

## 핵비등에서의 기포거동에 관한 수치해석

손 기 현\*

(2000년 8월 28일 접수, 2001년 1월 8일 심사완료)

### Numerical Simulation of Bubble Motion During Nucleate Boiling

Gihun Son

**Key Words:** Bubble Motion(기포거동), Nucleate Boiling(핵비등), Liquid Micro-layer(마이크로 액체층), Level Set Method(Level Set 방법)

#### Abstract

Direct numerical simulation of bubble growth and merger process on a single nucleation site during partial nucleate boiling is performed. The equations governing conservation of mass, momentum and energy are solved using a finite difference method combined with a level set method for capturing the vapor-liquid interface. The level set method is modified to include the effects of phase change at the interface and contact angle at the wall. Also, a simplified formulation for predicting the evaporative heat flux in a thin liquid micro-layer is developed and incorporated into the level set formulation. Based on the numerical results, the bubble growth and merger pattern and its effect on the heat transfer are discussed.

#### 기호설명

$A$  : 분산(dispersion) 상수  
 $c_p$  : 비열  
 $g$  : 중력 가속도  
 $H$  : 검사체적내의 액체의 체적비  
 $h$  : 격자 간격  
 $h_{ev}$  : 마이크로 액체층의 증발 열전달계수  
 $h_{fg}$  : 증발 잠열  
 $k$  : 열전도율  
 $L$  : 길이의 대표값,  $\sqrt{\sigma/g(\rho_l - \rho_v)}$   
 $\vec{m}$  : 상경계면을 통과하는 질량유속  
 $Nu$  : Nusselt 수,  $Lq/k_p\Delta T$   
 $p$  : 압력  
 $q$  : 열유속

$R, Y$  : 계산영역의 크기  
 $r, y$  : 원통좌표계  
 $T$  : 온도  
 $\Delta T$  : 과열온도,  $T_w - T_{sat}$   
 $t$  : 시간  
 $\vec{u}$  : 속도벡터  
 $\vec{u}_i$  : 상경계면의 속도벡터  
 $\Delta y_B$  : 이탈된 기포가 대기 기간동안 벽면으로부터 떨어진 거리  
 $\beta$  : 열팽창계수  
 $\delta$  : 마이크로 액체층의 두께  
 $x$  : 상경계면의 곡률  
 $\mu$  : 점성계수  
 $\rho$  : 밀도  
 $\sigma$  : 표면장력계수  
 $\tau$  : 반복계산 단계  
 $\phi$  : Level Set 함수  
 $\theta$  : 기포면-벽면의 접촉각(contact angle)  
 $\Omega_{micro}$  : 단위부피 당 마이크로층에서의 증발량

\* 회원, 서강대학교 기계공학과

E-mail : gihun@ccs.sogang.ac.kr

TEL : (02)705-8641 FAX : (02)712-0799

### 하첨자

- $i$  : 상경계면  
 $l, v$  : 액상, 기상  
 $micro$  : 마이크로 액체층(liquid micro-layer)  
 $sat, w$  : 포화상태, 가열벽면

## 1. 서 론

핵비등은 기포생성을 동반하는 액체-기체 상변화 과정으로, 매우 효과적인 열전달 형태이기 때문에 다양한 공학적인 시스템에서 응용되고 있다. 기존의 연구는 가열벽면의 온도와 열량을 측정된 데이터로부터 열전달계수를 예측하기 위한 실험관계식을 개발하는데 중점을 두었다. 이와 같은 관계식은 공학적으로 중요하지만, 실험조건과 다른 조건에 있는 공학적인 문제에 확대 적용하기 어려우며, 복잡한 핵비등 현상을 올바르게 이해하는데 큰 도움이 되지 못하고 있다. 핵비등 열전달량을 예측하기 위한 일반적인 모델을 개발하기 위해서는 가열벽면의 특성뿐만 아니라 열전달에 직접 영향을 주는 기포거동의 특성을 고려하여야 한다. 그러나, 기포거동에 동반된 이상유동의 복잡성 때문에 기존의 핵비등에 대한 모델은 특정한 조건에서 얻어진 기포의 실험데이터에 의존할 수밖에 없었다. 최근 들어, 핵비등 현상의 이해를 넓히고 비등 열전달량을 해석적으로 예측하기 위한 방법으로, 실험적인 관계식을 도입하는 대신 기포거동에 동반된 이상유동을 지배하는 질량, 운동량과 에너지 보존의 방정식을 직접 수치 해석적으로 푸는 방법이 개발되고 있다.

