

2상 격자 볼츠만 방법을 이용한 접촉각과 Bubble Necking 2차원 수치 모사

유승엽** · 김재용* · 고성호**

Two-dimensional Numerical Simulation of the Contact Angle and the Bubble Necking Using the Two Phase Lattice Boltzmann Method

Seungyeob Ryu**, Jaeyong Kim*, Sungho Ko**

Key Words : Lattice Boltzmann method(격자 볼츠만), Two phase flow(2상 유동), Contact angle(접촉각), Cahn-Hilliard equation(칸-힐러드 방정식), Free energy(자유에너지), Bubble necking(기포 목)

ABSTRACT

Free energy based lattice Boltzmann method (LBM) has been used to simulate the contact angle and the bubble necking with large density ratio. LBM with the proper contact angle model is able to reduce the spurious currents and eliminate the singularity in the contact lines. The numerical results of the contact angles are satisfied with the Youngs law. For bubble necking flows, simulations are executed for various viscosities and contact angles. The phenomena of the bubble necking are simulated successfully and the subsequent results are presented. The present method is also applicable to the nucleate boiling flows.

1. 서 론

열전달이 있는 2상 유체유동인 비등, 응축과 같은 현상은 원자력 발전에 쓰이는 노심, 증기발생기, 응축열교환기 같은 분야에 매우 중요하다. 하지만 이에 대한 연구는 주로 실험적 연구가 수행되어 왔으며, 수치해석적인 연구는 상당히 적음을 알 수 있다.⁽¹⁾ 이는 2상 유동의 해석적 어려움에 기인한다. 각 상의 경계면 및 기하학적 변형 등을 예측해야 하고, 비등인 경우 여기에 각 상의 경계면에서 열전달 및 물질 전달을 고려해야 한다. 이 중 핵 비등은 기포가 생성, 성장, 벽면에서 떨어지고 상승하는 복잡한 현상을 갖는 상변화 과정이다. 그러므로 이 경계면의 예측은 핵 비등 현상을 예측하는데 가장 중요하다.

일반적으로 경계면을 예측하는 방법으로 singular interface model⁽²⁾과 diffuse interface model^(1,3,4,5)로 구분할 수 있다. singular interface model은 경계면의 구분을 정확하게 하며 주로 body-fitted 격자를 이용한다. 그러므로 기포의

합침이나 이탈과 같은 기하학적 변형을 모사하는데 어려움이 많다. 반면에 diffuse interface model은 경계면을 몇 개의 격자 정도로 해석하고 경계면을 나타내는 order 변수의 대류와 확산을 이용하므로 기하학적인 변형이나 상변화를 예측하는 데 장점이 있다. diffuse interface model은 전통적인 VOF⁽³⁾, Level set⁽⁴⁾ 방법과 비교적 최근에 제시된 Lattice Boltzmann⁽⁵⁾ 방법이 있다.

액체와 기체 표면이 고체 표면을 만났을 때 표면장력의 균형에 의해 평형상태를 이루며, 이를 정적 접촉각이라고 한다. 전통적인 no-slip 조건은 접촉면에서 stress singularity가 발생한다. 이에 대한 대처방안으로 벽면에 대해 slip 또는 partial slip 조건을 도입하였다.^(6,7) 최근에 Briant *et al.*⁽⁸⁾는 자유에너지에 기반을 둔 격자 볼츠만 방법에 partial wetting 모델을 도입하였다. 이는 no-slip 조건을 적용하여도 자연스럽게 정적 접촉각, 동적 접촉각(receding, advancing angle)을 모사할 수 있다. 하지만 평형 상태의 정적 접촉각이 이론식과 비교적 일치하지만, 작은 밀도비와 벽면에서 counter-rotating current 가 발생한다. Yan 과 Zu⁽⁹⁾는 이 모델을 확장해 큰 밀도비에 대해 해석을 수행하였다. Lee 와 Lin⁽¹⁰⁾은 위에 설명한 spurious current를 적절한 경계조건을 이용하면 제거할 수 있다는 것을 보였다.

* 한국원자력연구원

** 충남대학교 기계설계공학과

† 교신저자, E-mail : syryu@kaeri.re.kr

Bubble necking 현상은 액체, 기체 두 상의 pinch-off에 의해 생성되며, 이에 대한 이해는 기포나 액적의 생성기구 현상 규명에 대한 중대한 역할을 한다. Bubble necking에 대한 기존의 연구는 주로 실험적, 해석적인 연구가 주로 행해졌으며, 대부분 수치 해석적 연구는 비점성 가정하에 이루어 졌다.^(11,12,13) Eggers⁽¹¹⁾는 액적 breakup에 대한 광범위한 review를 제시하였다. Thoroddsen *et al.*⁽¹²⁾은 액체의 점성을 변화시켜가면서 기포 pinch-off에 대한 광범위한 실험을 수행하였다. Quan 과 Huan⁽¹³⁾은 개선된 front-tracking 방법을 이용하여 bubble necking에 대한 수치 해석을 수행하여 실험과 비교하였다.

