 증가로 인하여 축방향 및 반경방향의 속도가 증가하고 plume 영역이 넓어졌다.

위에서 얻어진 결과를 종합하면, gas-stirred ladle 내의 유동은 기포의 크기가 작고, 가스의 분사 유량이 많을 때 더 활발하게 유동함을 알 수 있었다.

참고문헌

- [1] J. Szekely and S., Asai: Trans. ISIJ, 1975, vol. 15, p. 271
- [2] T. DebRoy, A. K. Majumdar and D. B. Spalding: App. Math. Modeling, Sept. 1978, vol. 2, pp.146-50
- [3] Y. Sahai and R. I. L. Guthrie: Metall. Trans. B, 1982, vol. 13B, pp. 193-211
- [4] He Oinglin, Pen Yichuan and Hsiao Tsc-Chiang: Proceedings of Shenyang Symposium of Injection Metallurgy, IMS, Shenyang, People's Republic of China, Sept. 1984, pp.93-113
- [5] M. Cross, N. C. Marcatos and C. Aldham: Control '84 Mineral Metallurgical Processing, John A. Herbst, ed., Society of Mining Eng. of the AM. Inst. of Mining, Metallurgical and Petroleum Eng. Inc., New York, NY, 1984, pp.291-97
- [6] J. H. Grevet, J. Szekely and N. El-Kaddah, An Experimental and Theoretical Study of Gas Bubble Driven Circulation Systems, Int. J. Heat Transfer, vol. 25, no. 4. pp. 487-497, 1982
- [7] O. J. Ilegbusi, J. Szekely, M. Iguchi, H. Takeuchi and Z. Morita, A Comparison of Experimentally Measured and Theoretically Calculated Velocity Fields in a Water Model of an Argon Stirred Ladle, ISIJ Int., vol. 33, no. 4, pp.474-478, 1993
- [8] D. Mazumdar and R. I. L. Guthrie, Hydrodynamic Modeling of Some Gas Injection Procedures in Ladle Metallurgy Operations, Metall. Trans. B, vol. 16B, pp.83-90. 1985
- [9] S. T. Johansen, D. g. c. Robertson, K. Woje and T. A. Engh, Fluid Dynamics in Bubble Stirred Ladles, Part I: Experiments, Metall. Trans. B, vol. 19B, pp.745-754, 1988
- [10] S. T. Johansen and F. Boysan, Fluid Dynamics in Bubbled Stirred Ladles, Part II: Mathematical Modeling, Metall. Trans. B, vol. 19B, pp.755-764, 1988
- [11] D. Mazumdar and R. I. L. Guthrie, An Assessment of a Two-Phase Calculation Procedure for Hydrodynamic Modeling of Submerged Gas Injection in Ladles, ISIJ Int., vol. 34, no. 5, pp.384-392, 1994
- [12] M. Neifer, S. Rodi and D. Sucker, Investigations on the Fluid Dynamic and Thermal Process Control in Ladles, Steel Res., vol. 64, pp.54-62, 1993
- [13] Hee-Jin Park and Wen-Jei Yang, Turbulent Two-Phase Mixing in Gas-Stirred Ladle Systems for Continuous Casting Applications, Numerical Heat Transfer, Part A, 31:493-515, 1997
- [14] S. T. Johansen, D. G. C. Robertson, K. Woje and T. A. Engh, Fluid Dynamics in Bubble Stirred Ladles, Part I: Experiments, Metall. Trans. B, vol. 19B, pp.745-754, 1988
- [15] R. Clift, J. R. Grace, M. E. Weber, ACADEMIC PRESS, Bubbles, Drops and Particles, pp. 111~114, 1978
- [16] S. V. Patankar, Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, Hemisphere, Washington D.C, 1980
- [17] J. F. Davidson and Schüler : Trans. Inst. Chem. Eng., 1960, vol. 38, pp. 385-42.

● 저자소개 ●

최청렬

1994년 경희대학교 기계공학과 학사
 1996년 경희대학교 대학원 기계공학과 석사
 현 재 경희대학교 대학원 기계공학과 박사과정 중
 관심 분야 열전달 및 유체유동, 유동 시뮬레이션

**김창녕**

1979년 서울대학교 기계공학과 학사
 1981년 서울대학교 대학원 기계공학과 석사
 1989년 University of California, Los Angeles 박사
 1989년~90년 University of California, Los Angeles, Post Doctor
 1990년~92년 국립금오공과대학 기계공학과 조교수
 현 재 경희대학교 기계공학과 교수
 관심 분야 열공학, 유체공학, 반도체공학, 유동 시뮬레이션