수평 가열벽면에서 성장하는 기포와 이에 동반되는 유동과 열전달을 해석하기 위해, Lee와 Nydahl<sup>(1)</sup>은 기포면에 정렬된 격자를 생성하고 이 격자에 좌표변환된 질량, 운동량과 에너지의 보존식을 직접 수치적으로 계산하였다. 그러나, 그들의 수치방법은 성장하는 기포의 형상을 반구형태로 가정해야 하는 한계가 있었다. Welch<sup>(2)</sup>는 이동하는 비정규 격자를 사용함으로써 기포의 형상을 특정한 형태로 가정하지 않고 해의 일부로서 얻을 수 있었다. 그러나, 계산은 기포의 초기 성장 과정에 한정되었으며 기포가 벽면으로부터 이탈하는 과정에 대한 계산결과를 얻을 수 없었다. 기포의 성장뿐만 아니라 이탈과정을 해석하기 위

해, Takata 등<sup>(3)</sup>은 상변화를 고려하도록 수정된 VOF(Volume of Fluid) 방법을 사용하였다. VOF 방법에서는 상경계면을 결정하기 위해 이동하는 격자대신에 계단함수(차분화된 제어체적에서 액상이 차지하는 체적의 비)를 사용하기 때문에 기포의 이탈과 같은 복잡한 상경계면을 계산할 수 있다. Takata 등은 수평 가열벽면에서의 헬륨기포의 성장 및 이탈과정을 해석하였으나, 물과 같이 액체/기체의 밀도비가 큰 유체에 대한 계산은 수행할 수 없었다.

Sussman 등<sup>(4)</sup>은 액체/기체의 밀도비가 큰 비압축성 이상유동을 해석하기 위한 방법으로 Level Set 방법을 개발하였다. Level Set 함수는 상경계면으로부터의 거리로 정의되는 함수이며, 기포의 합체와 분열과 같은 복잡한 상경계면을 추적할 수 있을 뿐만 아니라, 그 함수와 도함수가 연속적이기 때문에 계단함수를 사용하는 VOF 방법보다 상경계면의 곡률을 정확하게 계산할 수 있다는 장점이 있다. Son 등<sup>(5)</sup>은 Level Set 방법을 상변화 효과를 포함하도록 수정함으로 수평 가열벽면에서의 기포의 성장 및 이탈과정을 해석할 수 있었다. 또한, 기포면-가열벽면의 점접근처에 형성되는 마이크로 액체층(liquid micro-layer)에서의 증발량에 대한 해석을 포함하였다.

본 연구에서는 핵비등에서의 기포거동에 대한 이해를 넓히기 위해 수평 가열벽면에서의 기포의 성장과 이탈과정뿐만 아니라 기포간의 합체과정에 대한 수치해석을 수행하였다. 마이크로 액체층에서의 증발량을 기포거동의 수치계산에 효과적으로 포함시키기 위해 비선형 미분방정식으로부터 단순화된 대수방정식을 유도하였다.

## 2. 수치 해석

### 2.1 지배방정식

본 연구에서는 기포의 성장과 합체에 동반되는 유동을 축대칭, 비압축성과 층류로 가정하였다. 또한, 기체의 열전도율은 작기 때문에 기포내부에서의 열전달을 고려하지 않았다. Fig. 1은 기포 성장의 계산에 사용된 계산영역을 나타낸다. 기포면은 기상에서 음의 값, 액상에서 양의 값을 가지는 상경계면으로부터 거리로 정의된 Level Set 함수에 의해 계산되었다.

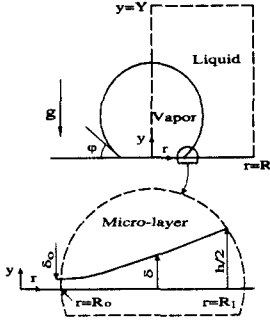


Fig. 1 Computational domain with a liquid micro-layer

Level Set 함수를 이용하여 운동량, 에너지 및 질량 보존식을 서술하는 과정은 다음과 같다. 먼저, 운동량보존 방정식은 기상과 액상에 함께 적용되는 한 개의 수식으로 표현된다.

$$\rho \frac{D\vec{u}}{Dt} = -\nabla p + \rho \vec{g} - \rho \beta (T - T_{sat}) + \sigma x \nabla H + \nabla \cdot \mu [\nabla \vec{u} + (\nabla \vec{u})^T] \quad (1)$$

여기서,  $\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla$  이며, 상점자 T는 전치(transposition)를 의미한다. 식 (1)에서, H, x, 물성치는 Level Set 함수( $\phi$ )를 이용하여 다음과 같이 계산된다.

