

< 논문 >

## 미세노즐을 통한 액적형성에 관한 수치적 연구

김성일\* · 손기헌†

(2004년 8월 17일 접수, 2004년 12월 20일 심사완료)

### Numerical Study on Drop Formation Through a Micro Nozzle

Sungil Kim and Gihun Son

**Key Words:** Contact Angle(접촉각), Drop Formation(액적형성), Level Set(Level Set 방법), Micro Nozzle(미세노즐)

#### Abstract

The drop ejection process from a micro nozzle is investigated by numerically solving the conservation equations for mass and momentum. The liquid-gas interface is tracked by a level set method which is extended for two-fluid flows with irregular solid boundaries. Based on the numerical results, the liquid jet breaking and droplet formation behavior is found to depend strongly on the pulse type of forcing pressure and the contact angle at the gas-liquid-solid interline. The negative pressure forcing can be used to control the formation of satellite droplets. Also, various nozzle shapes are tested to investigate their effect on droplet formation.

#### 기호설명

$C_D$  : 항력계수  
 $D$  : 원통의 지름  
 $f_b$  : 체적력  
 $H$  : 액상/기상을 구분하는 함수  
 $h$  : 격자간격  
 $L_w$  : 후류의 길이  
 $n$  : 액상-기상 계면에서 법선방향 단위벡터  
 $n_s$  : 고체 경계면에서 법선방향 단위벡터  
 $p$  : 압력  
 $R_0$  : 노즐출구반경  
 $Re$  : Reynolds 수,  $\rho_l V_0 R_0 / \mu_l$

$u$  : 속도벡터  
 $We$  : Weber 수,  $\rho_l V_0^2 R_0 / \sigma$

#### 그리스문자

$\alpha$  : 고체/유체영역을 구분하는 함수  
 $\kappa$  : 상경계면의 곡률  
 $\mu$  : 점성계수  
 $\rho$  : 밀도  
 $\sigma$  : 표면장력계수  
 $\phi$  : 액체-기체 상경계면으로부터 거리함수  
 $\psi$  : 고체-유체 상경계면으로부터 거리함수  
 $\varphi$  : 기포면-벽면의 접촉각

#### 하첨자

$g, l$  : 기체, 액체

\* 서강대학교 대학원 기계공학과  
† 책임저자, 회원, 서강대학교 기계공학과  
E-mail : gihun@sogang.ac.kr  
TEL : (02)705-8641 FAX : (02)712-0799

#### 1. 서론

미세노즐에서의 액적분사는 잉크젯 프린터, 마

이크로 연료인젝터, IC 패키지 공정, DNA칩 등의 생의학 제조공정, 마이크로 광학기기 제조공정, 터치패널의 제조 등 다양한 분야에서 응용되고 있다. 일반적으로 미세노즐을 통해 분사된 액체젯은 일차액적에 이어 후속 또는 위성액적들이 다양하게 늘어서는 형태를 갖는다. 이러한, 위성액적들은 보통 크기가 작고 낮은 속도를 갖고 있기 때문에 일차액적과 다른 궤도를 가지게 되어 잉크젯 프린터의 경우 인쇄의 질을 떨어뜨리는 요인으로 작용한다. 정확한 유동제어를 필요로 하는 마이크로 스케일의 제조공정 및 기기들에서는 일차액적의 체적 및 속도를 제어하고 위성액적들로 인한 부작용을 막는 것이 중요한 문제이다. 그러나 미세노즐을 통한 액적분사는 짧은 시간에 일어날 뿐만 아니라 마이크로 크기의 스케일 때문에 실험만으로 충분히 해석하기는 어렵다. 이러한 현상에 대한 이해를 넓히기 위해서는 국부적인 현상을 자세히 묘사할 수 있고 다양한 변수에 대한 폭넓은 해석이 가능한 수치적 연구가 필요하다.

미세노즐을 통한 액적형성과 관련된 응용분야 중에서 상업적으로 비중이 큰 잉크젯 프린터에 대한 연구가 가장 활발하게 진행되고 있다. Fromm<sup>(1)</sup>은 MAC(Marker-and-Cell) 기법을 사용하여 미세 원형노즐에서 압력펄스에 따른 액적형성과 과정에 대한 수치해석을 수행하였다. 그러나 이 연구에서는 노즐의 형상이 격자점과 일치하는 단순한 경우이고 압력펄스의 형태 또한 실제 형태와 차이를 보이는 사각펄스로 제한되었다. 노즐 입구에서의 압력펄스를 일차원 파형 방정식으로부터 유도한 Shield 등<sup>(2)</sup>은 일정한 단면을 갖는 피에조 채널의 잉크유동에 대해 해석하였다. 이들은 노즐내부가 항상 잉크가 채워져 있다고 가정함으로써 압력펄스가 감소할 때 흔히 발생하는 노즐내로 액체가 수축되는 현상과 노즐형상에 따른 액적거동을 정확히 계산할 수 없었다. 버블 잉크젯에 대한 연구로서 Asai 등<sup>(3)</sup>은 압력펄스의 형태를 Clausius-Clapeyron 방정식과 잉크와 버블 간의 에너지 균형으로부터 유도하고, 액적거동에 대한 해석을 수행하였다. 하지만, 노즐로부터 분사된 액적을 강체로 취급함으로써 액적거동과 형상변화에 대한 해석을 단순화 하였다. Chen 등<sup>(4)</sup>은 전기적인 펄스를 매개변수로 선택하여 Asai 등의 모델식으로부터 버블의 압력을 계산하고 이