본 연구에서 자유에너지에 기반을 둔 격자 볼츠만 방법^(8,10,14,18)을 이용하여 벽면에서의 접촉각, bubble necking 현상을 모사하였다. 밀도차가 큰 경우와 적절한 경계 조건을 적용하여 spurious current를 제거할 수 있었고, 수치 해석 결과를 이론식, 실험 결과와 비교하였다. 열전달이 있는 경우의 핵 비등을 모사하기 위한 전 단계로서 벽면에서의 접촉 각 및 bubble necking 현상에 대한 격자 볼츠만 방법의 유용성을 검증하는 것이 이 연구의 목적이다.

2. 수학 모델과 수치해석

2.1 지배방정식

격자 볼츠만 방법을 소개하기에 앞서 우리가 풀고자 하는 지배방정식은 다음과 같다.

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot (n\vec{u}) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial (n\vec{u})}{\partial t} + \nabla \cdot (n\vec{u}\vec{u}) = -\nabla P + \mu \nabla^2 \vec{u} + \vec{F}_b \quad (2)$$

$$\frac{\partial \varnothing}{\partial t} + \nabla \cdot (\varnothing \vec{u}) = \theta_M \nabla^2 \mu_\varnothing \quad (3)$$

여기서 μ_\varnothing 는 화학 포텐셜, θ_M 은 mobility, P 압력 텐서, \vec{F}_b 는 체적 힘, 그리고 n , \varnothing 는 다음과 같이 정의된다.

$$n = \frac{\rho_A + \rho_B}{2}, \quad \varnothing = \frac{\rho_A - \rho_B}{2}$$

여기서 ρ_A 와 ρ_B 는 유체 A와 B의 밀도이다. 그리고 n 은 평균 밀도, \varnothing 를 order 변수라고 한다.

2.2 격자 볼츠만 방법

이 절에서는 격자 볼츠만 방법에 대해 간략하게 기술한다. 자세한 내용은 참고문헌 13, 17에 제시되어 있다. 경계면 포착 방정식은 위의 식 (3)인 Cahn-Hilliard 방정식으로 모델링된다. 이 방정식은 많은 연구자들에 의해 도입되었으며,

경계면을 예측하는데 성공적인 결과를 얻었다.^(14,15) 이를 격자 볼츠만 방정식으로 변환하면 다음과 같다.⁽¹⁴⁾

$$g_i(\vec{x} + \vec{e}_i \delta t, t + \delta t) = g_i(\vec{x}, t) + \Omega_i + (1-q)[g_i(\vec{x} + \vec{e}_i \delta t, t) - g_i(\vec{x}, t)] \quad (4)$$

$$\Omega_i = \frac{g_i^{(eq)}(\vec{x}, t) - g_i(\vec{x}, t)}{\tau_\varnothing}$$

여기서 g_i 는 분포 함수, τ_\varnothing 는 single relaxation time, \vec{e}_i 는 i 방향의 격자 속도, $q(= \frac{1}{1+\tau_\varnothing})$ 는 상수항을 의미한다. order 변수는 다음과 같이 구한다.

$$\varnothing = \sum_i g_i \quad (5)$$

식 (2)에서 ∇P 는 2 상 유동에서 중요한 표면장력과 관계된 항이다. 이를 다시 포텐셜 항으로 표시하면

$$\vec{F}_{st} = -\nabla P = -\nabla p_i - \varnothing \nabla \mu_\varnothing \quad (6)$$

여기서 $p_i = n c_s^2$ (c_s 는 음속)는 이상기체 상태방정식을 의미한다. 화학 포텐셜은 자유에너지 밀도함수에서 구할 수 있다.

식 (2), 식 (3)을 격자 볼츠만 방정식으로 변환하면 다음과 같이 기술할 수 있다.⁽¹⁴⁾

$$f_i(\vec{x} + \vec{e}_i \delta t, t + \delta t) = f_i(\vec{x}, t) + \Omega_i \quad (7)$$

$$\Omega_i = \frac{f_i^{(eq)}(\vec{x}, t) - f_i(\vec{x}, t)}{\tau_n} + A_i (-\varnothing \nabla \mu_\varnothing + \vec{F}_b) \delta t$$

여기서 A_i 는 여러 형태가 있으며 복잡하지만 가장 정확한 Guo *et al.*⁽¹⁶⁾이 권고한 모델을 선정하였다. $\vec{F}_b = 2\varnothing^* \vec{g}$ 는 중력항을 의미하고 점성계수는 $\nu = c_s^2 (\tau_n - 0.5) \delta t$ 이다. 평형분포 함수는 다음과 같은 보존식을 만족해야 한다.

