



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.

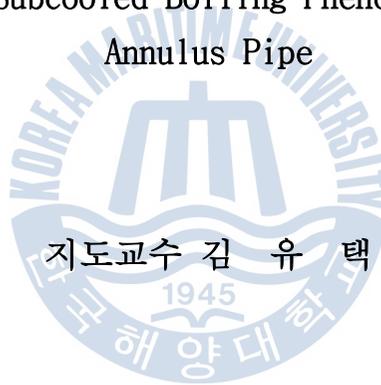
이것은 [이용허락규약\(Legal Code\)](#)을 이해하기 쉽게 요약한 것입니다.

[Disclaimer](#)

공학석사 학위논문

수직원관의 과냉각비등 현상에
대한 연구

A Study on the Subcooled Boiling Phenomenon of Vertical
Annulus Pipe



2012 년 2월

한국해양대학교 대학원

기관시스템공학과

김 도 엽

本 論 文 을 金 度 燁 의 工 學 碩 士
學 位 論 文 으 로 認 准 함

위원장 임 태 우 인
위원 최 재 혁 인
위원 김 유 택 인



2011 년 12월 23일

한 국 해 양 대 학 교 대학원

A Study on the Subcooled Boiling Phenomenon of Vertical Annulus Pipe

Kim Do Yeop

*Department of marine engineering system
Graduate School of
Korea Maritime University*

Abstract

To enhance the multi-dimensional analysis capability of a subcooled boiling two-phase flow, the population balance equations and improved heat partitioning algorithm were coupled together.

Several models for the heat partitioning algorithm and the breakup & coalescence models for the population balance equation were reviewed and a detailed discussion was given to get a better understanding of the subcooled boiling flows.

To implement the models, two-fluid models of CFX.12.1 was developed with the improved heat partitioning algorithms and the latest breakup & coalescence models.

Improved heat partitioning algorithm included the bubble lift-off diameter model. it took into account the bubble's sliding on a heated

wall after its departure from a nucleate site.

Lehr et al.(2002) model was adopted as the breakup model of the population balance model. It took into account bubble's capillary pressure. Due to bubbles's capillary pressure, A very small bubbles is unlikely to breakup and the formation of very small bubbles is also unlikely.

Coalescence effects due to the turbulent fluctuation, buoyancy and wake-entrainment were taken into account for bubbly flows. Among coalescence models, Luo(1993), Wang(2005), and Hibiki(2000) models were adopted for those coalescence effects.

There is no inter-phase turbulent models at CFX.12.1. Inter-phase turbulent models could do a significant role at the two-phase flows. The SST(Shear Stress Transport) turbulent model was developed with the Krepper(2010)'s inter-phase turbulent model.

With the improved two-fluid models and default models of CFX.12.1, the behavior of an upwards forced convective subcooled boiling flows in a vertical annular channel is simulated. Comparison of models predictions against local measurements is made for the void fraction, liquid velocity and vapour velocity covering a range of different mass, heat fluxes and inlet subcooling temperature.

A lot of difference was revealed between the default model's prediction and measurement. But better agreement is achieved between the improved model's predictions and measurements.

목 차

1. 서론

1.1 연구배경

1.2 연구목적

2. 본론

2.1 이상유동의 지배방정식

2.1.1 상간 질량 교환

2.1.2 상간 모멘텀 교환

2.1.3 상간 열전달

2.1.4 상간 난류 교환

2.2 비등모델

2.2.1 기존의 비등 모델

2.2.2 개선 비등 모델

2.2.3 Force balance 모델

(1) Yoeh의 방법(2008)

(2) Bae의 방법(2010)

2.3 Population balance 모델

2.3.1 IAC 수송 모델

2.3.2 MUSIG 모델

(1) Breakup 모델

(2) Coalescence 모델



2.4 시뮬레이션 및 결과

2.4.1 벤치마크 실험

2.4.2 격자생성

2.4.3 기존모델의 설정

2.4.4 개선모델의 설정

2.4.5 계산결과와 분석

3. 결론



표 목차

- 표 2.2.1 전열면의 기포에 작용하는 힘의 성분
- 표 2.2.2 힘에 따른 기포의 움직임
- 표 2.3.1 그룹화 방법에 따른 특정그룹의 기준 기포의 직경
- 표 2.4.1 KAERI experiments (Lee et al., 2002)
- 표 2.4.2 Main setup (기존모델)
- 표 2.4.3 기존비등모델 설정
- 표 2.4.4 기타상간모델 설정
- 표 2.4.5 Main setup (개선모델)
- 표 2.4.6 MUSIG 모델 설정
- 표 2.4.7 개선비등모델의 설정
- 표 2.4.8 기타상간모델 설정



그림 목차

- 그림 1.1 대류과냉각비등의 개념도
- 그림 2.1 Vapour-liquid의 계면
- 그림 2.2 상간 lift force의 개념도
- 그림 2.3 상간 wall lubrication force의 개념도
- 그림 2.4 상간 virtual mass force의 개념도
- 그림 2.5 상간 turbulent dispersion force의 개념도
- 그림 2.6 기존의 비등 모델
- 그림 2.7 전열면에서 sliding하는 기포
- 그림 2.8 Force balance 모델
- 그림 2.9 Lift-off시의 기포
- 그림 2.10 MUSIG 모델의 이산화 결과
- 그림 2.11 Homogeneous & inhomogeneous MUSIG 모델의 개념도
- 그림 2.12. Luo and Svendsen 모델의 daughter size distribution
- 그림 2.13. Lehr 모델의 daughter size distribution
- 그림 2.14 기포유동의 주요 coalescence
- 그림 2.15 Lehr 모델의 coalescence efficiency
- 그림 2.16 KAERI 과냉각비등 실험장치의 개략도
- 그림 2.17 격자생성
- 그림 2.18 Case.1의 vapour volume fraction
- 그림 2.19 Case.1의 liquid velocity
- 그림 2.20 Case.1의 vapour velocity

그림 2.21 Case.2의 vapour volume fraction

그림 2.22 Case.2의 liquid velocity

그림 2.23 Case.2의 vapour velocity

그림 2.24 Case.3의 vapour volume fraction

그림 2.25 Case.3의 liquid velocity

그림 2.26 Case.3의 vapour velocity

그림 2.27 Case.4의 vapour volume fraction

그림 2.28 Case.4의 liquid velocity

그림 2.29 Case.4의 vapour velocity



1. 서론

1.1 연구 배경

과냉각 상태란, 액체의 평균적인 온도가 포화온도 이하인 상태를 말하며 이러한 과냉각 상태의 액체가 전열면에 닿아 끓는 현상을 과냉각비등(Subcooled boiling)이라고 한다.

과냉각비등은 핵발전소, 열교환기, 냉동기 등과 같이 아주 다양한 기기에서 발생할 수 있으며, 이러한 과냉각비등현상은 장치의 설계와 안전성 평가에 주요 쟁점이 된다.

과냉각비등현상을 사전에 예측하기 위해 많은 모델들이 개발되었지만, 그 중 two-fluid 모델이 가장 적절하다. Two-fluid 모델에서 가장 중요한 것은 IAC(interfacial area density)를 정확하게 예측하는 것이다. 여기서 IAC는 단위 체적당 상간 계면의 크기이다. 초창기 IAC 모델에는 Anglart and Nylund(1996)과 Zeitoun and Shoukri(1996) 모델이 있다. 하지만, 이러한 모델들은 IAC의 변화를 예측할 수 없는 정적인 특성을 가지고 있어, 정확하게 IAC를 예측할 수 없었다.

이러한 IAC model의 문제점을 해결하기 위해서, Hibiki and Ishii(2000,2005)^{[1][2]}, Krepper(2011)^[3], Yao and Morel(2004)^[4] 등은 coalescence 모델과 breakup 모델로 구성된 PBE(population balance equation)를 이용하였다.

비등현상을 고려하는 지배방정식의 소스항에는 기포이탈직경(bubble departure diameter), 이탈빈도(departure frequency), NSD(nucleation site density) 등의 하위모델로 구성된 비등모델이 반영되어야 하며, 이러한 비등모델의 개발은 Kocamustafaogullari and Ishii(1983)^[5], Kurul

and Podowski(1990)^[6]에 의해 이루어졌다. 그리고 현재까지 Kurul and Podowski(1990) 모델이 광범위하게 CFD에 이용되고 있다.

반면, Lee(2002)^[7]와 Tu(2005)^[8]는 저압 비등 실험에서 전열면을 따라 미끄러지는 다수의 기포를 발견하였다. 이러한 기포 때문에 발생하는 복잡한 비등현상은 Yeoh and Tu(2005)^[9]에 의해 수식화 되었으며, 이 수식에서 가장 중요한 기포의 departure 직경과 lift-off 직경은 Situ(2005)^[10]의 force balance 모델을 이용하여 비교적 정확하게 예측되어지고 있다.

Yeoh(2005)^[9], Bae(2010)^[11]는 기포의 sliding 효과를 고려한 비등 모델과 점진적인 IAC 변화를 고려한 PBE를 이용하여 저압의 과냉각비등을 예측하였으며, 그 결과는 Kurul and Podowski(1990)와 Anglart and Nylund(1996) 모델을 사용한 결과보다 현실적이고 정확하였다.

따라서 비등 현상이 포함된 이상유동의 해석에서 정확성을 확보하기 위해서는 기포의 sliding 효과를 고려한 비등 모델과 점진적인 IAC 변화를 고려한 PBE의 이용이 필요하다.

한편, CFD의 발전으로 많은 상용코드가 시장에 나와 있지만, two-fluid 모델에 이러한 최신모델들은 아직 반영되지 않은 상태이다. 즉, 이상유동에 대한 상용코드의 정확성은 아직 확보되어 있지 않은 상태라고 할 수 있다. 그러나 상용코드는 사용자가 모델을 코딩할 수 있도록 UDF(user defined function) 기능을 제공하고 있으며, 이를 통해 상용코드가 보유하고 있는 기존 two-fluid 모델을 발전시킬 수 있다.

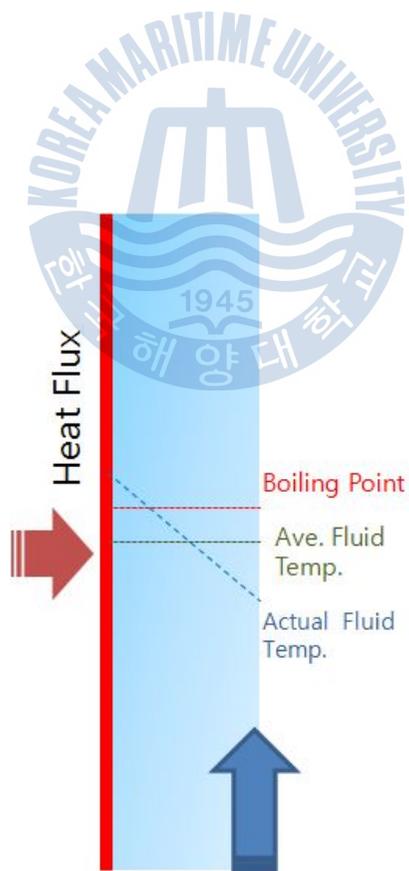


그림 1.1 대류과냉각비등의 개념도

1.2 연구목적

본 논문의 목적은 과냉각비등현상을 보다 현실적이고 정확하게 예측하기 위해 상용코드 CFX.12.1의 기존 two-fluid 모델을 개선하는 것이다.

CFX.12.1는 과냉각비등현상의 해석을 위해 고전적인 비등 모델인 Kurual and Podowski(1990) 모델과 IAC 변화를 고려할 수 없는 Anglart and Nylund(1996) 모델을 제공한다.^[6] 반면, 상간 난류모델은 CFX.12.1에서 제공하고 있지 않다.^[6] 이러한 문제점들로 인해 과냉각비등의 예측에 있어 CFX.12.1는 큰 오차를 보이기도 하며, 특히 저압의 과냉각비등에서 CFX.12.1의 정확성을 아주 낮다.

Yeoh and Tu(2005)^[9]는 이러한 문제를 해결하기 위해, 전열면을 따라 미끄러지며 상승하는 기포의 영향을 고려한 비등모델과 IAC의 변화를 고려한 PBE를 결합하였다. 그 결과 기존의 모델이 정확하게 예측할 수 없었던 저압비등영역에서도 비교적 정확한 계산결과를 얻을 수 있었다.

PBE는 기포의 breakup 모델과 coalescence 모델을 가지며, 이 모델들은 유동조건에 따라 적절하게 선정되어야 한다. 그리고 기포의 sliding을 고려한 비등모델에서 가장 중요한 기포의 lift-off 직경은 force balance 모델을 이용하여 비교적 정확하게 예측 가능하다. 또한, 사용하는 난류모델에 적합한 상간-난류모델의 선정이 필요하다.

이 연구에서 위와 같은 내용의 개선모델을 UDF(user definition function)을 이용하여 CFX.12.1의 two-fluid 모델을 개선하였으며, 개선모델을 이용하여 benchmark 유동장의 계산을 수행하였다. Benchmark 유동장은 저압비등 실험인 KAERI 실험(Lee, 2005)을 선택하였으며, 개선모델의 계산결과는 실험값 및 CFX.12.1의 default 모델 계산결과와 비교하였다.

2. 본론

2.1 이상유동의 지배방정식^[12]

이상유동(two-phase flow)에는 상간의 계면(interface)가 존재한다. 이 계면을 통해 mass, momentum, enthalpy(energy), turbulent의 양적 교환이 이루어진다. 이러한 모든 현상들은 지배 방정식에서 다루어져야 한다.

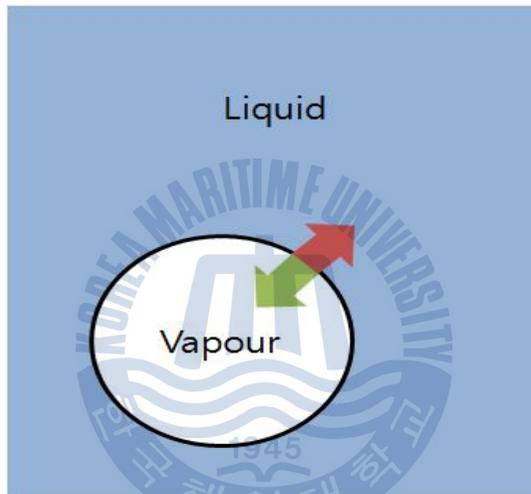


그림 2.1 Vapour-liquid의 계면

Eulerian 방법에서 사용되는 k-th phase 지배 방정식의 형태는 아래와 같다.

Mass:

$$\frac{\partial(\alpha^k \rho^k)}{\partial t} + \frac{\partial(\alpha^k \rho^k u^k)}{\partial x} + \frac{\partial(\alpha^k \rho^k v^k)}{\partial y} + \frac{\partial(\alpha^k \rho^k w^k)}{\partial z} = S_{m^k}^i \quad \text{식(2.1.1)}$$

x-Momentum:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial(\alpha^k \rho^k u^k)}{\partial t} + \frac{\partial(\alpha^k \rho^k u^k u^k)}{\partial x} + \frac{\partial(\alpha^k \rho^k v^k u^k)}{\partial y} + \frac{\partial(\alpha^k \rho^k w^k u^k)}{\partial z} & \text{식(2.1.2)} \\ & = \frac{\partial}{\partial x} [\alpha^k (\mu^k + \mu_t^k) \frac{\partial u^k}{\partial x}] + \frac{\partial}{\partial y} [\alpha^k (\mu^k + \mu_t^k) \frac{\partial u^k}{\partial y}] + \frac{\partial}{\partial z} [\alpha^k (\mu^k + \mu_t^k) \frac{\partial u^k}{\partial z}] + S_{u^k} \end{aligned}$$

y-momentum:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial(\alpha^k \rho^k v^k)}{\partial t} + \frac{\partial(\alpha^k \rho^k u^k v^k)}{\partial x} + \frac{\partial(\alpha^k \rho^k v^k v^k)}{\partial y} + \frac{\partial(\alpha^k \rho^k w^k v^k)}{\partial z} & \text{식(2.1.3)} \\ & = \frac{\partial}{\partial x} [\alpha^k (\mu^k + \mu_t^k) \frac{\partial v^k}{\partial x}] + \frac{\partial}{\partial y} [\alpha^k (\mu^k + \mu_t^k) \frac{\partial v^k}{\partial y}] + \frac{\partial}{\partial z} [\alpha^k (\mu^k + \mu_t^k) \frac{\partial v^k}{\partial z}] + S_{v^k} \end{aligned}$$

z-momentum:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial(\alpha^k \rho^k w^k)}{\partial t} + \frac{\partial(\alpha^k \rho^k u^k w^k)}{\partial x} + \frac{\partial(\alpha^k \rho^k v^k w^k)}{\partial y} + \frac{\partial(\alpha^k \rho^k w^k w^k)}{\partial z} \\ & = \frac{\partial}{\partial x} [\alpha^k (\mu^k + \mu_t^k) \frac{\partial w^k}{\partial x}] + \frac{\partial}{\partial y} [\alpha^k (\mu^k + \mu_t^k) \frac{\partial w^k}{\partial y}] + \frac{\partial}{\partial z} [\alpha^k (\mu^k + \mu_t^k) \frac{\partial w^k}{\partial z}] + S_{w^k} \end{aligned}$$

----- 식(2.1.4)

Enthalpy:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial(\alpha^k \rho^k H^k)}{\partial t} + \frac{\partial(\alpha^k \rho^k u^k H^k)}{\partial x} + \frac{\partial(\alpha^k \rho^k v^k H^k)}{\partial y} + \frac{\partial(\alpha^k \rho^k w^k H^k)}{\partial z} \\ & \equiv \frac{\partial}{\partial x} [\alpha^k \lambda^k \frac{\partial T^k}{\partial x}] + \frac{\partial}{\partial y} [\alpha^k \lambda^k \frac{\partial T^k}{\partial y}] + \frac{\partial}{\partial z} [\alpha^k \lambda^k \frac{\partial T^k}{\partial z}] & \text{식(2.1.5)} \\ & + \frac{\partial}{\partial x} [\alpha^k \frac{\mu_t^k}{Pr_t^k} \frac{\partial H^k}{\partial x}] + \frac{\partial}{\partial y} [\alpha^k \frac{\mu_t^k}{Pr_t^k} \frac{\partial H^k}{\partial y}] + \frac{\partial}{\partial z} [\alpha^k \frac{\mu_t^k}{Pr_t^k} \frac{\partial H^k}{\partial z}] + S_{H^k}^i \end{aligned}$$

여기서 momentum의 각 성분의 S_{u^k} , S_{v^k} , S_{w^k} 는 각각 아래와 같다.

$$S_{u^k} = -\alpha^k \frac{\partial p'^k}{\partial x} + \alpha^k \rho^k g_x + \frac{\partial}{\partial x} [\alpha^k (\mu^k + \mu_t^k) \frac{\partial u^k}{\partial x}] + \frac{\partial}{\partial y} [\alpha^k (\mu^k + \mu_t^k) \frac{\partial v^k}{\partial x}] + \frac{\partial}{\partial z} [\alpha^k (\mu^k + \mu_t^k) \frac{\partial w^k}{\partial x}] + S_{u^k}^i \quad \text{식(2.1.6)}$$

$$S_{v^k} = -\alpha^k \frac{\partial p'^k}{\partial y} + \alpha^k \rho^k g_y + \frac{\partial}{\partial x} [\alpha^k (\mu^k + \mu_t^k) \frac{\partial u^k}{\partial y}] + \frac{\partial}{\partial y} [\alpha^k (\mu^k + \mu_t^k) \frac{\partial v^k}{\partial y}] + \frac{\partial}{\partial z} [\alpha^k (\mu^k + \mu_t^k) \frac{\partial w^k}{\partial y}] + S_{v^k}^i \quad \text{식(2.1.7)}$$

$$S_{w^k} = -\alpha^k \frac{\partial p'^k}{\partial z} + \alpha^k \rho^k g_z + \frac{\partial}{\partial x} [\alpha^k (\mu^k + \mu_t^k) \frac{\partial u^k}{\partial z}] + \frac{\partial}{\partial y} [\alpha^k (\mu^k + \mu_t^k) \frac{\partial v^k}{\partial z}] + \frac{\partial}{\partial z} [\alpha^k (\mu^k + \mu_t^k) \frac{\partial w^k}{\partial z}] + S_{w^k}^i \quad \text{식(2.1.8)}$$

여기서, p' 는 평균압력으로서 $p + \frac{2}{3} \rho^k k^k + \frac{2}{3} (\mu^k + \mu_t^k) \nabla U^k$ 와 같다.

소스항의 $S_{m^k}^i$, $S_{u^k}^i$, $S_{v^k}^i$, $S_{w^k}^i$, $S_{H^k}^i$ 은 기상과 액상의 계면에서 이루어지는 mass, momentum, energy exchange를 나타낸다.

2.1.1 상간 질량 교환

질량 수송방정식의 소스항은 아래와 같다.

$$S_{m^k}^i = \sum_{l=1}^2 (\dot{m}_{lk} - \dot{m}_{kl}) \quad \text{식(2.1.9)}$$

여기서 $\dot{m}_{lk} = \max(-\Gamma^l, 0)$, $\dot{m}_{kl} = \max(\Gamma^l, 0)$ 이라고 하였을 때,

비등과정은 $\Gamma^l \geq 0$ 이고 $\dot{m}_{lk} = 0$, $\dot{m}_{kl} = \Gamma^l$ 이 된다. 반면, 응축 과정은

$\Gamma^l \leq 0$ 이고 $\dot{m}_{lk} = -\Gamma^l$, $\dot{m}_{kl} = 0$ 이다.

Γ^l 은 계면으로의 순열전달과 증발잠열의 비로 표현할 수 있으며, 아래 식과 같다.

$$\Gamma^l = \frac{h_i a_i (T_l - T_i)}{h_{fg}} \quad \text{식(2.1.10)}$$

여기서 h_i 는 계면의 열전달율이고, a_i 는 IAC(interfacial area concentration)이다. T_l , T_i , h_{fg} 는 각각 액온도, 계면온도, 잠열이다.

편의상 계면열전달계수는 Nusselt 수로 표현할 수 있다.

$$Nu = \frac{h_i \lambda_l}{d_s} \quad \text{식(2.1.11)}$$

여기서 λ_l , d_s 는 각각 액의 열전도율와 Sauter mean diameter이다. Ranz and Marshall(1952) 모델은 경계층 이론을 바탕으로 Nusselt 수를 아래와 같이 제안했다.

$$Nu = 2 + 0.6 Re_b^{0.5} Pr^{0.3}, 0 \leq Re_b \leq 200 \quad \text{식(2.1.12)}$$

상기 식의 Reynolds 수는 기포의 Reynolds 수로서 아래 식으로 표현된다. 여기서 U_l , U_v 는 각각 액상과 기상의 속도이다.

$$Re_b = \frac{\rho_l |U_l - U_v| d_s}{\mu_l}$$

Prantle 수는 아래와 같다.

$$Pr = \frac{\mu_l C_{pl}}{\lambda_l}$$

보다 넓은 유동범위에 적합하도록 Hughmark(1967)은 Ranz and Marshall (1952) 모델을 아래와 같이 수정하였다.

$$Nu = 2 + 0.6Re_b^{0.5}Pr^{0.33} \quad \text{식(2.1.13)}$$

$$(0 \leq Re_b \leq 776.06, 0 \leq Pr \leq 250)$$

$$Nu = 2 + 0.27Re_b^{0.62}Pr^{0.33}$$

$$(776.06 \leq Re_b, 0 \leq Pr \leq 200)$$

2.1.2 상간 모멘텀 교환

상간 모멘텀 교환은 two-fluid 모델에서 중대한 역할을 한다. 모멘텀의 수송 방정식의 소스항에는 크게 두 가지 힘이 모델링 된다. 첫째가 Drag force로서 가장 중요한 힘이고, 둘째가 Non drag force로 일컬어지는 lateral lift force, wall lubrication force, virtual mass force, turbulent dispersion force의 합력이다.

비등현상에는 기상과 액상이 존재한다. 보통의 경우 액상이 주류를 이루기 때문에 액상을 continuous phase라고 하고, 기상은 dispersed phase라고 한다. Continuous phase가 유동 중일 때, 이 유동장 내에 존재하는 기포는 일반적으로 부력을 영향을 받으므로 continuous phase의 속도보다 빠르게 상승하는 경향이 있다. 이때 빠른 기포는 상대적으로 낮은 속도의 continuous phase에 의해 감속되는 경향이 있으며, 낮은

속도의 continuous phase는 상대적으로 빠른 기포에 의해 가속되는 경향이 있다. 그러한 경향에 관여하는 힘이 상간 drag force이다. Dispersed 유동(기포유동, 슬러그 유동, 천-난류 유동)에서 상간 drag force는 아래와 같다.

$$F_D^{k,drag} = \sum_{l=1}^2 B_{kl} (U_l - U_k) \quad \text{식(2.1.14)}$$

여기서 $B_{kl} = \frac{1}{8} C_d \alpha_i \rho_l |U_l - U_k|$ 이다.

상기 식에서 항력계수 C_d 의 model 중에 Ishii and Zuber(1979) model이 있다. 이 모델은 광범위한 유동조건에 잘 맞는 것으로 알려져 있으며, 가장 널리 사용되고 있다. 이 model은 고립된 단일기포의 실험을 바탕으로 다음과 같은 수식으로 정의되었다.

Stokes region($0 \leq Re_b \leq 0.2$):

$$C_d = \frac{24}{Re_b}$$

Viscous region($0 \leq Re_b \leq 1000$):

$$C_d = \frac{24}{Re_b} (1 + 0.1 Re_b^{0.75})$$

식(2.1.15)

Turbulent region($Re_b \geq 1000$)

$C_d = 0.44E$: Newton regime

$C_d = \frac{2}{3} \sqrt{EoE}$: Distorted regime

$C_d = \frac{8}{3} E'$: Churn-turbulent regime

여기서 비례상수, E는 아래 식과 같다.

$$E = \left[\frac{1 + 17.67(1 - \alpha_d)^{6/7}}{18.67(1 - \alpha_d)} \right]$$

그리고 E'는 아래 식과 같다.

$$E' = (1 - \alpha_d)^2$$

여기서 α_d 는 dispersed phase의 volume fraction이다.

