

다양한 조건하에서 모세관력 불균형에 의해 구동되는 수평 표면 위의 액적 거동

명 현 국*† · 권 영 후*

* 국민대학교 기계공학과

Behavior of Liquid Droplet Driven by Capillarity Force Imbalance on Horizontal Surface Under Various Conditions

Hyon Kook Myong*† and Young Hoo Kwon*

** Dept. of Mechanical Engineering, Kookmin Univ.

(Received November 4, 2014 ; Revised January 20, 2015 ; Accepted January 22, 2015)

Key Words: Liquid Droplet Behavior(액적 거동), Capillarity Force Imbalance(모세관력 불균형), Volume of Fluid(VOF), Contact Angle(접촉각), Surface Tension(표면장력), Spreading Radius(퍼짐 반경), Numerical Simulation(수치해석)

초록: 본 연구는 다양한 조건하에서 모세관력 불균형에 의해 구동되는 수평 표면 위의 액적 거동을 수치해석적으로 연구한 것이다. 액적 거동은 자체개발 코드(PowerCFD)를 사용하여 수치해석하였다. 수치해석에 사용된 코드는 보존적인 압력기반 유한체적방법에 기초한 비정렬 셀 중심 방법 및 VOF 방법에 체적포착법인 CICSAM을 채용하고 있다. 상세한 액적 거동이 다양한 초기 액적형상, 접촉각 및 표면장력(또는 Bond 수)의 조건하에서 얻어졌다. 또한 액적 이송 메커니즘이 액적 형상에 대한 수치해석 결과로부터 검토되었다.

Abstract: The present study aims to numerically investigate the behavior of liquid droplet driven by capillarity force imbalance on horizontal surfaces ranging from hydrophilic to hydrophobic, under various conditions. The droplet behavior has been simulated using an in-house solution code(PowerCFD), which employs an unstructured cell-centered method based on a conservative pressure-based finite-volume method with interface capturing method(CICSAM) in a volume of fluid(VOF) scheme for phase interface capturing. The detailed droplet behavior was obtained under various conditions for droplets with different initial shapes, contact angles and surface tension forces(or Bond number). The mechanism of droplet transport was examined using the numerical results on the droplet shapes.

1. 서 론

액적의 벽면 충돌(impact) 및 퍼짐(spreading) 현상은 일상생활에서 쉽게 접할 수 있으며, 또한 잉크젯 프린팅, 연소기 내부의 분사식 냉각기, 표면코팅, microfluidics 분야 등의 공학적인 응용분야와도 깊게 연관되어 있기 때문에, 많은 연구자들에 의해 오래전부터 연구되어온 주제이다.

일반적으로 액적 충돌 및 퍼짐에서 액적이 고착(deposition)될 때까지의 거동을 퍼짐, 후퇴(receding), 되튐(rebound) 및 튀김(splash)으로 구분하고 있다.^(1,2) 이와 같은 액적 충돌현상을 분석하기 위해 그동안 많은 연구자들^(3,4)이 실험을 통해 액적 충돌 후 거동을 가시화하고, 액적 충돌 및 최대 퍼짐반경(spreading radius)에 대한 상관식을 충돌속도에 기초한 Reynolds 수, Re 및 웨버수 Weber 수, We 의 함수형태로 제시하였다. 그런데 이들 실험들은 대부분 Re 와 We 가 모두 상대적으로 매우

† Corresponding Author, myong@kookmin.ac.kr

© 2015 The Korean Society of Mechanical Engineers

높은 경우로 액적내 유동이 액적충돌에 따른 충돌압력에 의해 구동(impact-driven)되는 경우가 대부분으로, 직경이 매우 작은 잉크젯 프린터에서의 액적과 같이 충돌과 퍼짐 과정 중에 충돌속도가 무시될 수 있는 실제 공학적인 응용과는 상당한 괴리가 있다.⁽⁶⁾

일반적으로 매우 낮은 Weber 수를 갖는 경우, 충돌속도 효과는 무시될 수 있으며, 이 경우 액적내 유동은 주로 액적계면이 벽면과 만나는 접촉선(contact line)에서 발생시키는 벽면 부착력(wall adhesion force)과 액체분자들 사이의 응집력(cohesive force) 차이로 인해 야기되는 모세관력의 불균형에 의해 구동(capillarity-driven)된다. 만일 벽면 부착력이 액체분자들 사이의 응집력보다 큰 친수성(hydrophilic) 표면에 놓이면 액체분자가 벽면으로 몰리며, 즉 퍼지면서 접촉면적을 증가시키는 경향이 있다. 반대로 벽면 부착력이 액체분자들 사이의 응집력보다 작은 소수성(hydrophobic) 표면에서는 액체 분자들이 서로 뭉치려하여 접촉면적이 감소하는 경향이 있다. 또한 액체가 다른 액체나 기체와 접촉할 때 그 경계에 생성된 표면장력은 팽팽하게 당겨진 탄성막과 같은 작용을 하므로, 이러한 액적 표면(계면)의 특성은 액적 퍼짐현상에 영향을 주게 된다. 이러한 모세관력 불균형에 의해 구동되는 낮은 We 에서의 액적 퍼짐현상에 대해 Schiaffino 등⁽⁵⁾은 상사법칙을 통해 특성 퍼짐속도, 퍼짐 시간 스케일과 함께, 이들 스케일을 사용하여 퍼짐 이력에 관한 최대 퍼짐반경에 대한 상관식을 제시하고, 실험을 통해 이것을 입증하였다. 그러나 이들은 표면장력에 대한 중력의 영향을 나타내는 Bond 수, Bo 가 $Bo \ll 1$ 인 경우에 한해서 차원해석 및 실험을 통한 결과를 제시하였기 때문에, 중력의 효과 및 접촉각(또는 표면 젖음성) 등 다양한 조건에 따른 액적 퍼짐 현상에 대한 연구가 충분하게 이루어졌다고 보기 어렵다.

한편 현재 액적 충돌 및 퍼짐의 물리적 현상에 대한 이해를 높이기 위한 수치해석적 연구에서는 주로 VOF (volume of fluid) 방법⁽⁶⁻⁸⁾을 이용하여 활발히 이루어지고 있다. 그러나 기존의 수치해석적 연구들은 기존의 실험들과 같이 낙하속도를 가진 충돌에 의해 구동되는 Re 와 We 가 모두 높은 액적 충돌해석에 초점이 맞춰져 있다. 따라서 모세관력 불균형에 의해 구동되는 낮은 We 에서

의 액적 퍼짐현상에 대한 수치적 연구는 거의 전무한 실정이다.

본 연구는 모세관력 불균형에 의해 구동되는 낮은 웨버수에서의 액적 퍼짐현상에 관한 수치적 연구로, 충돌 없이 표면위에 놓여 있는 단일 액적에 대해 초기 액적 형상, 접촉각 그리고 표면장력(또는 Bond 수)의 변화에 따른 액적의 시간에 따른 액적 거동을 수치해석하고, 그 결과를 통해 액적퍼짐의 물리적 현상에 대한 이해를 높이고자 한다. 또한 본 해석결과는 향후 실험 및 수치해석 연구결과와의 비교분석을 위한 연구 자료를 제공하고자 한다.

2. 해석대상 및 수치해석방법

2.1 해석대상

본 연구에서는 해석대상으로 충돌 없이 수평 표면위에 놓여 있는 공기 중의 단일 물 액적을 고려하고, 이것으로 초기화시킨 초기경계치문제로 수치해석 하였다. 참고로 바닥 표면위에 놓인 구형 액적의 퍼짐현상은 충돌속도가 없어 $We = Re = 0$ 인 경우에 해당 되므로, 모세관력 불균형에 의해 구동되는 낮은 Weber 수에서의 액적 퍼짐현상에 대한 액적 실험결과와 비교분석하기에 적합하다. 또한 이 경우의 물리적인 현상을 파악하는 데에는 통상 충돌속도에 기초한 이들 무차원수를 개별적으로 고려하지 않고 다음 식으로 정의되는 것과 같이 점성력, 관성력 및 표면장력을 함께 고려하는 Ohnesorge 수, Oh 가 더 적절하다.

$$Oh = \frac{\mu_w}{\sqrt{\rho_w \sigma a}} = \frac{\sqrt{We}}{Re} \quad (1)$$

위 식에서 ρ_w 및 μ_w 은 각각 물 액적의 밀도와 점성계수 값을 각각 나타내며, a 는 액적의 반경이다. 참고로 식 (1)의 Oh 는 충돌속도를 대표속도로 사용한 Re 와 We 에서 충돌속도가 0으로 접근할 때에도 자연스럽게 성립하며, 또한 특성 퍼짐속도 $U = \sqrt{\sigma/(\rho_w a)}$ 를 대표속도로 사용하는 경우에는 Re 의 역수로 된다.