$$n = \sum_i f_i^{(eq)} \quad (8)$$

$$\vec{u} = (\sum_i f_i^{(eq)} \vec{e}_i + \frac{1}{2} (-\varnothing \nabla \mu_\varnothing + \vec{F}_b)) / n \quad (9)$$

$$\sum_i f_i^{(eq)} e_{i\alpha} e_{i\beta} = n c_s^2 \delta_{\alpha\beta} + n u_\alpha u_\beta \quad (10)$$

두 유체가 갇혀진 체적 내에서 자유에너지 함수는 다음과 같이 표현된다.

$$\psi_b = \int \mathcal{J}dV = \int dV[\psi(\varnothing) + \frac{\kappa}{2}(\nabla\varnothing)^2 + n\varnothing_s^2 \ln n]$$

여기서 V 는 제어체적, κ 는 표면장력과 경계면 두께와 관련된 계수, ψ 는 체적자유에너지 밀도이다. ψ 는 다음과 같이 double-well 형태로 나타낼 수 있다.

$$\psi(\varnothing) = A(\varnothing^2 - \varnothing^{*2})^2$$

여기서 A 는 두 상간의 상호에너지를 제어하는 매개변수이며, 두 상 $-\varnothing^*$, \varnothing^* 에서 최소 에너지를 갖게 되며 평형된 상태를 유지한다. 화학 포텐셜은 다음과 같이 정의된다.

$$\begin{aligned} \mu_\varnothing &= \frac{\partial \mathcal{J}}{\partial \varnothing} - \nabla \cdot \frac{\partial \mathcal{J}}{\partial \nabla \varnothing} \\ &= A(4\varnothing^3 - 4\varnothing^{*2}\varnothing) - \kappa \nabla^2 \varnothing \end{aligned} \quad (11)$$

경계면과 수직인 방향에서 경계면 단면 분포는 아래와 같은 식으로 표현될 수 있다⁽¹⁴⁾.

$$\varnothing = \varnothing^* \tanh(2\zeta/W)$$

여기서 ζ 는 경계면에서 수직인 좌표이고, W 는 경계면의 두께이다. 표면장력계수를 $\kappa, W, A, \varnothing^*$ 로 나타내면 다음과 같다.

$$\sigma = \frac{4\sqrt{2\kappa A}}{3} \varnothing^{*3}, W = \frac{\sqrt{2\kappa/A}}{\varnothing^*}, \varnothing^* = \frac{\rho_H - \rho_L}{2}$$

2.3 접촉각 모델

Young의 법칙에 따라 액체-기체 경계면이 고체 표면과 만났을 경우 접촉면에서의 표면장력 균형에 의해 다음과 같이 계산할 수 있다.^(8,10)

$$\cos\theta_w = \frac{\sigma_{SG} - \sigma_{SL}}{\sigma} \quad (12)$$

여기서 θ_w 는 액체에서부터 측정한 접촉각이고, σ_{SG} , σ_{SL} 는 각각 고체-기체, 고체-액체 사이의 표면장력이다. 위 표면장력은 Landau free energy functional에 추가적인 항과 관계가 있다. Cahn에 의하면 다음과 같은 추가적인 항을 고려한다.⁽⁸⁾

$$\psi_s = \int dS \Phi(\varnothing_s) = -\lambda \varnothing_s$$

여기서 \varnothing_s 는 벽면에서 order 변수이다. 이를 1차원으로 고려하면 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$\bar{\psi} = \int dy [\psi(\varnothing) + \frac{\kappa}{2}(d\varnothing/dy)^2] - \lambda \varnothing_s \quad (13)$$

위 식을 natural 경계조건에 의해 최소화하면 다음과 같은 2가지 조건이 도출된다.

$$\frac{\partial \psi}{\partial \varnothing} - \kappa \frac{d^2 \varnothing}{dy^2} = \mu_b, y > 0 \quad (14)$$

$$\kappa \left(\frac{d\varnothing}{dy} \right) = \frac{d\Phi(\varnothing_s)}{d\varnothing_s} = -\lambda, y=0 \quad (15)$$

정적 접촉각은 다음과 같은 방정식을 만족해야 한다.

$$\cos\theta_w = \frac{(1+\Omega)^{3/2} - (1-\Omega)^{3/2}}{2} \quad (16)$$

여기서 wetting potential은 다음과 같이 표현된다.

$$\Omega = \frac{\lambda}{(\varnothing^*)^2 \sqrt{2\kappa A}}$$

위 식 (15)에서 벽면은 다음 조건을 만족해야 한다.

$$\frac{\partial \varnothing}{\partial y} \Big|_{y=0} = -\frac{\lambda}{\kappa} \quad (17)$$

여기에 화학 포텐셜에 대한 다음 조건도 만족해야 한다.⁽¹⁰⁾

$$\frac{\partial \mu}{\partial y} \Big|_{y=0} = 0 \quad (18)$$

3. 수치해석모델 검증

앞으로의 수치해석에서 실제 공기-물의 경우와 유사하게 밀도비 1000, 점성비 1000을 사용한다. LBM 모델에 사용되는 Γ 는 Cahn-Hilliard 방정식의 확산계수의 역할을 하므로 되도록 작게 잡는 것이 경계면을 정확하게 예측하기 좋으나 너무 작게 잡으면 수치 불안정이 발생할 수 있다. 또한 경계면 두께 W 는 경계면에서 밀도차가 커지면 차분 오차가 증가하기 때문에 크게 잡는 것이 좋으며 어느 크기 이상은 결과에 변함이 없다⁽¹⁴⁾. 따라서 Γ 는 400, 경계면 두께 W 는 5를 사용하였다.