를 바탕으로 액적의 노즐로부터 이탈과정 및 이차액적 생성과정을 수치해석하는 포괄적인 연구를 수행하였다. 그러나 액적거동에 대한 수치해석에서 연속방정식과 운동량방정식을 축방향 변화만 고려하는 일차원으로 단순화하였다. 이 경우 전단응력이 중요한 점성의 효과를 제대로 해석할 수 없으며, 상경계면이 축방향 좌표에 대해 다수의 값을 가질 수 없으므로 액체젯의 수축현상 등에 대한 묘사를 할 수 없다는 한계가 있다. 최근 들어 액적거동에 대한 해석을 단순화되지 않은 질량 및 운동량보존 방정식을 이용하여 수치계산하려는 연구가 진행되고 있고 특히, VOF (Volume-of-Fluid) 방법을 사용하여 노즐에서 액체-기체 상경계면의 수축과 분출과정을 수치모사하려는 시도가 진행되고 있다.<sup>(5,6)</sup> 그러나 기존의 연구에서는 액상-기상-고상이 만나는 지점에서 형성되는 접촉각(contact angle)의 효과가 명확히 고려되어 있지 않으며, 다양한 노즐형상에 대한 연구 또한 미미한 실정이다. 본 연구에서는 이러한 효과를 포함하는 노즐로부터 액적형성에 대한 포괄적인 해석을 수행하고자 한다.

불규칙한(격자점에 일치하지 않는) 노즐형상을 포함하는 이상유동을 해석하는 방법으로서 상용 코드인 FLOW-3D<sup>(7)</sup>나 RIPPLE<sup>(8)</sup>은 VOF 기반의 수치기법을 사용하고 있다. 그러나 불규칙한 물체로 인해 형성되는 비직교 유체영역에서 체적비 함수로부터 액체-기체의 상경계면을 특히 접촉각 조건이 만족되는 조건하에서 정확하게 구한다는 것은 쉬운 일이 아니다. 본 연구에서는 상경계면을 추적하는 방법으로서 각상의 체적비에 기반을 둔 VOF 방법 대신 마이크로 영역에서 중요한 표면장력을 효과적으로 계산할 수 있는 상경계면으로부터 거리로 정의된 함수에 기반을 둔 LS(Level Set) 방법<sup>(9)</sup>을 바탕으로 불규칙한 물체형상을 고려하고 액상-기상-고상의 접촉각 조건을 정확하게 구현하는 수치기법을 제시하고, 미세노즐에서의 액적형성에 관한 특성을 규명하고자한다.

## 2. 수치해석방법

기체-액체의 상경계면은 기상에서 음의 값, 액상에서 양의 값을 가지는 거리함수로 정의된 LS 함수에 의해 계산된다. 미세노즐에서의 액적거동을 축대칭, 비압축성과 층류 조건하에서 수치 해

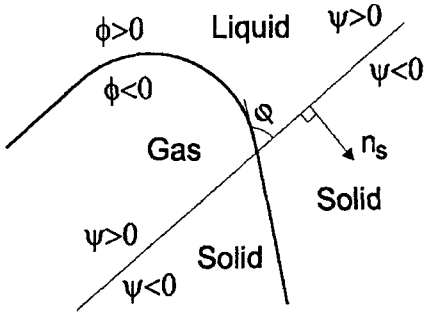


Fig. 1 Extension of LS function into a solid region

석하였다. 기상-액상영역 모두에 적용될 수 있는 질량보존, 운동량보존 및 LS 함수( $\phi$ )를 지배하는 방정식은 다음과 같다.<sup>(10)</sup>

$$\nabla \cdot u = 0 \quad (1)$$

$$\rho \frac{Du}{Dt} = -\nabla p + \nabla \cdot \mu \nabla u + f \quad (2)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \nabla \cdot u \phi = 0 \quad (3)$$

위의 식에서  $H$ , 상경계면의 곡률( $\kappa$ )과 물성치는 다음과 같이 계산된다.