$$H = \begin{cases} 1 & \text{if } \phi \geq +1.5h \\ 0 & \text{if } \phi \leq -1.5h \\ \frac{1}{2} + \frac{\phi}{3h} + \frac{\sin(2\pi\phi/3h)}{2\pi} & \text{otherwise} \end{cases} \quad (2)$$

$$x = \nabla \cdot \frac{\nabla \phi}{|\nabla \phi|} \quad (3)$$

$$\rho = \rho_v + (\rho_l - \rho_v)H \quad (4)$$

$$\mu^{-1} = \mu_v^{-1} + (\mu_l^{-1} - \mu_v^{-1})H \quad (5)$$

여기서, h는 격자 간격이며, 기상-액상을 구분하는 상경계면은 이상간의 상이한 물성치로 인한 수치확산을 줄이기 위해 3h의 폭을 가지는 천이영역으로 대체되었다. 기포와 상경계면이 포화 상태로 유지되는 경우, 에너지 보존식은 다음과 같이 표현될 수 있다.

$$\rho c_p \frac{DT}{Dt} = \nabla \cdot k \nabla T \quad \text{if } H > 0 \\ T = T_{sat} \quad \text{if } H = 0 \quad (6)$$

여기서,

$$\rho c_p = \rho_v c_{pv} + (\rho_l c_{pl} - \rho_v c_{pv})H \quad (7)$$

$$k^{-1} = k_v^{-1} + (k_l^{-1} - k_v^{-1})H \quad (8)$$

식 (7), (8)에서 기포내의 온도를 포화온도로 균일하게 유지하기 위해  $c_{pv}=0$ ,  $k_v^{-1}=0$ 의 조건을 사용하였다. 상변화에 의해 상경계면을 통과하는 질량유속은 상경계면에 전달된 열유속에 의해 결정된다.

$$\vec{m} = \rho(\vec{u}_i - \vec{u}) = k \nabla T / h_{fg} \quad (9)$$

상경계면을 포함하는 각 격자점에서의 Level Set 함수( $\phi$ )는 상경계면의 속도( $\vec{u}_i$ )에 의해 이동된다.

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \vec{u}_i \cdot \nabla \phi = 0 \quad (10)$$

상경계면( $\phi=0$ )은 식 (10)에 의해 결정되지만, H와 x를 정확하게 계산하기 위해 Level Set 함수를 거리함수가 되도록 수정해주는 다음의 방정식을 추가하였다.<sup>(4)</sup>

$$\frac{\partial \phi}{\partial \tau} = \frac{\phi_o}{\sqrt{\phi_o^2 + h^2}} (1 - |\nabla \phi|) \quad (11)$$

여기서,  $\phi_o$ 은 식 (10)의 해이며,  $\tau$ 는 식 (11)의 우변이 상경계면 주위에서 0이 될 때까지 계산하는 반복단계를 의미한다. 식 (9)를 이용하면 질량 보존식은 다음과 같이 유도된다.

$$\nabla \cdot \vec{u} = \frac{\vec{m}}{\rho^2} \cdot \nabla \rho + \Omega_{micro} \quad (12)$$

여기서,  $(\vec{m} \cdot \nabla \rho) / \rho^2$ 는 상경계면을 제외한 영역에서 영이 되며,  $\Omega_{micro}$ 는 기포면-벽면의 접점 근처에 형성되는 Fig. 1에서 보여주고 있는 마이

크로 액체층에서의 증발량이다. 본 연구에서는 마이크로 액체층을 기포면이 벽면과 접하는 점에서 기포의 두께가  $h/2$  (벽면과  $\phi$  의 첫 격자간의 간격)인 영역으로 정의하였다. 이 경우,  $\Omega_{micro}$  는 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$\Omega_{micro} = \int_{R_o}^{R_1} \frac{k_f(T_w - T_i)}{\rho_v h_{fg} \delta \Delta V_{micro}} r dr \quad (13)$$

여기서,  $\Delta V_{micro}$  는 마이크로 영역을 포함하는 차분화된 제어체적이다. 식 (13)에서 마이크로 액체층의 두께( $\delta$ )가 감소하여 영에 가까워지면, 상경계면의 온도( $T_i$ )는 벽면의 온도( $T_w$ )까지 증가하여야 한다. 그렇지 않으면,  $\Omega_{micro}$  가 무한히 증가하게 된다. 이와 같이  $T_i$ 가  $T_{sat}$ 에서  $T_w$ 까지 증가하는 현상을 설명하기 위해 마이크로 액체층에 적용되는 윤활이론(lubrication theory)<sup>(6,7)</sup>이 도입되었다.