Figure 1은 해석에 사용된 2차원 기하학적 형상이다. 정적 접촉각 θ_w 는 액적으로부터 시작하는 것으로 정의되며, 높

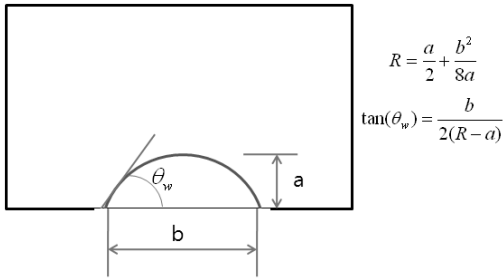


Fig. 1 Schematic geometry for evaluating the static contact angle

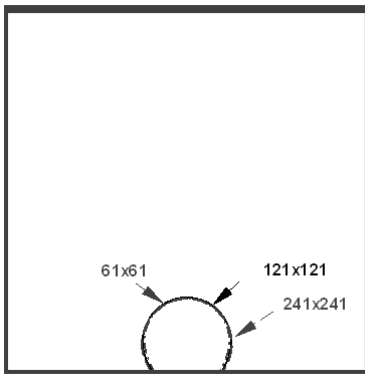


Fig. 2 Effect of different grid sizes ($\theta_w=130^\circ$)

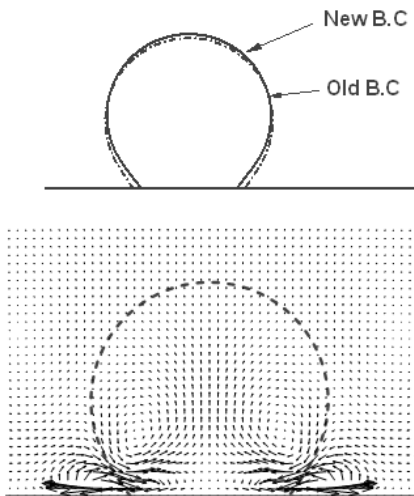


Fig. 3 Comparison of two boundary conditions

이(a), 너비(b), 액적의 반지름(R)를 측정하여 구할 수 있다.

이 절에서는 정적 접촉각($\theta_w=0$)에 대한 해석을 수행하였다. 경계면은 모두 벽으로 가정했으며 벽면에서는 no-slip 조건인 bounce-back 조건⁽⁵⁾을 적용하였다. 초기에 액적이 아래 벽면에 반원의 형태로 있다고 하였다. Figure 2는 격자 수에 대한 민감도 해석이다. 세 가지 격자 모두 비슷한 결과를 보이지만 계산 시간을 고려하여 중간 격자(121x121)를 채택하였다. Figure 3은 식 (18)의 경계 조건을 고려하지 않은 경우(Old B.C.)와 고려한 경우(New B.C.)이다. Figure 3에

서 보듯이 벽면에서 counter-rotating current가 발생하고 있고, 접촉각 역시 식 (18)을 적용한 결과와 비교할 때 차이가 남을 알 수 있다. 식 (18)을 적용한 경우 Figure 4와 같이 벽면에서 spurious current가 발생하지 않고, Figure 7의 이론식과 비교한 예(네모 박스)에서 볼 때 새로운 조건을 적용한 경우는 이론식과 거의 일치함을 볼 수 있다. 핵 비등 열 전달에서 microlayer evaporation과 transient conduction 현상이 중요하다고 알려져 있다. 이는 모두 벽면에서 경계면과 속도장을 정확하게 예측해야만 합리적인 결과를 얻을 수 있다. 그러므로 벽면에서 spurious current를 제거하지 않으면 해석 결과에 나쁜 영향을 미칠 수 있다.

Figure 4는 $\theta_w > 90^\circ$, $\theta_w < 90^\circ$ 인 경우에 대해서 액체-기체 경계면과 속도장을 나타낸 것이다. Figure 4의 위 쪽 그림은 $\theta_w=130^\circ$ 인 경우로서 벽면과 접촉되어 있는 면적을 줄여 나가는 즉 non-wetting 되고 있다. 그러므로 벽면에서 속도도 안 쪽으로 흐르는 것을 볼 수 있다. 반대로 아래 쪽 그림은 $\theta_w=50^\circ$ 인 경우로서 벽면과 접촉되어 있는 면적을 늘여 나가는 즉 wetting 되고 있다. 또한 벽면에서 속도도 바깥쪽으로 흐른다.