본 연구에서는 초기 액적 형상으로는 반경 $a = 0.001$ m인 실제 구형 액적과 가상의 반구형 액적을 선정하였다. 가상의 반구형 액적을 선정하는 것은 액적 충돌시 중력에 의해 압착되는 액적의 초기형태를 모사하고, 또한 이 경우 구형 액적과 다른 모세관력 불균형이 생기기 때문에 이 특성

에 따른 변화를 살펴 볼 수 있기 때문이다.

다음으로 액적과 접촉하는 바닥 표면은 친수성 표면과 소수성 표면을 고려하여 고정된 접촉각으로 $\theta = 45^\circ, 90^\circ, 135^\circ$ 를 선정하여 수치해석 하였다. 참고로 $\theta = 45^\circ$ 인 경우는 친수성 표면, $\theta = 135^\circ$ 인 경우는 소수성 표면에 해당되며, $\theta = 90^\circ$ 인 경우는 반구형 액적인 경우 바닥 표면과의 접촉선에서 초기에 모세관력 불균형이 생기지 않는 평형상태의 특수한 경우이다.

마지막으로 표면장력에 대한 중력의 영향을 알아보기 위해 중력을 고정하고 표면장력 값을 변경하였다. 즉, 표면장력은 실제 물 액적의 표면장력 $\sigma = 0.07 \text{ N/m}$ 와 함께 중력의 영향이 상당히 나타날 수 있도록 극단적으로 작은 값을 가지는 $\sigma = 0.001 \text{ N/m}$ 두 가지 경우에 대하여 해석하였다. 참고로, 이 두 가지 표면장력에 대해서 반경 $a = 0.001 \text{ m}$ 인 실제 구형 액적에서 표면장력에 대한 중력의 영향을 나타내는 Bond 수, $Bo = \rho_w g a^2 / \sigma$ 는 각각 약 0.14와 9.8로 실제 물 액적의 표면장력을 사용하였을 경우에는 중력의 영향을 무시할 수 있으나, 후자의 경우에는 중력의 영향이 상당히 크다.

2.2 지배방정식

유동을 비압축성이라고 가정하면, 기상-액상 모든 영역에 적용되는 질량보존, 운동량보존 및 VOF 값 α 에 대한 지배방정식은 체적 V 인 검사체적에 대해 다음과 같이 적분형태로 표현할 수 있다.

$$\int_S \vec{v} \cdot d\vec{S} = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V (\rho \vec{v}) dV + \int_S [\rho \vec{v} \otimes \vec{v}] \cdot d\vec{S} = \int_S \vec{\tau} \cdot d\vec{S} - \int_S p d\vec{S} + \int_V \rho \vec{g} dV + \int_V \vec{f}_{SV} dV \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \alpha dV + \int_S \alpha \vec{v} \cdot d\vec{S} = 0 \quad (4)$$

위 식에서 \vec{v} 는 속도 벡터, t 는 시간, p 는 압력, \vec{f}_{SV} 는 표면장력에 의한 단위 체적 당 힘, $\vec{\tau}$ 는 점성응력 텐서, \vec{S} 는 면적벡터, \vec{g} 는 중력가속도를 각각 나타낸다. 그리고 국소 물성 값인 밀도 ρ 와 점성계수 μ 는 다음과 같이 계산한다.

$$\rho = \alpha \rho_1 + (1 - \alpha) \rho_2 \quad (5)$$

$$\mu = \alpha \mu_1 + (1 - \alpha) \mu_2 \quad (6)$$

여기서 아래첨자 1과 2는 다른 종류의 유체를 각각 나타내며, α 는 0과 1 사이의 값을 가진다. 참고로 본 연구에서는 물과 공기를 의미한다.

2.3 CSF 모델 및 벽면부착 경계조건

식 (3)에 나타낸 표면장력에 의한 단위 체적당 힘 \vec{f}_{SV} 는 일반적으로 동등한 체적력으로 변환하는 Brackbill 등⁽⁹⁾이 제안한 CSF(Continuum Surface Force) 모델의 형태로 운동량방정식에 삽입된다. 이 항은 표면장력계수 σ 가 일정한 경우 다음과 같이 주어진다.

$$\vec{f}_{SV} = \sigma \kappa \vec{n} \quad (7)$$

위 식에서 κ 는 액적 계면의 곡률, 그리고 \vec{n} 은 계면에 수직인 벡터를 나타낸다. 본 연구에서와 같이 VOF 모델을 사용하는 경우, 표면장력에 의한 단위 체적 당 힘 \vec{f}_{SV} 는 다음과 같이 나타내어진다.

$$\vec{f}_{SV} = -\sigma \nabla \cdot \left(\frac{\nabla \alpha}{|\nabla \alpha|} \right) \nabla \alpha \quad (8)$$

한편, 벽면부착 경계조건은 계면이 벽면과 접촉하는 접촉선에서의 계면에 수직인 단위벡터로, Blackbill 등⁽⁹⁾이 제안한 식이 일반적으로 많이 사용되고 있으나, 본 연구에서는 벽면부착 경계조건으로 다음 식을 사용하였다.

$$\vec{n}_w \cdot \nabla \alpha = \vec{n}_w \cdot \vec{n} = \cos \theta \quad (9)$$

위 식에서 θ 는 유체와 벽사이의 (평형) 접촉각이고, \vec{n}_w 는 벽을 향하는 벽면에 수직인 단위벡터이다. 참고로 위 식은 계면이 벽면과 만나는 접촉선에서의 계면에 수직인 단위벡터를 양적(explicitly)으로 구하는 Blackbill 등⁽⁹⁾의 방법과 달리 음적(implicitly)으로 구하는 것으로, 향후 동적 접촉각(dynamic contact angle)을 고려할 경우 보다 사용이 용이하며, 또한 유한체적법에 기초한 본 연구에서 사용하는 수치해석방법에서는 직접적으로 적용될 수 있는 장점이 있다.⁽¹⁰⁾

2.4 수치해석방법

수치해석은 Myong and Kim⁽¹¹⁾ 및 Myong⁽¹²⁻¹⁴⁾이 개발한 비정렬격자계 및 체적포착법을 사용하는

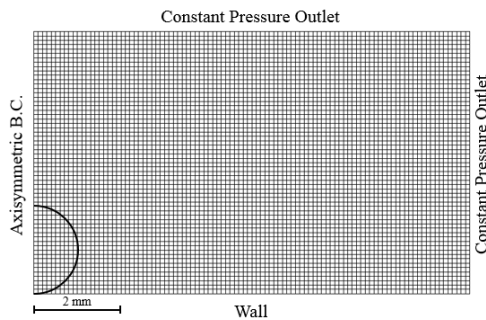


Fig. 1 Computational domain for simulation case

수치해석방법(PowerCFD 코드)에 비정렬격자계에 적용할 수 있도록 제안된 표면장력에 대한 CSF 모델⁽⁹⁾ 및 벽면부착 경계조건 모델을 삽입하여 수행하였다. 또한 수치해석은 체적포착법에서 크게 문제가 되는 번짐(smearing) 현상과 같은 계면의 비 물리적인 변형 및 수치확산 문제를 크게 개선한 것으로 알려진 HR 도식인 CICSAM⁽¹⁵⁾ (Compressive Interface Capturing Scheme for Arbitrary Meshes)을 도입하고 있다. 구체적인 수치해석방법은 참고문헌⁽¹⁰⁻¹⁴⁾에 기술되어 있어 지면관계상 여기서는 생략한다.