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u \cdot \nabla$$

$$f = \rho g - \sigma \kappa \nabla H + \nabla \cdot \mu (\nabla u)^T$$

$$H = \max \left[ 0, \min \left[ 1, \frac{1}{2} + \frac{\phi}{3h} + \frac{\sin(2\pi\phi/3h)}{2\pi} \right] \right]$$

$$\kappa = \nabla \cdot \frac{\nabla \phi}{|\nabla \phi|}$$

$$\rho = \rho_g + (\rho_l - \rho_g)H$$

$$\mu = \mu_g + (\mu_l - \mu_g)H$$

불규칙한 형상의 물체를 고려하기 위해, Fig. 1에 표시된 것처럼 고체영역에서 음의 값, 유체영역에서 양의 값을 가지는 상경계면으로부터 거리함수로 정의된 LS 함수( $\psi$ )와 액상/기상을 구분하는 함수  $H$ 와 유사한 계단함수  $\alpha = H(\psi)$ 를 도입하였다. 본 연구의 해석은 고체가 정지된 ( $u = 0$ ) 경우에 제한하였으며, 유체영역에서 정의

된 식 (1)-(3)은 다음과 같이 고체를 포함하는 전체영역으로 확장될 수 있다.

$$\nabla \cdot \alpha u = 0 \quad (4)$$

$$\alpha \rho \frac{Du}{Dt} = -\alpha \nabla p + \nabla \cdot \frac{\mu}{\alpha} \nabla u + \alpha f \quad \text{if } \alpha > 0 \quad (5)$$

$$u = 0 \quad \text{if } \alpha = 0$$

$$\alpha \frac{\partial \phi}{\partial t} + \nabla \cdot \alpha u \phi = 0 \quad (6)$$

여기서,  $\mu/\alpha$ 는 일종의 유효점성계수이며 고체영역( $\alpha = 0$ ) 부근의 격자점과  $\alpha = 0$ 인면이 일치하지 않을 때 점성응력을 효과적으로 계산하기 위해 도입되었다. 상경계면( $\phi = 0$ )은 식 (6)에 의해 결정되어지지만,  $H$ 와  $\kappa$ 를 정확하게 계산하기 위해서는 LS 함수를 거리함수( $|\nabla \phi| = 1$ )가 되도록 식 (7)를 사용하여 보정하는 것이 바람직하다.<sup>(9)</sup>

$$\frac{\partial \phi}{\partial \tau} = S(1 - |\nabla \phi|) \quad (7)$$

$$S = \frac{\phi_0}{\sqrt{\phi_0^2 + h^2}} \quad \text{if } |\phi_0| > h/2$$

$$= 0 \quad \text{otherwise} \quad (8)$$

여기서,  $\phi_0$ 은 식 (6)의 해이며,  $\tau$ 는 식 (7)의 우변이 상경계면 주위에서 0이 될 때까지 계산하는 반복단계를 의미한다. 식 (6)은 유체영역( $\alpha = 1$ )에서 정의되는 LS 함수에 적용되는 식이며, 계면의 곡률을 효과적으로 계산하기 위해서는 LS 함수를 고체영역으로 확장할 필요가 있다. Fig. 1에 나타난 바와 같이 접촉각( $\varphi$ )과 고체영역으로 향하는 단위벡터( $n_s$ )를 도입하면, 접촉각 조건은  $n_s \cdot \nabla \phi = \cos \varphi$ 로 표현된다. 고체영역에서 접촉각 조건을 만족하는 LS 함수는 식 (9)로 결정할 수 있다.

$$\frac{\partial \phi}{\partial \tau} = \cos \varphi - n_s \cdot \nabla \phi \quad (9)$$

위에서 서술된 질량보존, 운동량보존 및 LS 방

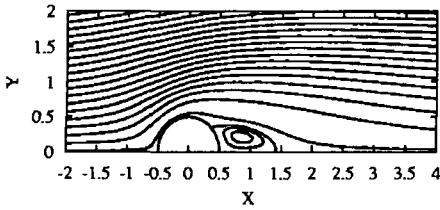


Fig. 2 Steady flow past a circular cylinder at  $Re=20$

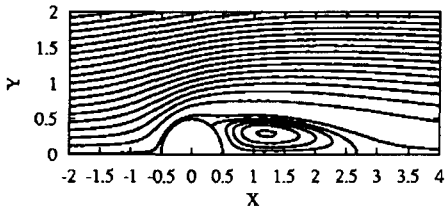


Fig. 3 Steady flow past a circular cylinder at  $Re=40$

Table 1 Comparison of the calculated dimensionless wake length and drag coefficient

	$Re=20$		$Re=40$	
	$L_w/D$	$C_D$	$L_w/D$	$C_D$
Dennis & Chang <sup>(12)</sup>	0.94	2.05	2.35	1.52
Fornberg <sup>(13)</sup>	0.91	2.00	2.24	1.50
Current	0.90	2.03	2.23	1.52

정식을 풀기 위해 Sussman<sup>(9)</sup>과 Son<sup>(11)</sup>에 의해 제시된 수치해법을 사용하였다.