Figure 5는 위의 두 가지 경우에 대한 액체-기체 경계면의 과도 해석 결과를 나타내었다. Figure 4의 결과와 같이

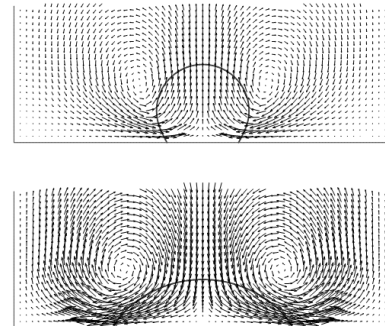


Fig. 4 Interface contour and velocity fields (top : $\theta_w=130^\circ$, bottom : $\theta_w=50^\circ$)

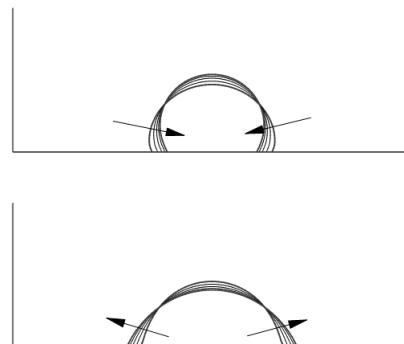


Fig. 5 Transient interface contour profiles (top : $\theta_w=130^\circ$, bottom : $\theta_w=50^\circ$)

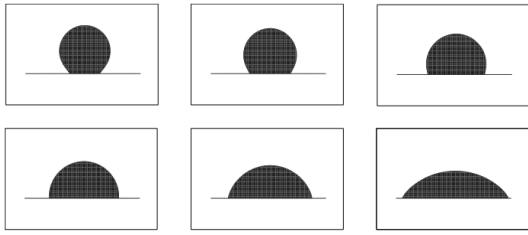


Fig. 6 Equilibrium states of various static contact angles
(top : $\theta_w=145^\circ, 130^\circ, 108^\circ$ bottom : $90^\circ, 76^\circ, 50^\circ$)

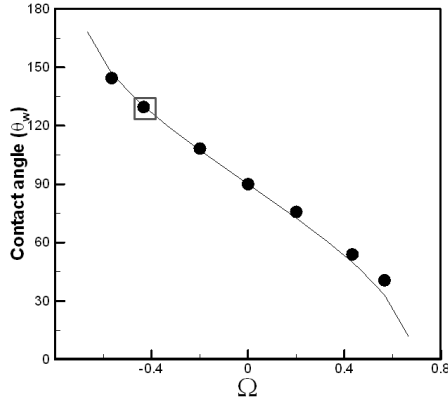


Fig. 7 Static contact angle .vs. wetting potential Ω
(curve : theoretical relation, circles : simulation results)

초기 조건에서 $\theta_w=130^\circ$ 인 경우는 안쪽으로 $\theta_w=50^\circ$ 인 경우는 바깥쪽으로 경계면이 이동하고 있다.

Figure 6은 정적 접촉각 $30^\circ \sim 150^\circ$ 사이의 평형 상태에 도달한 형태를 도시하였다. 넓은 범위의 non-wetting, wetting 영역에 대해서 성공적으로 해석을 수행할 수 있었다.

Figure 7은 wetting potential Ω 에 대한 정적 접촉각을 도시하였다. Figure 7에서 보듯이 식 (16)의 이론식과 거의 전 영역에서 최대 3° 의 차이 안에서 일치하고 있음을 알 수 있다.

격자 볼츠만에서 사용된 접촉각 모델은 기존의 CFD 방법에서 사용된 기하학적 구속모델과 달리 간단하고 자연스럽게 접촉각을 모사할 수 있다. 또한 diffuse interface 개념을 도입해 no-slip 조건을 적용하여도 벽면에서 stress singularity가 발생하지 않는다.

4. 결과 및 토의

4.1 Bubble necking

이 절에서는 벽면에서 상승하는 기포 유동, 즉 부력이 작용하는 경우에 대해 해석하였다. 위 3절과 유사하지만 액적 대신에 기포, 그리고 $g > 0$ 인 경우이다. 경계면은 모두 벽으로 가정했고 벽면에서의 접촉각은 90° 로 설정하였다. Figure 8은 격자민감도 해석으로 생긴 격자와 중간 격자는 차이가 나지만 중간 격자와 조밀한 격자 사이에는 차이가 거의 나지

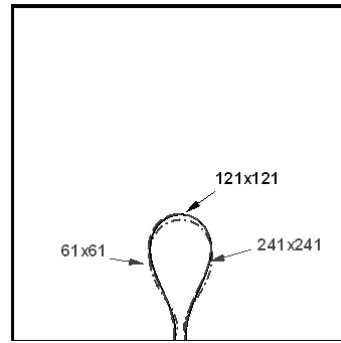


Fig. 8 Effect of different grid sizes
($Eo=4.5, M=1.74 \times 10^{-7}$)

않음을 알 수 있다. 위 3절과 마찬가지로 앞으로의 계산은 계산 시간을 고려하여 중간 격자(121x121)를 채택하였다.