계산영역은 원통형 수조와 같은 영역이나, 축대칭 조건을 사용하여 해석하기 때문에 반경방향 및 축방향으로 각각 $10a$ 및 $6a$ 가 해석영역으로 되며, 중심 바닥에 접하여 초기 액적이 놓여있다 (Fig. 1 참조). 경계조건으로 바닥면은 고정된 접촉각을 가지는 벽면조건을, 축을 제외한 나머지 경계는 압력경계조건으로 설정하였다. 격자계는 기본적으로 Fig. 1에 나타난 바와 같이 $a/10$ 간격을 가지는 비정렬 등간격 격자계($\Delta r \times \Delta z = 100 \times 60$)를 사용하였으나, 수치해석 결과의 신뢰성을 위해 액적 형상 변화가 심한 초기화 영역에 $a/20$ 및 $a/40$ 의 조밀한 격자간격을 사용하는 비등간격 격자에 대한 격자의존성(grid dependence) 테스트를 모든 조건에 대해 추가적으로 수행하였다. 수치해석 결과, 뒤에서 기술하는 바와 같이 친수성 표면($\theta = 45^\circ$)위에 위치하는 중력의 영향이 무시될 수 있는 구형 물 액적을 제외한 나머지 모든 조건에 대한 결과는 $a/10$ 의 격자간격을 갖는 수치해석 결과와 물리적으로 큰 차이 없이 유사한 결과를 나타냈다. 따라서 이후 특별한 언급이 없는 한 본 연구 결과는 $a/10$ 간격을 가지는 비정렬 등간격 격자계를 사용한 결과이다.

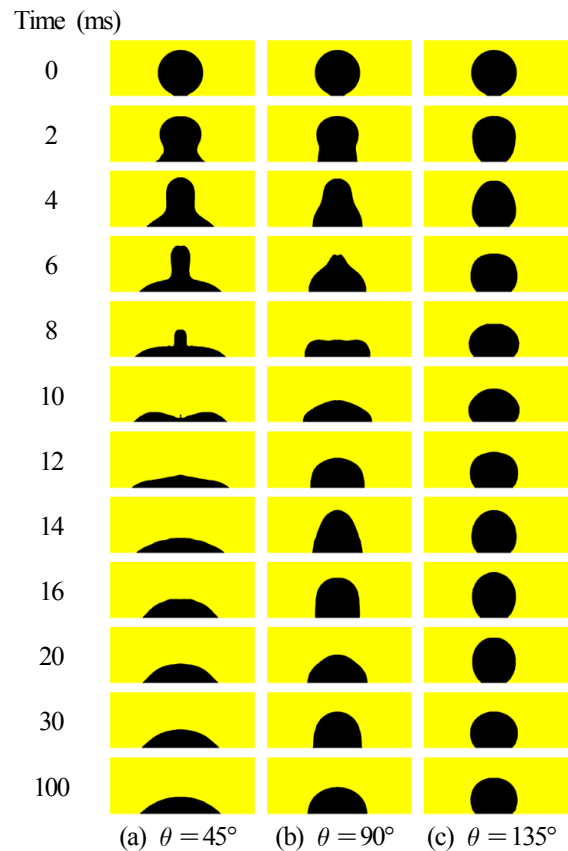


Fig. 2 Time evolution of initially spherical water droplet on a surface for different contact angles with surface tension of $\sigma = 0.07$ N/m ($Oh \approx 0.0038$, $Bo \approx 0.14$, $We = 0$)

마지막으로 시간스텝은 처음에 $\Delta t = 5 \times 10^{-7}$ s를 사용하나, 이후 수치해석의 안정성을 위해 전체적으로 Courant 수가 0.1에 가까운 값을 갖도록 조절하여 사용하였다. 참고로 본 연구에서 사용된 Courant 수는 비정렬격자계에서도 유용하게 사용될 수 있는 형태로, Δt 시간동안 계산 영역내 각 셀에 대해서 셀면을 통해 유출하는 플럭스($\vec{v} \cdot \vec{S}$) Δt 의 합을 셀 체적으로 나눈 값⁽¹¹⁻¹³⁾의 최댓값으로, 이 개념은 VOF 값 α 에 대한 지배방정식 (4)를 풀기 위한 CICSAM 도식에도 적용되고 있다.

3. 해석결과 및 고찰

3.1 구형 액적의 거동

전술한 바와 같이 표면 바로 위에 놓인 구형 액적의 퍼짐현상은 액적충돌 실험을 통해 보일 수 있는 최소 높이로, 모세관력 불균형에 의해 구동되는 액적의 기초적인 거동을 이해하는데 적합하다. 본 연구에서는 VOF 값 α 가 0.5를 가지는

액적 계면의 형상을 통해 액적 형상이 고착될 때까지 시간에 따른 퍼짐, 후퇴, 되튐 현상을 통해 액적 거동을 살펴보았다.

Fig. 2는 표면위에 놓인 구형 물 액적이 각각 다른 접촉각($\theta = 45^\circ, 90^\circ, 135^\circ$)을 가진 표면 위에 놓인 경우의 시간에 따라 변화하는 액적의 거동을 보여주고 있다. 이 경우 실제 물의 표면장력 값 $\sigma = 0.07 \text{ N/m}$ 을 사용하였기 때문에 $Bo \approx 0.14$ 이고 $Oh \approx 0.0038$ 로 중력의 영향은 거의 무시될 수 있을 것이다.

먼저 친수성 표면 위에 놓인 구형 물 액적의 결과(Fig. 2(a))를 보면 초기화 후 액적은 바닥 표면과의 접촉각이 180° 로 놓인 상태에서 평형 접촉각 45° 를 이루기 위한 강한 부착력으로 인해 발생하는 모세관력의 불균형으로 빠르게 접촉선이 반경방향으로 퍼져나가며, 즉 빠른 퍼짐속도와 함께 바닥 표면과의 접촉면적을 증가시키며 정지된 액적의 형상을 변화시키고 있다. 이 퍼짐이 매우 빠르기 때문에 관성에 의해 지배되는 중앙부분의 액체는 결과적으로 뒤쳐지게 되며, 급격한 곡률변화가 중심부 쪽으로 파고들어 약 6 ms 에서 중앙에 꼭지형상의 작은 물방울이 생성됨을 알 수 있다. 급격한 곡률변화로 중앙부의 작은 물방울 내에는 바닥면 주위 액적내부 압력에 비해 상대적으로 높은 압력이 발생하게 되며, 이 압력구배로 인해 중앙부 액체가 아랫방향으로 가속화되고 이로 인해 상대적으로 높아진 중심부의 관성압력이 다시 액적을 반경방향으로 밀어내게 된다. 이 퍼짐 움직임이 지나쳐 10ms 에서 보는 바와 같이 액적중심이 함몰되어 액적 형상이 도넛 형태로 되면, 반경방향 압력구배가 역전이 되면서 퍼짐운동은 감속하게 되며, 12ms 부근에서 최대 퍼짐을 만든다. 이후 표면장력에 의해 비평형 형상을 가진 액적 계면이 평형 형상으로 돌아가기 위해 중심부가 상하로 움직이면서 후퇴와 퍼짐을 반복하는 관성 진동 또는 모세관파를 야기하면서 점차 평형상태에 이르게 된다. 참고로 본 수치해석 결과는 $We \approx 0.2$ 와 $Oh \approx 0.0033$ 및 $\theta = 18^\circ$ 에서 시간에 따른 액적 거동에 대한 Schiaffino 등⁽⁵⁾의 실험 결과와도 잘 일치하고 있다.