그리고 Eotvos 수는 부력과 표면장력의 비로서 아래 식과 같다.

$$Eo = \frac{g(\rho_l - \rho_d)d_s^2}{\sigma}$$

또한, Bozzano and Dente(2001)^[13]은 항력계수에 대한 semi-empirical한 모델을 제안하였다. 이 model은 Ishii and Zuber 모델과 같이 단일 bubble의 실험 자료에 근거하며, 아래 식과 같은 형태로 정의되었다.

$$C_d = f \left(\frac{a}{R_b} \right)^2 \quad \text{식(2.1.16)}$$

여기서 f , a , R_b 는 각각 마찰계수, 기포의 주요 semi-axis, radius of the equivalent spherical bubble이고 아래와 같이 정의한다.

$$f = \frac{48}{Re_b} \left(\frac{1 + 12Mo^{1/3}}{1 + 36Mo^{1/3}} \right) + \frac{0.9Eo^{3/2}}{1.4(1 + 30Mo^{1/6}) + Eo^{3/2}}$$

$$\left(\frac{a}{R_b}\right)^2 = \frac{10(1+10Mo^{1/6})+3.1Eo}{10(1+1.3Mo^{1/6})+Eo}$$

여기서 Reynolds 수와 Eotvos 수는 전술한 바와 같고, Morten 수(Mo)는 아래와 같다.

$$Mo = \frac{g\mu_l^4}{\rho_l\sigma^3}$$

그러나, 최근 Smolianski et al(2008) 과 Simonnet et al(2007)^[14] 등의 실험 논문에서 기포가 무리지게 되면, 고립된 단일 기포와는 다른 항력의 영향을 발견할 수 있다.

기포가 무리지게 되면 기포 간에 hindrance와 enhanced rising 영향이 작용하게 된다. 이를 일컬어 bubble swam effect라고 한다. 즉, 타원형태의 큰 기포가 앞서 상승하면 기포 후단에 후류가 발생하게 되고, 이러한 후류의 영향으로 뒤따르던 기포의 상승속도가 빨라져 두 bubble 은 coalescence된다. 이를 chimney(굴뚝) effect라고도 한다. 이와 반대로 작은 기포가 앞서 상승할 때 뒤따르는 기포는 hindrance effect를 받아 속도가 감소하고 두 기포는 점점 더 멀어지게 된다.

Bubble swam effect를 고려한 항력 모델 중 Simonnet et al(2007) 모델이 가장 유명하다. 그들은 아래와 같이 최종적으로 swam effect를 고려한 항력모델을 제안했다. 모델의 사용 범위는 기포 크기가 10 [mm] 이하여야 하며, 기공율은 0.3 이하여야 한다.

$$\frac{C_{d,swam}}{C_{d,Bozzano}} = \frac{1}{1-\alpha} \text{ for } 0 \leq D \leq 7[mm], 0 \leq \alpha_d \leq 0.15$$

$$\frac{C_{d,swam}}{C_{d,Bozzano}} = (1-\alpha_d) \left[(1-\alpha_d)^m + \left(4.8 \frac{\alpha_d}{1-\alpha_d} \right)^m \right]^{-2/m} \quad \text{식(2.1.17)}$$

for $7 \leq D \leq 10[mm], 0 \leq \alpha_d \leq 0.3$

where, $m = 25$, $C_{d,Bozzano}$ = Bozzano(2001) model

Dispersed 유동에서 상간 lift force는 수평방향의 속도구배 때문에 발생한다. 기포는 높은 속도장에서 낮은 속도장으로 쉽게 밀리게 된다. 이를 lateral lift force라고 하며 drag force를 제외한 non-drag force 중에 가장 중요한 힘이다. 그림 2.2는 lateral lift force의 개념도이다.

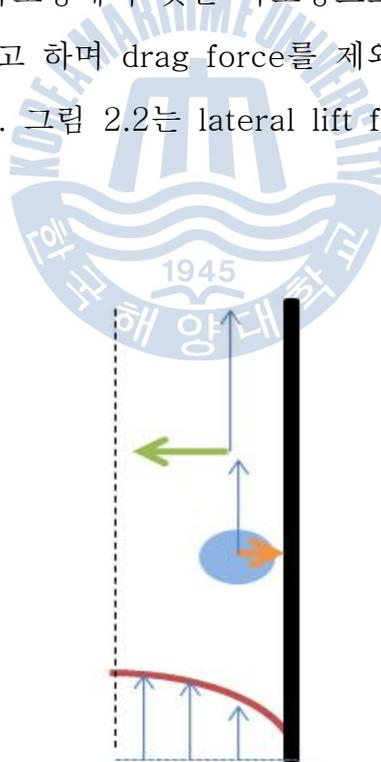


그림 2.2 상간 lift force의 개념도

상간 lift force를 수식화하면 아래 식과 같다.

$$F_D^{l, lift} = -F_D^{v, lift} = C_l \alpha_d \rho_l (U_v - U_l) \times (\nabla U_l) \quad \text{식(2.1.18)}$$

Lopez de Bertodano, Takagi and Matsumoto(1998)는 양력계수, C_l 값에 0.1를 제안하였다. Drew and Lahey(1997)는 0.5 값을 제안한 반면, Wang et al(1987)은 점성유동에는 0.01 값이 적당하다고 주장하였다.

그러나, Tomiyama(1998)는 공기-물 실험에서 직경 5.5 [mm] 이상의 기포는 낮은 속도장에서 높은 속도장으로 움직이는 특이한 현상을 관찰하였고, Eotvos 수를 이용한 아래와 같은 식을 제안하였다.

$$C_l = \begin{cases} \min[0.288 \tanh(0.121 Re_b), f(Eo_d)] & (\text{for } Eo < 4) \\ f(Eo_d) = 0.00105 Eo_d^3 - 0.0159 Eo_d^2 - 0.0204 Eo_d + 0.474 & (\text{for } 4 \leq Eo \leq 10) \\ -0.29 & (\text{for } Eo \geq 10) \end{cases} \quad \text{식(2.1.19)}$$

여기서 수정된 Eotvos 수(Eo_d)는 아래와 같이 정의 된다.

$$Eo_d = \frac{g(\rho_l - \rho_v) D_H^2}{\sigma}$$

여기서 기포의 최대 수평 직경(D_H)은 Wellek et al.(1996)에 의해 아래 식으로 정의된다.

$$D_H = d_s (1 + 0.163 Eo^{0.757})^{(1/3)}$$

Lift force와 마찬가지로 lateral 방향으로 기포에 작용하는 또 다른 힘은 wall lubrication force이다. 이 힘의 원인은 기포의 표면장력 때문이다. 기포의 표면장력 때문에 유동장에 있는 기포는 벽면에 잘 붙지 않는다. 따라서 벽면에서 약간 떨어진 곳에서 vapour volume fraction이 최고값을 나타내게 된다. Wall Lubrication force의 개념도는 아래 그림 2.3과 같다.

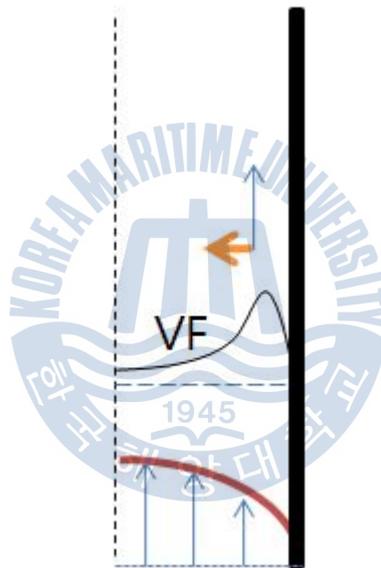


그림 2.3 상간 wall lubrication force의 개념도

Wall lubrication force 모델은 다음과 같다.

$$F_D^{l, lubrication} = -F_D^{v, lubrication} = -C_{wl} \alpha_d \rho_l |U_l - U_v|^2 n_w \quad \text{식(2.1.20)}$$

여기서 n_w 는 벽에서의 수직 벡터이다.

Antal(1991)은 wall lubrication 계수(C_{wl})을 아래와 같이 정의했다.

$$C_{wl} = \max\left(0, \frac{C_{w1}}{d_s} + \frac{C_{w2}}{y_w}\right) \quad \text{식(2.1.21)}$$

여기서 C_{w1} , C_{w2} 는 각각 -0.01과 0.05이며, y_w 는 벽으로부터의 경계층의 거리이다. 이 힘은 $y_w \leq -(C_{w2}/C_{w1})d_s$ 인 영역에서 작동하고, Antal이 사용한 C_{w1} , C_{w2} 값을 사용했을 경우, $y_w = 0.5d_s$ 가 된다. 그러나 Krepper et al.(2005)은 C_{w1} , C_{w2} 에 각각 -0.0064, 0.016 값을 사용하기도 하였다.

Tomiya(1998)은 파이프에 글리세린을 채우고 기포의 움직임을 관찰한 실험을 근거로 하며 Antal(1991) 모델을 수정 보완하였다.^[6]

$$C_{wl} = C_w(Eo) \frac{d_s}{2} \left(\frac{1}{y_w^2} - \frac{1}{(D-y_w)^2} \right) \quad \text{식(2.1.22)}$$

여기서 D 는 파이프의 직경이다.

그리고, $C_w(Eo)$ 는 Frank et al(2004)에 의해 아래와 같이 제안되었다.

$$C_w(Eo) = \begin{cases} 0.47 & (\text{for } Eo < 1) \\ e^{-0.933Eo+0.179} & (\text{for } 1 \leq Eo \leq 5) \\ 0.00599Eo - 0.0187 & (\text{for } 5 \leq Eo \leq 33) \\ 0.179 & (33 < Eo) \end{cases}$$

최근 Frank(2008)은 파이프 직경(D)에 의존적이지 않도록 상기 Tomiyama(1998) 모델을 아래와 같이 수정하였다.^[6]

$$C_{wd} = C_w(Eo) \max\left(0, \frac{1}{C_{wd}} \frac{1 - \frac{y_w}{C_{wc} d_s}}{y_w \left(\frac{y_w}{C_{wc} d_s}\right)^{p-1}}\right) \quad \text{식(2.1.23)}$$

여기서 Frank(2008)는 C_{wc} , C_{wd} , p 에 각각 10, 6.8, 1.7의 값을 제안하였다.

Virtual mass force는 상간의 가속도 차이에 비례하는 힘이다. 특히, 액상과 기상의 밀도 차이가 아주 클 경우 지배적으로 발생하는 힘이다. 즉, 기포가 가지는 부력의 크기보다 빠르게 기포를 가속시키려는 힘이 기포에 작용하는 것이다. 이러한 virtual mass force의 개념도는 아래와 그림 2.4와 같다.

상간 virtual mass force를 수식화하면 아래와 같다.

$$F_D^{l, virtual\ mass} = -F_D^{v, virtual\ mass} = \alpha_d \rho_l C_{VM} \left(\frac{DU_l}{Dt} - \frac{DU_v}{Dt} \right) \quad \text{식(2.1.24)}$$

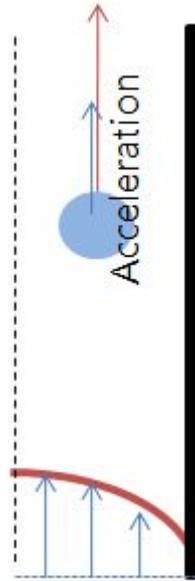


그림 2.4 상간 virtual mass force의 개념도

Virtual mass force의 계수(C_{VM})는 주로 0.5 값을 가지는 것으로 알려져 있다. 그러나 Zuber(1964)는 기포의 생김새와 기포의 밀집도와 Virtual mass force의 계수가 밀접한 관계가 있음을 밝히고, C_{VM} 값에

$$E'' = \frac{1+2\alpha_d}{1-\alpha_d}$$

를 곱하는 것을 제안하였다.

Turbulent-dispersion force는 수직 유동에서 continuous phase의 유동방향과 수직방향으로 vapour volume fraction을 평균화하는 역할을 한다. Turbulent-dispersion force의 개념도는 아래 그림 2.5와 같다.

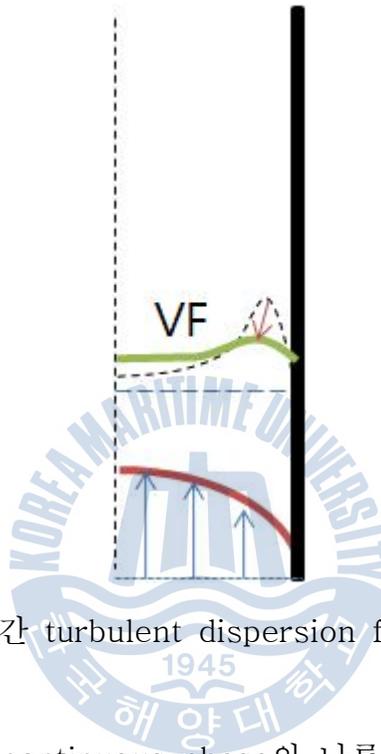


그림 2.5 상간 turbulent dispersion force의 개념도

Antal et al(1991)은 continuous phase의 난류운동에너지(k_t)와 기상의 VF(volume fraction)의 구배를 이용하여 turbulent-dispersion force를 아래 식과 같이 정의하였다.

$$F_D^{l, dispersion} = -F_D^{v, dispersion} = C_{TD} \rho_l k_t \nabla \alpha_l \quad \text{식(2.1.25)}$$

밀리미터 단위의 기포를 가진 기포유동에서 C_{TD} 값은 0.1~0.5가 적당한 것으로 알려져 있으며, Lopez de Bertodano(1998), Moraga et al.(2003) 등은 500의 값을 사용하기도 하였다.

위 Antal et al(1991) 모델보다 광범위하게 이용되고 있는 turbulent dispersion force 모델은 Favre averaged drag 모델^[6]이고, 아래와 같다.

$$F_D^{l, dispersion} = -F_D^{v, dispersion} = C_{TD} C_d \frac{\mu_t^v}{\rho_v S c_b} \left(\frac{\nabla \alpha_v}{\alpha_v} - \frac{\nabla \alpha_l}{\alpha_l} \right) \quad \text{식(2.1.26)}$$

여기서 C_{TD} 는 일반적으로 1의 값을 가지고 $S c_b$ 는 난류의 기포 슈미트 수(Schmidt number)로서 0.9의 값을 일반적으로 가진다.

슈미트 수란, 열전도에서 Prantle 수에 해당하는 수이다. 유체의 고유의 물성치에 의해 정해진다. 임계점 근방을 제외하고는 압력과 무관하며, 주로 온도에 의해 슈미트 수가 변화한다. 기체의 경우 이 수의 변화율은 아주 적다.

식(2.1.26)의 C_d 는 상간 drag force의 항력계수이며, 식(2.1.26)은 C_d 값에 종속된다.

최종적으로 모멘텀의 수송방정식에서 소스항은 아래와 같다.

$$S_{u^k}^i = \sum_{l=1}^2 (\dot{m}_{lk} u_l - \dot{m}_{kl} u_k) + (p_k^i - p) \frac{\partial \alpha_k}{\partial x} + F_{D,x}^{k,drag} + F_{D,x}^{k,non-drag} \quad \text{식(2.1.27)}$$

$$S_{v^k}^i = \sum_{l=1}^2 (\dot{m}_{lk} v_l - \dot{m}_{kl} v_k) + (p_k^i - p) \frac{\partial \alpha_k}{\partial y} + F_{D,y}^{k,drag} + F_{D,y}^{k,non-drag} \quad \text{식(2.1.28)}$$

$$S_{w^k}^i = \sum_{l=1}^2 (\dot{m}_{lk} w_l - \dot{m}_{kl} w_k) + (p_k^i - p) \frac{\partial \alpha_k}{\partial z} + F_{D,z}^{k,drag} + F_{D,z}^{k,non-drag} \quad \text{식(2.1.29)}$$

위 식에서 상간 질량 교환은 전술한 바와 같고, 상간 계면과 k-th 상의 압력 차이는 아래와 같이 수식화 된다.

$$p_k^i - p = - \frac{\alpha_v \alpha_l \rho_v \rho_l}{\alpha_v \rho_l + \alpha_v \rho_l} |U_v - U_l|^2$$

2.1.3 상간 열전달

식(2.1.5)에서 상간 소스항($S_{H^k}^i$)는 아래와 같다.

$$S_{H^k}^i = \sum_{l=1}^2 (\dot{m}_{lk} H^l - \dot{m}_{kl} H^k) + Q_H^i \quad \text{식(2.1.30)}$$

여기서 $Q_H^i = \sum_{l=1}^2 h_i a_i (T_l - T_k)$ 이다.

h_i , a_i 는 각각 상간의 계면과 k-phase 간의 열전달율, 그리고 interfacial area이다. 두 변수 모두 정확하게 예측하는 것이 이상유동의 예측에서 아주 중요하다. 상간 열전달율은 전술한 바와 같이, Ranz and Marshall(1952)과 Hughmark(1967) 모델 등을 고려할 수 있겠다.

2.1.4 상간 난류 교환

이상유동의 예측에는 일반적으로 two-equation 난류 모델인 k- ϵ 모델이 주로 이용된다. 액상의 난류는 이상유동에서 기공율의 분포나 기포의 breakup 등에 큰 영향을 줄 수 있으므로, 이상유동의 난류는 매우

중요하다. Continuous phase의 난류 운동 에너지와 소산율의 수송방정식은 각각 아래와 같다.

$$\begin{aligned} & \frac{\partial(\alpha_l \rho_l k_l)}{\partial t} + \frac{\partial(\alpha_l \rho_l u_l k_l)}{\partial x} + \frac{\partial(\alpha_l \rho_l v_l k_l)}{\partial y} + \frac{\partial(\alpha_l \rho_l w_l k_l)}{\partial z} \\ &= \frac{\partial}{\partial x} [\alpha_l \mu_t^l \frac{\partial k_l}{\partial x}] + \frac{\partial}{\partial y} [\alpha_l \mu_t^l \frac{\partial k_l}{\partial y}] + \frac{\partial}{\partial z} [\alpha_l \mu_t^l \frac{\partial k_l}{\partial z}] + S_{k_l} \end{aligned} \quad \text{식(2.1.31)}$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial(\alpha_l \rho_l \epsilon_l)}{\partial t} + \frac{\partial(\alpha_l \rho_l u_l \epsilon_l)}{\partial x} + \frac{\partial(\alpha_l \rho_l v_l \epsilon_l)}{\partial y} + \frac{\partial(\alpha_l \rho_l w_l \epsilon_l)}{\partial z} \\ &= \frac{\partial}{\partial x} [\alpha_l \mu_t^l \frac{\partial \epsilon_l}{\partial x}] + \frac{\partial}{\partial y} [\alpha_l \mu_t^l \frac{\partial \epsilon_l}{\partial y}] + \frac{\partial}{\partial z} [\alpha_l \mu_t^l \frac{\partial \epsilon_l}{\partial z}] + S_{\epsilon_l} \end{aligned} \quad \text{식(2.1.32)}$$

여기서 소스항(S_{k_l} 와 S_{ϵ_l})는 아래와 같다.

$$S_{k_l} = \alpha_l (P_l + G_l - \rho_l \epsilon_l) + S_{k_l}^i$$

$$S_{\epsilon_l} = \alpha_l \frac{\epsilon_l}{k_l} (C_{\epsilon 1} P_l + C_3 \|G_l\| - C_{\epsilon 2} \rho_l \epsilon_l) + S_{\epsilon_l}^i$$

여기서 P_l 은 shear production이고, 아래와 같다.

$$P_l = \mu_T^l \nabla U_l (\nabla U_l + (\nabla U_l)^T) - \frac{2}{3} \nabla U_l (\rho_l k_l + \mu_T^l \nabla U_l)$$

반면, 중력에 의한 production, G_l 는 아래와 같다.

$$G_l = - \frac{\mu_T^l}{\rho_l \sigma_\rho} g \nabla \rho_l$$

위 식에서 C_3 과 σ_ρ 는 상수로서 일반적으로 1이 사용된다.

Continuous phase의 난류 점성계수는 아래와 같다.

$$\mu_T^l = C_\mu \rho_l \frac{k_l^2}{\epsilon_l}$$

Dispersed phase의 난류점성은 continuous phase의 난류점성계수와 비례하는 아래와 같은 형태로 흔히 가정한다.

$$\frac{\mu_T^v}{\rho^v} = \frac{1}{\sigma} \frac{\mu_T^l}{\rho_l} \Rightarrow \mu_T^v = \frac{\mu_T^l \rho_v}{\sigma \rho_c}$$

이상 유동의 난류 모델에서 가장 중요한 부분이 위 식에서 계면에 의한 난류의 교환량을 나타내는 $S_{k_l}^i$, $S_{\epsilon_l}^i$ 를 어떻게 정의하느냐이며, 이러한 방법으로는 아래와 같은 방법들이 있다.

첫째, 직접적인 모델링 기법으로서, 다음과 같이 계면의 난류 소스항을 아래와 같이 정의 할 수 있다.

$$S_{k_l}^i = C_{k2} \alpha_l \alpha_v P_l + C_{k2} C_f \alpha_l \alpha_v k_l \tag{2.1.33}$$

$$S_{\epsilon_l}^i = C_{\epsilon3} \frac{\epsilon_l}{k_l} \alpha_l \alpha_v P_l + C_{\epsilon4} C_f \alpha_l \alpha_v \epsilon_l \tag{2.1.34}$$

위 식에서 계면의 마찰계수(C_f)은 아래와 같다.

$$C_f = \frac{3}{4} \frac{C_D}{D_s} |U_v - U_l|$$

Smith(1998)에 의하면, 위 식에서 각 계수들은 아래와 같다.

$$C_{k1} = 6.0$$

$$C_{k2} = 0.75$$

$$C_{k3} = 4.0$$

$$C_{k4} = 0.6$$

Yao and Morel(2004)는 약간 다른 형태로 계면의 소스항을 정의한다. 그 내용은 아래와 같다.

$$S_{k'}^i = -(F_D^{d,drag} + F_D^{d,virtualmass})(U_d - U_c) \quad \text{식(2.1.35)}$$

$$S_{\epsilon'}^i = C_{\epsilon 3} \frac{S_{k'}^i}{\tau}, \quad \tau = \left(\frac{D_s^2}{\epsilon_l}\right)^{1/3} \quad \text{식(2.1.36)}$$

여기서, τ 는 특성 시간이고, 계수 $C_{\epsilon 3}$ 은 0.6~1.0 사이의 값이 적당하다.

또한, Lee(1989)가 제안한 계면의 난류 소스항은 아래와 같다.

$$S_{k'}^i = C_p \alpha_l \alpha_v \frac{|U_v - U_l|^3}{D_s} \quad \text{식(2.1.37)}$$

$$S_{\epsilon'}^i = C_{\epsilon 2} C_p \frac{\epsilon_l}{k_l} \alpha_l \alpha_v \frac{|U_v - U_l|^3}{D_s} \quad \text{식(2.1.38)}$$

여기서 C_p 값으로 Lopez de Bertodano(1992)에 의해 0.25 값이 제안되었다.

이상유동의 예측에서 $k-\epsilon$ 난류모델 외에, SST 난류 모델이 이용될 수 있다. 이상 유동에서 SST 모델의 지배방정식은 아래와 같다.

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\alpha_l \rho_l k_l)}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_l \rho_l U_l k_l) &= \nabla \cdot \left[\alpha_l \left(\mu_l + \frac{\mu_T^l}{\sigma_{k3}} \right) \nabla k_l \right] \\ + \alpha^k (P^k + G^k - \rho_l \beta' k_l w_l) &+ S_{k_l}^i \end{aligned} \quad \text{식(2.1.39)}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\alpha_l \rho_l w_l)}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_l \rho_l U_l w_l) &= \nabla \cdot \left[\alpha_l \left(\mu_l + \frac{\mu_T^l}{\sigma_{w3}} \right) \nabla w_l \right] \\ + 2\alpha_l \rho_l (1 - F_1) \frac{1}{\sigma_{w2} w_l} \nabla k_l \nabla w_l &+ \alpha_l \alpha_3 \frac{w_l}{k_l} (P^k + C_3 \| G_l \|) \\ + \alpha_l \rho_l \beta_3 (\omega_l)^2 &+ S_{w_l}^i \end{aligned} \quad \text{식(2.1.40)}$$

위 식에서 각 계수와 blending function은 기존의 SST 모델과 동일하다. 위 식에서 Liao and Krepper(2010)^[3]는 계면의 소스항을 아래와 같이 정의 하였다.

$$S_{k_l}^i = 0.75 \frac{C_D}{D_s} \alpha_v \rho_l |U_v - U_l|^3 \quad \text{식(2.1.41)}$$

기포가 야기 시킨 난류 운동에너지는 난류 eddy 소산율에 의해 소산된다. 이러한 소산율의 스칼라량으로는 Krepper는 전술한 바 있는 Yao and Morel(2004)의 제안을 채택하였다.

$$S_{\epsilon}^i = C_{\epsilon 3} \frac{S_{k_l}^i}{\tau}, \quad \tau = \left(\frac{D_s^2}{\epsilon_l} \right)^{1/3} \quad \text{식(2.1.42)}$$

Turbulent eddy frequency(S_w^i)는 아래와 같이 정의하였다.

$$S_w^i = \frac{S_{\epsilon}^i}{\beta' k_l} - \frac{w_l S_{k_l}^i}{k_l} \quad \text{식(2.1.43)}$$

β' 는 SST 모델의 계수로서 0.09 값을 가진다.



2.2 비등모델^{[6],[12]}

과냉각비등(Subcooled boiling)이란, 평균적으로 포화온도보다 낮은 상태로 과냉각 된 액체가 고온 전열면에 닿아서 끓는 현상이다. 따라서 전열면 부근에 많은 기포를 볼 수 있으므로 표면 끓음이라고도 한다.