기포의 형태는 Eotvos, Morton 수와 같은 무차원 변수에 의해 많이 달라진다.

$$Eo = \frac{g(\rho_H - \rho_L)d^2}{\sigma}, M = \frac{g(\rho_H - \rho_L)\mu_H^4}{\rho_H^2 \sigma^3}$$

여기서 g 는 중력 가속도, d 는 기포의 지름, σ 는 표면장력계수, μ 는 점성계수이다. Eotvos 수는 중력항과 표면장력의 비를 의미하며 또한 기포의 크기와 관계된 무차원 변수이다. Morton 수는 점성과 표면장력의 성질과 관계된 변수이며 기포의 동적인 거동을 표현한다. 해석은 $Eo=4.5, M=1.74 \times 10^{-7}$ 인 경우로 pinch-off 이후의 기포의 거동은 Bhaga 와 weber⁽¹⁷⁾의 유동영역지도에서 OE(Oblate Ellipsoid) 형태를 예상할 수 있다.

Figure 9는 기포가 pinch-off 하기 직전의 액체-기체 경계면과 속도장을 표시하였다. 부력에 의해 떠오르는 기포와

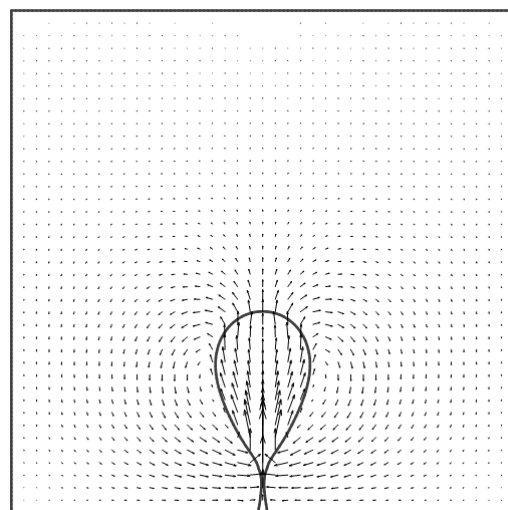


Fig. 9 Interface contour and velocity fields at pinch-off
($Eo=4.5, M=1.74 \times 10^{-7}$)

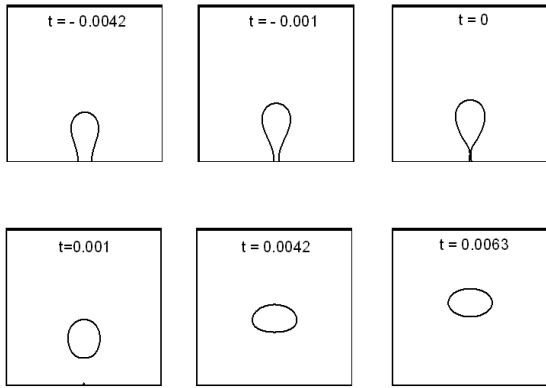


Fig. 10 Bubble shapes predicted by numerical simulation ($Eo=4.5$, $M=1.74 \times 10^{-7}$)

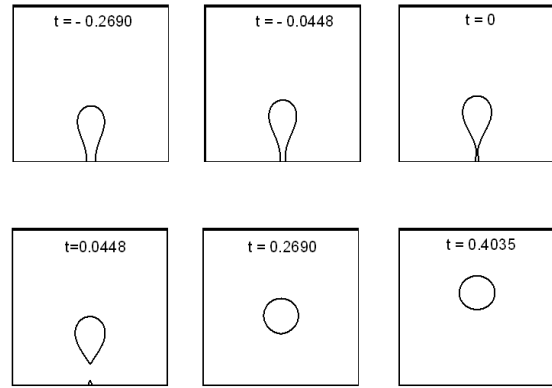


Fig. 12 Bubble shapes predicted by numerical simulation ($Eo=4.5$, $M=3.72 \times 10^{-2}$)

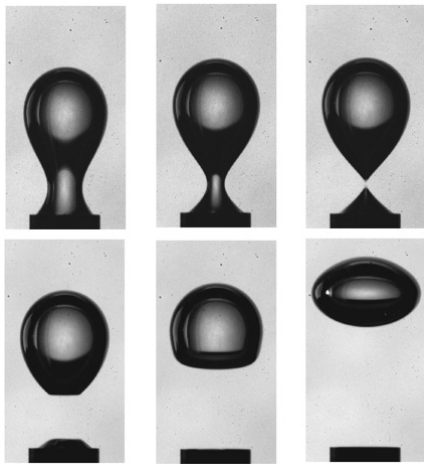


Fig. 11 Snapshots of the experimentally observed air bubble pinch-off process in water at $t=-5, -1, 0, 1, 5$ and 10 ms⁽¹²⁾