### 3. 계산결과 및 검토

먼저, 불규칙한 형상의 물체를 포함하는 이상 유동에 대해 유도된 식 (4)-(5)의 타당성을 검증하기 위해, 원형 실린더 주위를 흐르는 단상유동에 대한 계산을 수행하였다. 길이와 속도는 원통지름  $D$ 와 입구속도  $V_0$ 를 이용하여 무차원화 하였으며 정상상태에 도달할 때까지 계산하였다. Fig. 2와 Fig. 3은 각각  $Re=20$ 과  $Re=40$ 에 대하여 계산한 결과이다. 원통의 후면에 생성되는 후류길이는 레이놀즈수가 증가함에 따라 길어지며, Table 1에서 나타난 바와 같이 계산된 후류길이

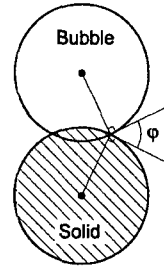


Fig. 4 Configuration of a bubble adhering to a cylindrical solid

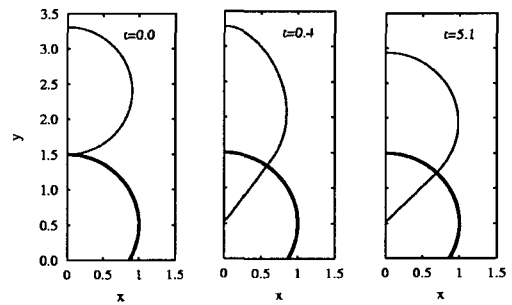


Fig. 5 Transient motion of a bubble adhering to a cylindrical solid for  $\phi = 90^\circ$

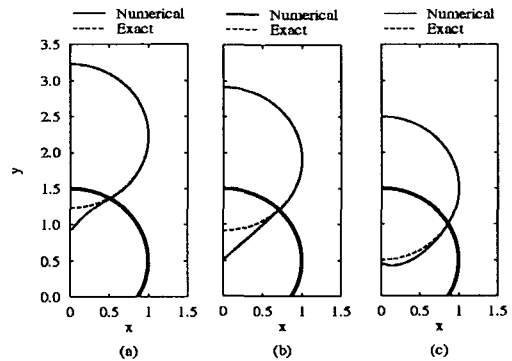


Fig. 6 Steady-state bubbles adhering to a cylindrical solid with different contact angles (a)  $60^\circ$ , (b)  $90^\circ$  and (c)  $120^\circ$

와 항력계수  $C_D$ 는 기존의 연구결과와 잘 일치함을 볼 수 있다.

액상-기상-고상의 접촉각 조건을 만족하도록 LS 방법과 식 (9)를 도입한 수치기법의 타당성을

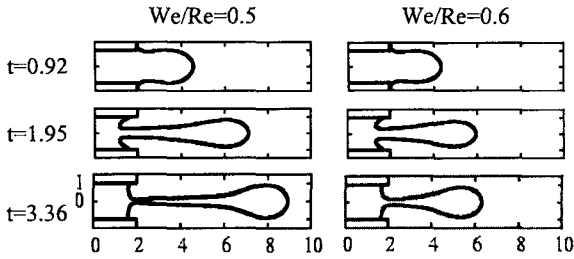


Fig. 7 Jetting motion with square pressure pulse

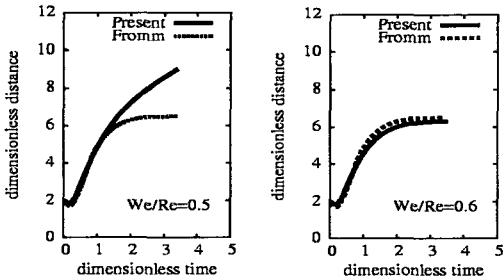


Fig. 8 Distance of the leading edge of an ejected droplet from the nozzle outlet

검증하기 위해 작은 공기 기포가 무중력 상태로 물속에 잠겨진 원통형 물체에 접촉한 경우에 대한 해석을 하였다. 이 경우에 표면장력만 존재하므로 정상상태의 기포형상은 Fig. 4와 같이 고체면과 일정한 접촉각을 이루는 원형이 되고 기포의 반경과 원통형 물체의 반경을 이용하여 이론적인 해를 쉽게 얻을 수 있다. 잠겨진 물체와 기포는 표면장력에 의하여 시간에 따라 일정한 접촉각을 유지하면서 변하고 이에 대한 기포의 형상을 Fig. 5에 나타내었다. 굵은 실선은 원통형 물체에 해당하고 가는 실선은 기포의 형상을 나타낸다. 계산에서 기포의 초기형상은 Fig. 5의 왼쪽 그림과 같으며, 정상상태까지 도달할 때까지 계산을 수행하였다. 이론해를 간단히 구하기 위해 정상상태에 도달한 기포의 반경이 1mm가 되도록 초기 기포의 크기를 결정하였으며, 접촉각을 각각 60도, 90도, 120도로 준 경우에 Fig. 6에 나타난 바와 같이 정상상태의 계산결과를 점선으로 나타낸 이론적인 결과와 잘 일치함을 볼 수 있다.