이러한 현상을 모사하고자 하는 노력은 20세기 말부터 시작되었으며, Kurul and Podowski(1990)의 접근 방법이 광범위하게 사용되고 있다.

2.2.1 고전적 비등 모델

Kurul and Podowski(1990)은 전열면에 가해지는 모든 열유속이 전열면 근처의 액상으로 전달된다고 가정한다. 그들은 이러한 열유속을 다음과 같은 세가지 열유속의 성분으로 세분화하였다.

(a) Quenching heat flux, Q_q

(b) Evaporation heat flux, Q_e

(c) Convection heat flux, Q_c

따라서 전열면에 가해진 열유속(Q_w)은 아래와 같으며, 그림 2.6은 이에 대한 개략도이다.

$$Q_w = Q_q + Q_e + Q_c \quad \text{식(2.2.1)}$$

$$Q_w = Q_q + Q_e + Q_c$$

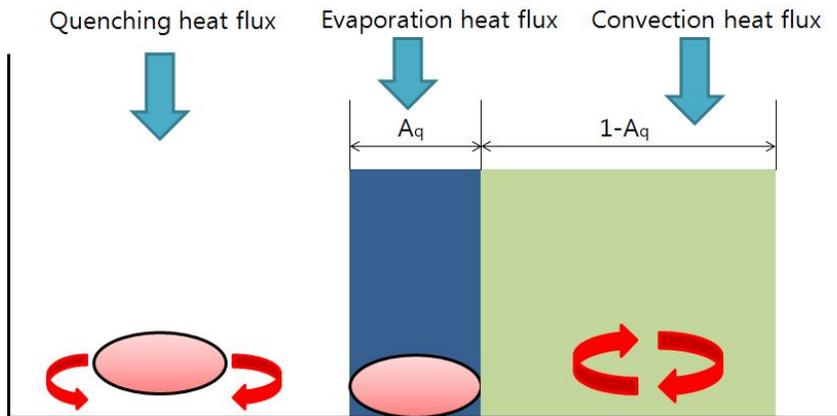


그림 2.6 고전적 비등 모델

첫째, Quenching heat flux, Q_q 는 아래 식과 같다.

$$Q_q = A_q h_q (T_w - T_l) \quad \text{식(2.2.2)}$$

T_w , T_l 은 각각 전열면의 온도와 전열면 근처의 액상온도이다. Quenching에 의한 열전달율(h_q)은 Del Valle and Kenning (1985)에 의해 아래 식과 같이 정의 된다.

$$h_q = \frac{2\sqrt{\lambda_l \rho_l C_{pl}} \sqrt{f}}{\sqrt{\pi}}$$

여기서 λ_l , ρ_l , C_{pl} , f 은 각각 액상의 열전달율, 액상의 밀도, 액상의 정압비열(C_p), 기포의 이탈 빈도이다.

둘째, Bowring(1962)은 핵비등영역(nucleate boiling region)에서 전열면에서 기포 발생에 의한 열유속을 아래와 같이 정의 하였다.

$$Q_e = N_a f \left(\frac{\pi}{6} d_{bw}^3 \right) \rho_g h_{fg} \quad \text{식(2.2.3)}$$

여기서 N_a , d_{bw} , ρ_g , h_{fg} 은 각각 nucleate site density, 기포의 이탈 직경, 기상의 밀도, 잠열이다.

셋째, 난류 대류(turbulent convection)에 의한 열유속은 Stanton 수를 이용하여 아래 식으로 정의된다.

$$Q_c = St \rho_l C_{pl} u_l (T_w - T_l) (1 - A_q) \quad \text{식(2.2.4)}$$

여기서, St , u_l 은 각각 Stanton 수와 tangential 액상 속도이다.
(Stanton 수: 열전달과 유체가 운반하는 열용량의 비, $\frac{Nu}{RePr}$ 로 정의함)

위 식들에서 A_q 는 전열면의 기포에 영향을 받는 영역으로서 아래 식과 같다.

$$A_q = K \frac{\pi d_{bw}^2}{4} N_a \quad \text{식(2.2.5)}$$

K는 실험적 비례상수로서, Kurual and Podowski(1990)은 4를 제안했

다. Kenning and Del valle(1981)은 2에서 5사이 범위가 적당하다고 주장하였고, Judd and Hwang(1976)은 보다 작은 1.8의 값을 제안하였다.

CFD는 전열면에 가해진 열유속(Q_w)에 해당하는 벽의 과열도($T_w - T_l$)를 예측하기 위해 반복 계산을 수행한다. 최초로 벽의 과열도를 컴퓨터는 예측하고 열유속의 각 성분을 계산한다. 이러한 각 열유속의 합이 전열면에 가해진 열유속과 같은지, 혹은 얼마나 차이가 나는지를 점검한다. 그 차이가 오차범위가 10^{-4} 이하로서 만족스럽다면 다음 iteration을 계산한다. 그렇지 않을 경우, 각 열유속의 합과 벽에 가해진 열유속의 차이가 오차범위 안에 들어올 때까지 과열도를 재 예측한다.

상기 식들에 등장한 기포의 이탈 직경(d_{bw})와 nucleation site density (N_a) 그리고 기포의 이탈 빈도(f)는 비등모델에서 가장 중요한 변수이다. 이러한 변수들을 예측할 수 있는 하위 모델들은 다양하게 존재한다.

비록 이 모델들이 특정 유동조건에 실험 data에 근거한 실험식이며, 고려한 변수가 아주 제한적이기 때문에 광범위한 유동조건에 사용할 수 없는 한계가 있지만 이러한 모델들이 고전적인 비등모델을 이용한 과냉 각비등의 CFD 예측에 근간이 되었고, 특정 유동조건에서는 만족스러운 결과를 보이는 경우가 많으므로 CFD에서 보편적으로 중요하게 다루어지고 있다.

전열면에서 성장하는 기포는 일정 크기가 되면 전열면에서 이탈하는데 이때의 기포의 크기를 기포의 이탈 직경(Bubble departure diameter)이

라고 한다. 기포의 이탈 직경의 예측에 주로 이용되고 있는 모델은 Tolubinsky and Kostanchuk (1970) 모델이다. 이 모델은 간단하게 액체의 과냉각도(liquid subcooling temperature)를 변수로 가진다. 액체의 과냉도를 $\Theta = T_{sat} - T_l$ 라고 정의 하면, 이 모델은 아래와 같다.

$$d_{bw} = \min[0.0006\exp(-\Theta/45), 0.0014] \quad \text{식(2.2.6)}$$

액체의 과냉각도가 작아질수록 기포의 이탈 직경은 커지는 함수 형태이고, 기포의 크기는 최대직경 1.4 [mm]으로 제약을 받는다.

반면, Fritz(1935)는 부력과 표면장력의 힘의 균형으로 아래 식을 제안하였다.

$$d_{bw} = 0.0208\theta \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)}} \quad \text{식(2.2.7)}$$

여기서 θ , σ , g 는 각각 기포의 접촉 각도, 기포의 표면장력계수, 중력가속도이다.

Fritz식을 Kocamustafaogullari and Ishii(1995)은 저압영역에 적합하도록 아래와 같이 수정 보완하였다.

$$d_{bw} = 2.5 \times 10^{-5} \left(\frac{\rho_l - \rho_v}{\rho_v} \right) \theta \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)}} \quad \text{식(2.2.8)}$$

다소 복잡한 형태이지만 사용범위가 가장 넓은 기포의 이탈직경 모델은 Unal(1976)^[15] 식이다. 이 식은 대류 속도와 전열면의 물성치를 포함하고 있는 형태이다.

$$d_{bw} = \frac{2.42 \times 10^{-5} p^{0.709} a}{\sqrt{b\Phi}} \quad \text{식(2.2.9)}$$

$$a = \frac{(q_w - h_l \theta)^{1/3} \lambda_l}{2C^{1/3} h_{fg} \sqrt{\pi \lambda_l / \rho_l c_{pl} \rho_g}} \sqrt{\frac{\lambda_w \rho_w c_{pw}}{\lambda_l \rho_l c_{pl}}}$$

$$C = \frac{h_{fg} \mu_l [c_{pl} / (0.013 h_{fg} \text{Pr}^{1.7})]^3}{[\rho / (\rho_l - \rho_g) g]^{0.5}}$$

$$b = \theta / 2 (1 - \rho_g / \rho_l)$$

$$h_l = \frac{k}{D_H} N_d = \frac{k}{D_H} (C_1 \text{Re}_{D_H}^{0.8} \text{Pr}^{0.4})$$

$$\Phi = \begin{cases} \left(\frac{u_l}{0.61}\right)^{0.47} & \text{for } u_l \geq 0.61 \text{ m/s} \\ 1.0 & \text{for } u_l < 0.61 \text{ m/s} \end{cases}$$

여기서 열전달계수(h_l)의 C_1 은 평판에서는 0.0366이고, 파이프에서는 0.023의 값을 가진다. 또한, 이중관일 경우 D_H 는 수력상당직경이다.

사용범위

Pressure: $0.1 < p < 17.7$ MPa

Wall heat flux: $0.47 < Q_w < 10.64$ MW/m²

Liquid Velocity: $0.08 < u_l < 9.15$ m/s

Liquid sub-cooling: $3.0 < \theta < 86$ °C

포화 비등에서도 사용할 수 있도록 위 Unal 모델을 확장한 형태는 아래와 같다.^[16]

$$d_{bw} = \frac{2.42 \times 10^{-5} p^{0.709} a}{\sqrt{b\Phi}} \quad \text{식 (2.2.10)}$$

$$a = \frac{(T_w - T_{sat})\lambda_s}{2\rho_g h_{fg} \sqrt{\pi\lambda_l / \rho_l c_{pl}}}$$

$$b = \begin{cases} \frac{(T_{sat} - T_l)}{2(1 - \rho_g / \rho_l)} & St < 0.0065 \\ \frac{1}{2(1 - \rho_g / \rho_l)} \frac{Q_w}{0.0065 \rho_l C_{pl} u_l} & St > 0.0065 \end{cases}$$

$$St \cong \frac{Q_w}{\rho_l C_{pl} u_l (T_{sat} - T_l)}$$

$$\Phi = \begin{cases} \left(\frac{u_l}{0.61}\right)^{0.47} & \text{for } u_l \geq 0.61 \text{ m/s} \\ 1.0 & \text{for } u_l < 0.61 \text{ m/s} \end{cases}$$

기포의 이탈 빈도(Bubble departure frequency)란, 단위 시간당 한 nucleate site에서 이탈하는 기포의 수이다. 대부분의 기포의 이탈 빈도 모델들은 기포의 이탈직경(d_{bw}) 모델과 상호작용한다. 가장 사용빈도가 높은 기포의 이탈 빈도 모델은 Cole(1960) 모델이다. Cole(1960)은 수조 핵비등(pool nucleation boiling)의 실험에서 부력과 항력의 관계를 이용한 힘의 평형으로부터 아래 식을 유도하였다.

$$f d_{bw}^{0.5} = \sqrt{\frac{4g(\rho_l - \rho_v)}{3\rho_l}} \quad \text{식(2.2.11)}$$

반면, Ivey(1967)는 아래와 같은 모델을 제안하였다.

$$fd_{bw}^{0.5} = 0.9\sqrt{g} \quad \text{식(2.2.12)}$$

약간 복잡한 형태의 식은 Stephan(1992) 식으로 저압의 과냉각 유동에 이용가능하며 표면장력을 고려하여 아래와 같은 식을 제안하였다.

$$fd_{bw} = \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{g}{2} \left(d_{bw} + \frac{4\sigma}{\rho_l g d_{bw}} \right)} \quad \text{식(2.2.13)}$$

그리고 Jakob(1949)은 bubble growth time(t_g)와 waiting time(t_w)이 동일하다는 가정 하에 아래 식을 제안했다. 여기서 bubble growth time은 기포가 한 nucleation site에서 기포 이탈직경까지 성장하는데 필요한 시간이며, bubble waiting time은 한 nucleation site에서 기포가 이탈 후 다시 기포가 생긴 시점까지의 시간으로 정의 된다. Jakob(1949) 모델은 아래 식과 같다.

$$fd_{bw} = 0.59 \left[\frac{\sigma g (\rho_l - \rho_v)}{\rho_l^2} \right]^{0.25} \quad \text{식(2.2.14)}$$

최근 기포의 이탈 빈도는 아래와 같이 정의 하는 경우가 많다.

$$f = \frac{1}{t_g + t_w} \quad \text{식(2.2.15)}$$

여기서 bubble waiting time(t_w)는 아래와 같이 가정하는 경우가 고전

적인 개념이었다.

$$t_w = 0.8/f \quad \text{식(2.2.16)}$$

그러나 최근, Yeoh(2008)는 새로운 waiting time model을 아래와 같이 제안하였다.^[9]

$$t_w = \frac{1}{\pi\eta_l} \left[\frac{(T_w - T_l)C_1 r_c}{(T_w - T_{sat}) - 2\sigma T_{sat}/C_2 \rho_v h_{fg} r_c} \right]^2 \quad \text{식(2.2.17)}$$

여기서,

$$C_1 = \frac{1 + \cos\theta}{\sin\theta}$$

$$C_2 = \frac{1}{\sin\theta}$$

$$r_c = F \left[\frac{2\sigma T_{sat} \lambda_l}{\rho_v h_{fg} Q_w} \right]^{1/2} : \text{liquid cavity radius}$$

$$F = \left(\frac{1}{C_1 C_2} \right)^{1/2} = \left(\frac{\sin^2\theta}{1 + \cos\theta} \right)^{1/2}$$

여기서 θ 는 bubble inclined angle이다.

Nucleation site density란 단위 전열면 당 생성된 기포의 수이다. Nucleation site density 모델 중 Lemmert and Chwala 모델이 가장 보편적으로 사용되고 있다. 그는 Del Valle and Kenning(1985) 실험 데이터를 근거하여 아래 관계식을 제안하였다.

$$N_a = [m(T_w - T_{sat})]^n \quad \text{식(2.2.18)}$$

Kurul and Podowski은 m, n 값으로 각각 210, 1.805의 값을 제안하였다. 이후 Koncar(2004)는 m 이 값에 185를 사용하는 것이 보다 정확하다고 주장하였다.

Kocamustafaogullari and Ishii(1995)는 수조비등의 실험 자료를 분석하고 이를 바탕으로 전열면의 상태와 유체의 열-물리적 상태량을 이용한 nucleation site density 모델을 제시하였다. 이를 대류 비등 유동에 적용하기 위해서 effective superheat를 새로운 변수로 등장시켜, 아래와 같이 표현하였다.

$$N_a = \frac{1}{d_{bw}^2} \left[\left(\frac{2\sigma T_{sat}}{\Delta T_{eff} \rho_v h_{fg}} \right) \right]^{-4.4} \cdot f(\rho^*) \quad \text{식(2.2.19)}$$

$$\text{where, } \rho^* = \Delta\rho/\rho_g$$

$$f(\rho^*) = 2.157 \times 10^{-7} \cdot \rho^{*-3.2} (1 + 0.0049\rho^*)^{4.13}$$

여기서 $\Delta T_{eff} = S\Delta T_w = S(T_w - T_{sat})$ 이며, S 는 억제인자(suppression factor)이라고 한다.

그리고 Basu(2002)은 대류 비등 실험자료를 바탕으로 기포의 접촉각을 이용한 간단한 형태의 아래 식을 제안하였다.

$$N_a = 0.34 \times 10^4 (1 - \cos\theta) \Delta T_w^{2.0} \quad \Delta T_{ONB} < \Delta T_w < 15K \quad \text{식(2.2.20)}$$

$$N_a = 3.4 \times 10^{-1} (1 - \cos\theta) \Delta T_w^{5.3} \quad 15K \leq \Delta T_w$$

Hibiki and Ishii(2003)은 상기 Basu(2002)식의 수정 보완하여 아래와

같은 새로운 nucleation site density 모델을 제안했다.

$$N_a = 4.72 \times 10^5 \left[1 - \exp\left(-\frac{\theta^2}{4.17}\right) \right] \left[\exp\left(2.5 \times 10^{-6} f(\rho^+) \frac{\Delta T_w \rho_l h_{fg}}{2\sigma T_{sat}}\right) - 1 \right] \quad \text{식(2.2.21)}$$

$$f(\rho^+) = -0.01064 + 0.48246\rho^+ - (0.22712\rho^+)^2 + (0.05468\rho^+)^3$$

$$\rho^+ = \log_{10}((\rho_l - \rho_g)/\rho_l)$$

고전적인 개념에서 Sauter mean bubble diameter 모델은 기포크기의 변화를 고려하지 못하고 제한적인 변수만으로 그 크기를 예측할 수 있었다. 이러한 고전적인 Sauter mean bubble diameter 모델로는 Anglart and Nylund(1996) 모델이 가장 유명하며 널리 사용되고 있다.

$$d_s = \frac{d_{b,1}(\theta - T_2) + d_{b,2}(\theta - T_1)}{T_2 - T_1} \quad \text{식(2.2.22)}$$

여기서, θ 는 액체의 과냉각도이며, $d_{b,1} = 0.1 [mm]$ at $T_1 = -13.5 [K]$, $d_{b,2} = 2 [mm]$ at $T_2 = 5 [K]$ 이다.

보다 복잡한 Sauter mean bubble diameter 모델은 Zeitoun and Shoukri(1996) 모델이 있으며, 아래 식과 같다.

$$\frac{d_s}{\sqrt{\sigma/g(\rho_l - \rho_v)}} = \frac{0.0683(\rho_l/\rho_v)^{1.326}}{Re^{0.324} (Ja + ((149.2(\rho_l/\rho_v)^{1.326})(Bo^{0.487} Re^{1.6})))} \quad \text{식(2.2.23)}$$

여기서 Re , Bo , Ja 는 각각 Reynolds 수, Boiling 수, 과냉각 Jakob 수이다.

2.2.2 개선 비등 모델^{[17],[9]}

Lee et al. (2002)와 Tu et al(2005)의 실험에서 그림 2.7과 같이 전열면을 따라 미끄러지는 기포들을 발견하였다. 이러한 현상은 upwards 과냉각비등, 비등이 활발한 저압비등에서 지배적으로 발생한다.

상류의 기포는 이탈(departure)된 이후 lift-off 되기 전까지 전열면을 따라 미끄러지게 되고, 경우에 따라서는 하류의 nucleate site의 기포와 합쳐져서 아주 큰 버블이 형성되기도 한다.

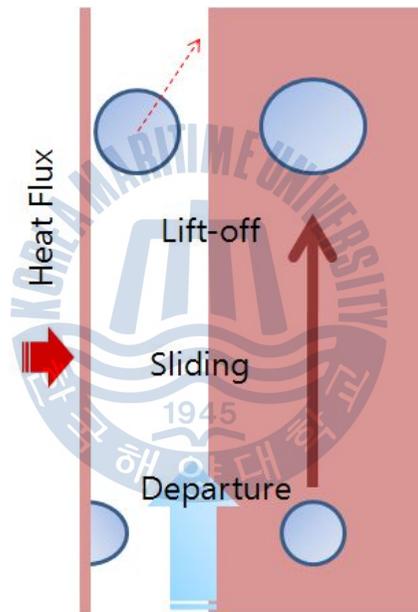


그림 2.7 전열면에서 sliding 하는 기포

기포가 미끄러지면서 하류의 nucleate site에 존재하는 기포와 합쳐질 경우, lift-off 되는 기포의 수는 nucleation site에서 실제로 활성화 된 기포의 수보다 줄어들게 되며, quenching 열전달(transient conduction)이 아주 지배적으로 일어난다. 이러한 sliding 현상을 고려한 비등모델은

Basu(2005)에 의해 수식화 되었으며, 그 내용은 하기와 같다.

강제대류비등이 일어나는 동안, 기포는 전열면에서 성장하는 기포와 전열면을 따라 미끄러지는 기포로 분류할 수 있다. 개선 비등모델의 주요 mechanism은 아래 두 가지이다.

(a) micro-layer evaporation에 의한 latent heat transfer.

(b) waiting 기간 동안, thermal boundary layer가 재형성됨에 따른 transient conduction.

Transient conduction은 기포가 생성되는 영역과 기포가 끌고 지나간 전열면에서 일어난다. 정지된 기포에 의한 열유속(Q_{tc})은 아래와 같다.

$$Q_{tc} = 2\sqrt{\frac{\lambda_l \rho_l C_{pl}}{\pi t_w}} (T_w - T_l) R_f N_a \left(K \frac{\pi D_d^2}{4}\right) t_w f \quad \text{식(2.2.24)}$$

$$+ 2\sqrt{\frac{\lambda_l \rho_l C_{pl}}{\pi t_w}} (T_w - T_l) R_f N_a \left(\frac{\pi D_d^2}{4}\right) (1 - t_w f)$$

여기서 D_d , t_w 는 각각 기포의 departure 직경, waiting time 이다. 우변의 첫 번째 항은 waiting time 동안 이탈한 기포의 투영면적에서 일어나는 transient conduction을 고려한 것이고, 우변의 두 번째 항은 growth time 동안 성장하는 기포가 차지하는 공간에서 발생하는 transient conduction를 고려하고 있다.

Sliding 기포에 의한 transient conduction(Q_{tcsl})는 아래와 같다.

$$Q_{tcsl} = 2 \sqrt{\frac{\lambda_l \rho_l C_{pl}}{\pi t_w}} (T_w - T_l) R_f N_a l_s K D t_{wf} + 2 \sqrt{\frac{\lambda_l \rho_l C_{pl}}{\pi t_w}} (T_w - T_l) R_f N_a f t_{sl} \left(\frac{\pi D^2}{4}\right) (1 - t_{wf}) \quad \text{식(2.2.25)}$$

여기서 D 는 기포의 lift-off 직경(D_l)과 기포의 departure 직경(D_d)의 산술평균값이다. Judd and Hwang(1976)은 기포에 영향을 주는 영역을 고려하기 위해, K 에 1.8를 사용하기도 하였다.

전열면에 정지된 기포와 sliding 되는 기포에 영향을 전혀 받지 않는 곳은 convection heat transfer가 일어난다. 기포에 어떠한 영향을 받지 않는 공간($1 - A_q$)는 아래와 같다.

$$1 - A_q = 1 - R_f \left[N_a \left(K \frac{\pi D_d^2}{4} \right) t_{wf} + N_a \left(\frac{\pi D_d^2}{4} \right) (1 - t_{wf}) + N_a l_s K D t_{wf} + N_a f t_{sl} \left(\frac{\pi D^2}{4} \right) (1 - t_{wf}) \right] \quad \text{식(2.2.26)}$$

따라서 convection heat transfer(Q_c)는 아래와 같다.

$$Q_c = St \rho_l C_{pl} u_l (1 - A_q) (T_w - T_l) \quad \text{식(2.2.27)}$$

여기서 u_l 은 전열면 부근의 액체의 속도이다.

마지막으로 비등에 기여하는 heat flux는 아래와 같다.

$$Q_e = R_f N_a f \left(\frac{\pi D_l^3}{6} \right) \rho_g h_{fg} \quad \text{식(2.2.28)}$$

Sliding을 고려한 개선 비등모델에도 많은 하위모델이 필요하다. 그 중 중요한 변수들로 아래와 같은 하위 모델들이 있다.

Reduction factor(R_f)는 단위 전열면적에서 lift-off 되는 기포의 수와 단위 전열면에서 활성화되는 기포 수의 비이다. Yeoh(2008)의 R_f 값을 아래와 같이 정의 하였다.

$$R_f = \begin{cases} \frac{1}{(l_s/s)} & (\text{for } l_s > s) \\ 1 & (\text{for } l_s < s) \end{cases} \quad \text{식(2.2.29)}$$

반면 Bae(2010)는 R_f 을 아래와 같이 정의하기도 하였다.^[11]

$$R_f = \begin{cases} \frac{s^3}{D_l^3} & (\text{for } s < D_d) \\ \left(1 - \frac{D_d^3}{D_l^3}\right) \left(\frac{s - D_d}{l_s - D_d}\right) + \frac{D_d^3}{D_l^3} & (\text{for } D_d < s < l_s) \\ 1 & (\text{for } l_s < s) \end{cases} \quad \text{식(2.2.30)}$$

여기서 l_s , s 는 각각 기포의 미끄러진 거리와 nucleation site의 간격이다. Nucleation site의 간격(s)는 $1/\sqrt{N_a}$ 이다.

Yeoh(2008)는 기포의 미끄러진(l_s)에 아래의 Maity(2000)^[18]의 실험식을 도입하였다.

$$l_s = (2/3)C_v t_{sl}^{3/2} \quad \text{식(2.2.31)}$$

여기서 가속 계수(acceleration coefficient(C_v))는 아래와 같다.

$$C_v = 3.2u_l + 1$$

여기서 u_l 은 전열면 부근의 액체의 접선 속도이고, t_{sl} 은 미끄러진 시간이다. Yeoh(2008)는 위 식을 사용하면서 전열면 부근의 액체의 속도라는 모호한 개념을 사용하였으며, 그의 논문 어느 곳에서도 이를 정확하게 규정하지 않았다.

반면, Bae(2010)는 부력만을 이용하여 풀이하였으나 수치해석 시, 비교적 안정된 아래 식으로 기포의 미끄러진 거리를 정의하였다.^[11]

$$l_s = \frac{1}{2} \frac{(\rho_l - \rho_v)}{\rho_v} g t_{sl}^2 \quad \text{식(2.2.32)}$$

기포의 이탈 빈도(f)는 전술한 고전적인 Cole 모델(식 2.2.11)을 사용할 수도 있으며, 후술할 force balance model과 Yeoh waiting time 모델을 이용하여 구할 수 있을 것이다.

최근 기포의 이탈 빈도는 아래와 같이 많이 정의된다.

$$f = \frac{1}{t_g + t_w} \quad \text{식(2.2.33)}$$

Growth time(t_g)는 후술할 force balance 모델에서 등장하는 Zeng 모델을 이용하여 쉽게 구할 수 있다. 전열면에서 성장하는 기포가 이탈직 경까지 성장하는 시간이 growth time에 해당한다. 자세한 내용은 후술한다.