Fig. 2(b)는 접촉각 $\theta = 90^\circ$ 인 경우로 접촉각 $\theta = 45^\circ$ 인 Fig. 2(a)에 비해 초기에(바닥 표면과의 접촉각이 180° 로 놓인 상태에서 평형 접촉각 90° 를 이루기 위한) 모세관력 불균형에 의한 힘이 친

수성 표면인 경우보다 상대적으로 작기 때문에 퍼짐속도가 느려 액적이 넓게 퍼지지 못하고 최대 퍼짐을 나타내는 시간도 다소 짧아진다. 또한 상대적으로 느린 퍼짐속도와 접촉선에서의 접촉각 특성으로 인해 관성에 의해 지배되는 액적 중앙부분의 곡률변화도 작아 중앙부분이 함몰되는 현상은 나타나지 않으며, 최대 퍼짐 이후 친수성 표면에서와 같이 표면장력에 의해 비평형 형상을 가진 액적 계면이 평형 형상으로 돌아가기 위해 중심부가 상하로 움직이면서 후퇴와 퍼짐 현상을 반복하며 최종적으로 평형상태인 반구형 형상에 도달하는 것을 볼 수 있다.

소수성 표면은 바닥 표면과의 접촉각이 180° 로 놓인 상태에서 평형 접촉각 135° 를 이루기 위한 초기 모세관력 불균형에 의한 힘이 가장 작게 작용하게 되어 Fig. 2(c)에서 보는 바와 같이 액적은 퍼짐속도가 더욱 느리고 또한 넓게 퍼지지 못하여, 결과적으로 최대 퍼짐에 걸리는 시간도 다소 줄어든다. 그러나 변화된 곡률형상은 액적 내부에 비평형 압력변화를 초래하므로 표면장력이 액적의 형상을 완화하는 방향으로 변화하게 되어, 중심부가 상하로 움직이면서 후퇴와 퍼짐을 반복하는 관성 진동 또는 모세관파를 야기하면서 점차 평형상태인 반구형 액적에 가까운 상태로 된다. 또한 이 경우 액적과 바닥면에 접한 접촉면을 포함해 액적 형상을 유지할 수 있는 계면력이 작게 되어 결과적으로 액적은 바닥표면에서 떨어지는 않지만 약하게 중심부 상승 높이가 초기 액적 높이보다 높아지는 되튐현상을 보이고 있다. 참고로 본 수치해석 결과는 액체 수운을 사용하여 $We = 0.7$, $Oh \approx 0.001$ 및 $\theta = 123^\circ$ 에서 보인 Schiaffino 등⁽⁵⁾의 액적 거동에 대한 실험결과와도 상당히 잘 일치하고 있다.

위의 세 가지 경우에 대해 시간에 따른 액적퍼짐을 Fig. 3에 나타냈다. 그림에서 시간은 특성 퍼짐시간을 의미하는 $\tau = \sqrt{\rho a^3 / \sigma}$ 로, 퍼짐 반경 R 은 액적의 반지름 a 로 각각 무차원화하여 나타냈다. 또한 그림 상에 Schiaffino 등⁽⁵⁾이 낮은 We 와 $Oh \ll 1$ 에서 $\theta \rightarrow 0$ 으로 갈 경우에 최대 액적퍼짐까지의 퍼짐 이력에 대해 실험결과를 토대로 제시한 실험식을 함께 나타냈다. 결과를 보면 최초의 퍼짐시간에 해석결과가 실험식과 다소 차이를 나타내고 있으나, 이것은 VOF 방법을 채택한데 주로 기인하며, 또한 동적 접촉각을 사용하지 않

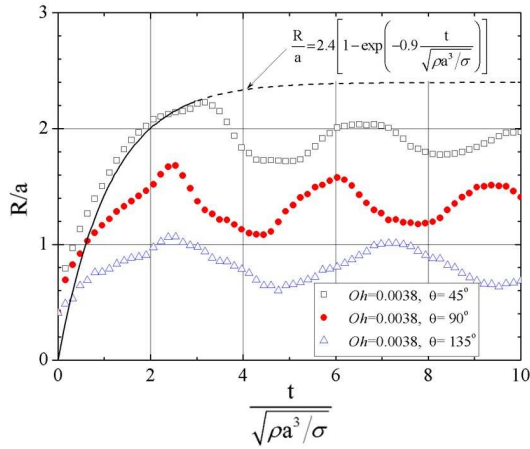


Fig. 3 Spreading history of initially spherical water droplet on a surface for different contact angles with surface tension of $\sigma = 0.07$ N/m ($Oh \approx 0.0038$, $Bo \approx 0.14$, $We=0$)

고 평형접촉각으로 고정한 것도 원인일 것으로 사료된다. 그러나 이 부분을 제외하면 접촉각 $\theta = 45^\circ$ 인 경우의 본 수치해석 결과는 실험식과 잘 일치하고 있음을 알 수 있다. 또한 Schiaffino 등⁽⁵⁾은 최대 퍼짐시간이 무차원 시간으로 3이하에서 나타나며, 최대 퍼짐 이후, 관성/모세관 진동이 퍼짐과 같은 시간 스케일로 나타난다고 보고하였는데, 3가지 접촉각에 대한 본 수치해석 결과는 이 두 가지 실험적 사실을 명확하게 입증해 주고 있다. 이와 함께 본 수치해석 결과는 접촉각에 따라 최대 퍼짐반경이 크게 달라지는 것을 나타내고 있어, 퍼짐 이력에 대한 식이 다음과 같이 퍼짐시간과 접촉각의 함수형태로 되어야 함을 제시하고 있다.

$$R(t)/a \approx f(t\sqrt{\sigma/(\rho a^3)}, \theta) \quad (10)$$

참고로 Schiaffino 등⁽⁵⁾은 차원해석을 통해서 위의 식 형태를 제시하였으나, 이를 입증하기 위한 구체적인 실험 결과는 제시하지 않았다.

표면장력에 대한 중력의 영향, 즉 Bond 수의 영향을 확인하기 위해서 동일한 벽면조건($\theta = 45^\circ, 90^\circ, 135^\circ$)에서 표면장력 값만을 실제 물의 표면장력 값보다 1/70 작은 가상의 액적($\sigma = 0.001$ N/m)으로 초기화하여 액적의 시간에 따른 형상변화를 Fig. 4에 나타냈다. 이 경우 Bo 가 약 9.8로 중력의 영향이 표면장력에 의한 모세관력의 불균형에 비해 상대적으로 강하다. 해석결과를 보면 특히 초기 시간대(약 12 ms까지)에는 Fig. 2에 나타난 실제 물 액적이 보였던 현상과 다르게 액적 퍼짐

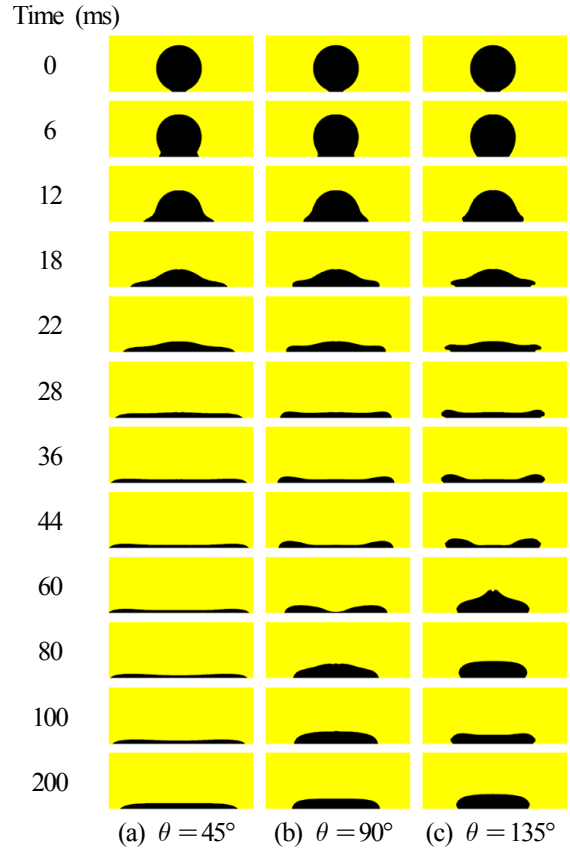


Fig. 4 Time evolution of initially spherical water droplet on surfaces using for different contact angles with surface tension of $\sigma = 0.001$ N/m ($Oh \approx 0.0316$, $Bo \approx 9.8$, $We=0$)