또한, 노즐을 통한 액적형성에 대한 기존 연구와 비교하기 위해 상대적으로 입구조건이 상세한 Fromm<sup>(1)</sup>의 수치계산을 사용하였다. 지배방정식의

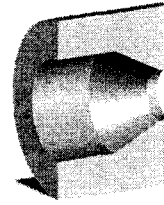


Fig. 9 Geometry of a micro nozzle

각 변수를 노즐반경  $R_0$ 와 속도  $V_0 = \sqrt{\sigma/\rho R_0}$ 를 사용하여 무차원화 하였으며, 무차원수  $We/Re$ 는 다음과 같이 정의하였다.

$$\frac{We}{Re} = \left( \frac{\rho V_0^2}{\sigma R_0} \right)^{1/2}$$

축대칭 원형 노즐의 입구에 사각 압력펄스가 가해질 때 액적거동에 대한 계산결과는 Fig. 7과 Fig. 8과 같다.  $We/Re=0.6$ 에서는 액적이 노즐을 이탈한 후 관성력과 점성력이 거의 균형을 이루지만  $We/Re=0.5$ 에서는 관성력이 다소 크기 때문에 이동거리가 시간에 따라 증가하는 경우이다. Fig. 8에서  $We/Re=0.5$ 를 사용한 Fromm의 결과와 비교하였을 때, 본 연구의  $We/Re=0.6$ 의 계산결과와 더 잘 일치하였다. 이러한 계산결과의 차이는 사용한 수치기법이 다르기 때문이고 Fromm의 계산에서는 접촉각을 다소 모호하게 적용한 반면 본 연구에서는 퍼짐접촉각 90°와 수축접촉각 20°를 명확히 사용한 점을 고려하면 충분히 허용할 수 있는 결과라고 사료된다.

미세노즐의 크기가 작아지면 관성력은 반경의 제곱에 비례하여 작아지지만, 표면장력은 반경에 비례하여 작아진다. 즉, 노즐의 크기가 작아질수록 관성력보다 표면장력에 의한 영향력이 더 커지므로 액적의 거동에 있어서 차이를 보이게 된다. 그러므로 미세노즐에서는 일반크기의 노즐과 비교하여 상대적으로 접촉각의 변화에 의한 표면장력의 효과가 중요하게 작용할 것이다. 그러므로 본 연구에서는 표면장력과 접촉각의 효과를 정확하게 계산할 수 있는 LS 방법을 이용하여 미세노즐에서의 액적거동을 수치해석 하였다.

### 3.1 압력펄스에 따른 분사액적형상

미세노즐에 있어서 압력펄스 형태는 액적의 거동 및 액적속도를 결정짓는 중요한 변수이다. 하

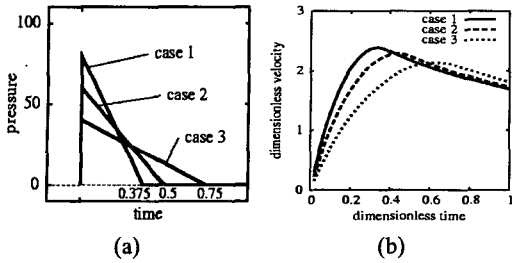


Fig. 10 (a) Pressure pulse histories and (b) dimensionless velocities at nozzle inlet

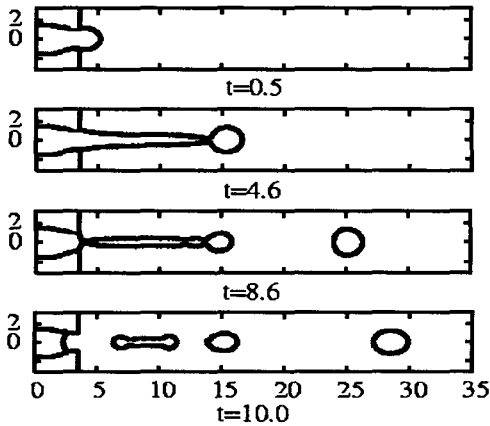


Fig. 11 Jet development for case 2

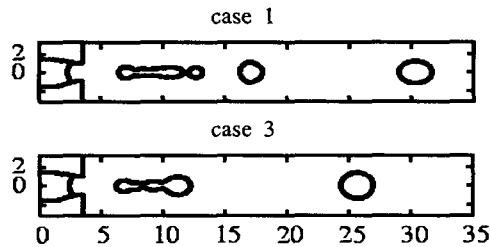


Fig. 12 Droplet shapes at  $t=10$  for various types of pressure pulses

지만 잉크젯의 경우 노즐 내 압력펄스의 이력은 상업적 경쟁관계에 의하여 거의 알려져 있지 않는 실정이다. 본 연구에서는 Fig. 9의 노즐형상을 이용하여 압력펄스의 시간에 대한 총 적분량을 동일하게 유지하면서 Fig. 10(a)와 같은 세가지 형태의 압력에 대하여 액적형성과정을 수치계산하였다. Fig. 10(b)는 압력펄스에 따른 노즐입구에서 계산된 속도를 나타낸 것이다. 초기 압력이

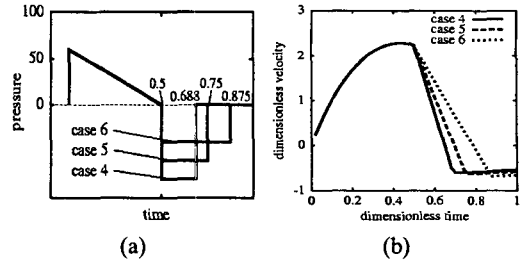


Fig. 13 (a) Pressure pulse histories and (b) dimensionless velocities at nozzle inlet