2.2 마이크로 액체층에 대한 수식

마이크로 액체층에서의 증발열량은 에너지 방정식과 수정된 Clausis-Clayperon 방정식으로부터 다음과 같이 표현될 수 있다.

$$q = \frac{k(T_w - T_i)}{\delta} \quad (14)$$

$$q = h_{ev} [ T_i - T_{sat} + (p_l - p_v) \frac{T_{sat}}{\rho h_{fg}} ] \quad (15)$$

여기서,  $h_{ev}$ 는 분자 운동론으로부터,  $p_l - p_v$ 는 상경계면에서 응력의 균형으로부터 다음과 같이 구할 수 있다.

$$h_{ev} = \sqrt{\frac{2}{\pi R_v T_{sat}} \frac{\rho_g h_{fg}}{T_{sat}}} \quad (16)$$

$$p_l - p_v = -\alpha x - \frac{A}{\delta^3} + \frac{q^2}{\rho_v h_{fg}^2} \quad (17)$$

위의 식에서,  $R_v$ 는 기체상수,  $A$ 는 분리(disjoining) 압력( $A/\delta^3$ )과  $\delta$ 의 관계를 나타내는 분산(dispersion) 상수이다.  $A$ 의 크기는

$10^{-20} \sim 10^{-22}$  (J) 정도이므로  $A/\delta^3$ 는 막의 두께가 매우 얇은 마이크로 영역에서만 중요하게 된다. 마이크로 액체층에서의 운동량 방정식과 상경계면에서의 열량과 질량유량의 관계식은 다음과 같이 표현된다.

$$\frac{\partial p_l}{\partial r} = \mu_l \frac{\partial^2 u_l}{\partial y^2} \quad (18)$$

$$\frac{q}{\rho h_{fg}} = -\frac{\partial \delta}{\partial t} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \int_0^\delta r u_l dy \quad (19)$$

식 (14)~(19)를  $\delta$ 에 대해 정리하면 다음과 같은 4차 비선형 미분방정식을 얻을 수 있다.

$$\delta'''' = f(\delta, \delta', \delta'', \delta''') \quad (20)$$

여기서, 상첨자 '는  $\partial/\partial r$ 를 의미한다. 위의 식의 경계조건은 다음과 같다.

$$x = R_o \text{에서, } \delta = \delta_o, \delta' = \delta'' = \delta''' = 0 \quad (21)$$

$$x = R_1 \text{에서, } \delta = h/2, \delta'' = 0 \quad (22)$$

여기서,  $\delta_o$ 는 증발이 일어나지 않는 분자크기 정도의 두께이며,<sup>(6-8)</sup>  $R_1$ 은  $\delta = h/2$ 에 해당하는 위치이다.  $A$ 가 주어지면, 식 (21)과 (22)의 5개의 경계조건을 이용하여 4차 미분방정식 (20)과  $\delta = \delta_o$ 에 해당하는 위치( $R_o$ )를 구할 수 있다. 미분방정식 (20)은 비선형 정도가 심하기 때문에 매우 작은 적분간격에 대해 4차 Runge-Kutta 적분법을 적용하여야 한다. 실험에서 흔히 관찰되는 기포면-벽면의 접촉각(contact angle,  $\varphi$ )은 다음과 같이 구할 수 있다.

$$\tan \varphi = h/2(R_1 - R_o) \quad (23)$$

대부분의 경우  $A$ 보다  $\varphi$ 에 대한 값이 알려져 있으므로,  $A$ 의 값은 식 (23)의 접촉각이 실험으로 측정된 접촉각과 일치하도록 결정되어야 한다. 질량 보존식 (12)에 포함된  $\Omega_{micro}$ 을 구하기 위해 매 시간마다 비선형 미분방정식 (20)을 푸는

것은 매우 비능률적이다. Khurstalev와 Faghri<sup>(8)</sup>는  $\delta$ 를 미분방정식으로부터 구하는 대신 기하학에 근거한 단순화된 수식을 제안하였다.  $\delta$ 가 결정되면 식 (14)~(17)로부터 열전달량을 구할 수 있다. 본 연구에서도 유사한 개념을 도입하여 마이크로 액체층에서의 증발량을 효율적으로 계산하기 위한 단순화된 수식을 유도하였다. 식 (15)에서  $T_i - T_{sat}$ 가  $(p_i - p_v) T_{sat} / \rho_i h_{fg}$ 보다 훨씬 크고,  $\delta$ 의 기울기는  $\tan \phi$ 로 일정하다고 가정하면,  $\delta$ ,  $q$ 와  $\Omega_{micro}$ 에 대한 다음과 같은 수식을 얻을 수 있다.