이 중력(관성)에 의해 지배되기 때문에, 표면의 접촉각 특성에 의해 지배되는 접촉선 부근을 제외하고는 벽면 조건에 관계없이 모든 표면에서 액적의 변화 양상이 유사함을 알 수 있다. 그러나 이후 중력에 의한 영향이 약화되면서 모세관력 불균형에 의한 힘이 영향을 미쳐 벽면조건에 따라 다소 다른 양상을 나타내고 있다. 즉, 친수성 표면인 경우 중력과 모세관력 불균형에 의한 힘이 같은 방향으로 작용하나 퍼짐 움직임이 느려 Fig. 4(a)와 같이 액적 퍼짐이 크게 나타나지만 상대적으로 중앙부의 함몰이 크게 눈에 띄지 않으며 최대 퍼짐에 도달한 후, 진동 없이 평형상태로 가는 것으로 예측되었다. 그러나 소수성 표면인 경우 접촉각 특성으로 인해 접촉선에 인접한 액적 영역에 급격한 곡률변화를 야기해, 결과적으로 중력과 모세관력 불균형에 의한 힘이 상반되게 작용하게 되어, 실제 물 액적에서와는 달리 액적이 퍼지는 끝부분에 물리는 테(rim) 형상이 Fig. 4(c)와 같이 더욱 뚜렷이 나타난 후, 표면장력에

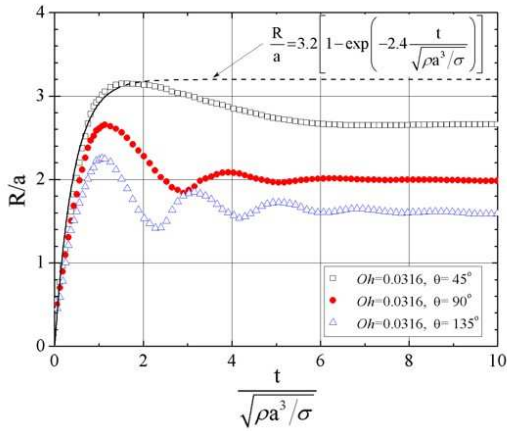


Fig. 5 Spreading history of initially spherical water droplet on a surface for different contact angles with surface tension of $\sigma=0.001$ N/m ($Oh \approx 0.0316$, $Bo \approx 9.8$, $We=0$)

의해 비평형 형상을 가진 액적 계면이 평형 형상으로 돌아가기 위해 중심부가 상하로 움직이며 후퇴와 퍼짐현상을 보이거나 곧 평형상태의 형상으로 간다. 또한 접촉각 $\theta = 90^\circ$ 인 경우(Fig. 4(b))는 친수와 소수 표면의 중간적 특성을 보여주고 있으며, 최대 퍼짐현상을 나타내는 시간도 접촉각 45° , 90° , 135° 표면에서 각각 50 ms, 36 ms, 33 ms로 테 형상을 만드는 초기 단계에 있음을 알 수 있다.

위의 경우에 대해 시간에 따른 액적퍼짐을 Fig. 5에 나타냈다. 수치 해석결과를 보면 중력(또는 Bo)의 영향이 다소 큰 경우에도 시간에 따른 액적퍼짐을 Bo 가 작은 실제 물 액적에서와 같이 시간은 특성 퍼짐시간을 의미하는 $\tau = \sqrt{\rho a^3 / \sigma}$ 로, 퍼짐반경 R 은 액적의 반지름으로 각각 무차원화하여 나타낼 수 있음을 알 수 있다. 또한 접촉각 $\theta = 45^\circ$ 인 경우의 최대 액적퍼짐까지의 퍼짐 이력에 대해 수치해석 결과를 토대로 그림에 함께 나타낸 식은 낮은 We 와 $Oh \ll 1$ 에서 $\theta \rightarrow 0$ 으로 같 경우에 실험결과를 토대로 Schiaffino 등⁽⁵⁾이 제시한 실험식의 형태를 가지나, 식의 계수 값이 달라짐을 알 수 있어, 이들 계수 값이 표면장력에 대한 중력의 영향을 나타내는 Bo 의 함수임을 강력하게 시사하고 있다. 그러나 최대 퍼짐시간이 무차원 시간으로 3이하에서 나타나며, 최대 퍼짐 이후, 관성/모세관 진동이 퍼짐과 같은 시간 스케일로 나타난다고 보고한 Schiaffino 등⁽⁵⁾의 실험적 사실은 이 경우에도 성립함을 보여주고 있다. 이상의 수치해석 결과를 종합하면 퍼짐 이력에 대한

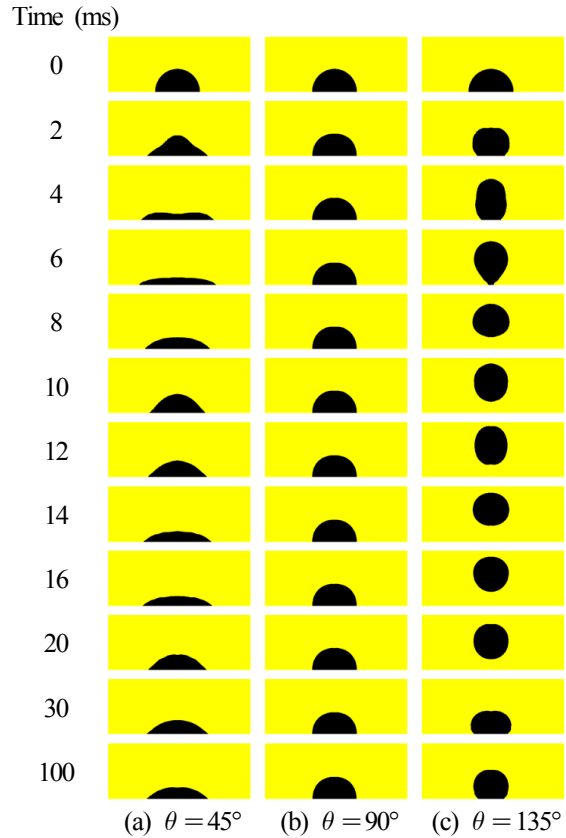


Fig. 6 Time evolution of initially hemispherical water droplet on surfaces using for different contact angles with surface tension of $\sigma = 0.07$ N/m ($Oh \approx 0.0043$, $Bo \approx 0.088$, $We=0$)

식이 다음과 같이 퍼짐시간, 접촉각과 함께 Bo 의 함수형태로 되어야함을 제시하고 있다.

$$R(t)/a \approx f(t\sqrt{\sigma/(\rho a^3)}, \theta, Bo) \quad (11)$$

참고로 Schiaffino 등⁽⁵⁾은 $Bo \ll 1$ 인 경우에 한해서 차원해석 및 실험을 통한 결과를 제시하였으나, 본 수치해석 결과는 낮은 We 와 $Oh \ll 1$ 인 조건에서 Bo 가 영향을 주는 경우에 대해서도 식(11)과 같은 형태의 식이 성립함을 강력하게 시사해 주고 있다.

3.2 반구형 액적의 거동

여기서는 초기 반구형 액적이 고착될 때까지의 퍼짐, 후퇴, 되튐 현상을 통해 시간에 따른 거동을 살펴보았다. 참고로 반구형 액적의 상당 반경 a 는 체적에 기초하여 구형 액적 반경의 0.794배로 설정하였다.