그리고 waiting time(t_w)는 고전적인 방법으로 식(2.2.16)를 이용하거나 식(2.2.17)을 사용할 수 있을 것이다.



2.2.3 Force balance 모델 [11], [9]

기포의 미끄러짐 현상을 고려한 개선 비등모델에서 가장 중요한 것은 기포의 departure 직경과 기포의 lift-off 직경을 정확하게 예측하는 것이다. 하지만, 많은 모델들이 실험식에 의존적이며 이러한 실험식을 불확실성을 내포하고 있다. 이러한 문제를 제거하기 위해 Situ(2005) 등은 force balance model을 제안하였다. 최근 force balance model로부터 해를 얻는 방법으로는 Yeoh(2008)의 접근 방법과 Bae(2010)의 접근 방법이 있다.

(1) Yeoh의 방법 (2008)

Klausner et al(1993)과 Zeng(1993)은 비등 유동에서의 기포에 작용하는 다양한 힘을 연구하였다. Upwards 비등 유동 일 때, 전열면에 부착되어 있는 기포에 작용하는 모든 힘은 x방향 성분과 y방향성분으로 분해가능하며, 이를 통해 힘의 균형에 대해 생각 할 수 있다. 각 성분은 아래 식과 같이 정의된다.

$$\sum F_x = F_{sx} + F_{dux} + F_{sL} + F_h + F_{cp} \quad \text{식(2.2.34)}$$

$$\sum F_y = F_{sy} + F_{duy} + F_{qs} + F_b \quad \text{식(2.2.35)}$$

여기서 F_s , F_{du} , F_{sL} , F_h , F_{cp} , F_{qs} , F_b 은 각각, 표면장력, 기포의 반구 형태로의 성장 때문에 발생하는 unsteady drag force, shear lift force, hydrodynamic pressure에 의한 힘, 기포가 벽면에 접촉하고 있는 면적보다 액체와 접촉하는 면적이 클 때 발생하는 contact pressure force, 유동방향으로 기포에 작용하는 quasi-steady drag force, 부력이다.

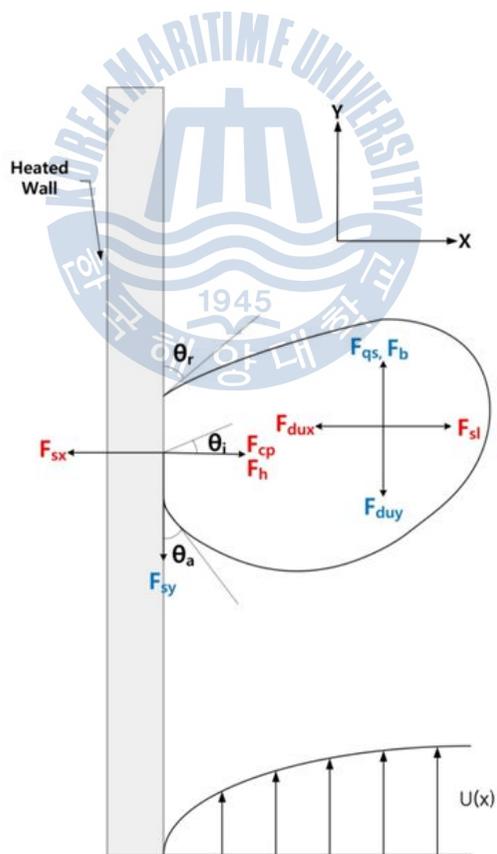


그림 2.8 Force balance 모델

Bubble에 작용하는 x방향 힘의 성분과 y방향 힘의 성분은 아래 표와 같다.

표 2.2.1 전열면의 기포에 작용하는 힘의 성분

	F_x	F_y
F_s	$F_{sx} = -d_w \sigma \frac{\pi}{\theta_a - \theta_r} [\cos \theta_r - \cos \theta_a]$	$F_{sy} = -d_w \sigma \frac{\pi(\theta_a - \theta_r)}{\pi^2 - (\theta_a - \theta_r)^2} [\sin \theta_a + \sin \theta_r]$
F_{du}	$F_{dux} = -F_{du} \cos \theta_i$	$F_{duy} = -F_{du} \sin \theta_i$
	$F_{du} = \rho_l \pi r^2 \left(\frac{3}{2} C_s \dot{r}^2 + r \ddot{r} \right)$	
F_{sL}	$F_{sL} = \frac{1}{2} C_D \rho_l \Delta U^2 \pi r^2$	
F_h	$F_h = \frac{9}{4} \rho_l \Delta U^2 \frac{\pi d_w^2}{4}$	
F_{cp}	$F_{cp} = \frac{\pi d_w^2}{4} \frac{2\sigma}{r_r}$	
F_{qs}		$F_{qs} = 6 C_D \mu_l \Delta U \pi r$
F_b		$F_b = \frac{4}{3} \pi r^3 (\rho_l - \rho_v) g$

여기서, g , θ_a , θ_r , θ_i , d_w 는 각각 중력가속도, 기포의 advancing angle, receding angle, 기포의 inclination angle, 접촉직경이다. 그리고 r , ΔU , C_D , C_L 는 각각 기포의 반지름, 기포의 질량 중점의 속도와 액체 속도와의 차, 항력계수, 양력 계수이다. r_r 은 전열면으로부터 $x=0$ 지점에서 기포가 가지는 곡률반경으로서 Klausner et al(1993)의 정의에 따르면, 그 크기는 $r_r \sim 5r$ 정도이다.

항력계수(C_D)는 Klausner et al(1993)에 의하면 아래와 같다.

$$C_D = \frac{2}{3} + \left[\left(\frac{12}{Re_b} \right)^n + 0.796^n \right]^{-1/n} \quad \text{식(2.2.36)}$$

여기서 $n = 0.65$ 이고, $Re_b = \rho_l \Delta U d / \mu_l$ 이다.

양력계수(C_L)은 아래와 같다.

$$C_L = 3.877 G_s^{1/2} (Re_b^{-2} + 0.014 G_s^2)^{1/4} \quad \text{식(2.2.37)}$$

여기서 dimensionless shear rate(G_s)는 아래와 같다.

$$G_s = \left| \frac{du_l}{dx} \right| \frac{r}{\Delta U} \quad \text{식(2.2.38)}$$

여기서 Yeoh(2008)가 그리하였듯, 아래의 universal velocity profile 을 사용하기로 한다.

$$u^+ = \frac{u_l}{u_\tau} = 2.5 \ln(9.8x^+) \quad \text{식(2.2.39)}$$

$$x^+ = \frac{u_\tau x}{\nu_l} \quad \text{식(2.2.40)}$$

여기서 마찰(전단) 속도는 아래 식과 같다.

$$u_\tau = \sqrt{\tau_w / \rho_l}$$

식(2.2.39)를 미분하면 아래와 같다.

$$\frac{du_l}{dx} = \frac{u_\tau^2}{\nu_f} \frac{du^+}{dx^+} = \frac{u_\tau^2}{\nu_f} \frac{1}{2.5x^+} = \frac{u_\tau}{2.5x}$$

이로부터 식(2.2.38)의 dimensionless shear rate(G_s)를 풀이하면 아

래와 같다.

$$G_s = \left| \frac{du_l}{dx} \right|_{x=r} \frac{r}{\Delta U} = \left| \frac{u_r}{2.5x} \right|_{x=r} \frac{r}{\Delta U} = \frac{1}{0.5 * 2.5 * u^+} \quad \text{식(2.2.41)}$$

아직 기포의 미끄러짐 속도에 대해서 명확하게 정의 할 수 있는 모델은 찾아 볼 수 없다. 따라서 대다수의 논문에서 $C_r (= \Delta U / u_l)$ 은 보통 0.5 값을 사용하고 있다. 이 C_r 값은 기포가 미끄러지지 않을 경우 1이고, 기포가 액체의 속도와 동일한 속도로 미끄러질 경우 0이 된다.

Growth force(F_{du})는 Zeng(1993)에 의해 수식화 되었으며, 아래와 같다.

$$F_{du} = \rho_l \pi r^2 \left(\frac{3}{2} C_s \dot{r}^2 + r \ddot{r} \right) \quad \text{식(2.2.42)}$$

Zeng(1993)은 기포 유동 영역에서 C_s 값은 약 20/3값을 사용하였다. 위 식은 기포의 성장속도에 대한 아래와 같은 정보를 추가적으로 필요로 한다.

$$r(t) = \frac{2b}{\sqrt{\pi}} Ja \sqrt{\eta t} \quad \text{식(2.2.43)}$$

여기서 Jacob 수(Ja)와 액체의 열확산도(liquid thermal diffusivity(η))와 같다.

$$Ja = \frac{\rho_l C_{pl} (T_w - T_{sat})}{\rho_v h_{fg}}$$

$$\eta = \frac{k_l}{\rho_l C_{pl}}$$

아래 표 2.2.2와 같이 힘의 합력에 따라 기포의 움직임이 결정된다.

표 2.2.2 힘에 따른 기포의 움직임

Remain	sliding	Lift-off
$F_x=0$ & $F_y=0$	$F_x=0, F_y \neq 0$	$F_x \neq 0, F_y=0$

그러나 기포가 lift-off하는 순간만큼은 그림과 같이 F_x 의 합력은 0이 될 것이다.

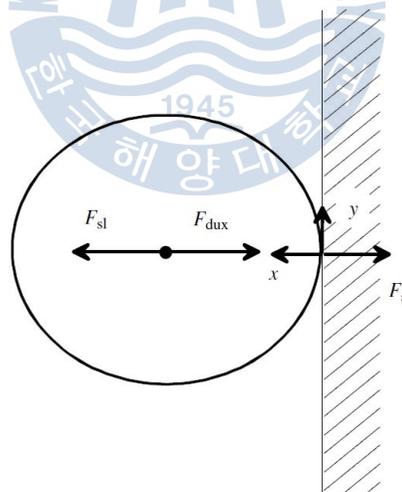


그림 2.9 Lift-off 시의 기포

이때 기포와 전열면의 부착 각도는 무시할 수 있으므로 표면장력은 무

시 될 수 있으며, 기포의 접촉 직경(d_w)은 0이 된다. 따라서, 기포의 lift-off 순간의 x방향 힘은 아래와 같이 두 개의 힘만 존재한다.

$$F_{dux} + F_{slx} = 0 \quad \text{식(2.2.44)}$$

Zeng(1993)에 의해 C_s 값을 20/3으로 선정 하여 위 식을 전개하면 아래 식과 같다.

$$10\dot{r}^2 + r\ddot{r} = \frac{1}{2\cos\theta_i} C_L \Delta U^2 \quad \text{식(2.2.45)}$$

Zeng 모델에서 $A = \frac{2b}{\sqrt{\pi}} Ja \sqrt{\eta}$ 라고 정의하면, 아래 식(2.2.46)와 같이 간략하게 나타낼 수 있다. 상기 A에서 b는 실험상수로서 Steiner et al(2005)은 0.21 값이 사용하였고, Yeoh는 1.73 값을 사용되기도 하였다.

$$r_i = A\sqrt{t_i} \quad \text{식(2.2.46)}$$

상기 식을 시간에 대해 미분하면 아래와 같다.

$$\dot{r}_i = \frac{A}{2\sqrt{t}}, \quad \ddot{r}_i = -\frac{A}{4\sqrt{t} \cdot t} \quad \text{식(2.2.47)}$$

이들을 이용해 식(2.2.45)을 풀이하면,

$$\frac{9A^2}{t_l} = \frac{2C_L \Delta U^2}{\cos \theta_i} \quad \text{식(2.2.48)}$$

식 (2.2.48) 과 같다. 이로부터 lift off time(t_l)를 구하고 다시 Zeng model를 이용하여 Lift off 직경(D_l)을 구하는 것은 손쉬운 일이다.

그러나, 기포의 departure 직경의 force balance의 해를 찾는 것은 쉽지 않다. 풀이하자면 다음과 같다. 기포가 미끄러지는 순간만큼은 y성분 힘들의 합은 0이다. 이를 이용하면 다음과 같다.

$$\begin{aligned} -d_w \sigma \frac{\pi(\theta_a - \theta_r)}{\pi^2 - (\theta_a - \theta_r)^2} [\sin \theta_a + \sin \theta_r] - \rho_l \pi r^2 \left(\frac{3}{2} C_s \dot{r}^2 + r \ddot{r} \right) \sin \theta_i \\ + 6C_D \mu_i \Delta U \pi r + \frac{4}{3} \pi r^3 (\rho_l - \rho_v) g = 0 \end{aligned} \quad \text{식(2.2.49)}$$

위 식에서 기포의 접촉 직경(d_w)은 Maity(2000) 실험식을 이용할 수 있다. Maity 실험에 의하면 기포의 접촉각과 기포의 departure 직경의 관계는 거의 일정한 비율을 가진다. 그 비율 C 는 $1 - \exp(-2\theta^{0.6})$ 이다.

그리고 위 식에서 시간에 대한 기포 반지름의 변화들은 기포의 lift-off 직경의 해를 구하는 과정과 동일하게 Zeng 모델을 이용한다.

완전히 식(2.2.49)를 전개하면, 아래와 같은 삼차 다항식의 형태로 풀이된다. ($\sqrt{t_d}$ 를 x 로 치환하였다. t_d : bubble departure time)

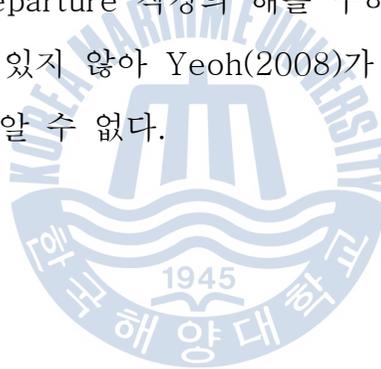
$$x^3 - Ax - B = 0$$

위의 3차 다항식의 해를 Cardan's 근의 공식을 사용하면 아래와 같다.

$$x = \sqrt[3]{\frac{B}{2} + \sqrt{\left(\frac{B}{2}\right)^2 - \left(\frac{A}{3}\right)^3}} + \sqrt[3]{\frac{B}{2} - \sqrt{\left(\frac{B}{2}\right)^2 - \left(\frac{A}{3}\right)^3}}$$

이로부터 t_d 를 구한 후, 다시 Zeng 모델을 사용하여 기포의 departure 직경을 구할 수 있을 것이다. 그러나, 유동장의 조건에 따라서 Cardan's의 근은 허수 혹은 복소수가 나올 수 있다. 이러한 허근은 CFD에서 취급할 수는 없다.

이러한 문제에도 불구하고, Yeoh(2008)의 논문에서는 force balance를 이용하여 기포의 departure 직경의 해를 구하였는데 해를 구한 과정을 정확하게 서술하고 있지 않아 Yeoh(2008)가 허근을 피하기 위해 어떠한 조치를 취했는지 알 수 없다.



(2) Bae의 방법(2010)

전술한 바와 같이 Yeoh(2008)와 같이 force balance 모델을 풀이할 경우 기포의 lift-off 직경은 손쉽게 구할 수 있는 반면, 기포의 departure 직경의 해를 구하는 것은 쉬운 일이 아니다.

따라서 Bae(2010)는 기포의 departure 직경과 lift-off 직경의 관계식을 제안하였는데, 여기에서 고전적인 기포의 departure 모델을 이용하여 정의한다면, lift-off 직경을 최종적으로 결정할 수 있다.

기포의 departure 직경과 lift-off 직경의 관계를 도출하기 위해, Zeng 모델을 약간 변경하면 다음과 같다.

$$r(t) = r_d + \frac{2b}{\sqrt{\pi}} Ja \sqrt{\eta t} \quad \text{식(2.2.50)}$$

$A = \frac{2b}{\sqrt{\pi}} Ja \sqrt{\eta}$ 라고 정의하면, lift-off 직경은 아래 식과 같다.

$$r_l = r_d + A \sqrt{t_{sl}} \quad \text{식(2.2.51)}$$

여기서, t_{sl} 은 기포의 미끄러지는 시간이다. 이를 이용하여 식(2.2.45)에 대입하면, 아래와 같다.

$$9A^2 t_{sl}^{-1} - Ar_d t_{sl}^{-(3/2)} = \frac{2}{\cos \theta_i} C_L \Delta U^2 \quad \text{식(2.2.52)}$$

기포의 growth ratio(r^*)를 아래와 같이 정의한다.

$$r^* = \frac{r_l - r_d}{r_d}$$

그러면 식 (2.2.53)은 아래와 같이 간략하게 된다.

$$\frac{9}{r^{*2}} - \frac{1}{r^{*3}} = \frac{2}{\cos\theta_i} C_L \left(\frac{r_d \Delta U}{A^2} \right)^2 \quad \text{식(2.2.53)}$$

위 식의 좌변(Left hand side)를 exponential function으로 식을 fit 시키면, 대략 아래와 같다.

$$\frac{9}{r^{*2}} - \frac{1}{r^{*3}} \approx 9.95 r^{*-1.41} \quad \text{식(2.2.54)}$$

최종적으로 기포의 lift-off 직경과 departure 직경의 관계식은 아래와 같다.

$$D_l = D_d(1 + r^*) = D_d \left[1 + 8.34 \left[\frac{C_L}{\cos\theta_i} \left(\frac{D_d \Delta U}{A^2} \right)^2 \right]^{-0.7} \right] \quad \text{식(2.2.55)}$$

Bae(2010)은 기포의 departure 직경에 Unal 모델(식(2.2.9))을 적용했다.

2.3 Population balance model^{[12],[6]}

고전적인 개념에서 기포 유동 혹은 비등 유동 내에 존재하는 Sauter mean bubble diameter는 Anglart and Nylund(1996)과 Zeitoun and Shoukri 모델과 같이 제한적인 변수들만을 이용하여 정의되었다. 예를 들어 Anglart and Nylund(1996)는 온도만의 함수로 정의되어진다. 따라서, 온도가 변하지 않는 한 기포의 크기 및 IAC의 크기는 변하지 않는다. 하지만, 실제 유동장 내에서는 온도가 동일하더라도 기포 크기 혹은 IAC의 크기는 점진적으로 변화한다.

이러한 현상은 기포의 coalescence, breakup, 응축 등과 같은 현상들 때문이다. 이와 같이 IAC의 크기 변화를 유동장에 구현하기 위해서 population balance 모델이 과냉각비등 예측에 도입되었다.

IAC의 변화를 구현하는 개념은 과냉각비등의 예측에서 아주 중요하다. 전술한 모든 수송방정식들이 상간의 IAC의 변화에 종속되기 때문이다. 따라서 이러한 IAC의 변화는 mass, momentum, energy의 상간 교환량을 변화시킨다.

Population balance 모델은 18세기 Ludwig Boltzmann에 의해 제안된 equation을 토대로 하므로, Boltzmann equation이라고 불리기도 한다. 이러한 Population balance equation은 아래와 같다.

$$\frac{\partial}{\partial t}n(m,t) + \frac{\partial}{\partial x}(V(m,t)n(m,t)) = B_B - D_B + B_C - D_C$$

----- 식(2.3.1)

여기서 $n(m,t)$, $V(m,t)$, B_B , D_B , B_C , D_C 은 각각 특정 시각에 질량 m 을 가지는 bubble의 number density, 특정 시각에 질량 m 을 가지는

bubble의 속도벡터, 큰 bubble이 breakup 되어 질량 m 인 bubble이 되는 birth rate, 질량 m 의 bubble이 breakup 되어 질량 m 보다 작은 bubble이 되는 death rate, 작은 bubble이 coalescence 되어 질량 m 인 bubble이 되는 birth rate, 질량 m 인 bubble 들이 coalescence 되어 질량 m 보다 큰 bubble이 되는 death rate로 정의 된다.

소스항의 B_B, D_B, B_C, D_C 는 다시 아래와 같이 정의 된다.

$$B_B = \int_m^\infty g(\epsilon; m) n(\epsilon, t) d\epsilon \quad \text{식(2.3.2)}$$

$$D_B = n(m, t) \int_0^\infty g(\epsilon; m) d\epsilon \quad \text{식(2.3.3)}$$

$$B_C = \frac{1}{2} \int_0^m Q(m - \epsilon; \epsilon) n(m - \epsilon, t) n(m, t) d\epsilon \quad \text{식(2.3.4)}$$

$$D_C = n(m, t) \int_0^\infty Q(m; \epsilon) n(\epsilon, t) dt \quad \text{식(2.3.5)}$$

여기서 $g(\epsilon; m)$ 과 $Q(m; \epsilon)$ 는 각각 breakup rate와 coalescence rate이다.

위 population balance equation를 푸는 방법은 1964년에 개발된 Method of Moments(MOM), 1997년 McGraw에 의해 고안된

Quadrature Method of Moments(QMOM), 2005년 Marchisio and Fox에 의해 고안된 Direct Quadrature Method of Moments (DQMOM), 마지막으로 Class Method (CM)이 있다.

이들 풀이 방법 중에 대부분의 상용코드들은 Class Method를 채택하고 있다. Class method는 사용자가 직접 유동장에 존재할 수 있는 기포의 크기를 결정하고, 기포를 크기 별로 몇 개 그룹으로 나눌 것인지 결정한다. 각 그룹은 고유의 population balance equation을 가지게 되는데, 각 group 간의 population balance equation들은 breakup & coalescence 모델로 정의된 소스항에 의해 상호 작용하고, 이를 통해 한 그룹이 가질 수 있는 기포의 number density의 해가 이산화 된다. 이것이 class method의 기본 개념이다. 이 class method는 사용자가 유동장에서 발생할 수 있는 기포의 크기를 결정하고 이를 크기별로 그룹화 한다는 점에서 MOM, QMOM, DQMOM에 비해 알고리즘이 가벼운 것으로 알려져 있다.

Class method 중에는 IAC 수송모델을 이용하는 방법과 Multiple Size Group 모델(MUSIG model이라고 불려짐)을 이용하는 방법이 있다.

2.3.1 IAC 수송 모델

이 접근 방법은 mass, momentum, energy의 교환이 IAC에 종속되므로 IAC를 직접 취급하는 방법이다. IAC의 크기에 따라 Fu and Ishii (2003), Hibiki and Ishii (2002), Sun et al.(2004), Wu et al (1998) 등이 두 개의 그룹만 고려하였기 때문에 흔히 two group equation이라고 불리기도 한다.

Population balance equation를 간략하게 나타내면 아래와 같다.

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \nabla \cdot (V_d N) = R \quad \text{식(2.3.6)}$$

여기서 R 은 local volume-averaged 소스항이다.

기포의 number density(N)은 Ishii et al(2002)에 의해 아래와 같이 정의 되었다.

$$N = \psi \frac{a_i^3}{(\alpha_d)^2} \quad \text{식(2.3.7)}$$

여기서 ψ 는 아래와 같다.

$$\psi = \frac{1}{36\pi} \left(\frac{D_s}{D_e}\right)^3 \quad \text{식(2.3.8)}$$

여기서 D_e 는 equivalent diameter이다.

그러므로 IAC 수송 방정식은 아래와 같다.

$$\frac{\partial \alpha_i}{\partial t} + \nabla \cdot (V_d \alpha_i) = \frac{2}{3} \left(\frac{a_i}{\alpha_d}\right) \left[\frac{\partial \alpha_d}{\partial t} + \nabla \cdot (V_d \alpha_d)\right] + \frac{1}{3\psi} \left(\frac{\alpha_d}{a_i}\right)^2 R \quad \text{식(2.3.9)}$$

여기서, R 에 coalescence & breakup 모델이 정의 될 수 있다.

2.3.2 MUSIG 모델^[6]

MUSIG (Multi Size Group) 모델은 Lo(1996)에 의해 고안되었다. 개념은 아래와 같다.

사용자가 유동장에 존재 할 수 있는 기포의 최대질량과 기포의 그룹 수를 결정한다. 이때 한 그룹을 대표하는 기포의 질량은 아래 식에 의해 결정된다.

$$m_i = m_{\min} + \Delta m \left(i - \frac{1}{2}\right) \quad \text{식(2.3.10)}$$

$$\Delta m = \frac{m_{\max} - m_{\min}}{N}$$

이러한 방법은 각 그룹의 대표 질량 간의 차가 동일하므로, Equal mass discretization이라고 한다.

기포의 질량(m)과 기포의 직경(d)과의 관계는 아래 식과 같다.

$$m = \rho_d \frac{\pi d^3}{6}$$

기상의 밀도를 이용하면 기포의 크기에 따라 질량을 구할 수 있으므로, 기포의 직경을 이용하여 유동장 내에 발생할 수 있는 기포를 크기별로 그룹화 할 수도 있다. 이러한 방법을 Equal diameter discretization이라고 한다. 유동장 내에 발생할 수 있는 기포의 크기는 기포의 질량과는 달리 직관적으로 예측할 수 있기 때문에, 가장 널리 사용되고 있는 방법

이다.

$$d_i = d_{\min} + \Delta d \left(i - \frac{1}{2}\right) \quad \text{식(2.3.11)}$$

$$\Delta d = \frac{d_{\max} - d_{\min}}{N}$$

이 밖에 Geometric mass discretization이라는 방법도 있으며 다음과 같다.

$$m_i = m_{\min} + \frac{3}{4} \frac{m_{\max} - m_{\min}}{2^{N-i}} \quad \text{식(2.3.12)}$$

예를 들어 기포를 0~2[mm]까지 20개 그룹화 하고자할 때, 한 기포 그룹을 대표하는 bubble의 크기는 아래 표 2.3.1과 같다.

표 2.3.1과 같이 기포를 크기별로 20개 그룹화 하였다면, 20개의 population balance equation이 활성화 되고, 각 그룹의 고유한 population balance equation은 소스항에 의해 다른 그룹의 population balance equation과 상호작용한다. 이러한 과정으로 해당 그룹의 기포 number density의 해를 수렴시킨다.

따라서 유동장에 존재할 수 있는 기포의 최대 크기를 여유 있게 결정 하고 기포의 그룹을 아주 세분화 하였다면, 그림 2.10과 같이 기포의 number density는 아주 부드러운 곡선의 형태로 나타날 수 있다.