$$\delta = \tan \phi (r - R_o) \tag{24}$$

$$q = \frac{k_f(T_w - T_i)}{\delta} = \frac{T_w - T_{sat}}{\delta / k_f + 1 / h_{ev}} \tag{25}$$

$$\Omega_{micro} = \frac{k_f \Delta T \ln(1 + h_{ev} / 2 k_f)}{\rho_v h_{fg} \Delta V_{micro} \tan \phi} \tag{26}$$

여기서,  $1 / h_{ev}$ 는 상경계면에서의 열전달 저항으로 이해된다.

### 2.3 경계조건

Fig. 1에 나타난 계산영역의 경계조건은 다음과 같다.

• 벽면 ( $y=0$ ):

$$u = v = 0, T = T_w, \frac{\partial \phi}{\partial y} = -\cos \phi \tag{27}$$

• 대칭면 ( $r=0, R$ ):

$$u = \frac{\partial v}{\partial r} = \frac{\partial T}{\partial r} = \frac{\partial \phi}{\partial r} = 0 \tag{28}$$

• 상부 ( $y=Y$ ):

$$\frac{\partial u}{\partial y} = \frac{\partial v}{\partial y} = \frac{\partial \phi}{\partial y} = 0, T = T_{sat} \tag{29}$$

식 (27)에서 Level Set 함수의 경계조건으로 사용된 기포면-벽면의 접촉각은 기체-액체-고체의 상경계면의 조건에 따라 결정된다. 본 연구에서는 가열벽면을 접촉각이 일정한 값으로 유지되는 균일하고 굴곡이 없는 이상적인 고체면으로 가정하였다.

### 2.4 수치해법

Level Set 함수를 포함하는 질량, 운동량 및 에너지 보존식을 푸는 과정은 다음과 같다.

- 1)  $\phi^{n+1}$ 는 식 (10)과 (11)을 explicit 방법을 사용하여 풀고,  $x$ 과  $H$ 를 계산한다.
- 2) 에너지 보존식 (6)의 대류항은 explicit-2차 ENO 방법,<sup>(9)</sup> 확산항은 fully implicit-2차 중심 차분법을 사용하여 계산한다.
- 3) 운동량 및 질량 보존식은 투사법(projection method)을 사용하여 계산한다. 먼저, 운동량 보존식 (1)을 이전 시간의 압력을 이용하여 풀고, 얻어진 속도분포를 질량 보존식 (12)를 만족하도록 보정해준다.

## 3. 계산결과 및 검토

지배방정식과 변수를 무차원화하기 위해, 길이와 대표값으로  $L = \sqrt{\sigma / (g(\rho_l - \rho_v))}$ 와 속도의 대표값으로  $\sqrt{gL}$ 를 이용하였다. 계산에 필요한 무차원 매개변수는 대기압에서 포화상태인 물의 물성치로부터 계산되었다. 계산영역의 폭은  $R=1$ , 높이는 상부의 경계조건이 기포의 거동에 영향을 주지 않도록 선택하였다. 기포의 합체가 없는 경우에는  $Y=3$ , 기포의 합체가 있는 경우에는  $Y=4$ , 과열도가  $\Delta T=15^\circ C$ 로 증가된 경우에는  $Y=6$ 으로 선택하였다. 계산에 사용된 격자수는 단위길이( $L$ ) 당 96개이며, 격자수를 두배로 늘렸을 때 기포성장의 주기는 2%의 오차 내에서 일치하였다.

Fig. 2는 마이크로 액체층을 해석하기 위해 유효이론에 근거한 미분방정식 (20)과 단순화된 대수방정식 (24)와 (25)를 이용하여 얻은 결과를 비교한 것이다. 미분방정식을 이용하여 얻은 결과에 따르면,  $A$ 의 값이  $-8.5 \times 10^{-21}$  ( $J$ )일 때 가시적인 접촉각( $\phi$ )이  $38^\circ$ 가 된다. 상경계면의 기울기는  $r$ 이 감소하더라도 일정하게 유지되다가  $r=R_o$  근처에서 영으로 급격하게 떨어진다. 단순화된 수식은  $r=R_o$  근처의 매우 좁은 영역을 제외한 대부분의 영역에서 미분방정식의 결과와 거의 식별하기 힘들만큼 일치하며, 마이크로 영역의 전체 증발량을 비교하면 두 결과의 차이