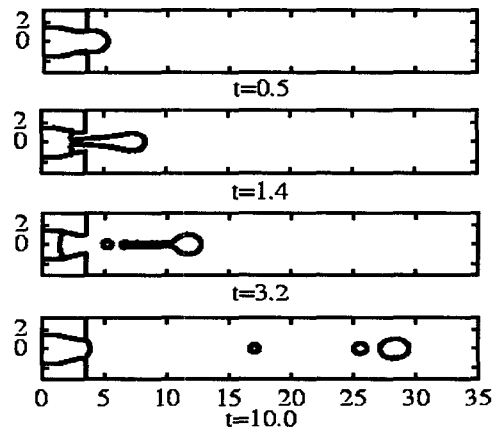


Fig. 14 Jet development for case 5

높을수록 노즐입구에서의 속도는 짧은 시간에 큰 변화율을 가지며 상승하는 것을 볼 수 있다. case 2의 압력펄스를 사용한 경우 액적거동은 Fig. 11과 같다. 노즐에서 분사된 액체는 긴 액주를 형성하며 성장하다가  $t=4.6$ 에서 일차액적은 액주로부터 이탈된다. 노즐에서 아직 이탈되지 않은 액주는 관성력에 의하여 축방향으로 늘어나다가 노즐출구에서 작용하는 반경방향의 표면장력에 의하여  $t=8.6$ 에서 낮은 속도로 이탈되며 위성액적을 형성한다. 액적 이탈 후 노즐 내 액체의 형상은 표면장력의 영향에 의하여 정상상태에 도달하기 전까지 오목한 모양을 유지하게 된다. Fig. 12는 Fig. 10(a)에 나타난 압력펄스 형태에 따른 액적거동을 비교한 것이다. 시간에 대한 압력의 적분량은 동일하더라도 초기압력이 큰 경우 액적속도가 큰 것을 볼 수 있다. Fig. 10(a)에서 적용된 펄스는 양압력만을 가지고 있는 형태이며, 버블젯 프린터와 비교한다면 기포의 성장과정으로 비유

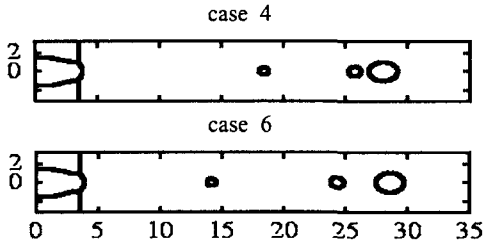


Fig. 15 Droplet shapes at  $t=10$  for various types of negative pressure pulses

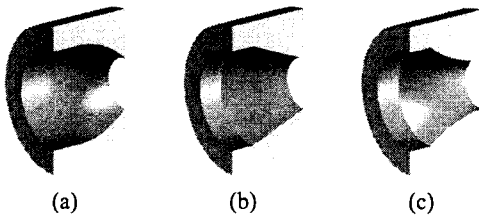


Fig. 16 Nozzle types used in the calculations

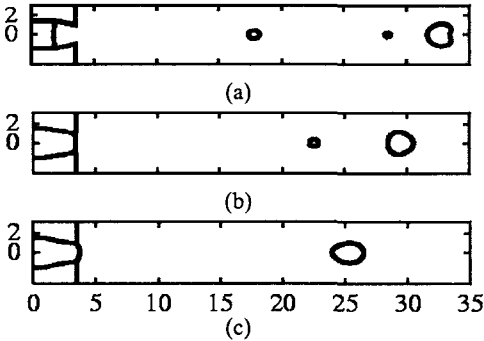


Fig. 17 Droplet shapes at  $t=10$  for various nozzles

할 수 있다. 짧은 시간에 성장한 버블은 소멸하고 이때 노즐 내에 음압이 발생된다. 음압으로 인하여 잉크는 챔버에 충전되고 다시 기포가 성장하여 일련의 과정을 이루게 된다. 하지만, 챔버 내 잉크충전을 제외한 액적거동에 대한 음압의 효과는 기존연구에서 거의 언급되어 있지 않다.