표 2.3.1 그룹화 방법에 따른 특정 그룹의 기준 기포의 직경
(Unit: mm)

Group	Equal Mass	Equal Diameter	Geometric Mass
1	585	50	22.5
2	843	150	28.4
3	1000	250	35.8
4	1118	350	45.1
5	1216	450	56.8
6	1300	550	71.5
7	1375	650	90.1
8	1442	750	114
9	1503	850	143
10	1560	950	180
11	1613	1050	227
12	1663	1150	286
13	1710	1250	360
14	1754	1350	454
15	1796	1450	572
16	1837	1550	721
17	1875	1650	908
18	1912	1750	1144
19	1948	1850	1442
20	1983	1950	1817

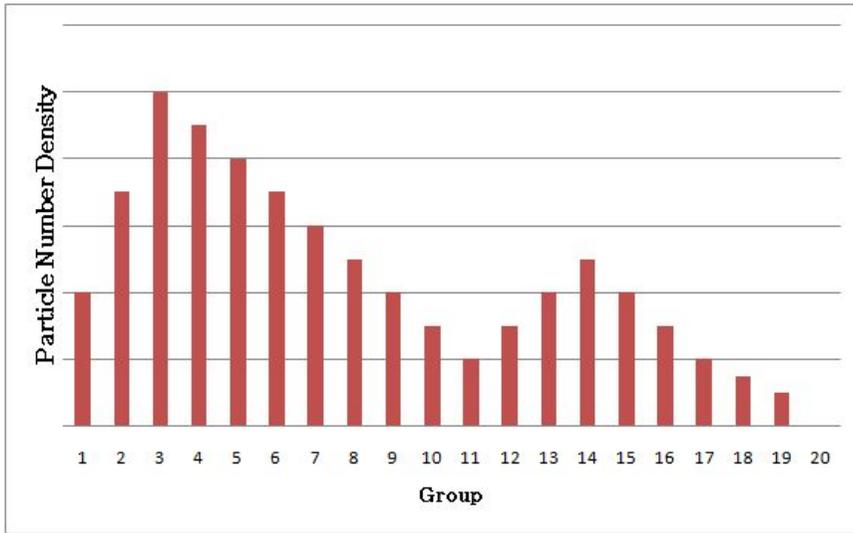


그림 2.10 MUSIG 모델의 이산화 결과

반면 그룹 수를 20개로 세분화 하였다는 의미는 population balance equation을 20개를 푼다는 의미이므로, group 수가 많을수록 많은 computer resource를 필요하게 되고 계산에 소요되는 시간도 길어지는 단점이 있다.

MUSIG의 개념에 따라 특정 시간(t)의 기포 i-그룹의 number density ($N_i(t)$)는 아래와 같다.

$$N_i(t) = \int_{m_{i-\frac{1}{2}}}^{m_{i+\frac{1}{2}}} n(m, t) dm \quad \text{식(2.3.13)}$$

따라서 population balance equation은 아래와 같다.

$$\frac{\partial(m_i N_i(t))}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x^i} (V_i^i(t) N_i(t)) = S_i \quad \text{식(2.3.14)}$$

또는, $m_i N_i = \rho_i \alpha_i$ 를 이용하여 아래와 같이 나타낼 수 있다.

$$\frac{\partial(\rho_i \alpha_i)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x^i}(\rho_i r_i V_i^i) = S_i \quad \text{식(2.3.15)}$$

Size Fraction(f_i)를 아래 식으로 정의 한다면,

$$f_i = \alpha_i / \alpha_d$$

상기 식은 다음과 같이 다시 쓸 수 있다.

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_i \alpha_d f_i) + \frac{\partial}{\partial x^i}(\rho_i \alpha_d V_i^i f_i) = S_i \quad \text{식(2.3.16)}$$

모든 기포 그룹이 동일한 속도와 밀도를 가진다고 가정한다면, 아래와 같이 간단히 쓸 수 있다.

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_d \alpha_d f_i) + \frac{\partial}{\partial x^i}(\rho_d \alpha_d V_d^i f_i) = S_i \quad \text{식(2.3.17)}$$

이를 homogeneous MUSIG 모델이라고 한다.

그러나 큰 버블과 작은 버블이 모두 똑같은 속도로 움직인다는 개념은 알고리즘을 가볍게 할 수 있지만, 현실성이 떨어진다. 따라서 기포의 속도에 따라서 다시 그룹화를 할 수 있는데, 이것을 inhomogeneous MUSIG model이라고 한다.

Homogeneous MUSIG model과 Inhomogeneous MUSIG model의 차이를 도시화 하면 아래와 같다.

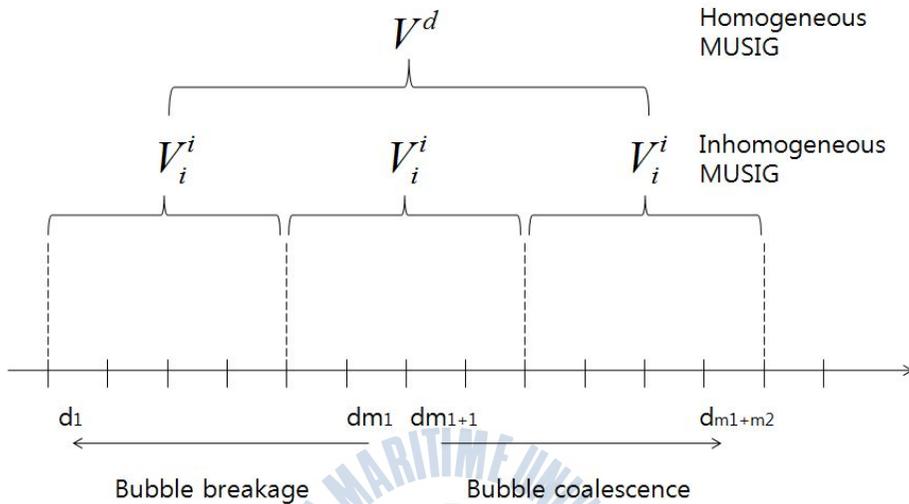


그림 2.11 Homogeneous & inhomogeneous MUSIG 모델의 개념도

상기 식들에서 소스항(S_i)는 breakup의 소스항과 coalescence의 소스항으로 구성되어 있다.

MUSIG 모델에서 breakup에 관련된 소스항은 아래와 같다.

$$\begin{aligned}
 B_{Bi} &= m_i \int_{m_i - \frac{1}{2}}^{m_i + \frac{1}{2}} B_B dm && \text{식(2.3.18)} \\
 &= m_i \sum_{j>i} g(m_j; m_i) N_j \\
 &= \rho_d \alpha_d \left(\sum_{j>i} g(m_j; m_i) f_j \right)
 \end{aligned}$$

$$D_{B_i} = \rho_d \alpha_d (f_i \sum_{j < i} g(m_i; m_j)) \quad \text{식(2.3.19)}$$

Breakup rate($g(m_i; m_j)$)의 정의가 핵심이며, breakup rate를 정의한 모델들은 후술한다.

MUSIG에서 coalescence에 관련된 소스항은 아래와 같다. 처음에 다소 복잡하지만 mass fraction(X_{jki})를 아래와 같이 정의하는 것이 수식을 쉽게 만든다.

$$X_{jki} = \begin{cases} \frac{(m_j + m_k) - m_{j-1}}{m_i - m_{i-1}} & (\text{if } m_{j-1} < m_j + m_k < m_i) \\ \frac{m_{i+1} - (m_j + m_k)}{m_{i+1} - m_i} & (\text{if } m_i < m_j + m_k < m_{i+1}) \\ 0 & (\text{otherwise}) \end{cases} \quad \text{식(2.3.20)}$$

이를 이용하여 coalescence에 의한 소스항을 풀이하면, 다음과 같다.

$$B_{\alpha} = m_i \int_{m_{i-1/2}}^{m_{i+1/2}} B_C dm \quad \text{식(2.3.21)}$$

$$= m_i \left(\frac{1}{2} \sum_{j \leq i} \sum_{k \leq i} Q(m_j; m_k) X_{jki} N_j N_k \right)$$

$$= (\rho_d \alpha_d)^2 \left(\frac{1}{2} \sum_{j \leq i} \sum_{k \leq i} Q(m_j; m_k) X_{jki} f_j f_k \frac{m_j + m_k}{m_j m_k} \right)$$

$$D_{\alpha} = (\rho_d \alpha_d)^2 \left(\sum_j Q(m_i; m_j) f_i f_j \frac{1}{m_j} \right) \quad \text{식(2.3.22)}$$

여기서 coalescence rate($Q(m_i, m_j)$)의 정의가 핵심이며 coalescence rate를 정의한 모델들은 후술한다.



(1) Breakup 모델^{[19],[20]}

Breakup 모델은 chemical engineering 연구 분야에서 아주 중요하게 다루어지고 있다. 일반적으로 breakup mechanism은 continuous phase에 의해 기포에 전달되는 외부적인 힘과, 이와는 반대 작용하는 기포의 표면장력과 점성력의 균형으로 설명된다. 주요 breakup mechanism은 아래 4가지이다.

- a) turbulent fluctuation and collision
- b) viscous shear stress
- c) shearing-off process
- d) interfacial instability

Turbulent fluctuation and collision에 의한 기포의 breakup은 기포유동 뿐만 아니라 이상 유동에서 가장 중요한 역할을 한다. 난류장에서 기포는 주로 난류가 야기한 기포 표면의 압력변동이나 continuous phase의 eddy에 의해 breakup된다. 즉, 기포 표면에 작용하는 변동성분이 기포의 안정범위보다 커지면 기포는 변형되어 종국에는 두 개 혹은 그 이상의 기포로 쪼개어진다. 이렇게 쪼개어진 기포를 daughter bubble 이라고 부른다. 기포는 난류 요동에 의한 breakup 될 때, 기포의 표면에 작용하는 주요 변동성분은 기포 주위의 동압 변동이다. 따라서 동압과 표면장력의 힘 균형으로 breakup을 설명할 수 있다. 여기에서 전술한 기포 내의 점성력은 무시할 정도로 아주 작아서 고려하지 않는 것이 일반적인 접근 방법이다.

점성 전단력에 의한 breakup mechanism은 아래와 같다. Continuous phase의 점성 전단력은 속도구배를 일으키고, 이러한 속도구배는 기포의 표면을 변형 혹은 breakup 시킨다. 전단력은 wake에 의해 발생하기도 하는데, 기포가 wake 영역 밖에서 아주 큰 공간을 차지하고 있을 경우, 이 wake에 의해 기포는 길게 늘어나게 되고 이때 기포의 표면은 튼니처럼 변형된다. 결국 같은 크기의 두 덩어리의 기포로 분리된다. 이렇게 분리된 기포를 위성(satellites)이라고 부른다. 힘의 균형의 입장에서 점성력(τ_v)과 표면장력(τ_s)를 이용하여 설명이 가능하다. 점성력과 표면장력의 비인 capillary 수($Ca = \tau_v/\tau_s$)가 일정값 이상이 되면 계면의 힘이 안정적이지 못해 기포가 breakup 된다.

Shearing-off에 의한 breakup은 기포가 cap/slug와 같이 아주 커졌을 경우에 발생한다. 이렇게 아주 큰 기포들을 Tylor bubble이라고도 한다. 이 shearing-off는 기포 표면의 속도차이에 의해 발생한다. 상당한 점성 유동에서 cap/slug bubble과 같이 아주 큰 기포들은 기포의 skirt에서 점성 전단력과 표면장력의 불균형이 일어나게 되고, 아주 작은 버블들이 기포의 skirt에서 지속적으로 떨어져 나간다. 이러한 breakup을 erosive breakage라고도 한다. 그러나 물의 점성이 무시할 정도로 작기 때문에, 공기-물의 실험이나 이론적 해석에서 계면의 점성 전단력은 주로 무시된다. 이러한 경우 발생하는 shearing-off 현상은 기포 안의 공기의 속도와 기포 주위의 물의 속도 차이 때문에 발생한다. 기포 안의 공기 속도는 일반적으로 최종상승속도로 움직이고 있는 반면, 기포 주위 물의 속도는 이보다 상대적으로 낮다. 따라서 기포 안의 공기는 계면을 뚫게 되고, skirt에서 아주 작은 버블들이 떨어져 나가는 것이다. 이렇게

떨어져 나간 기포의 체적을 Fu and Ishii(2002)는 수식화 한 바 있다.

상기 breakup mechanism은 continuous phase의 흐름(net flow)의 특성에 종속되는 반면, 계면의 불안정(surface instability)은 continuous phase의 흐름이 없을 경우에도 발생한다. 예를 들어 정체된 continuous phase에서 큰 기포가 상승할 경우나 정체된 공기 속에서 액적이 떨어지는 경우에도 계면의 불안정이 발생할 수 있다. 일반적으로 기포의 크기가 작은 기포 유동에서는 고려치 않고, 기포가 cap/slug와 같이 아주 클 경우 shearing-off과 함께 고려되어지는 breakup mechanism이다.

일반적으로 공기-물 유동, 기포유동 혹은 전열면에 가해지는 열유속이 낮은 과냉각비등 유동에서 주로 고려하는 breakup mechanism은 turbulent fluctuation and collision에 의한 breakup mechanism이다. 따라서, 본 논문에서는 turbulent fluctuation and collision에 의한 기포의 breakup mechanism을 다룬다.

Turbulent fluctuation and collision에 의한 breakup 모델은 기포에 작용하는 외부난류성분의 힘과 기포의 표면이 가지고 있는 힘의 균형의 개념에서 탄생되었다. 이들 모델은 각각 어떠한 지표를 고려하였는지에 따라 아래 5가지로 분류할 수 있으며, 해당 지표를 고려하여 탄생한 대표적인 모델들을 함께 서술하면 아래와 같다.

(a) Turbulent kinetic energy of the particle greater than a critical value (Coulaloglou and Tavlarides, 1977; Chatze et al., 1989)

(b) Velocity fluctuation around the particle surface greater than a critical value (Alopaeus et al., 2002; Narsimhan and Gupta, 1979)

(c) Turbulent kinetic energy of the hitting eddy greater than a critical value (Lee et al., 1987; Luo and Svendsen, 1996; Prince and Blanch, 1990; Martinez-Bazan et al., 1999)

(d) Inertial force of the the hitting eddy greater than the interfacial force of the smallest daughter particle (Lehr and Mewes, 1999; Lehr et al., 2002)

(e) Combination of the criterion (c) and (d), such as in Wang et al.(2003) and Zhao and Ge (2007) model

이들 모델 중 주목할 모델들은 Luo and Svendsen(1996) 모델과 그 이후의 breakup 모델들이다. Luo and Svendsen 모델 이전의 모델들은 불확실한 변수나 실험 변수에 의존적이었다. 반면, Luo and Svendsen 모델은 고전적이지만 kinetic gas 이론에 근거하였으므로 의의가 크다고 할 수 있다. 그 내용은 아래와 같다.

Break fraction(f_{BV})를 아래와 같이 정의 한다면,

$$f_{BV} = \frac{m_j}{m_i}$$

Luo and Svendsen 모델^[6]의 breakup rate($g(m_j; m_i)$)는 아래와 같다.

$$g(m_i; f_{BV} m_i) = 0.923 F_B (1 - r_d) \left(\frac{\epsilon_c}{d_i^2} \right)^{\frac{1}{3}} \int_{\xi_{\min}}^1 \frac{(1 + \xi)^2}{\xi^{\frac{1}{3}}} e^{-X} d\xi \quad \text{식(2.3.23)}$$

여기서 $X = \frac{12(f_{BV}^{2/3} + (1 - f_{BV})^{2/3} - 1)\sigma}{\beta \rho_c \epsilon_c^{2/3} d_i^{5/3} \xi^{1/3}}$ 이며, β 값으로는 주로 2가 사용

되고 있다.

ξ 는 기포의 크기와 eddy 크기의 비로서 아래 정의에 따른다.

$$\xi = \lambda / d_i$$

따라서,

$$\xi_{\min} = \lambda_{\min} / d_{\min} \text{이다.}$$

여기서 λ_{\min} 과 d_{\min} 는 각각 아래 식과 같다.

$$d_{\min} = \left(\frac{6}{\pi} \frac{1}{\rho_d} m_{\min} \right)^{1/3}, \quad \lambda_{\min} = 11.4 \eta$$

여기서 $\eta = \left(\frac{1}{\epsilon_c} \nu_c^3 \right)^{1/4}$ 이다.

그룹 i 의 총 breakup rate는 아래와 같다.

$$g(m_i) = \int_0^{0.5} g(m_i; m_j) df_{BV} \quad \text{식(2.3.24)}$$

상기의 Luo and Svendsen 모델은 현재까지도 보편적으로 이용되고

있는 breakup 모델이다.

Breakup 모델을 평가하는 지표로서는 기포의 daughter size distribution($\beta(m_j, m_i)$)이 많이 이용되고 있다.^[20] Daughter size distribution은 아래와 같이 정의한다.

$$\beta(m_j, m_i) = \frac{g(m_i, m_j)}{g(m_i)} = \frac{2g(m_i, m_j)}{\int_0^1 g(m_i, m_j) df_{BV}} \quad \text{식(2.3.25)}$$

상기 식에서 분자는 크기 m_i 의 기포가 크기 m_j 의 기포로 breakup 될 수 있는 rate이므로 부분적 breakup rate라고도 한다. 그리고 분모는 크기 m_i 의 bubble이 breakup 될 수 있는 전체 rate이므로 전체적 breakup rate라고 한다.

Luo and Svendsen 모델의 daughter size distribution은 아래 그래프와 같다. 이러한 형태의 daughter size distribution를 가지는 breakup 모델을 U-shape breakup 모델이라고도 한다.

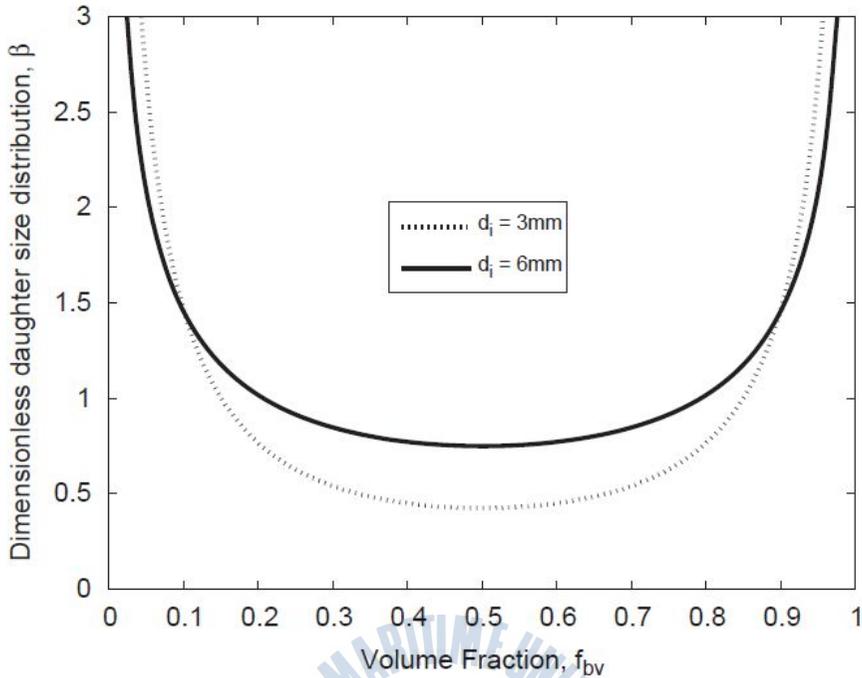


그림 2.12 Luo and Svendsen 모델의
Daughter size distribution

현재까지 daughter size distribution을 분석하는 주요 기준으로는 아래 3가지 기준이 있다.

(a) Mother bubble이 똑같은 크기의 daughter bubble로 쪼개어지려면 많은 에너지가 필요하기 때문에, 똑같은 크기의 기포로 쪼개어질 breakup rate는 낮다. 그러므로 똑같은 크기로 기포로 쪼개어질 수 있는 daughter size distribution 역시 낮아야 한다. 그렇다고 하여 똑같은 크기의 기포로 나누어질 수 있는 breakup rate가 영(zero)은 아니므로, 이 경우 daughter size distribution 역시 영(zero)이 되어서는 안된다.

(b) Daughter size distribution은 mother bubble의 크기와 난류에너지 소산율에 종속된다.

(c) Breakup fraction(f_{BV})이 영(zero)에 근접할수록 daughter size distribution은 영(zero)에 가까워져야 한다. 기포가 작을수록 표면장력(σ/r)이 아주 커지기 때문이다. 일정 크기 이하의 작은 기포가 breakup 되기 위해서는 아주 큰 힘이 필요하다. 이렇게 작은 daughter bubble이 만들어지는 것도 힘들다. 이러한 표면장력의 제약 조건은 capillary pressure constraint라고 한다.

위 기준으로 Luo and Svendsen 모델을 평가하면 다음과 같다. 위 그래프에서 breakup fraction(혹은 breakup volume fraction) 0.5의 의미는 daughter bubble의 크기가 mother bubble의 크기의 0.5배라는 의미이므로, 똑같은 크기의 기포로 쪼개어질 경우를 의미한다. 이 경우에 daughter size distribution이 최저점을 나타내고 있다. 또한 이 지점의 daughter size distribution이 영(zero)이 아니다. 따라서 전술한 daughter size distribution을 평가하는 주요지표 (a)항에 잘 부합한다. 또한 mother bubble의 크기에 daughter size distribution이 종속되는 것을 위 그래프에서 볼 수 있다. 따라서 daughter size distribution을 평가하는 주요지표 (b)항에 잘 부합한다.

그러나, 그래프에서 breakup fraction이 0에 근접할수록 daughter size distribution이 무한하게 증가하는 것을 볼 수 있다. 이것은 아주 작은 크기의 daughter bubble이 만들어질 수 있는 확률이 아주 높다는 의미이며, 아주 작은 daughter bubble도 재차 쉽게 breakup 된다는 것을 의미한다. 따라서 daughter size distribution을 평가하는 주요지표 (c)항에 부합하지 않는다. Luo and Svendsen 모델이 기포의 표면장력의 제약조건을 고려하지 않았기 때문이다.

그 외에도 Luo and Svendsen 모델은 고전적인 kinetic gas 이론을 바탕으로 하였다는 점, 그리고의 적분항에 등장하는 upper, lower limit의 값에 모델이 크게 종속되는 점 등으로 개선의 여지가 있는 모델로 평가되고 있다.

Luo and Svendsen 모델 이후, 표면장력 제약조건을 고려한 모델 중 최초의 모델은 Lehr and Mewes (1999), 그리고 Lehr et al(2002) 모델이다. Lehr et al.은 기포에 영향을 미치는 eddy의 관성력과 계면에 작용하는 힘 평형관계로부터 breakup 모델을 제안하였다. Lehr et al. (2002) model은 아래와 같다.

$$g(m_i, m_j) = 1.190 \int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} \frac{\sigma}{\rho_c \epsilon^{1/3} d_j^4} \frac{(\lambda + d_i)^2}{\lambda^{13/3}} \exp\left(-\frac{2\sigma}{\rho_c \epsilon^{2/3} d_j \lambda^{2/3}}\right) d\lambda \quad \text{식(2.3.26)}$$

그룹 I의 total breakup frequency는 incomplete gamma-function의 합을 이용하여 표현하면 아래와 같다.

$$g(m_i) = 0.5 \frac{d_i^{5/3} \epsilon^{19/15} \rho_l^{7/5}}{\sigma^{7/5}} \exp\left(-\frac{\sqrt{2} \sigma^{9/5}}{d_i^3 \rho_l^{9/5} \epsilon^{6/5}}\right) \quad \text{식(2.3.27)}$$

이를 이용한 daughter size distribution은 아래 그래프와 같이 나타난다. 이러한 형태의 daughter size distribution을 가진 breakup 모델을 M-shape breakup 모델이라고 한다.

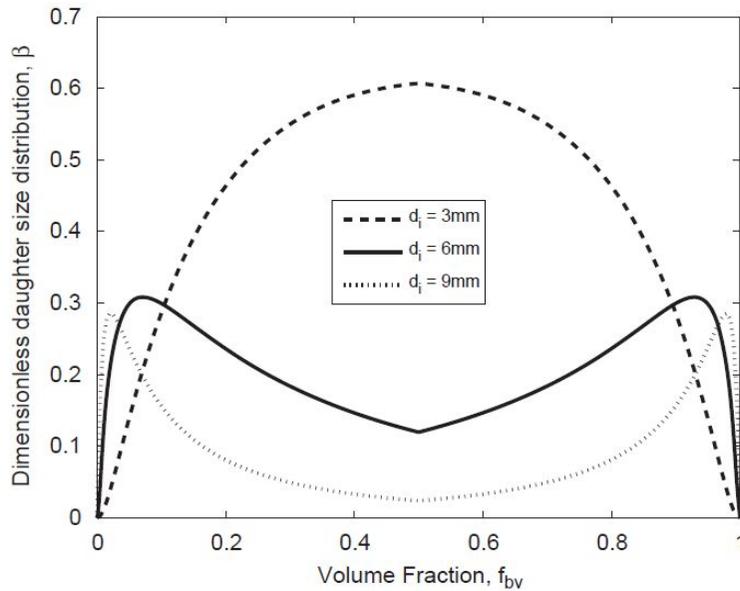


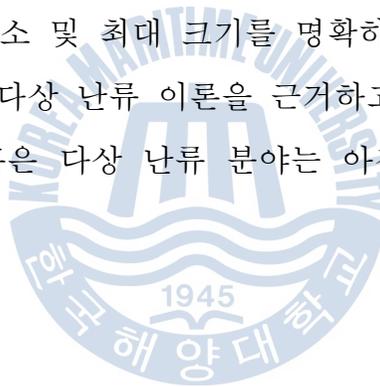
그림 2.13 Lehr 모델의 daughter size distribution

전술한 Daughter size distribution을 평가하는 주요지표들로 Lehr and Mewes (1999) model를 평가하면 아래와 같다. 위 그래프에서 볼 수 있듯이, mother bubble 크기가 9mm일 경우를 제외한다면 breakup fraction 0.5에서 daughter size distribution이 최저점을 나타내고 있다. 또한 이 지점의 daughter size distribution이 영(zero)이 아니다. 따라서 전술한 daughter size distribution을 평가하는 주요지표 (a)항에 잘 부합한다. 또한 mother bubble 크기에 daughter size distribution이 종속되는 것을 위 그래프에서 볼 수 있다. 따라서 daughter size distribution을 평가하는 주요지표 (b)항에 잘 부합한다. 또한, 기포의 표면장력을 고려하였기 때문에 breakup fraction이 영(zero)에 근접할수록 daughter size distribution도 영(zero)에 근접하고 있다. 따라서 daughter size distribution을 평가하는 주요지표 (c)항에도 잘 부합한

다.