먼저 Fig. 6은 실제 물의 표면장력 $\sigma=0.07$ N/m을 사용한 반구형 물 액적이 각각 다른 접촉각

($\theta = 45^\circ, 90^\circ, 135^\circ$)을 가진 표면 위에 놓인 경우에 액적의 형상이 시간에 따라 변화하는 액적의 거동을 나타내고 있다. 먼저 접촉각 $\theta = 90^\circ$ 인 Fig. 6(b)의 결과를 보면 액적의 초기화 상태가 Fig. 2(b)에서 본 바와 같이 벽면부착력과 응집력이 이루는 평형상태, 즉 모세관력의 불균형이 없기 때문에 예상한 바와 같이 액적의 최상단만이 미약하게 진동하며 초기화 상태를 유지하는 것을 볼 수 있으며, 또한 이것은 본 수치해석 방법의 정확성을 간접적으로 입증해주고 있다고 사료된다. 한편, 접촉각 $\theta = 45^\circ$ 인 친수성 표면의 경우, Fig. 6(a)에서 보는 바와 같이 초기화 후 액적은 바닥 표면과의 접촉각이 90° 로 놓인 상태에서 평형 접촉각 45° 를 이루기 위한 부착력으로 인해 발생하는 모세관력 불균형에 의한 힘으로 초기에 액적이 표면을 적시게 되나, Fig. 2(a)의 구형 액적인 경우보다 이 힘이 상대적으로 작아 퍼짐속도도 상대적으로 낮아져 최대 퍼짐현상을 약 6 ms에서 보이고 있다. 그리고 액적의 계면에서 비평형 형상을 완화하는 방향으로 발생하는 표면장력으로 인한 힘에 의해 후퇴하게 되고, 다시 부착력에 의한 퍼짐현상을 반복하면서 점차 평형상태에 도달하게 되며, 평형상태에서의 액적 형상은 Fig. 2(a)에 나타난 구형 액적의 형상과 같게 된다. 반대로 소수성 표면인 경우에는 초기 평형상태에서 부착력보다 응집력이 강하게 작용하기 때문에 Fig. 6(c)의 2 ms에서 보는 것처럼 구형 액적(Fig. 2(c))에서와는 달리 바닥면과 접한 액적의 접촉면이 액적 중심방향으로 급격히 오므러지며 심한 곡률변화가 일어난다. 이때 바닥면과 접한 액적의 접촉면 주위의 곡률이 커지면서 액적내부 압력이 높아지고, 높은 압력 분포가 액적 전반에 걸쳐 액적 형상을 완화시키기는 방향으로 이동하게 된다. 즉, 액적 내부에서 바닥면 주위의 높은 압력분포가 상대적으로 압력이 작은 위쪽으로 이동하면서 액적이 되튐현상을 나타내고 있다. 그리고 액적은 바닥면을 떠난 이후 표면에너지가 최소가 되는 구형상을 이루기 위해 계속적으로 움직이며, 다시 중력에 의해 낙하하는 것을 볼 수 있다. 이러한 과정을 반복하면서 점차 평형상태에 도달하게 되며, 평형상태에서의 액적 형상은 예상한 바와 같이 Fig. 2(c)에 나타난 구형 액적의 형상과 같게 된다.

Fig. 7은 표면장력에 대한 중력, 즉 Bond 수의 영향을 확인하기 위해서 반구형 물 액적이 동일

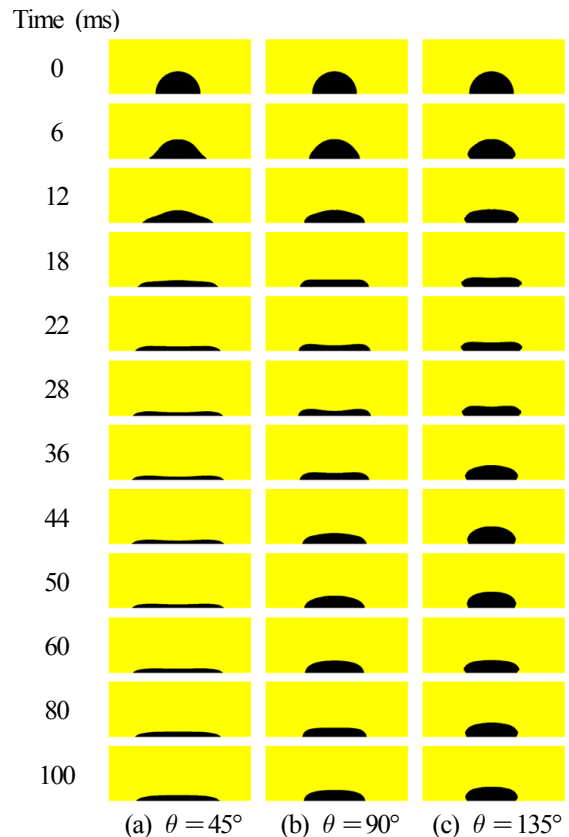


Fig. 7 Time evolution of initially hemispherical water droplet on surfaces using for different contact angles with surface tension of $\sigma = 0.001$ N/m ($Oh \approx 0.0355$, $Bo \approx 6.18$, $We = 0$)

한 벽면 조건일 때($\theta = 45^\circ, 90^\circ, 135^\circ$), 실제 물의 표면장력과 1/70 차이나는 가상의 액적($\sigma = 0.001$ N/m)을 초기화하여 액적의 시간에 따른 형상변화를 나타낸 것이다. 이 경우 Bo 가 약 6.18로 중력의 영향이 표면장력에 의한 모세관력의 불균형에 비해 상대적으로 강하다. 해석결과를 보면 실제 반구형 물 액적이 보였던 현상(Fig. 6)과 다르게 관성(중력)에 의해 지배되기 때문에 초기 시간대(약 6 ms까지)에는 모든 표면에서 접촉선 부근을 제외하고는 초기에 액적의 변화 양상이 유사함을 알 수 있다. 그러나 이후 중력에 의한 영향이 약화되면서 모세관력 불균형에 의한 힘이 영향을 미쳐 벽면조건에 따라 다소 다른 양상을 나타내고 있다. 즉, 친수성 표면인 경우 중력과 모세관력 불균형에 의한 힘이 같은 방향으로 작용하나 퍼짐 움직임이 느려 Fig. 7(a)와 같이 액적 퍼짐이 크게 나타나지만 상대적으로 중앙부의 함몰이 크게 눈에 띄지 않으며 최대 퍼짐에 도달한 후, 진동 없이 평형상태로 가는 것으로 예측되었다. 그

러나 소수성 표면인 경우 접촉각 특성으로 인해 접촉선에 인접한 액적 영역에 급격한 곡률변화를 야기해, 결과적으로 중력과 모세관력 불균형에 의한 힘이 상반되게 작용하게 되나, 반구형 물 액적 (Fig. 6(c))에서와는 달리 액적이 퍼지는 끝부분에 몰리는 데 형상도 Fig. 7(c)와 같이 약간 나타난 후, 표면장력에 의해 비평형 형상을 가진 액적 계면이 평형 형상으로 돌아가기 위해 중심부가 상하로 움직이며 후퇴와 퍼짐현상을 보이거나 곧 평형상태의 형상으로 간다. 또한 접촉각 $\theta = 90^\circ$ 인 경우는 Fig. 7(b)에서 보는 바와 같이 친수와 소수 표면의 중간적 특성을 보여주고 있으며, 최대 퍼짐현상을 나타내는 시간도 접촉각 $45^\circ, 90^\circ, 135^\circ$ 표면에서 각각 36 ms, 28 ms, 22 ms로 나타났다.

3.3 친수성 표면에서 액적 계면 곡률이 급격하게 변하는 경우의 격자 간격에 따른 액적 거동

지금까지 $a/10$ 의 등간격 격자계를 사용하여 액적의 퍼짐현상을 해석한 결과를 제시하였으며, 본 연구결과 이 격자계는 일반적으로 모세관력 불균형에 의해 구동되는 낮은 Weber 수에서의 액적 거동을 파악하는데 충분한 격자계로 입증되었다. 참고로 이 격자계는 액적충돌에 따른 충돌압력에 의해 구동되는 기존 연구결과^(16,17)에서 액적 퍼짐 현상을 파악하기에 충분한 격자계로 보고되어 있다. 그러나 친수성 표면에서 모세관력 불균형에 의해 구동되는 액적 거동인 경우 액적 계면 곡률이 급격하게 변하는 특수한 경우 격자간격에 따라 다소 다른 수치해석 결과를 나타내고 있음을 본 연구를 통해 확인하였다.