음압의 효과를 고려한 펄스형태는 Fig. 13(a)와 같다. 적용된 압력펄스에 대한 노즐입구에서의 계산된 속도를 (b)에 나타내었으며  $t=0.5$  이후 음압의 차이에 따라 노즐입구속도는 달라지는 것을 볼 수 있다. case 5의 압력펄스 조건을 적용하여 계산된 결과는 Fig. 14와 같다. 양의 압력에 의하여 액적은 성장하고  $t=1.4$  에서 노즐로부터 이탈

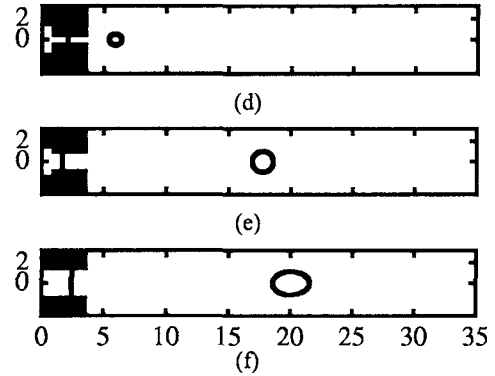


Fig. 18 Droplet shapes at  $t=10$  for various nozzles

된다. 이탈시점과 액주의 크기는 양압력만 적용된 Fig. 11과 비교할 때 상당한 차이가 있음을 볼 수 있다. 특히, 양압력만 적용된 압력펄스 경우에는 위성액적의 속도가 느리며 상대적으로 큰 체적을 가지고 있어 정밀한 작업을 요하는 제조공정이나 기기에서는 손실로 작용할 수 있다. Fig. 15는 음압의 형태를 Fig. 13(a)와 같이 달리했을 때의 계산결과이며, 음압의 차이가 일차액적의 이동거리에는 큰 영향을 주지 않으나 이차액적에는 상당한 영향을 미치는 것을 알 수 있다.

### 3.2 노즐형상에 따른 분사액적형상

노즐의 형상에 따른 액적거동을 노즐 출구반경을 일정하게 유지하면서 압력펄스는 Fig. 13의 case 4를 이용하여 수치해석 하였다. Fig. 16은 계산에 사용한 노즐의 형상이며 그 계산결과는 Fig. 17과 같다. 노즐의 형상에서 노즐 내 액체의 유동은 유로가 완만하여 노즐 내 유동손실이 작은 case (a)의 노즐로부터 분사된 액적의 이동거리가 가장 큰 것을 볼 수 있다. case (c)의 경우에는 분사된 액적속도가 가장 느리지만 노즐 끝부분이 축방향과 평행한 유로를 가지고 있어서 액체거동을 안정적으로 유지시켜주기 때문에 분사된 액적은 분열 후 바로 합체되어 Fig. 17(c)와 같은 단일 액적의 형태를 가지게 된다.

노즐출구반경크기의 영향을 고려한 액적거동을 Fig. 18에 나타내었으며 그림에서 보는 바와 같이 노즐형상은 직선으로 표현되는 간단한 형태를 사용하였다. 분사된 액적의 체적과 이동거리가 반경의 크기에 비례하는 것을 볼 수 있다. 이는 노즐 출구반경의 감소와 함께 액체유동의 마찰손실



Fig. 19 Configuration of a contact angle

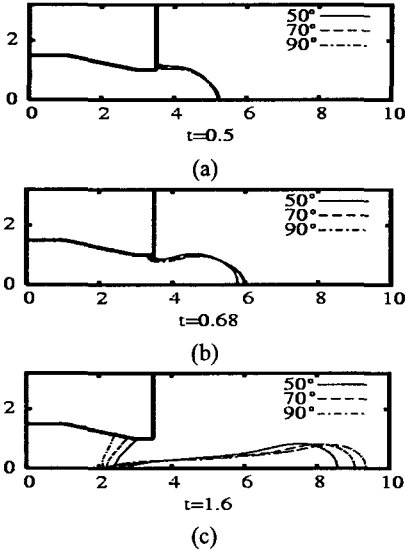


Fig. 20 Jet development with various contact angles

이 증가하기 때문이다.

3.3 접촉각에 따른 효과

노즐과 액체-기체 상경계면이 접하는 부분에서의 접촉각은 Fig. 19와 같으며 Fig. 20은 접촉각을 매개변수로 한 계산결과이다. 압력펄스가 끝나고 액주의 일부가 노즐내부로 수축되는 시점에서 뚜렷하게 나타남을 볼 수 있다. Fig. 20(c)에서 노즐면과 액체가 접하는 지점의 표면장력은 액체의 수축을 지연시키는 방향으로 작용하며, 접촉각이 커질수록 표면장력의 축방향성분이 작아짐으로 액체의 수축속도는 상대적으로 증가한다. 수축속도의 증가는 체적보존조건에 의해 이탈되는 액주의 나머지 부분을 분사방향으로 밀어냄으로 액적성장속도에 도움을 준다. 그러나 접촉각이 90도 보다 커지면 액체가 노즐내부로 수축하는 과정에서 표면장력이 수축을 도와주는 방향으로 작용하게 되어 액체의 일부가 노즐 안

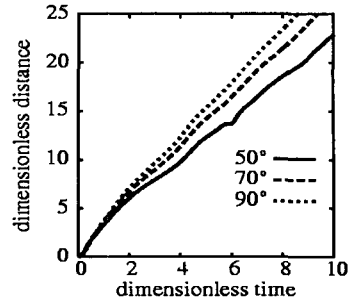


Fig. 21 Distance of the leading edge of an ejected droplet from the nozzle outlet

으로 빨리 들어갈 수 있다. 접촉각이 커질수록 분사된 액적의 이동거리가 증가함을 Fig. 21을 통해 확인할 수 있다.