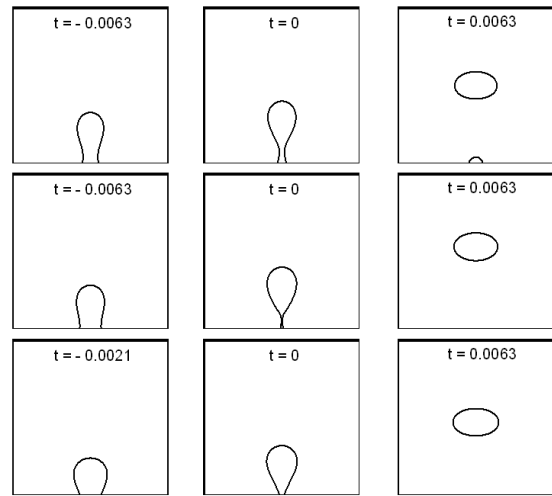


Fig. 13 Bubble shapes predicted by numerical simulation at different contact angles ($Eo=4.5$, $M=1.74 \times 10^{-7}$)
top : $\theta_w=107^\circ$, middle : $\theta_w=90^\circ$, bottom : $\theta_w=50^\circ$

이에 대응하는 후류의 순환하는 속도장, 그리고 bubble neck 경계면을 잘 모사하고 있음을 볼 수 있다.

Figure 10은 기포 pinch-off ($t=0$) 이전과 이후의 거동을 나타내었다. pinch-off 이전에는 bubble necking 현상을 볼 수 있으며, pinch-off 이후에는 상승 기포의 거동을 보이고 있다. 상승 기포의 형태는 타원형의 형태로써 Bhaga와 weber의 유동영역지도에서 예측한 형태를 유지하고 있다. Thoroddsen *et al.*⁽¹²⁾은 액체의 점성을 변화시켜가면서 기포 pinch-off에 대한 광범위한 실험을 수행하였다.

Figure 11은 수치 해석결과와 비슷한 조건의 실험 결과이다. 기포 pinch-off 이전의 bubble necking, pinch-off 시의 형상, pinch-off 이후의 기포 거동 등이 수치 해석 결과 (Figure 10)와 비교적 정확하게 일치하고 있다.

4.2 점성과 접촉각 영향

이 절은 점성과 접촉각의 영향을 보기 위해서 다른 변수를

고정하고 각각의 변수를 바꾸어 보았다. 첫 번째 해석은 액체 영역의 점성을 증가시킨 경우로 $Eo=4.5$, $M=3.72 \times 10^{-2}$ 인 경우이다. 이는 Bhaga와 weber⁽¹⁷⁾의 유동영역지도에서 S (Spherical) 형태를 예상할 수 있다.

Figure 12는 기포 pinch-off ($t=0$) 이전과 이후의 거동을 나타내었다. pinch-off 이전의 bubble necking 현상은 Figure 10의 점성이 작은 경우와 비슷하나, pinch-off 이후 상승 기포의 형태는 구형의 형태로써 Bhaga와 weber의 유동영역지도에서 예측한 형태를 유지하고 있다. 또한 pinch-off 바로 직후 기포의 꼬리가 Figure 10의 경우와 달리 뾰족한 형태를 보이고 있다. 또한 bubble necking, pinch-off, 상승 속도 등이 점성이 작은 경우에 비해 지연되고 있음을 알 수 있다. Figure 13은 접촉각의 영향을 보기 위해서 아래 벽면의 접촉각을 변화시켰다. 각각 위에서 아래로 107° , 90° , 50° 이며 액체영역에서 시작하여 산정한 값이

다. 접촉각이 크면 벽면에서의 응집력이 커지고 기포가 상승하기 위해서는 부력이 벽면의 표면장력보다 커야한다. 접촉각이 130°인 경우도 해석을 수행했지만 기포가 상승하지 못하고 벽면에 붙은 형태를 유지하였다. 접촉각이 작아지면 부력이 벽면의 응집력보다 커져서 기포가 necking 현상을 거쳐 상승하게 된다. Figure 13에서 접촉각이 107°인 경우 pinch-off 하기 직전의 bubble neck 이 접촉각이 90° 인 경우와 비교해 볼 때 두꺼운 것을 볼 수 있고, pinch-off 이후에도 baby bubble이 벽면에 형성되고 있음을 알 수 있다. 이는 위에서 설명한대로 벽면의 응집력이 기포를 붙잡아 두고 있기 때문으로 보인다. 접촉각이 50°인 경우 다른 두 경우에 비해 bubble necking 시간이 짧고 필라멘트 형태의 bubble neck이 발생하지 않고 바로 떨어져 나가는 것을 볼 수 있다.

실험에서는 점성과 접촉각의 영향을 보기 위해서 다른 변수를 고정하고 한 변수의 영향을 보기가 어렵지만 본 수치 해석 연구는 한 변수의 영향만을 고려하여 해석을 수행할 수 있었다. 즉 실험에서 액체의 점성을 늘이면 성분이 달라져 액체의 표면장력 및 접촉각 특성이 달라질 수 있기 때문이다.