Fig. 8(a) 및 (b)는 액적 충돌속도가 없고 중력의 효과도 무시될 수 있는 조건($Bo \ll 1, We=0$)을 가진 친수성 표면($\theta = 45^\circ$)위에 위치하는 구형 물 액적에 대해 액적 형상 변화가 심한 초기화 영역에 각각 $a/20$ 및 $a/40$ 의 조밀한 격자간격을 사용하는 비등간격 격자계로 수행된 해석결과이다. 이 결과를 $a/10$ 의 등간격 격자계를 사용한 Fig. 2(a)의 결과와 함께 비교하였을 때, 액적 최대 퍼짐반경을 포함해 액적이 평형상태에 도달하는 거시적 과정에 대해서는 격자 간격에 관계없이 전체적으로 유사한 거동을 나타내고 있다. 그러나 중앙에 생기는 꼭지형상의 작은 물방울의 변화를 포함한 상세한 액적 거동에 관해서는 격자 의존성이 있음을 보여주고 있다. 즉, Fig. 8(b)에서 보는 바와 같이 $a/40$ 의 조밀한 격자계에서는 8ms 부근에서

매우 짧은 시간동안 변형되는 액적으로부터 분리된 물방울 형태의 액적(daughter drop)이 중심부에서 생겨 독립적으로 변형되다가 다시 원래의 큰 액적(mother drop)과 합쳐지는 것을 볼 수 있다. 그러나 이러한 분리된 액적은 친수성 표면에서 충돌속도 및 중력의 효과를 무시할 수 있는 조건 ($Bo \ll 1, We=0$)에서 발생하고, 또한 격자가 잡아낼 수 없는 매우 작은 입자가 뭉쳐 생성되는 것이 아니다. 따라서 액적충돌에 따른 충돌압력에 의해 구동되는 친수성 표면 위 액적 거동에서 일반적으로 되튐 등에 의해 생기는 다수의 아주 작은 액적과는 생성 메커니즘이 다르다고 판단되나, 이러한 분리된 입자의 발생 및 메커니즘에 관한 연구결과가 실험적으로도 해석적으로도 아직

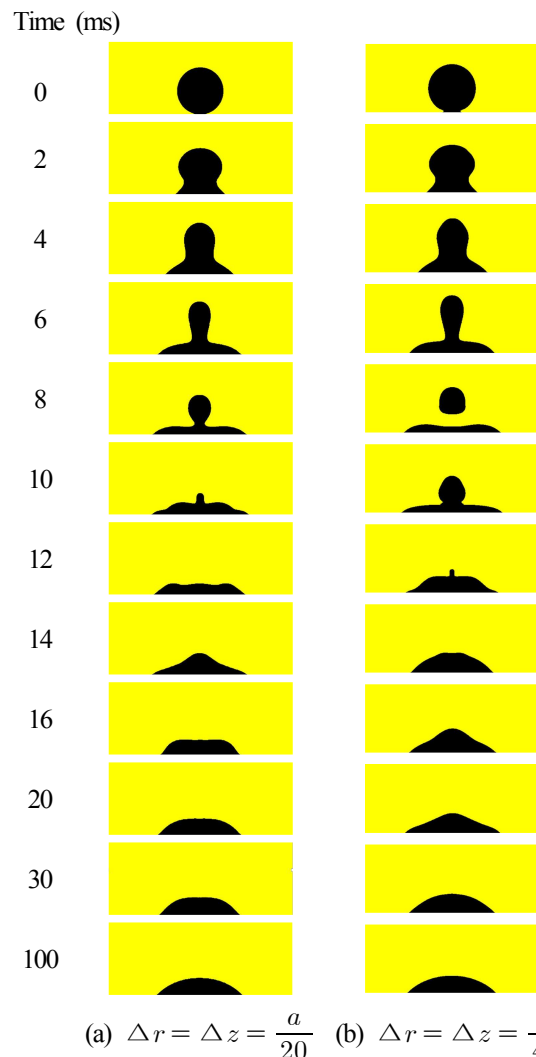


Fig. 8 Time evolution of initially spherical droplet on surfaces for different grid scales with contact angle of 45° and surface tension of $\sigma = 0.07$ N/m ($Oh \approx 0.0038, Bo \approx 0.14, We=0$)

보고된 바가 없어 향후 이에 관한 검증 및 추가적인 연구가 필요하다고 사료된다.

본 연구에서는 아래와 같은 이유로 이 분리된 물방울 형태의 액적 생성 결과가 단순히 격자계에 의존해서 나타나는 수치적인 현상이 아니라, 친수성 표면 위에 위치하는 액적이 초기에 모세관력 불균형이 매우 큰 상태에 있어 액적 계면 곡률이 급격히 변하는 경우에 일종의 모세관 분리(capillary breakup)에 의해 물리적으로 나타날 수 있는 현상으로 설명하고자 한다. 먼저, 전술한 바와 같이 이러한 격자 의존성이 Fig. 6(a)와 같은 친수성 표면($\theta = 45^\circ$) 위에 위치하는 반구형 물 액적에 대해서는 없다. 이것은 분리된 액적의 생성을 $Bo \ll 1$ 및 $We=0$ 조건만으로는 설명하기 부족함을 의미한다. 따라서 이 조건에 추가하여 액적이 초기에 모세관력 불균형이 매우 큰 상태에 있어 액적의 퍼짐이 매우 빠르나, 관성에 의해 지배되는 중앙부분의 액체 거동이 상대적으로 뒤처지게 되어 액적 계면 곡률이 급격히 변하는 경우 다음과 같이 격자계에 의존하는 해석결과가 얻어질 수 있다고 사료된다. 즉, 친수성 표면 위에 놓인 구형 물 액적의 결과(Fig. 2 (a))에서 기술한 바와 같이 액적의 퍼짐이 매우 빠르기 때문에 관성에 의해 지배되는 중앙부분의 액체는 결과적으로 뒤처지게 되어, 급격한 곡률변화가 중심부 쪽으로 파고들어 약 6 ms에서 중앙에 꼭지형상의 작은 물방울이 생성되며, 이 급격한 곡률변화로 중앙부의 작은 물방울 내에는 바닥면 주위 액적내부 압력에 비해 상대적으로 높은 압력이 발생하게 된다. 그런데 본 연구에서와 같이 VOF 방법을 사용하는 수치해석방법에서는 기본적으로 격자계에 따른 검사체적 내의 VOF 값으로 식 (8)과 같이 곡률을 계산하고 있다. 따라서 $a/10$ 의 비교적 성긴 격자계를 사용할 경우, 병목(bottle neck)과 같은 좁은 영역에서 나타나는 급격한 곡률변화를 정확하게 예측할 수 없어 중앙부의 작은 물방울이 전체적으로 볼 때 기동 형태로 아랫방향으로 가속화되는 형태로 된다(Fig. 2(a)). 그러나 $a/40$ 의 조밀한 격자계를 사용할 경우, 병목 부근 좁은 영역에서의 급격한 곡률 변화를 보다 정확하게 예측할 수 있어 이 부근의 높은 압력에 따른 압력 구배가 아랫방향 및 중앙부의 꼭지 형태의 작은 물방울 내로 동시에 작용하면서 병목이 점차 좁아져, 결과적으로 일종의 모세관 분리에 의해 Fig.