그러나 사실 breakup 되는 동안은 bubble에 영향을 주는 eddy의 관성력은 기포에 작용하는 계면의 힘보다 일반적으로 크다. 또한 기포가 breakup 되기 전까지 기포 형상의 변화가 발생하므로 계면의 힘도 달라진다. 따라서 Lehr et al(2002) 모델이 완벽하다고 볼 수 없다. 또한 위 그래프에서 볼 수 있듯이, mother bubble의 크기가 커지면 똑같은 크기로 daughter bubble이 만들어질 가능성이 높아진다.

이러한 문제점들을 Wang et al(2003)과 Zhao and Ge(2007) 등이 수정하였다. 따라서 Wang et al(2003)과 Zhao and Ge(2007) 모델이 가장 발전된 형태를 나타내고 있다. 그러나 이들 모델 역시 기포에 영향을 줄 수 있는 eddy의 최소 및 최대 크기를 명확하게 규정하고 있지 못하며, 명확한 이상 혹은 다상 난류 이론을 근거하고 있지 않다. 많은 연구에도 불구하고 이상 혹은 다상 난류 분야는 아직도 미개척분야라고 할 수 있겠다.



(2) Coalescence 모델^{[21],[22],[6],[12]}

Coalescence 과정에 대한 이론 중 가장 유명한 이론이 film drainage 이론이다. 이 이론에 따르면 아래 세 단계를 거치면서 기포는 coalescence 된다.

- (a) 두 기포는 충돌하고, 얇은 액상의 막이 기포 사이에 갇히게 된다.
- (b) 기포는 막의 액상을 배출하면서 접촉상태를 유지한다.
- (c) 기포 사이의 액상이 배출되면서 일정 두께 이하로 막이 얇아지면 이 막이 찢어지고 기포는 coalescence 된다.

반면, Howarth(1964)는 두 기포가 충돌하는 에너지에 의해 coalescence가 일어나든 혹은 일어나지 않는다고 믿었다. 두 기포의 접근 속도가 일정한 값 이상이면 기포 사이에 액체 막을 형성하지 않고 그 즉시 coalescence 될 것이라는 가정 하에 에너지 모델을 제안하였다.

Doubliez(1991)과 Duineveld(1994)는 실험에서 두 기포의 접근 속도가 낮을 경우 coalescence가 더욱 잘 일어나는 것을 발견하였다. 이러한 실험을 바탕으로 Lehr et al(2002)은 critical approach velocity 모델을 제안하였다.

위 세 가지 이론들은 (Film drainage model, energy model, critical approach velocity model)은 모두 기포의 상대 속도가 coalescence에 영향을 준다는 것을 전제하고 있다. 이러한 기포의 속도 차이는 난류 유동장에서 아래 5가지 때문에 발생할 수 있다.

- (a) turbulent fluctuation
- (b) velocity gradient
- (c) buoyancy
- (d) eddy-capture
- (e) wake effect

Turbulent fluctuation에 의한 기포의 충돌은 무작위적으로 일어난다. 그리고 속도구배에 의해 속도가 빠른 곳의 기포는 속도가 느린 곳의 기포와 충돌할 수 있다. 또한 크기가 다른 기포는 서로 다른 부력의 영향을 받기 때문에 상승 속도의 차이가 발생하여 충돌할 수 있다. 둘 혹은 그 이상의 기포들이 한 eddy에 사로잡힌다면 이 역시 충돌을 일으킬 수 있으며, 큰 기포가 앞서 상승할 때 뒤따라 상승하는 기포는 앞서 상승한 기포의 wake에 의해 상승속도가 빨라져 충돌할 수 있다.

위 5가지 coalescence를 일으킬 수 있는 원인 중, 기포유동에서 주로 일어날 것으로 예상되는 것은 (a)항의 turbulent fluctuation의 속도차이, (c)항의 부력 크기 차이가 야기 시킨 coalescence이며 추가적으로 (e)항의 wake가 야기 시킨 coalescence가 있다. 이러한 세가지 coalescence를 도시화하면 아래 그림 2.13과 같다.

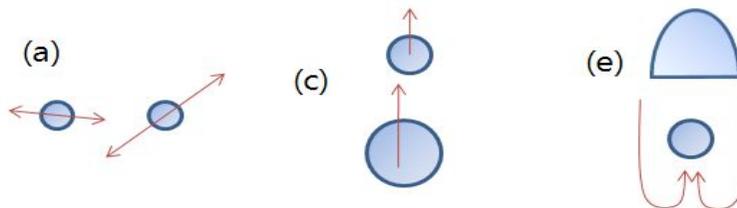


그림 2.14 기포유동의 주요 coalescence:

((a)turbulent fluctuation, (c)buoyancy, (e)wake.)

Coalescence 모델은 크게 물리적 모델과 실험적 모델이 있다. 그러나 실험적 모델은 21세기 들어 자취를 감추었다. 현재 대부분의 coalescence 모델은 물리적 모델들이다. 이 모델들은 coalescence rate($Q(m_i, m_j)$)을 아래와 같이 정의한다.

$$Q(m_i; m_j) = \theta_{ij} \times \eta_{ij} \quad \text{식(2.3.28)}$$

여기서 θ_{ij} , η_{ij} 는 각각 collision frequency와 coalescence efficiency이다.

난류 유동장에 가장 보편적으로 적용되는 coalescence 모델은 Prince and Blanch (1990) 모델^[6]이다. 이 모델은 물리적 모델로서 전술한 바와 같이 collision frequency와 coalescence efficiency의 곱으로 나타내어진다. 주류를 이루는 Film drainage 모델 중에서도 가장 유명한 모델이기도 하다. 이 모델은 난류 요동 성분과 부력의 차이에 의한 충돌을 고려하였다. 식으로 나타내면 아래와 같다.

$$Q(m_i; m_j) = (\theta_{ij}^T + \theta_{ij}^B) \eta_{ij} \quad \text{식(2.3.29)}$$

여기서 coalescence efficiency(η_{ij})는 아래와 같다.

$$\eta_{ij} = e^{-t_{ij}/\tau_{ij}} \quad \text{식(2.3.30)}$$

여기서 t_{ij} 와 τ_{ij} 는 각각 coalescence에 요구되는 시간과 실제 접촉하

는 시간이다. 각각의 정의는 아래와 같다.

$$t_{ij} = \left(\frac{\rho_c r_{ij}^3}{16\sigma} \right)^{1/2} \ln \left(\frac{h_0}{h_f} \right)$$

$$\tau_{ij} = \frac{r_{ij}^{2/3}}{\epsilon_c^{1/3}}$$

여기서 h_0 , h_f , r_{ij} 는 각각 최초의 액체 막의 두께, critical 막 두께, equivalent 반지름이다. Equivalent 반지름의 정의는 아래와 같다.

$$r_{ij} = \left(\frac{1}{2} \left(\frac{1}{r_i} + \frac{1}{r_j} \right) \right)^{-1}$$

이렇게 coalescence efficiency에 film drainage 과정을 전제로 개발된 모델들을 모두 film drainage model로 구분할 수 있겠다.

Prince and Blanch (1990)은 충돌 frequency에 난류 요동성분에 의한 충돌과 부력 차이에 의한 충돌을 고려하였다. 먼저 난류 요동성분에 의한 충돌 frequency term은 아래와 같다.

$$\theta_{ij}^T = F_{CT} S_{ij} (u_{ti}^2 + u_{tj}^2)^{1/2} \quad \text{식(2.3.31)}$$

여기서 F_{CT} 는 calibration factor 이고, collision cross-sectional area(S_{ij})는 아래와 같이 정의할 수 있다.

$$S_{ij} = \frac{\pi}{4}(d_i + d_j)^2$$

그리고 Rotta(1972)는 특정크기 기포의 난류 속도(u_{ti})를 아래 식으로 정의 하였다.

$$u_{ti} = \sqrt{2}\epsilon_c^{1/3}d_i^{1/3}$$

Prince and Blanch (1990) 모델에서 부력의 차이에 의한 충돌 frequency 항은 아래와 같다.

$$\theta_{ij}^B = F_{CB}S_{ij}|U_{rj} - U_{ri}| \quad \text{식(2.3.32)}$$

Clift(1978)에 의하면, 1.3[mm] 이상의 기포의 최종 상승속도는 아래와 같다.

$$U_{ri} = \sqrt{\frac{2.14\sigma}{\rho_c d_i} + 0.505gd_i} \quad \text{식(2.3.33)}$$

F_{CB} 는 calibration factor이다.

Prince and Blanch(1990) 모델에서 coalescence efficiency는 Luo(1993)에 의해 다소 복잡한 형태로 수정보완 되었기도 하였는데, 이는 아래와 같다.^[12]

$$\eta_{ij} = \exp\left(-c \frac{[0.75(1 + \xi_{ij}^2)(1 + \xi_{ij}^3)]^{1/2}}{(\rho_v/\rho_l + 0.5)^{1/2}(1 + \xi_{ij}^3)} We_{ij}^{1/2}\right) \quad \text{식(2.3.34)}$$

여기서 ξ_{ij} 는 coalescence 전후의 기포 크기 비로서 다음과 같다.

$$\xi_{ij} = \frac{d_i}{d_j}$$

또한, 상수 c 에는 0.4를 보통 사용하며, We_{ij} 는 아래와 같다.

$$We_{ij} = \frac{\overline{\rho_l u_{ij}^2} d_i}{\sigma}$$

여기서 $\overline{u_{ij}} = (\overline{u_i^2} + \overline{u_j^2})^{1/2} = (2\epsilon_l d_i)^{1/2} (1 + \xi_{ij}^{-2/3})$ 이다.

물리적 모델 중 가장 특이한 모델은 critical approach velocity 모델이다. 전술한 바와 같이 critical approach velocity 모델의 주요 근거는 실험 사실로서 두 버블의 상대속도 차가 작을수록 coalescence가 더 잘 일어난다는 것이다. 이러한 개념은 기존의 coalescence 모델의 개념과는 상반된다.

Critical velocity 모델의 범주에 속하는 모델은 Lehr(2002) 모델 [22],[23]이 유일하다. 그러나 난류 요동성분과 부력 차이에 의한 충돌효과를 고려하였다는 점은 Prince and Blanch (1990) 모델과 동일하다. 또한 이 모델은 물리적 모델의 일종으로서 collision frequency와 coalescence efficiency의 곱으로 표현된다.

먼저, Lehr model(2002)의 collision frequency는 아래와 같다.

$$\theta_{ij} = \frac{\pi}{4}(d_1 + d_2)^2 \min(u', u_{critical}) \quad \text{식(2.3.35)}$$

여기서 critical velocity는 아래와 같다.

$$u_{critical} = \sqrt{\frac{We_{critical}\sigma}{\rho_l d_{eq}}}$$

$$We_{critical} = 0.06$$

$$d_{eq} = 2\left(\frac{1}{d_1} + \frac{1}{d_2}\right)^{-1}$$

위 식에서 characteristic velocity는 아래와 같다.

$$u' = \max(\sqrt{2}\epsilon^{1/3}\sqrt{d_i^{2/3} + d_j^{2/3}}, |u_{ri} - u_{rj}|)$$

Characteristic velocity 항에서 maximum 함수의 첫 번째 항은 난류 요동성분의 대한 속도를 나타내고, 두 번째 항은 크기가 다른 기포의 상승속도차이를 나타낸 것이다. 부력 차에 의해 속도는 Prince and Blanch 모델과 마찬가지로 Clift(1978)의 terminal rise velocity model(식(2.3.33))을 채택하였다. Characteristic velocity 값은 최종적으로 collision frequency 항의 minimum 함수에 의해 $u_{critical}$ 값에 의해 제한을 받게 된다.

Lehr(2002) 모델에서 coalescence efficiency를 아래와 같다.

$$\eta_{ij} = \exp\left[-\left(\frac{\alpha_{\max}^{1/3}}{\alpha^{1/3}} - 1\right)^2\right] \quad \text{식(2.3.36)}$$

Millies and Mewes(1999)에 의하면 구형의 기포가 변형 없이 한 공간에 밀집할 경우의 기포의 체적율을 Max. packing density(α_{\max})라고 하며 그 값은 0.6이다. 위 coalescence efficiency를 도식화하면 아래 그림 2.14의 그래프와 같다.

또 다른 coalescence 모델의 Wu et al.(1998), Hibiki and Ishii (2000), Wang et al(2005) 모델은 각기 다른 함수의 형태로 coalescence efficiency를 표현하고 있지만, Lehr(2002) 모델의 coalescence efficiency와 동일하게 기상 체적률을 이용하여 표현되어졌다는 공통점을 가진다. 또한 그림 2.14의 그래프와 유사한 형태로서 기상 체적률이 상승할수록 coalescence efficiency가 증가한다.

Coalescence efficiency가 이러한 패턴을 가지는 것은 기포가 움직일 수 있는 자유공간의 크기 때문이다.^[21] 기상의 체적률이 증가하였다는 의미는 기포가 밀집하게 되었다는 것이고, 기포가 밀집하게 되면 기포가 움직일 수 있는 자유공간이 줄어들게 되어 coalescence efficiency가 높아지게 된다.

이러한 점들이 고려되어 대다수의 coalescence 모델의 efficiency에는 vapour volume fraction이 반영되고 있으면 vapour volume fraction이 상승할수록 coalescence efficiency는 증가하는 형태를 가진다.

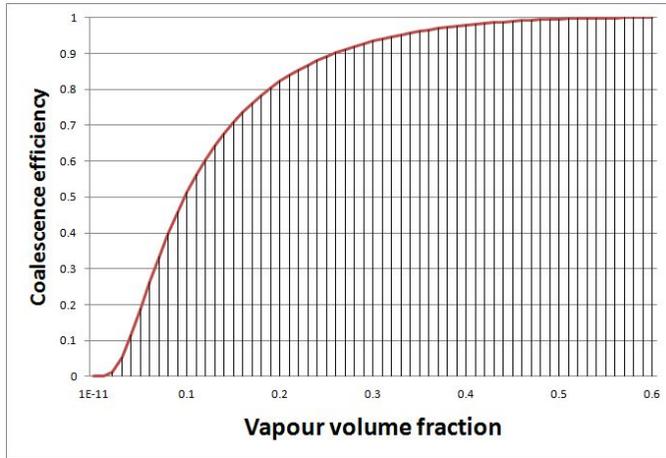


그림 2.15 Lehr 모델의 coalescence efficiency

최종적으로 Lehr (2002) 모델을 정리하면, 다음과 같다.

$$Q(m_i, m_j) = \frac{\pi}{4} (d_1 + d_2)^2 \min(u', u_{critical}) \exp\left[-\left(\frac{\alpha_{max}^{1/3}}{\alpha^{1/3}} - 1\right)^2\right] \quad \text{식(2.3.37)}$$

Wang(2005)^[24]은 저 기공율의 실험 data을 근거하여 부력에 의한 coalescence efficiency가 거의 일정함을 밝히고, Prince and Blanch 모델에서 부력 차이에 의한 coalescence rate를 분리해 내기도 하였다. Wang이 정의한 부력 차이 때문에 발생하는 coalescence rate는 아래와 같다.

$$Q(m_i, m_j) = \frac{\pi}{4} (d_1 + d_2)^2 |u_{r1} - u_{r2}| \times 0.5 \quad \text{식(2.3.38)}$$

여기서, 부력 차에 의해 발생하는 terminal rise velocity의 속도차이는

Prince and Blanch model과 마찬가지로 Clift(1978) model을 채택하고 있다.

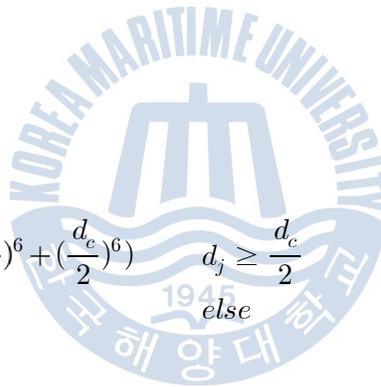
이 밖에 공기-물 유동에서 10[mm] 이하의 기포에서 고려될 수 있는 coalescence는 Wake에 의한 것이며, Hibiki and Ishii(2000)^[1]에 의해 아래와 같이 수식화 되었다. Hibiki and Ishii (2000) 모델은 아래와 같다.

$$Q(m_i, m_j) = 15.4\Theta \overline{d_i^2 u_{slip,i}} \times \exp \left[-0.46 \sqrt[6]{\frac{\rho_l^3 \epsilon^2}{\sigma^3} \left(\frac{d_i d_j}{d_i + d_j} \right)^5} \right] \quad \text{식(2.3.39)}$$

$$\overline{u_{slip,i}} = 0.71 \sqrt{g d_i}$$

$$\Theta = \begin{cases} (d_j - \frac{d_c}{2})^6 / ((d_j - \frac{d_c}{2})^6 + (\frac{d_c}{2})^6) & d_j \geq \frac{d_c}{2} \\ 0 & \text{else} \end{cases}$$

$$d_c = 4 \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)}}$$



2.4 해석 및 결과

해석에 이용한 상용코드는 CFX.12.1이다. CFX.12.1은 과냉각비등유동을 해석하기 위해 default로 제공하는 two-fluid 모델들을 보유하고 있다. 이러한 모델들은 본론에서 서술한 고전적인 비등 모델과 같은 개념이며, 다수의 하위 모델로 구성되어 있다. CFX.12.1에서 default로 제공하는 하위 모델을 이용한 결과를 본 장에 첨부한다.

또한, 전열면을 따라 미끄러지는 기포를 고려한 개선 비등모델, IAC 변화를 고려할 수 있는 population balance 모델, 그리고 CFX.12.1이 제공하지 못하는 상간난류 모델을 UDF를 이용하여 CFX.12.1에 코딩하고, 그 계산 결과를 실험값과 비교한다.

이를 위해, Benchmark 유동장이 필요하였으며 benchmark 유동장으로서 선택한 실험은 Korean Atomic Research Institute(KAERI)의 과냉각 비등 실험^[25]이다.



2.4.1 벤치마크 실험

KAERI의 과냉각실험 장비는 그림 2.16과 같이 수직 이중관 구조이다. 안쪽 파이프는 열유속이 가해지는 전열면이며 재질은 Inconel625이다. 총 높이는 1.67[m]이며 전열면의 외부직경은 19[mm]이다. 외부 파이프의 내부직경은 37.5[mm]이고 단열처리 되었다. 하부로부터 물이 채널로 유입되고, 전열면의 시작점으로부터 하류로 1.610 [m]에 vapour volume fraction을 측정할 수 있다. 높이 1.610[m]의 액체 속도와 기체 속도를 상관식을 이용하여 구할 수 있다.

Benchmark 유동장의 조건은 아래 표와 같다.

표 2.4.1 KAERI experiments (Lee et al., 2002)
- working fluid water-

Case No.	$P_{inlet} (MPa)$	$q_w (kW/m^2)$	$G (kg/m^2s)$	$T_{inlet} (^\circ C)$
1	0.115	169.76	478.14	83.9
2	0.121	232.59	718.16	84
3	0.130	114.78	476.96	95.6
4	0.125	139.08	715.17	93.9

유입 액체의 과냉도를 기준으로, Case.1과 Case.2는 고과냉도를 대표하고 Case.3과 Case.4는 저과냉도를 대표하는 실험이다. 그리고 유입 액체의 질량유량에 따라 Case.1과 Case.3은 저유량을 대표하고 Case.3과 Case.4는 고유량을 대표하는 실험이다.

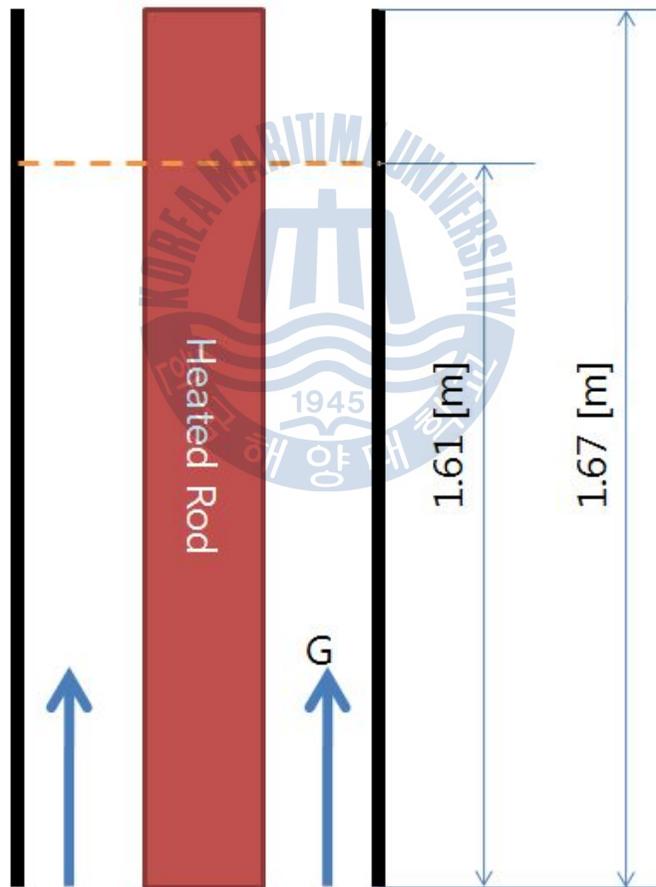


그림 2.16 KAERI 과냉각비등 실험장치의 계략도

2.4.2 격자생성

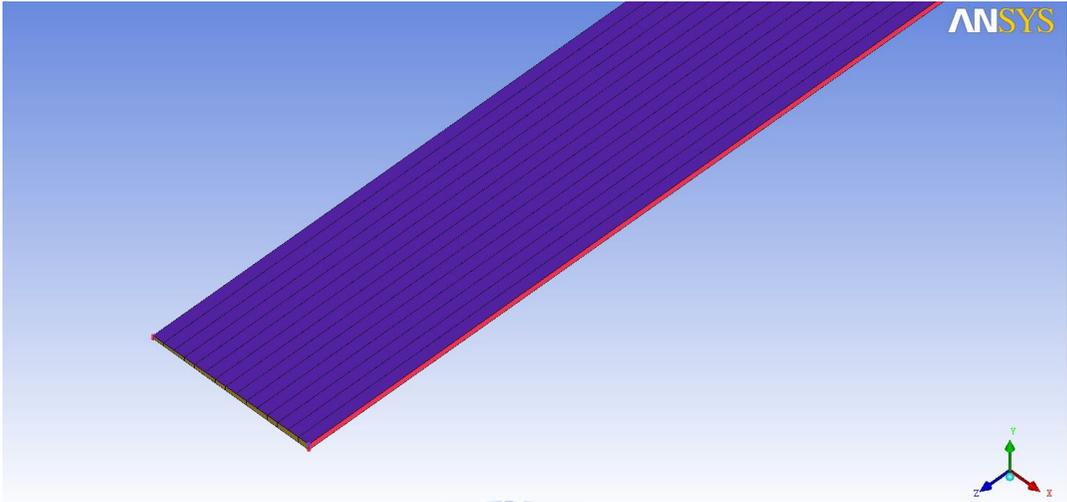


그림 2.17 격자생성

전술한 치수에 따라 이중관 구조의 채널을 구성하였다. 단, 원주방향으로 대칭적인 결과가 예상되므로 그림과 같이, 원주방향으로 3[degree]만 구성하여 원주방향의 양면을 대칭 처리하였다.

15(Radial) × 40(Axial) × 1(circumference), 20(Radial) × 40(Axial) × 1(circumference)의 Hexa. mesh를 준비하여 mesh 의존성을 점검하였다. 20(Radial) × 40(Axial) × 1(circumference)의 Hexa. mesh의 결과가 15(Radial) × 40(Axial) × 1(circumference)의 Hexa. mesh의 결과와 차이점이 없었으므로, 15(Radial) × 40(Axial) × 1(circumference)의 Hexa. mesh를 이용하여 계산을 수행하였다.

2.4.3 기존 모델의 설정

과냉각 비등 유동의 해석을 위해 CFX.12.1이 보유하고 있는 하위 모델 중 Default 모델의 성능을 검증하기 위해 시뮬레이션에 사용한 모델을 정리하면 아래 표 2.4.2~2.4.4과 같다. 이러한 설정은 본론에서 서술한 고전적 비등모델의 접근법과 동일하다.

표 2.4.2는 기존 모델의 Main Setup 이며, 표 2.4.3는 기존비등모델의 설정이다. 그리고 표 2.4.4는 기타 상간 모델의 설정이다.

