

액체의 미립화 기구에 대한 고찰(1)

Review of the Liquid Atomization Mechanisms(1)

전 홍 신*
H. S. Jeon

1. 개요

액체 미립화(liquid atomization)란 액체 또는 용융 물체 등을 미세한 분무(spray)상의 물질로 만드는 과정을 의미하는 것으로서, 이것은 많은 산업 분야에서 중요한 핵심 기술로 응용되고 있다. 여기에는 기계·화학·항공·토목공학 분야; 재료과학 및 기술; 수송; 야금; 식품; 제약; 입업; 환경보호; 의학; 농업; 기상 등이 있다. 액체 미립화와 분무 시스템(liquid atomization and spray systems)은 연소로, 가스터빈, 엔진 및 로켓, 분무 건조 및 냉각, 공기 조화, 세척, 살충제 공중 살포, 분말 금속 제조, 잉크 제트, 분무 도장, 조습, 호흡용 치료기, 식품 보존과 세척, 물 처리 및 다른 많은 분야에서 이용되고 있다^{1,2)}. 최근에는 전자, 우주항공, 신소재, 초미립자, 반도체 등 새로운 첨단산업의 활용 분야로의 이용 분야가 확대되는 한편, 에너지 자원의 절감, 공해 대책 등에 관한 문제 해결을 위하여 그 필요성이 높아져, 다가오는 21세기에서는 더욱더 주목되는 연구 및 기술 분야이다.

그러나 액체 미립화 기술이 응용되고 있는 각 산업 분야에서, '양호한 미립화'란 반드시 동일한 상태를 의미하는 것이 아니다. 액체를 미립화 하는 이유는 목적에 따라 다르지만, 대체로 액체가 갖는 표면적을 가능한 한 증대시

키기 위한다든지, 직경이 보다 작은 미세한 단일 액적, 분무 혹은 입군을 만들기 위함인든지, 또는 입경의 편차가 적고, 균일한 직경의 분무, 입군을 얻기 위해서라고 생각할 수 있다.

예를 들면, 연소 기기에서는, 연소는 빠른 화학반응이므로 연료의 표면적을 증가시키기 위함이고, 분무 냉각도, 분무의 증발을 촉진시키기 위하여 표면적을 증가시키기 위하여 액체 연료를 미립화하고 있다. 분무 도장에서는, 도장할 면에 평탄하고 균일한 얇은 막을 만들기 위하여 가능한 한 미세한 분무를 만들 필요가 있다. 한편 농약을 식물에 살포하는 경우에는, 농약이 너무 미세화 되면, 식물에 부착하지 않고, 공기 중에 날아가 버리고, 너무 크면 단위 면적 당 소요되는 농약의 양이 너무 많게 되므로, 이 경우에는 적당한 운동량을 갖는 입도 분포의 분무를 만들어야 한다. 더욱이 동일한 목적을 위한 분무 제조에 있어서도, 사용 조건에 따라 입자에 요구하는 내용이 다르게 되는 경우가 있다. 예를 들면 분무 도장은 가능한 한 미세한 분무를 필요로 하지만, 도료가 휘발성인 경우는, 입경이 너무 작으면, 도료는 비행 중에 휘발분을 손실하여 건조하게 되므로, 이 때에는 어느 정도 입경이 클 필요가 있다. 더욱이 일반적인 분무 도장에서는 어느 정도의 운동량을 갖는 액적이 필요로 하지만, 정전 도장에서는 거의 관통력을 필요로 하지 않고 있

* 경희대학교 기계공학과

다. 소결 금속은, 분말상의 금속을 소결하여 제조한 것으로서, 금속 분말의 입도 분포가 커지게 되면 품질의 악화를 초래하고, 또한 균일한 금속 입금을 다량 생산하는 시스템에 있어서도, 입자의 직경의 편차가 커지게 되면, 생산성이 저하된다.

이와 같이 미립화에 의한 입자의 크기, 입경의 편차 등은 장치의 성능, 제품의 품질, 특성, 효력, 경제성 등에 큰 영향을 미치기 때문에, 종래에는 분사기(atomizers) 및 분무 시스템(spray systems)에 대한 특성(평균 입경, 입도 분포, 분사각, 공간 유량 분포 등)을 예측하여, 주로 경험적으로 관련 장치를 설계하고 있다. 최근에는 생성된 분무와 주위 물체와의 상들(Phases) 사이에 일어나는 상호 작용(coupling), 즉 질량, 운동량, 에너지 교환량을 많은 실험적인 데이터를 근거로 평가하여, 각 장치에 대한 성능까지 수치 해석하여 평가하고 있다.

그러나 미립화와 관련된 연구를 실험적 혹은 수치해석하는 연구자는, 액체가 어떻게 하여 액적으로 생성(drop formation) 하는가 또는 생성된 액적이 다시 분열하지(drop breakup)는 않은가, 액체의 분열은 어떤 인자의 영향을 받는가에 대하여 많은 의문점과 어려움을 느끼고 있다. 이것은 액체의 미립화 기구(atomization mechanisms of liquid) 및 생성된 액적의 분열 기구(breakup mechanisms of drop)에 대한 불명확성과 액적과 주위 물체와의 사이에 전달되는 양에 대한 지식이 부족하여, 현재는 이에 대한 것은 가정 혹은 충분하지 않은 실험 데이터를 근거로 평가하기 때문에, 연구자 스스로도 실험 혹은 수치해석 결과에 대한 신뢰성에 일말의 의문을 제시하고 있기 때문이다.