5. 결 론

자유에너지에 기반을 둔 격자 볼츠만 방법을 이용하여 벽면에서의 접촉각, bubble necking 현상을 모사하였다. 기존의 수치해석에서는 적용하기 어려운 벽면에서 no-slip 조건을 이용하여 성공적으로 접촉각 현상을 모사할 수 있었으며, 이 수행 내용을 이론식과 비교하여 일치하는 결과를 얻었다. 또한 밀도차가 큰 경우와 적절한 경계조건을 적용하여 spurious current를 제거할 수 있었다.

Bubble necking 현상은 고체, 액체, 기체 3 상의 경계면에서 부력에 의해 생성되며, 이에 대한 이해는 기포나 액적의 생성기구 현상 규명에 대한 중대한 역할을 한다. 이에 대한 bubble necking 현상에 대해 수치 모사를 수행하였고 실험 결과와 비교한 결과 정량적, 정성적으로 일치하는 것을 볼 수 있었다. 실험에서는 구현하기 어려운 점성과 접촉각의 변화에 따른 영향도 제시하였다.

본 연구에서 열전달이 있는 경우의 핵 비등을 모사하기 위한 전 단계로서 벽면에서의 접촉각 및 bubble necking 현상에 대한 격자 볼츠만 방법의 유용성을 검증하였으며, 앞으로 벽면 가열에 의한 비등 현상, 3차원 확장에 대한 연구가 수행될 것이다.

후 기

본 연구는 교육과학기술부의 지원하에 수행되었습니다.

참고문헌

- (1) D. Juric and G. Tryggvason, 1997, "Computations of Boiling Flows," *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 24, pp. 387~410.
- (2) F. H. Harlow and J. E. Welch, 1965, "Numerical calculation of time-dependent viscous incompressible flow," *Phys. Fluids*, Vol. 8, pp. 2182~2189.
- (3) C. W. Hirt and B. D. Nichols, 1981, "Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries," *J. Comput. Phys.*, Vol. 39, pp. 210~225.
- (4) J. A. Sethian, 1996, *Level Set Methods*, Cambridge University Press.
- (5) S. Succi, 2001, *The Lattice Boltzmann Equation for Fluid Dynamics and Beyond*, Oxford University Press, Oxford.
- (6) S. L. Lee and S. R. Sheu, 2001, "A new numerical formulation for incompressible viscous free surface flow without smearing the free surface," *Int. J. Heat and Mass Transfer*, Vol. 44, pp. 1837~1848.
- (7) M. Renardy, Y. Renardy and J. Li, 2001, "Numerical Simulation of Moving Contact Line Problems Using a Volume-of-Fluid Method," *J. Comput. Phys.*, Vol. 171, pp. 243~263.
- (8) A. J. Briant, P. Papatzacos and J. M. Yeomans, 2002, "Lattice Boltzmann simulations of contact line motion in a liquid-gas system," *Philos. Trans. Roy. Soc. London A* 360, pp. 485~495.
- (9) Y. Y. Yan and Y. Q. Zu, 2007, "A Lattice Boltzmann method for incompressible two-phase flows on partial wetting surface with large density ratio," *J. Comput. Phys.*, Vol. 227, pp. 763~765.
- (10) T. Lee and L. Lin, 2008, "Wall boundary conditions in the lattice Boltzmann equation method for nonideal gases," *Phys. Rev. E*, Vol. 78, 017702.
- (11) J. Eggers, 1997, "Nonlinear dynamics and breakup of free-surface flows," *Rev. Mod. Phys.*, Vol. 69, 865.
- (12) S. T. Thoroddsen, T. G. Etoh and K. Takehara, 2007, "Experiments on bubble pinch-off," *Phys. Fluids*, Vol. 19, 042101.
- (13) S. Quan and J. Hua, 2008, "Numerical studies of bubble necking in viscous liquids," *Phys. Rev. E*, Vol. 77, 066303.
- (14) H. W. Zheng, C. Shu and Y. T. Chew, 2006, "A Lattice Boltzmann for Multiphase Flows with Large Density Ratio," *J. Comput. Phys.*, Vol. 218, pp. 353~371.
- (15) D. Jacqmin, 1999, "Calculation of two-phase Navier-Stokes flows using phase-field modeling," *J. Comput. Phys.*, Vol. 155, pp. 96~127.
- (16) Z. Guo, C. Zhen and B. Shi, 2002, "Discrete lattice

- effects on the forcing term in the lattice Boltzmann method," Phys. Rev. E, Vol. 65, 046308.
- (17) D. Bhaga and M. E. Weber, 1981, "Bubbles in viscous liquids : shapes, wakes and velocities," J. Fluid Mech., Vol. 105, pp. 61~85.
- (18) 유승엽, 박천태, 한승열, 고성호, 2010, "2상 격자 볼츠만 방법을 이용한 상승하는 기포 유동 2차원 수치 모사," 유체기계저널, 제13권 제4호(통권 61호) pp. 31~36.