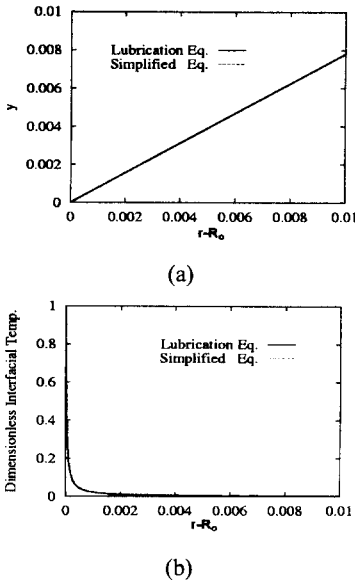


Fig. 2 Comparison of the results for the liquid micro-layer obtained from the lubrication theory and the simplified formulation for  $\Delta T=6.2^{\circ}C$  and  $\varphi=38^{\circ}$ : (a) interface shape and (b) dimensionless interfacial temperature  $(T_i - T_{sat})/\Delta T$

는 1% 이내였다. 그러므로 기포의 성장과정의 수치계산에서 마이크로 영역의 효과를 고려하기 위해 복잡한 비선형 미분방정식을 푸는 대신 단순화된 대수방정식을 이용하더라도 기포거동의 계산결과에는 거의 영향을 주지 않음을 알 수 있다.

수평 가열벽면에서의 기포성장 형태는 Fig. 3과 같다. 초기에 기포-벽면의 접촉면적은 액체-기체 상변화에 의해 확장되지만, 기포가 성장함에 따라 접촉면적의 확장은 벽에서의 마찰과 접촉각을 유지하려는 표면장력에 의해 저지된다. 또한, 기포면 상부주위에서 부력에 의해 발생하는 시계방향의 와류가 기포의 성장과 함께 강해지게 되면, 기포-벽면의 접촉면적은 수축하게 된다. 접촉면적의 수축은 기포를 벽면에 붙이는 표면장력의 힘을 감소시키기 때문에 빠르게 진행되며, 결국 기포는 벽면으로부터 이탈되게 된다. 기포가 이탈된 후 이탈된 기포의 크기에 비해 아주 작은 구형의 기포를 벽면에 주입해서 기포성장 및 이탈 과정에 대한 모사를 계속하였다. 기포의 주입은

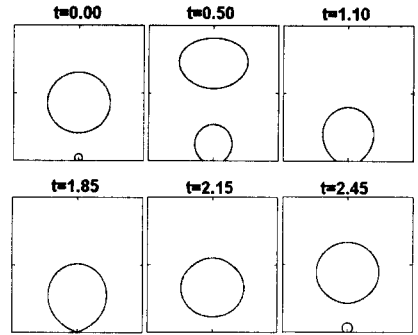


Fig. 3 Bubble growth pattern for  $\Delta T=6.2^{\circ}C$  and  $\varphi=38^{\circ}$

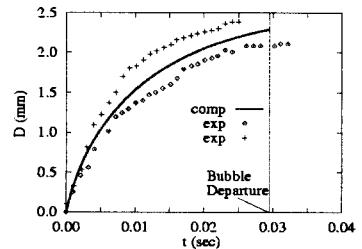


Fig. 4 Comparison of bubble growth predicted numerically with experimental data<sup>(10)</sup> for  $\Delta T=6.2^{\circ}C$  and  $\varphi=38^{\circ}$

이탈된 기포가 충분히 상승하여 주입되는 기포의 성장에 영향을 주지 않는 시점에서 이루어졌다. 계산은 기포의 성장률이 주기적으로 변하지 않을 때까지 수행하였다. Fig. 4는 수치계산으로 얻은 기포의 지름(D)을 Siegel과 Keshock<sup>(10)</sup>의 접촉각  $38^{\circ}$ 를 갖는 니켈-물을 사용한 지상에서의 비등 실험결과와 비교한 것이다. 수치계산 결과는 실험데이터의 범위 내에서 일치함을 볼 수 있다.