표 2.4.2 Main Setup(기존모델)

Fluid	Physical Effect	Model(Parameter/Info)
Vapour	Buoyancy	Density Difference
	Heat transfer	Iso-Thermal (Saturation Temp.)
	Turbulence	Zero-Equation
	Bubble Sauter Mean Diameter model	Anglart
Liquid	Buoyancy	Density Difference
	Heat Transfer	Thermal Energy
	Turbulence	SST

표 2.4.3 기존비등모델 설정

	Physical Effect	Model(Parameter/Info)
Default Wall Boiling Model (Kurul and Podwski)	Wall Nucleation Site Density	Lemmert and Chwala (m: 210, p=1.805)
	Bubble Departure Diameter	Tolubinsky and Kostanchuk
	Bubble Detachment Frequency	Cole
	Bubble Waiting Time	$t_w = 0.8/f$
	Area Influence Factor, A_q	$\min(K \frac{\pi d_{bw}^2}{4} N_w, 1)$ K: 2

표 2.4.4 기타 상간 모델 설정

Fluid	Physical Effect	Model(Parameter/Info)	
Inter-Phase (Vapour Liquid)	Wall Boiling Model	Kurul and Podwski(1990)	
	Heat Transfer	Two Resistance	Vapour: Zero Resistance
			Liquid: Ranz Marshall
	Momentum Transfer	Drag	Ishii Zuber
		Lift	Tomiya
		Turbulent Dispersion Force	Favre Averaged Drag model (Coefficient: 1.0)
		Virtual Mass	Coefficient: 0.5
		Wall Lubrication	Antal Coefficient: -0.01, 0.05)
	Enhanced Turbulence Production Model	Sato Enhanced Eddy Viscosity	

2.4.4 개선 모델의 설정

기포의 sliding 현상을 고려한 개선 비등모델을 UDF를 이용하여 CFX.12.1에 코딩하였다. 또한, Sauter mean diameter 모델로는 IAC의 변화를 고려하기 위해 MUSIG model을 사용하였으며, 최근 개발되었으며 현실성 높은 coalescence, breakup 모델을 코딩하였다.

우선, 각 상별 주요 setup은 아래 표와 같다.

표 2.4.5 Main Setup(개선모델)

Fluid	Physical Effect	Model(Parameter/Info)
Vapour	Buoyancy	Density Difference
	Heat transfer	Iso-Thermal (Saturation Temp.)
	Turbulence	Zero-Equation
	Bubble Sauter Mean Diameter model	MUSIG model (표 2.4.6 참조)
Liquid	Buoyancy	Density Difference
	Heat Transfer	Thermal Energy
	Turbulence	SST (Liao and Krepper)

단상 유동에서 신뢰성이 입증된 바 있는 SST 모델을 liquid phase에 사용하였다. 그리고 전술한 바와 같이 상간난류모델에는 Liao and Krepper(2010) 모델을 코딩하였다.

Sauter mean diameter 모델에 적용한 MUSIG model에서 d_{max} 는 채널의 gap이 9.25[mm]임을 감안하여, 여유있게 9.5[mm]로 setup 하였다. 그리고 Equal diameter discretization 방법을 이용하여 15 그룹과

10그룹으로 나누어 계산결과를 비교하였다. Case no.1의 계산결과에서 15개 그룹으로 세분화한 결과와 10개 그룹으로 세분화한 결과가 대동소이하하여, computer의 부하를 최소로 하기 위해 10 그룹으로 고정한 채로 모든 case를 계산하였다.

이때 사용한 coalescence, breakup 모델은 표 2.4.6과 같다.

표 2.4.6 MUSIG 모델 설정

Bubble Sauter mean diameter model	MUSIG model (0~9.5[mm], 10group)
Coalescence model	Luo + Wang+ Ishii model
Breakup model	Lehr breakup model

두 기포의 turbulent fluctuation 속도 차에 의한 coalescence와 다른 크기의 기포에 작용한 부력의 차로 인해 발생한 상승속도의 차에 의한 coalescence, 그리고 앞서 상승하는 큰 기포가 만들 수 있는 wake에 의한 coalescence를 고려하였다.

먼저 turbulent fluctuation 속도 차에 의한 coalescence 모델은 film drainage 모델의 근간이 되었던 Prince and Blanch 모델에서 coalescence efficiency를 개선한 Luo model을 코딩하였다. 이때 다른 크기의 기포에 작용하는 부력의 차로 인해 발생한 상승속도의 차에 의한 coalescence는 Wang 모델로 대체하고, 이를 코딩하고 해석에 사용 하였다. 추가적으로 10[mm] 이하의 기포 크기에서 고려할 수 있는 wake에 의한 coalescence 모델에는 Ishii model을 코딩하였다.

Breakup 모델에는 표면장력 제약조건을 고려한 모델로서 Lehr 모델을 코딩하였다.

전열면을 따라 sliding하는 기포를 고려한 개선 비등모델은 다음 표와 같이 setup 하였다.

표 2.4.7 개선 비등 모델의 설정

	Physical Effect	Model(Parameter/Info)
Improved Wall boiling model (Bubble sliding effect)	Wall Nucleation Site Density	Lemmert and Chwala model (m: 185, p=1.805)
	Nucleation Site Density	Yeoh model
	Reduction Factor	
	Bubble Departure Diameter	Unal model
	Bubble Lift-off Diameter	Force balance model (Bae's approach)
	Bubble Detachment Frequency	$\frac{1}{t_g + t_w}$
	Bubble Waiting Time	Yeoh model (bubble contact angle: 45[degree])
	Bubble Sliding Distance	Bae model
	Area Influence Factor, A_q	$R_f [N_a (K \frac{\pi D_d^2}{4}) t_w f + N_a (\frac{\pi D_d^2}{4}) (1 - t_w f) + N_a l_s K D t_w f + N_a f t_{sl} (\frac{\pi D^2}{4}) (1 - t_w f)]$ (K: 1.8)

아래 표에서 보는 바와 같이, 기타 상간 소스항에 반영될 수 있는 모든 변수들은 default 모델을 사용한 계산과 동일하게 setup 하였다. 이를 통해서 개선 비등모델, MUSIG 모델, 상간 난류모델의 정확성과 효용성만을 평가할 수 있을 것이다.

표 2.4.8 기타 상간모델 설정

Fluid	Physical Effect	Model(Parameter/Info)	
Inter-Phase (Vapour Liquid)	Wall Boiling Model	Improved wall boiling model	
	Heat Transfer	Two Resistance	Vapour: Zero Resistance
			Liquid: Ranz Marshall
	Momentum Transfer	Drag Lift	Ishii Zuber
			Tomiyama
		Turbulent Dispersion Force	Favre Averaged Drag model (Coefficient: 1.0)
			Virtual Mass Coefficient: 0.5
		Wall Lubrication	Antal Coefficient: -0.01, 0.05)
Enhanced Turbulence Production Model	Sato Enhanced Eddy Viscosity		