8(b)에서 보는 바와 같이 8ms 부근에서 매우 짧은 시간동안 변형되는 액적으로부터 분리된 액적이 중심부에서 생겨 독립적으로 변형되다가 다시 원래의 큰 액적과 다시 합쳐지게 된다. 이러한 분리된 액적 생성 메커니즘의 타당성은 지면 관계상 결과를 나타내지는 않았으나, $a/65$ 의 더욱 조밀한 격자계를 사용하였을 때 추가적으로 12ms 부근에서 매우 짧은 시간동안 변형되는 액적으로부터(크기는 8ms 부근의 것보다 상당히 작아진) 분리된 액적이 또다시 중심부에서 생겨 독립적으로 변형되다가 다시 원래의 큰 액적과 다시 합쳐지는 수치해석 결과를 통해서 확인할 수 있었다. 또한 액적 퍼짐반경이 최대 퍼짐 부근까지는 격자계에 관계없이 거의 일정한데 반해, 최대 퍼짐 이후에는 관성/모세관 진동에 의해 주기를 가지는 액적 퍼짐반경이 격자계에 의존하는 해석결과, 즉, $a/10$ 의 성긴 격자계에 비해 $a/40$ 의 조밀한 격자계에서 관성/모세관 진동주기 및 진폭이 각각 약 1/3 및 1/2로 줄어드는 결과로부터도 간접적으로 확인할 수 있었다.

이 결과로부터 액적 충돌속도가 없고 중력의 효과도 무시될 수 있는 조건($Bo \ll 1$, $We=0$)에서도 액적 퍼짐반경과 같은 거시적 액적 퍼짐현상을 파악하는 데에는 $a/10$ 의 등간격 격자계로 충분하나, 액적이 초기에 모세관력 불균형이 매우 큰 상태에 있어 액적의 퍼짐이 매우 빠르나, 관성에 의해 지배되는 중앙부분의 액체 거동이 상대적으로 뒤처지게 되어 액적 계면 곡률이 급격히 변하는 특수한 경우에는 액적 형상 변화를 포함한 상세한 액적 거동까지를 예측하기 위해서 액적의 격자의존성에 대한 고려가 반드시 필요하다고 사료된다.

4. 결론

본 연구는 모세관력 불균형에 의해 구동되는 낮은 Weber 수에서의 액적퍼짐에 관한 연구로, 비정렬격자계와 체적포착법을 채택한 VOF 방법을 사용하여 다양한 조건하에서 충돌 없이 바닥 표면위에 놓여 있는 공기 중의 단일 물 액적을 고려하여 액적의 시간에 따른 형상 변화와 같은 액적 거동을 수치해석 하였다.

본 연구를 통해 액적이 고착될 때까지의 시간에 따른 상세한 액적 거동이 다양한 초기 액적형상, 접촉각 및 표면장력(또는 Bond 수)의 조건하

에서 얻어졌으며, 이 조건들이 액적 이송 메커니즘에 미치는 영향에 대해 고찰하였다. 또한 최대 액적퍼짐까지의 퍼짐 이력에 대한 식이 특성 퍼짐시간을 의미하는 $\tau = \sqrt{\rho a^3 / \sigma}$ 로 무차원화한 퍼짐시간, 접촉각과 함께 Bo 의 함수형태로 되어야 함을 제시하였다. 이와 함께 모세관력 불균형에 의해 구동되는 낮은 We 에서의 액적 거동을 파악하는데 일반적으로 $a/10$ 의 등간격 격자계를 사용하면 충분한 것으로 입증되었다. 그러나 $Bo \ll 1$ 에서 (액적이 초기에 모세관력 불균형이 매우 큰 상태에 있어) 액적의 퍼짐이 매우 빠르나, 관성에 의해 지배되는 중앙부분의 액체 거동이 상대적으로 뒤처지게 되어 액적 계면 곡률이 급격히 변하는 특수한 경우에는 액적 형상 변화를 포함한 상세한 액적 거동까지를 예측하기 위해서 액적의 격자의존성에 대한 고려가 반드시 필요함을 확인하였다. 마지막으로 본 연구결과를 향후 실험 및 수치해석 연구결과와의 비교분석을 위한 연구 자료를 제공하는 면에서도 중요하다고 사료된다.

후 기

본 연구는 2013년도 산업통상자원부의 재원으로 한국에너지 기술평가원(KETEP)의 지원을 받아 수행한 연구과제(20131040200580)입니다. 그리고 교육과학기술부와 한국연구재단의 BK21플러스사업의 일환으로 수행된 연구(S14SN01D0502)입니다.

참고문헌 (References)

- (1) Rein, M., 1993, "Phenomena of Liquid Drop Impact on Solid and Liquid Surfaces," *Fluid Dyn. Res.* Vol. 12, pp. 61~93.
- (2) Yarin, A. L., 2005, "Drop Impact Dynamic: Splashing, Spreading, Receding, Bouncing," *Annual Reviews of Fluid Mechanics*, Vol. 38, pp. 159~192.
- (3) Clanet, C., Béguin, C., Richard, D. and Quéré, D., 2004, "Maximal Deformation of an Impacting Drop," *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 517, pp. 199~208.
- (4) Scheller, B. L. and Bousfield, D. W., 1995, "Newtonian Drop Impact with a Solid Surface," *AICHE Journal*, Vol. 41, No. 6, pp. 1357~1367.
- (5) Schiaffino, S. and Sonin, A. A., 1997, "Molten Droplet Deposition and Solidification at Low Weber Numbers," *Physics of Fluids*, Vol. 9, No. 11, pp. 3172~3187.
- (6) Gunjal, P. R., Ranade, V. V. and Chaudhari, R. V., 2005, "Dynamics of Drop Impact on Solid Surface: Experiments and VOF Simulations," *AICHE Journal*, Vol. 51, No. 1, pp. 59~78.
- (7) Šikalo, Š., Šikalo, Š., Wilhelm, H.-D., Roisman, I. V., Jakirlić, S. and Tropea, C., 2005, "Dynamic Contact Angle of Spreading Droplets: Experiments and Simulations," *Physics of Fluids*, Vol. 17, No. 6, pp. 2103-1~138.
- (8) Afkhami, S. and Bussmann, M., 2006, "Drop Impact Simulation with a Velocity-Dependent Contact Angle," *Proc. of ILASS Americas 19th Annual Conference on Liquid Atomization and Spray System*, Toronto, Canada.
- (9) Blackbill, J. U., Kothe, C. and Zamach, C., 1992, "A Continuum Method for Modeling Surface Tension," *J. Comput. Phys.*, Vol. 100, pp. 335~354.
- (10) Myong, H. K., 2012, "Numerical Study on Multiphase Flows Induced by Wall Adhesion," *Trans. Korean Soc. Mech. Eng. B*, Vol. 36, No. 7, pp. 721~730.
- (11) Myong, H. K. and Kim, J. E., 2006, "A Study on an Interface Capturing Method Applicable to Unstructured Meshes for the Analysis of Free Surface Flow," *KSCFE J. of Computational Fluids Engineering*, Vol. 11, No. 4, pp. 14~19.
- (12) Myong, H. K., 2008, "Comparative Study on High Resolution Schemes in Interface Capturing Method Suitable for Unstructured Meshes," *Trans. Korean Soc. Mech. Eng. B*, Vol. 32, No. 1, pp. 23~29.
- (13) Myong, H. K., 2009, "Numerical Simulation of Multiphase Flows with Material Interface due to Density Difference by Interface Capturing Method," *Trans. Korean Soc. Mech. Eng. B*, Vol. 33, No. 6, pp. 443~453.
- (14) Myong, H. K., 2011, "Numerical Simulation of Surface Tension-Dominant Multiphase Flows with Volume Capturing Method and Unstructured Grid System," *Trans. Korean Soc. Mech. Eng. B*, Vol. 35, No. 7, pp. 723~733.
- (15) Ubbink, O., 1997, *Numerical Prediction of Two Fluid Systems with Sharp Interface*, PhD Thesis,

University of London.

- (16) Bussmann, M., Mostaghimi, J. and Chandra, S., 1999, "On a Three-Dimensional Volume Tracking Model of Droplet Impact," *Physics of Fluids*, Vol. 11, No. 6, pp. 1406~1417.

- (17) Lunkad, S. F., Buwa, V. V. and Nigam, K. D. P., 2007, "Numerical Simulations of Drop Impact and Spreading on Horizontal and Inclined Surfaces," *Chemical Engineering Sciences*, Vol. 62, pp. 7214~7224.