벽면의 과열도가 증가함에 따라 증기의 생성량이 증가하며, 이로 인해 기포의 성장속도 또한 증가한다. 기포의 성장속도가 벽면에서 이탈한 선행 기포의 하단부가 상승하는 속도보다 빠르게 될 때 두 기포는 합체된다. 기포의 합체과정에서 고려되어야 하는 중요한 변수는 기포가 다시 성장하기 위해 필요한 대기 기간(waiting period) 또는 이탈된 기포가 대기 기간동안 벽면으로부터 떨어진 거리( $\Delta y_B$ )이다.  $\Delta T=10^{\circ}C$ 인 경우, 무

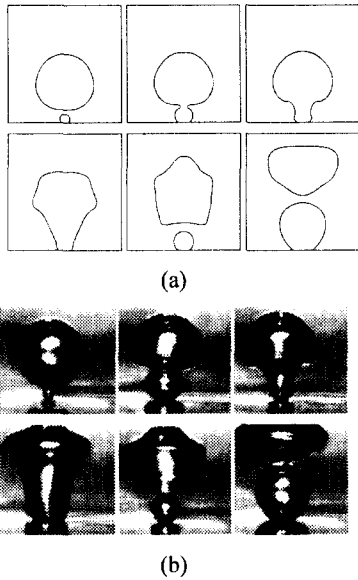


Fig. 5 Comparison of bubble merger patterns  $\Delta T=10^{\circ}C$  obtained from (a) numerical simulation and (b) experiment<sup>(11)</sup>

차원화된 대기 기간이 0.06, 0.17, 0.32, 0.49이면, 이에 해당하는  $\Delta y_B$ 는 0.11, 0.18, 0.28, 0.40이다. 본 연구에서는  $\Delta y_B$ 를 매개변수로 해서 기포의 성장 및 합체과정을 모사하였다. 계산결과로부터  $\Delta y_B \geq 0.28$ 일 때 가열벽면에서 성장하는 기포는 이탈된 선행기포와 합체되지 않음을 발견할 수 있다.  $\Delta y_B$ 가 0.18로 감소하면 Fig. 5에 나타난 바와 같이 기포-기포간의 합체가 일어난다. 초기에는 이탈한 기포의 하단부가 아래에서 빠르게 성장하는 기포와 합체되는 것을 볼 수 있다. 합체가 일어날 때마다 기포는 계속 변형되면서 성장한다. 합체된 기포의 아래에 길게 처진 하단부가 표면장력에 의해 빠르게 벽면으로부터 이탈하게 되면, 기포와 벽면사이에 충분한 공간이 형성되고 나중에 생성된 기포는 합체되지 않고 성장할 수 있게 된다. 이와 같은 기포 합체과정을 수치계산한 결과는 Fig. 5(b)에 나타난 Dhir<sup>(11)</sup>의 핵비동 실험결과와 대체로 일치함을 볼 수 있다.

Fig. 6은  $\Delta y_B$ 에 따른 가열벽면의 면적에 대해 평균한 Nusselt 수의 변화를 나타낸 것이다. Nusselt 수는 기포면·벽면의 접점이 반경방향으로 이동하여 마이크로 액체층의 영역이 확대될 때

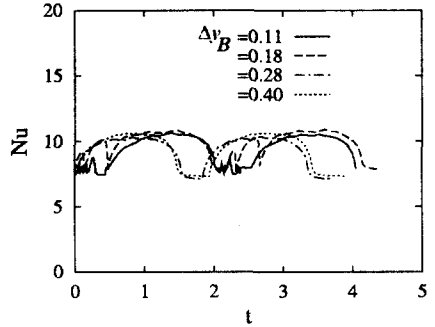


Fig. 6 Effect of  $\Delta y_B$  on the area-averaged Nusselt number during the bubble growth and merger process for  $\Delta T=10^{\circ}C$

증가하며, 기포·벽면의 접촉이 없는 대기 기간동안에는 상대적으로 작음을 볼 수 있다.  $\Delta y_B$ 가 작을수록 Nusselt 수가 작은 구간인 대기 기간이 짧아지나, 최대 Nusselt 수는 거의 변하지 않는다.  $\Delta y_B$ 가 0.11, 0.18, 0.28, 0.40으로 증가하면, 시간과 면적에 대해 평균한 Nusselt 수는 9.45, 9.88, 9.32, 9.39가 된다.  $\Delta y_B$ 가 0.11에서 0.40으로 변화더라도 또한 기포합체의 유무에도 불구하고 평균 Nusselt 수는 6%이내의 편차 안에 있음을 발견할 수 있다. 이는 평균 열전달량이 이탈되는 기포의 최대 크기에 밀접하며 벽면에서 어느 정도 떨어져 있는 합체된 기포거동에는 큰 영향을 받지 않음을 나타낸다.