2.4.5 해석결과와 분석

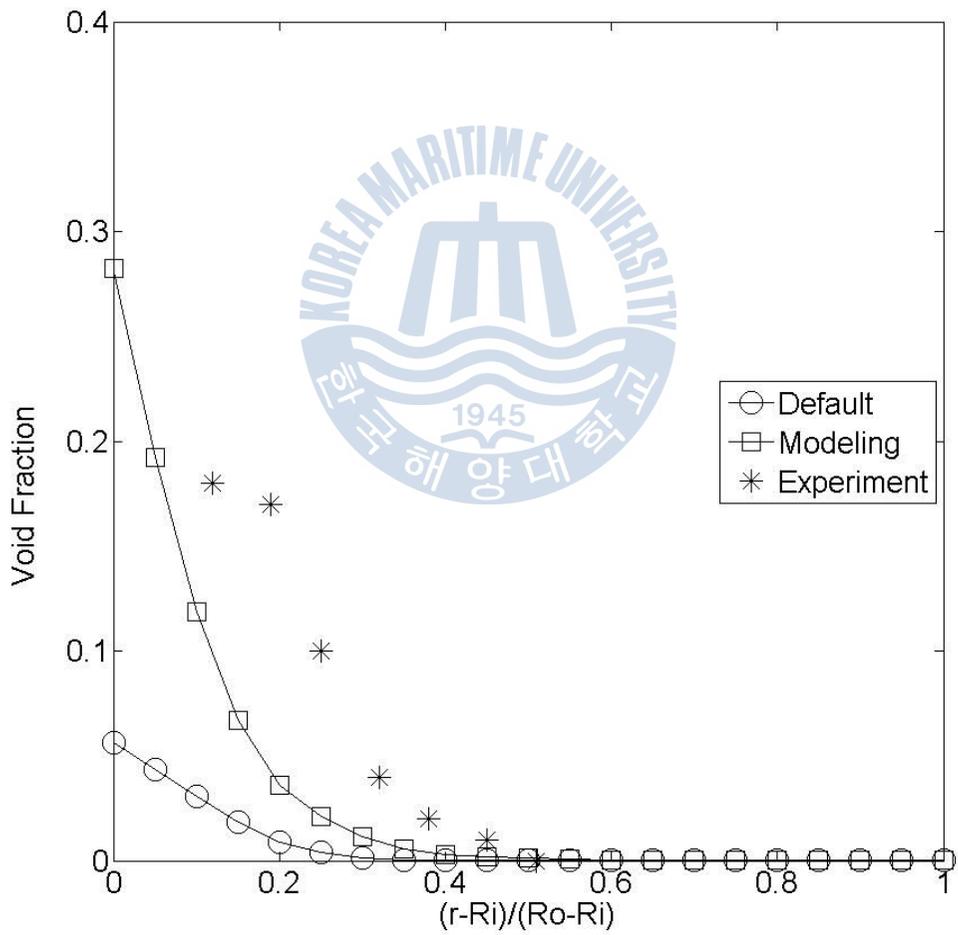


그림 2.18 Case.1의 vapour volume fraction

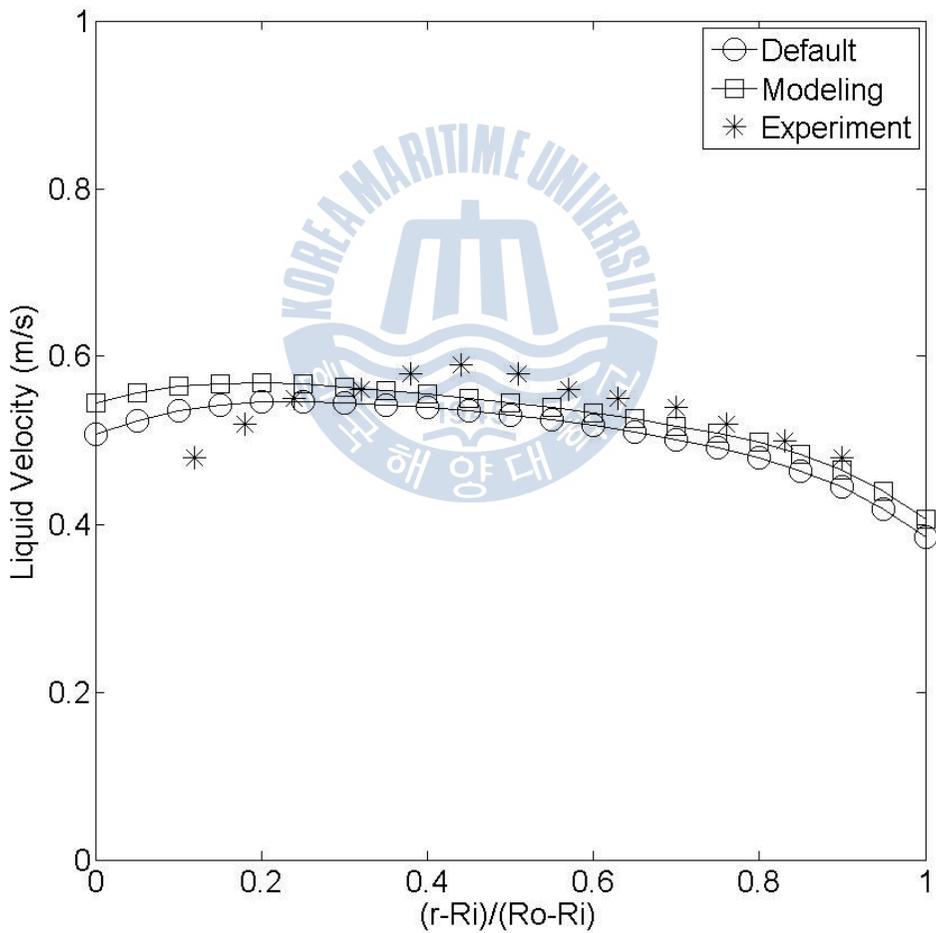


그림 2.19 Case.1의 liquid velocity

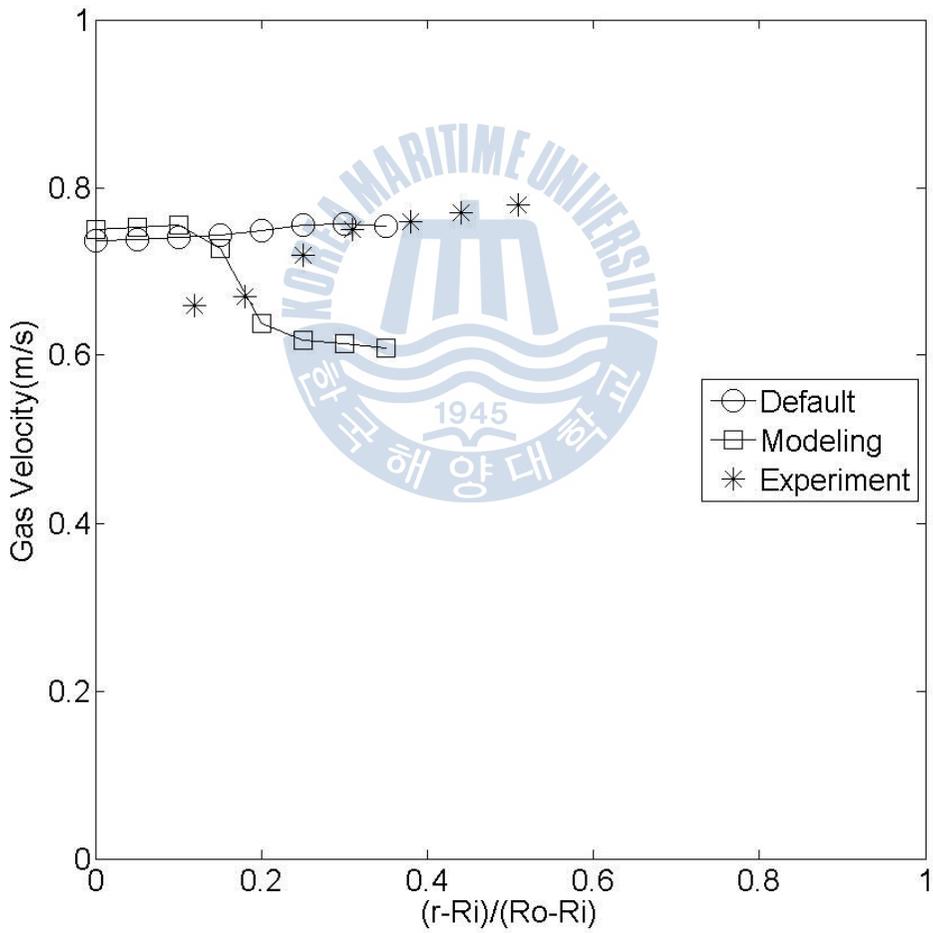


그림 2.20 Case.1의 gas velocity

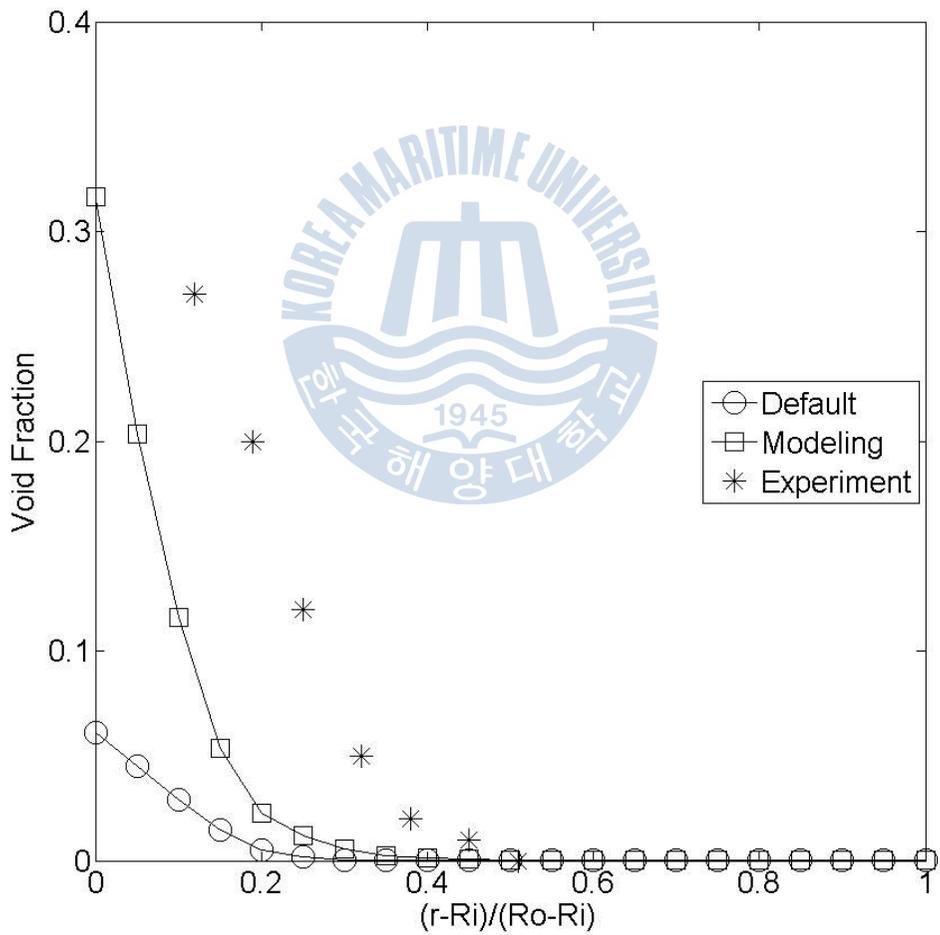


그림 2.21 Case.2의 vapour volume fraction

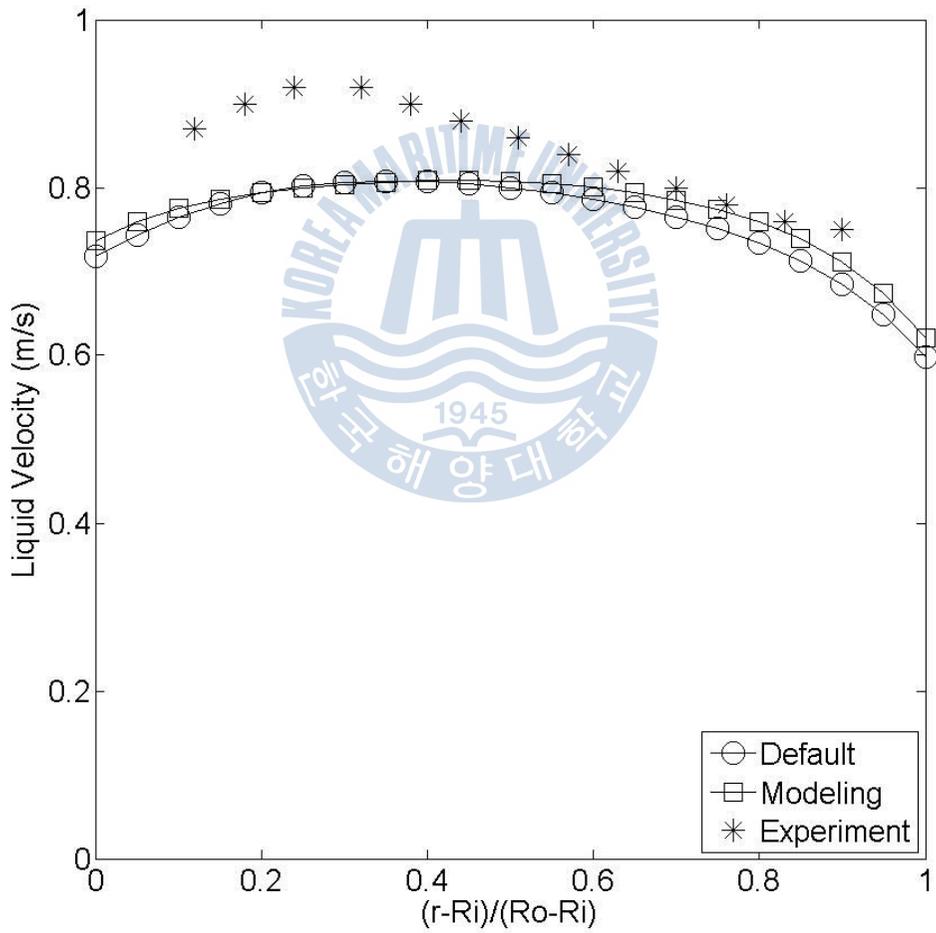


그림 2.22 Case.2의 liquid velocity

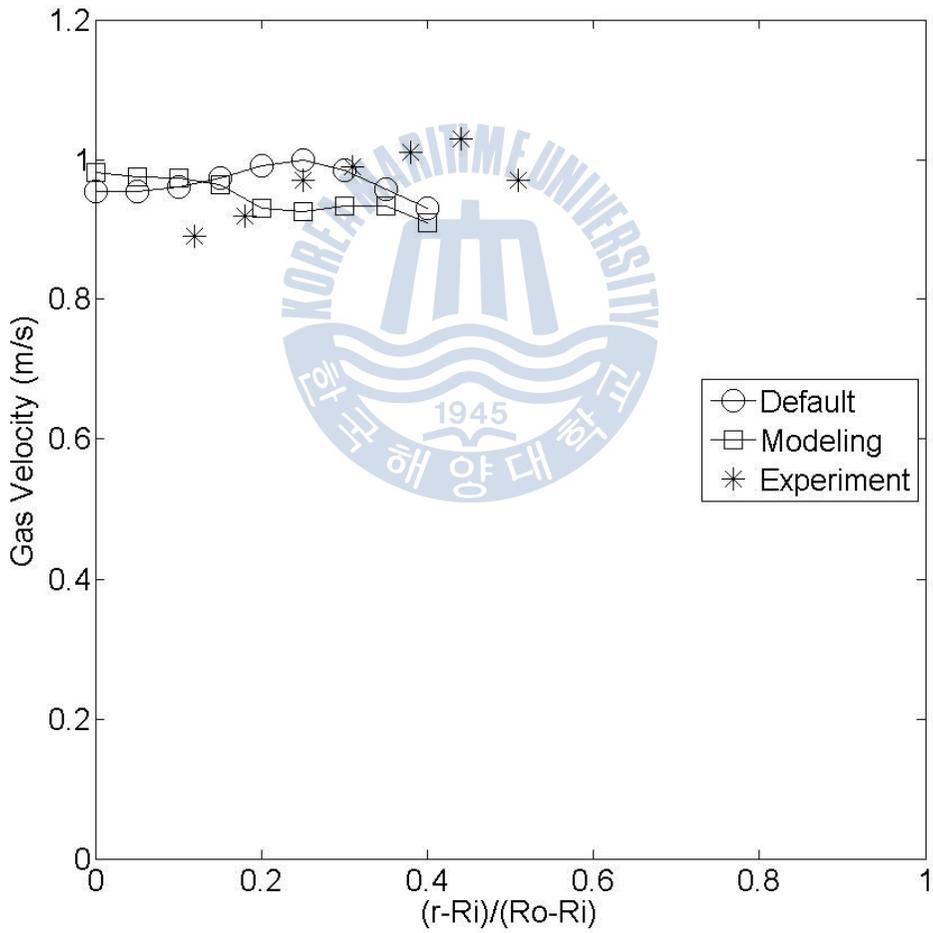


그림 2.23 Case.2의 gas velocity

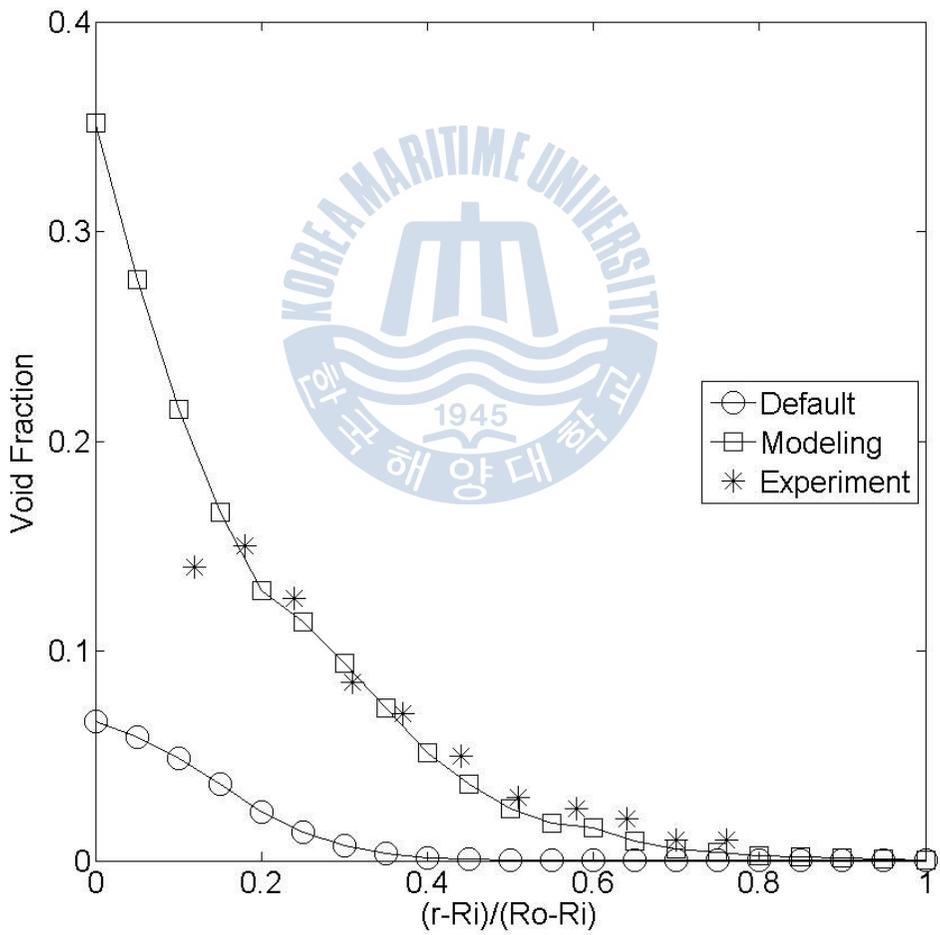


그림 2.24 Case.3의 vapour volume fraction

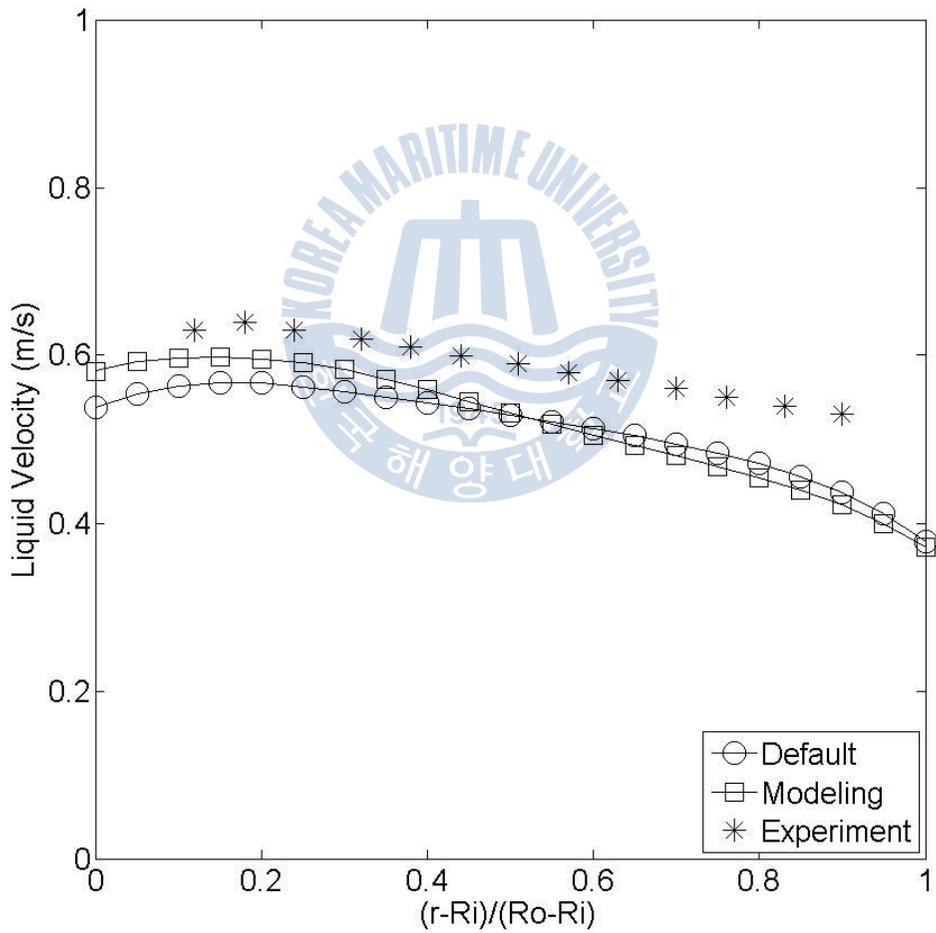


그림 2.25 Case.3의 liquid velocity

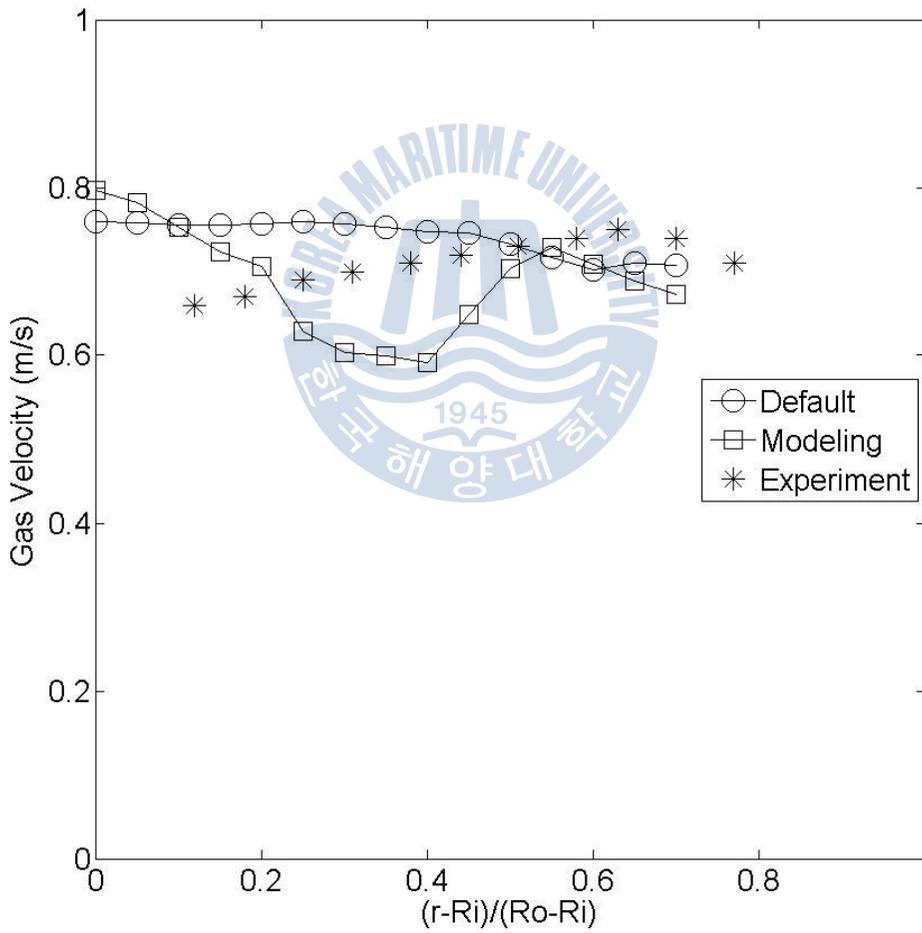


그림 2.26 Case.3의 gas velocity

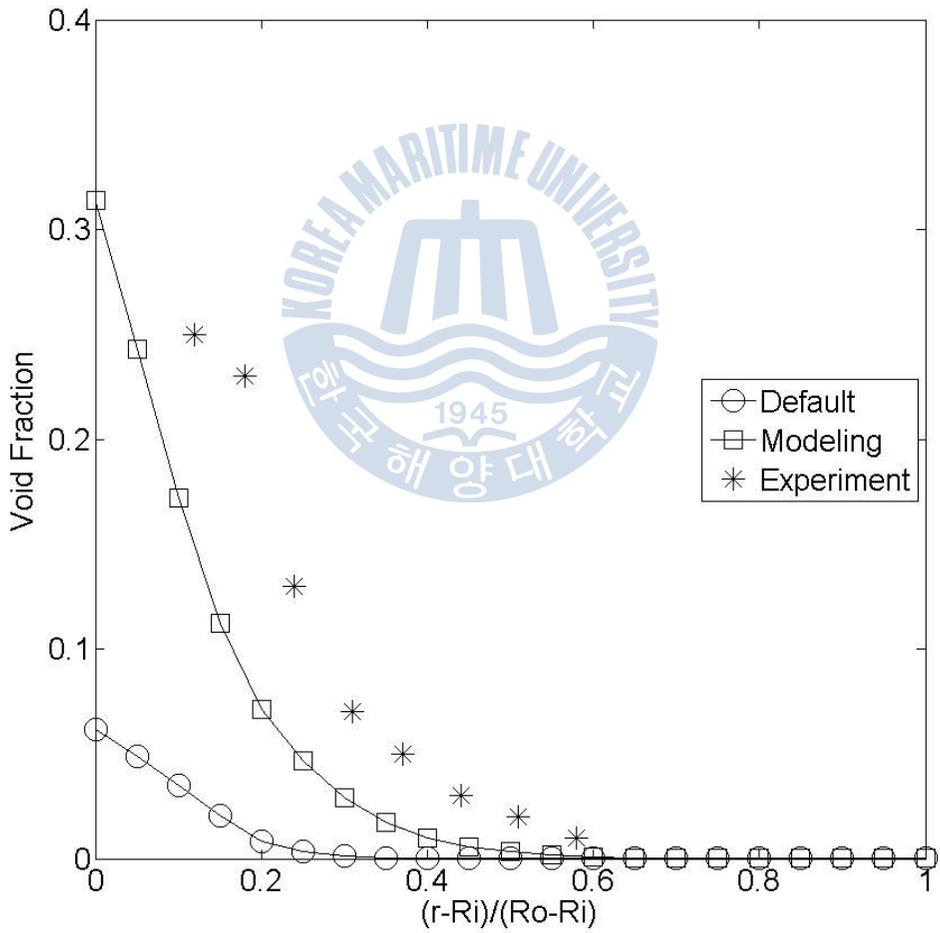


그림 2.27 Case.4의 vapour volume fraction

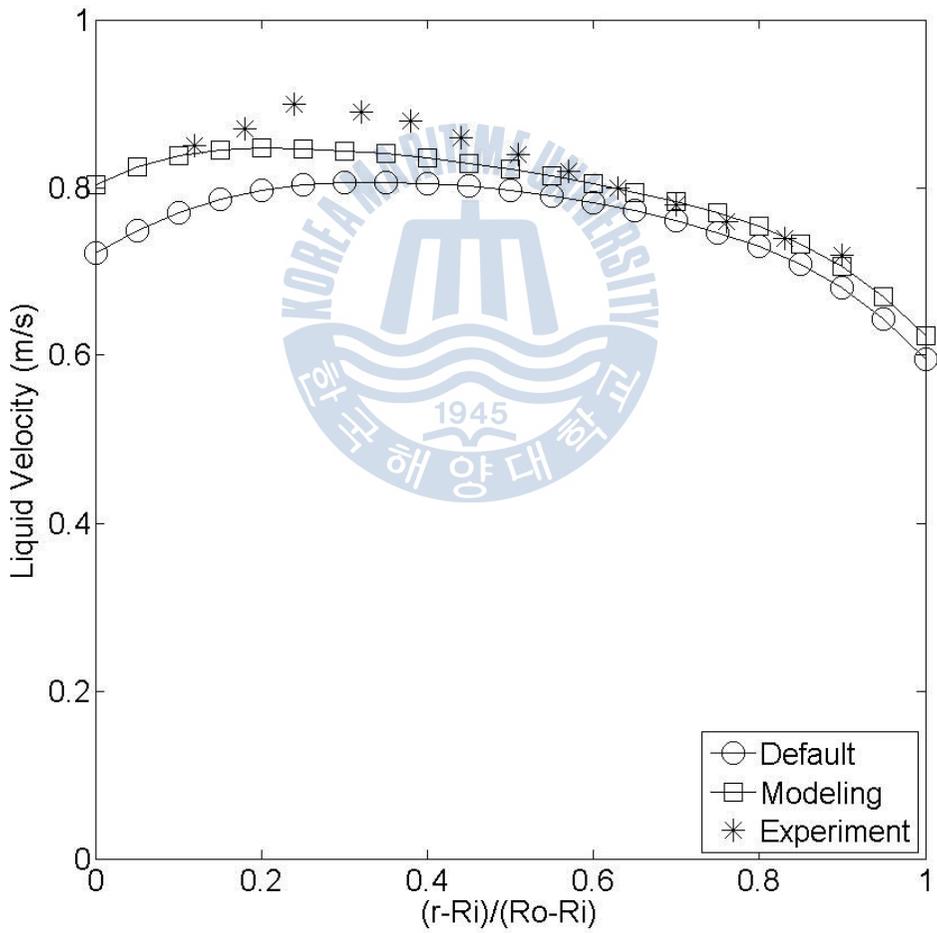


그림 2.28 Case.4의 liquid velocity

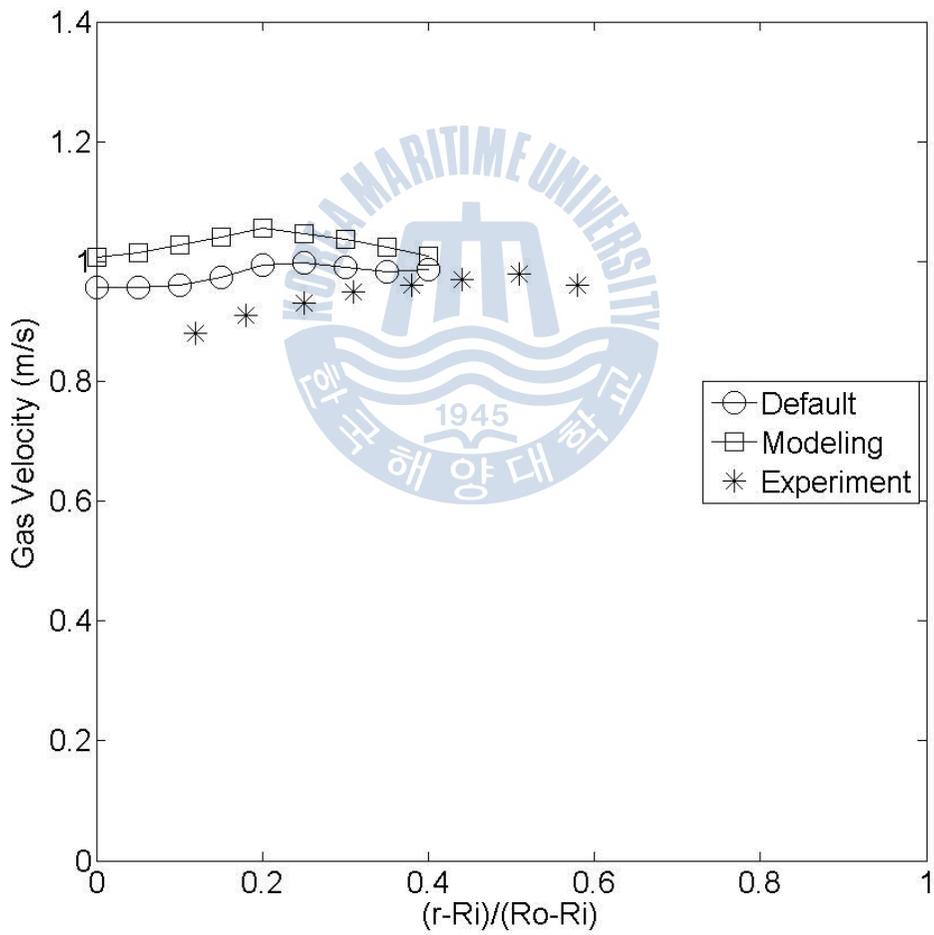


그림 2.29 Case.4 gas velocity

그림 2.18~29에서 그래프의 x축의 0은 전열면이고 1은 단열면에 해당한다. 또한 실험값과 CFX.12.1의 default 모델을 이용한 해석결과 및 개선모델들을 CFX.12.1에 코딩할 결과를 나타내었다.

CFX.12.1의 default 모델을 이용한 해석결과와 개선모델을 CFX.12.1에 코딩한 결과의 액상속도와 기상속도는 그다지 큰 차이를 보이고 있지 않다. 상대적으로 기상 속도를 보면 실험값과 default 모델을 이용한 해석결과가 선형적인 특징을 나타내지만, 개선모델을 코딩한 결과는 선형적이지 않다.

하지만, KAERI 실험의 vapour velocity는 상관식을 이용하여 구했다는 점을 유념하여야 한다. Default 모델은 온도만의 함수로서 IAC의 변화를 고려하지 못했기 때문에 vapour velocity가 선형적으로 계산된 것이고, IAC의 변화를 고려한 개선모델은 다양한 기포가 유동장에서 다양한 밀집도를 가질 수 있으므로 vapour velocity가 다소 선형적이지 못한 것이다.

저압비등실험에서 재현성이 확보되고 기포의 속도를 정확하게 예측할 수 있는 레이저 도플러 속도계와 같은 첨단 장비가 사용되었다면 상관식을 사용한 결과와 다소 달라질 것으로 예상되므로 vapour velocity에 대한 분석은 본 논문에서 제외한다.

이와 달리 vapour volume fraction의 경우, 기포의 sliding을 고려한 개선 비등모델과 MUSIG 모델, 상간난류모델을 코딩한 계산결과가 CFX에서 default로 제공하는 모델들에 비해 실험값에 근접한 것을 알 수 있다.

특히, 이러한 개선 모델은 Case.3과 같이 저유량, 저과냉도를 대표하는 유동장에 적합한 것으로 보인다. Case.3이 가장 비등이 활발하게 발생할

수 있는 유동조건이다. 즉, 개선 모델일지라도 유동조건에 다소 종속되는 경향을 보이며, 비등이 가장 활발하다고 할 수 있는 유동조건을 비교적 정확하게 예측한다.

Case.1, Case.2, Case.4에서 vapour volume fraction이 유동장의 중심으로 발달하지 못하고 있는 양상을 보이고 있다. 이것은 lateral force를 관장하는 힘 중 가장 큰 힘으로 알려져 있는 상간 lift force 모델의 오차로 판단 할 수 있을 것이다.

상간 Lift force 모델로 Tomiyama 모델을 사용하였으며, 이 모델의 주요 변수가 기포의 Sauter mean diameter임을 볼 때, 사용한 coalescence & breakup 모델에서 일정 오차가 발생한 것으로 보인다.

그러나 현재 breakup & coalescence 현상은 난류의 불확실성 그리고 다상 유동 난류 이론의 부재 등으로 인해 추가적인 많은 연구가 필요한 분야이며, 재현성이 부족한 비등실험에서 기포의 Sauter mean diameter의 실험값을 도출하는 일은 아주 어려운 일이다.

또한, vapour volume fraction의 실험값은 전열면에서 다소 떨어진 곳에서 최고값이 나타난다. 그러나 계산결과에서는 바로 벽면에서 vapour volume fraction의 최고값을 예측하고 있다. 이러한 오차는 wall lubrication force 모델의 오차 때문인 것으로 보인다.

Antal(1991)은 상간 wall lubrication force 모델의 실험상수로 -0.01, 0.05를 사용한 반면, Krepper(2005)는 실험 상수 -0.0064, 0.016을 사용하였다. 이와 같이 실험상수에 wall lubrication force model은 의존적이다.

상간 wall lubrication force 모델이 실험상수를 가지고 있듯이, nucleation site density 모델, 기포의 departure 직경 모델, growth

time 모델, waiting time 모델 등 많은 모델들이 실험상수를 갖고 있다. 이러한 실험적 모델들은 제한적인 유동조건에 근거한 실험 data를 반영한 것이다. 따라서 광범위한 유동조건에서 이러한 모델들의 획일적인 정확성을 요구할 수는 없다.

또한, 실제 이상유동의 복잡한 거동과 흡사하게 two-fluid 모델은 복잡하게 서로 상호관계한다. 예를 들어 이상유동장 내 존재하는 기포 크기와 기포의 수가 결정되면, 이에 따라 상간 계면의 크기가 결정되고, 이를 통해 mass, momentum, heat transfer가 발생하고, 이러한 결과들은 다시 유동장 내에 기포의 크기와 수를 좌우하게 된다.

이렇게 문제들이 본 계산 결과의 오차의 원인을 명확하게 분석할 수 없게 만드는 요인이다. 따라서 본 simulation의 정확성을 높이기 위해서는 많은 연구가 필요할 것으로 보인다.

또한, benchmark 실험 data가 vapour volume fraction 외에 많은 변수들을 실험적으로 검증할 수 있다면 CFD 예측도 크게 높일 수 있을 것이다. 즉, 실제 유동장내의 액속도, 기속도 그 외에도 기포의 Sauter mean 직경, 액상온도, 전열면의 과열도와 같은 보다 상세하고 추가적인 정보를 제공하여야만 본 계산의 정확성을 크게 높일 수 있을 것이다.

3. 결론

본 연구의 목적은 과냉각비등현상을 보다 정확하게 예측하기 위해, CFX.12.1이 제공하고 있는 기존의 two-fluid 모델을 UDF(user definition function)을 이용하여 개선하고 그 영향을 실험결과와 비교하여 검증하는 것이다.

본 연구에서는 UDF를 이용하여 기존의 코드를 다음과 같이 개선하였다.

(1) 기포의 lift-off 직경은 force balance 모델을 이용하여 sliding 현상을 고려한 비등모델로 개선하였다.

(2) PBE의 breakup 모델을 표면장력 제약조건을 고려하여 daughter size distribution의 형태가 M-shape인 Lehr 모델로 개선하였다.

(3) PBE의 coalescence 모델을 난류요동성분의 차의 영향을 고려한 Luo 모델, 부력 차의 영향을 고려한 Wang 모델, 그리고 앞서 상승한 큰 기포에 의한 후류의 영향을 고려한 Ishii 모델로 개선하였다.

(4) CFX.12.1에서 제공하지 있지 않은 상간 난류모델로서 Krepper 모델을 코딩하여 상용코드를 개선하였다.

위와 같이 개선한 코드를 이용하여 simulation을 하였고, 그 계산결과와 실험값 및 CFX.12.1의 default 모델의 계산결과를 비교하여 다음과 같은 결론을 얻을 수 있었다.

(1) 본 연구에서 코딩한 개선 모델의 계산결과가 저유량 고과냉도, 고유량 고과냉도, 저유량 저과냉도, 고유량 저과냉도의 모든 유동조건에서 CFX.12.1의 default 모델을 이용한 계산결과보다 실험값에 보다 근접하

였다.

(2) 저유량 저과냉도의 유동조건에서 코딩한 개선 모델의 계산결과는 실험값과 거의 일치하므로, 본 연구에서 코딩한 개선 모델은 저유량 저과냉도의 유동조건에 가장 적합하다.

그러나, 기포유동 뿐만 아니라 천이난류유동과 슬러그 유동과 같이 광범위한 유동과 다양한 유동조건에 적용 가능하며, 보다 정확성과 현실성이 높은 비등모델 및 기포의 breakup & coalescence 모델의 개발은 많은 연구가 필요할 것으로 보인다. 여기서, 보다 정확하고 현실성 높은 기포의 breakup & coalescence 모델의 개발을 위하여 이상난류유동의 이론 확립이 필수적인 것으로 보인다.



참고문헌

- [1] Takashi Hibiki, Mamoru Ishii, 「Two-group interfacial area transport equations at bubbly to slug flow transition」, Nuclear Engineering and Design, 202, 2000
- [2] Ishii, M., Kim, S., Kelly, J., 「Development of interfacial area transport equation」, Nuclear Engineering and Technology, 37, 2005
- [3] Eckhard Krepper, Roland Rzehak, 「CFD for subcooled flow boiling: Simulation of DEBORA experiments」, Nuclear Engineering and Design, xxx, 2011
- [4] Yao, W., Morel, C., 「Volumetric interfacial area prediction in upward bubbly two-phase flow」, International Journal of Heat and Mass Transport, 47, 2004
- [5] Kocamustafaogullari, G., Ishii, M., 「Interfacial area and nucleate site density in boiling systems」, International Journal of Heat and Mass Transport, 26, 1983
- [6] ANSYS CFX-Solver Theory Guide
- [7] Lee, T., Park, 「Local flow characteristics of subcooled boiling flow of water in a vertical annulus」, International Journal of Multiphase Flow, 28, 2002
- [8] Tu, J. Y., Yeoh, 「On population balance approach for subcooled boiling flow prediction」, Journal of Heat transfer, 127, 2005
- [9] G.H. Yeoh, J.Y.Tu, 「Fundamental consideration of wall heat partition of vertical subcooled boiling flows」, International Journal of Heat and Mass Transfer, 51, 2008
- [10] Rong Situ, Takashi Hibiki, 「Bubble lift-off in forced convective subcooled boiling flow」, International Journal of Heat and Mass Transfer, 48, 2005

- [11] Byoung-Uhn Bae, Byong-Jo Yun, 「Analysis of subcooled boiling flow with on-group interfacial area transport equation and bubble lift-off model」, Nuclear Engineering and Design, 240, 2010
- [12] G.H. Yeoh, J.Y. Tu, 「Computational techniques for multi-phase flows」, Elsevier Ltd.
- [13] G. Bozzano, M. Dente, 「Shape and terminal velocity single bubble motion: a novel approach」, Computers and Chemical Engineering, 25, 2001
- [14] M.Simonnet, C.Gentric, 「Experimental determination of the drag coefficient in a swam of bubbles」, Chemical Engineering Science, 62, 2007
- [15] H.C. Unal, 「Maximum bubble diameter, Maximum bubble-growth time and bubble-growth rate during the subcooled nucleate flow boiling of water up to 17.7 MN/m²」, Int. J. Heat and Mass transfer, 19, 1976
- [16] Morel, C., Mumouni, S., 「R113 boiling bubbly flow in an annular geometry simulated with the NEPTUNE code」 In: Proceedings NURETH-11, Avignon, France, Paper 248, 2005
- [17] Nilanj Gopinath R. Warriar, 「Wall heat flux partitioning during subcooled flow boiling: Part-1 model development」, Journal of heat transfer, 127, 2005
- [18] S. Maity, 「Effect of velocity and gravity on bubble dynamics」, MS Thesis, University of California, Los Angeles, 2000
- [19] Tiefeng Wang, Jinfu Wang, 「A novel theoretical breakup kernel function for bubbles/droplets in a turbulent flow」, Chemical Engineering Science, 58, 2003
- [20] Yixiang Liao, Dirk Lucas, 「A literature review of theoretical models for drop and bubble breakup in turbulent dispersion

- s」, Chemical Engineering Science, 64, 2009
- [21] Yixiang Liao, Dirk Lucas, 「A literature review on mechanisms and models for the coalescence process of fluid particles」, Chemical Engineering Science, 65, 2010
- [22] F.Lehr, M.Millies, 「Bubble-size distributions and flow fields in bubble columns」, AIChE Journal, 48, 2002
- [23] F.Lehr, D. Mewes, 「A transport equation for the interfacial area density applied to bubble columns」, Chemical Engineering Science, 56, 2001
- [24] Tiefeng Wang, Jinfu Wang, 「Theoretical prediction of flow regime transition in bubble columns by the population balance model」, Chemical Engineering Science, 60, 2005
- [25] T.H.Lee, G.C.Park, 「Local flow characteristics of subcooled boiling flow of water in a vertical concentric annulus」, International Journal of Multiphase Flow, 28, 2002