4. 결론

미세노즐을 통한 액적거동을 정확하게 수치해석하기 위해서는 마이크로 스케일 이상유동에서 현저히 부각되는 표면장력과 접촉각의 효과를 제대로 해석할 수 있는 기법이 필요하다. 본 연구에서는 VOF 방법과 달리 연속적인 거리함수를 이용하여 상경계면을 추적하는 Level Set 방법을 바탕으로 기상과 액상뿐만 아니라 불규칙한 형상의 물체를 포함하는 유동을 계산하는 수치기법을 개발하였다. 이를 검증하기 위해 원통 주위의 단상유동과 원통에 접촉된 무중력상태의 기포거동에 대해 적용했을 때 기존의 계산결과 또는 이론적인 해와 일치하는 결과를 얻었다. 또한, 미세노즐에서의 액적형성에 대한 기존의 수치계산 결과와 비교함으로써 타당성을 검증하였다.

압력펄스에 따른 액적거동에 대한 계산으로부터, 시간에 대한 총적분량이 일정하더라도 초기 압력이 높을수록 액적의 이동거리는 증가하며 음압의 작용이 일차액적의 속도에는 큰 영향이 미치지 않지만 위성액적을 줄이는데 효과적이라는 것을 발견하였다. 노즐형상에 대한 계산에 따르면, 분사된 액적속도는 노즐 내 완만한 유로를 갖는 노즐형상에서 컷으며 노즐끝부분이 축방향과 평행한 유로를 갖는 노즐형상이 위성액적의 생성을 막는데 효과적임을 알 수 있었다. 미세노즐에서 액적거동에 관한 접촉각의 영향은 액적의 성장과정보다 액체가 노즐 내로 수축하는 과정에



서 두드러지며, 노즐면과 액체가 접하는 지점에서의 접촉각이 클수록 노즐 내 액체의 수축속도가 커져 액적의 성장에 도움을 주기 때문에 분사된 액적속도는 증가함을 볼 수 있었다.

## 후 기

본 연구는 한국과학재단 지정 마이크로 열시스템 연구센터의 지원에 의해 수행되었습니다.

## 참고문헌

- (1) Fromm, J. E., 1984, "Numerical Calculation of the Fluid Dynamics of Drop-on-Demand Jets," *IBM J. Research Development*, Vol. 28, pp. 323~333.
- (2) Shield, T. W., Bogy, D. B. and Talke, F. E., 1987, "Drop Formation by DOD Inkjet Nozzles: a Comparison of Experiment and Numerical Simulation," *IBM J. Research Development*, Vol. 31, pp. 96~110.
- (3) Asai, A., Hara, T. and Endo, I., 1988, "One-Dimensional Model of Bubble Growth and Liquid Flow in Bubble Jet Printers," *Japanese J. Applied Physics*, Vol. 26, pp. 1794~1801.
- (4) Chen, P. H., Chen, W. C., Ding, P. P. and Chang, S. H., 1998, "Droplet Formation of a Thermal Sideshooter Inkjet Printhead," *Int. J. Heat and Fluid Flow*, Vol. 19, pp. 382~390.
- (5) Liou, T. M., Shih, K. C., Chau, S. W. and Chen, S. C., 2002, "Three-Dimensional Simulations of the Droplet Formation During the Inkjet Printing Process," *Int. Comm. Heat Mass Transfer*, Vol. 29, pp. 1109~1118.
- (6) Wu, H. C., Hwang, W. S. and Lin, H. J., 2004, "Development of a Three-Dimensional Simulation System for Micro-Inkjet and its Experimental Verification," *Materials Science and Engineering*, Vol. 373, pp. 268~278.
- (7) FLOW-3D, 2003, version 8.2, flow science Inc.
- (8) Kothe, D. B., Mjolsness, R. C. and Torrey, M. D., 1991, RIPPLE: A Computer Program for Incompressible Flows with Free Surfaces, Technical Report LA-12007-MS, LANL, Los Alamos, NM.
- (9) Sussman, M., Smereka, P. and Osher, S., 1994, "A Level Set Approach for Computing Solution to Incompressible Two-Phase Flow," *J. Comput. Phys.*, Vol. 114, pp. 146~159.
- (10) Son, G., 2001, "Numerical Simulation of Bubble Motion During Nucleate Boiling," *Trans. of the KSME (B)*, Vol. 25, No. 3, pp. 389~396.
- (11) Son, G., 2001, "A Numerical Method for Bubble Motion with Phase Change," *Numerical Heat Transfer, Part B*, Vol. 39, pp. 509~523.
- (12) Dennis, S. C. R. and Chang, G. Z., 1970, "Numerical Solution for Steady Flow Past a Circular Cylinder at Reynolds Numbers up to 100," *J. Fluid Mech.*, Vol. 42, pp. 471~489.
- (13) Fornberg, B., 1980, "A Numerical Study of Steady Viscous Flow Past a Circular Cylinder," *J. Fluid Mech.*, Vol. 98, pp. 819~855.