벽면의 과열도( $\Delta T$ )가  $15^{\circ}C$ 로 증가되었을 때의 결과는 Fig. 7과 같다. 기포와 기포간의 합체는  $\Delta T=10^{\circ}C$ 의 경우보다 더 자주 일어나며, 이탈되는 기포의 크기 또한 증가함을 볼 수 있다. 이탈된 큰 기포는 Fig. 7의 마지막 그림에서 나타난바와 같이  $r=R$ 의 경계에 닿게된다. 이는 기포거동이 계산영역의 폭( $R=1$ )에 의해 영향을 받았음을 의미한다. 또한  $\Delta T$ 가 증가함에 따라 기포는 수직방향으로 뿐만 아니라 수평방향으로도 합체될 수 있음을 나타낸다. 다양한 크기의 공동(cavity)을 가지는 실제의 가열벽면에서도  $\Delta T$ 가 증가하면 기포가 발생하는 공동의 수가 많아지기 때문에 기포간의 거리가 가까워지고, 수평방향의 기포합체가 일어난다.

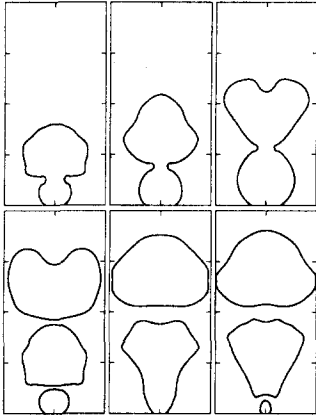


Fig. 7 Bubble merger pattern for  $\Delta T=15^\circ\text{C}$  and  $\Delta y_B=0.18$

#### 4. 결론

본 연구에서는 Level Set 방법을 이용하여 단일 공동을 가지는 수평 가열벽면에서의 기포성장, 이탈 및 합체과정을 수치해석하였다. 기포면-가열벽면의 접점근처에서 형성되는 마이크로 액체층에서의 증발량을 기포거동의 계산에 효과적으로 포함하기 위해 단순화된 대수방정식을 유도하였다. 수치해석으로 얻어진 기포의 성장과 합체과정은 실험데이터와 잘 일치하는 것을 볼 수 있다. 기포의 성장과정에서 기포-벽면의 접촉면적은 확장 및 수축하며, 이에 따라 열전달량 또한 증가 및 감소하는 결과를 얻었다. 그러나, 시간과 면적에 대해 평균한 열전달량은 기포합체의 유무와 대기 기간의 길이에는 크게 영향을 받지 않음을 발견할 수 있다.

#### 후 기

본 연구는 한국학술진흥재단의 지원(KRF-2000-003-E00005)에 의해 수행되었으며, 이에 감사 드립니다.

#### 참고문헌

- (1) Lee, R. C. and Nydahl, J. E., 1989, "Numerical Calculation of Bubble Growth in Nucleate Boiling From Inception Through Departure," *J. Heat Transfer*, Vol. 111, pp. 474~479.
- (2) Welch, S. W. J., 1998, "Direct Simulation of Vapor Bubble Growth," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 41, pp. 1655~1666.
- (3) Takata, Y., Shirakawa, H., Kuroki, T. and Ito, T., 1998, "Numerical Analysis of Single Bubble Departure from a Heated Surface," *Proc. 11th Int. Heat Transfer Conf.*, Vol. 4, pp. 355~360.
- (4) Sussman, M., Smereka, P. and Osher, S., 1994, "A Level Set Approach for Computing Solutions to Incompressible Two-Phase Flow," *J. Comput. Phys.*, Vol. 114, pp. 146~159.
- (5) Son, G., Dhir, V. K. and Ramanujapu, N., 1999, "Dynamics and Heat Transfer Associated with a Single Bubble During Nucleate Boiling on a Horizontal Surface," *J. Heat Transfer*, Vol. 121, pp. 623~631.
- (6) Wayner, P. C. Jr., 1992, "Evaporation and Stress in the Contact Line Region," *Proc. The Engineering Foundation Conf. On Pool and External Flow Boiling*, pp. 251~256.
- (7) Lay, J. H. and Dhir, V. K., 1995, "Shape of a Vapor Stem During Nucleate Boiling of Saturated Liquids," *J. Heat Transfer*, Vol. 117, pp. 394~401.
- (8) Khurstalev, D. and Faghri, A., 1995, "Heat Transfer During Evaporation on Capillary-Grooved Structures of Heat Pipes," *J. Heat Transfer*, Vol. 117, pp. 740~747.
- (9) 손기현, 이상렬, 1999, "수중에서 상승하는 기포거동에 관한 수치해석," 대한기계학회논문집 B권, 제23권 제12호, pp. 1606~1613.
- (10) Siegel, R. and Keshock, E. G., 1964, "Effects of Reduced Gravity on Nucleate Boiling Bubble Dynamics in Saturated Water," *AICHE J.*, Vol. 10, pp. 509~517.
- (11) Dhir, V. K., 1998, *Personal Communication*.