본 내용은, 액체 미립화에 대한 연구가 연소 장치를 비롯한 다른 실용 장치와 관련되어 많은 진전이 이루어져 왔지만, 액체 미립화에 대하여 가장 오랫동안 연구되어 왔으며, 아직까

지 연구과제로 남아 있는 액체 미립화 기구에 대한 이론적 및 실험적 연구에 대하여 고찰하였다. 액체 미립화 기구를 이론적으로 취급한 지금까지의 연구는, 오리피스 혹은 단공 노즐에서 액체의 분출 속도가 낮은 저속 영역에서의 현상을 주로 다루어져 왔으나, 실제 응용 분야인 고속 영역에서의 이론은, 필자가 아는 한 정립된 것은 많지 않다. 이것은 분사기 종류의 다양성과 분열 현상이 매우 빠르게, 또 매우 복잡한 원인에 의하여 일어난다고 사료되기 때문이다. 그러나 고속 영역에서의 미립화 현상은 저속 영역에서의 미립화 현상의 발전 및 상호 복잡하게 작용 혹은 그 외 공기역학적인 힘에 의한다고 판단되기 때문에, 고속 영역에서의 미립화 기구를 고려하기 위해서는 저속 영역에서의 미립화 기구를 취급한 이론을 명확히 검토할 필요가 있다.

2. 미립화 기구

2.1 미립화 기구의 기본형

각 산업 분야에서 이용되고 있는 분사기는 수 많은 종류가 있으며, 이것들을 미립화 방법에 따라 분류하면, 제트(jet), 스윙(swirl), 제트-스윙(jet-swirl), 2유체(twin-fluid, pneumatic, air blast), 로터리(rotary), 음향(acoustic), 초음파(ultrasonic), 정전(electrostatic), 진동(pulsatory) 등이 있다. 이들 장치에 의해서 생성되는 분무 혹은 액적(spray or drop)은 완전히 임의대로 발생하는 것과 같이 보이지만, 여러 종류의 분사기에서 액체의 분열 과정을 촬영한 수 많은 순간사진을 검토하여 보면 공통적인 미립화 기구가 있음을 알 수 있다.

특히 미립(droplet)이 되기 직전의 액체의 형상을 주위 깊게 살펴보면 그 공통점이 명확하여, 미립화 기구는 가는 실(絲)상의 액주

(liquid jet, liquid column, ligaments or filaments)가 미립이 되는 경우와, 액막(liquid sheets)이 미립이 되는 경우 및 구형의 액적(drop)이 미립이 되는 경우 등 3 가지가 있음을 알 수 있다. 실상의 액주와 얇은 액막이 분열하여 미립으로 발생한다는 것은 이 상태가 가장 큰 표면 에너지(surface energy)를 갖게 되므로, 가장 쉽게 불안정하게 되기 때문일 것이다.

그림 2.1은 일예로 회전 원판에 의하여 액상의 물질이 미립화하는 대표적인 모양을 나타내는 전형적인 사진이다. 액체 유량(q)이 증가함에 따라 회전 원판 주위로 비산하는 액적의 분열 기구는 (a) 적상 분열, (b) 액주상 분열, (c)액막상에서 분열이 일어남을 보여주고 있다.



(c) $q = 15 \text{ cm}^3/\text{s}$
 $D = 100\text{mm}, \theta = 90^\circ,$
 $n = 1000 \text{ rpm}, \mu = 0.084 \text{ P}$

그림 2.1 회전 원판에 의한 고점성 유체의 미립화 모양³⁾

2.2 미립화 기구의 이론 및 실험적 연구

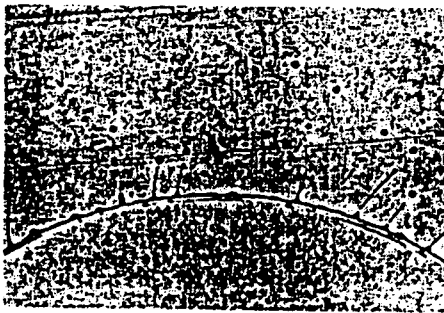
액체의 미립화 기구를 이론적으로 취급하는 방법은 2 가지가 있다. 첫번째 방법은 노즐 자체의 내적 혹은 노즐 외적인 원인에 의해 우연히 액체 표면에 미소 교란(small disturbance)이 발생되면, 미소 교란에 의한 파(wave)의 진폭이 시간과 더불어 급속히 성장하여, 파가 불안정하게 되어 미립화가 일어난다는 것과, 두번째 방법은 액체에 작용하는 힘의 평형 즉 표면장력과 외력과의 힘의 균형을 고려하여 평형이 깨지면 액체가 분열한다는 것이다.

(1) 적하 기구

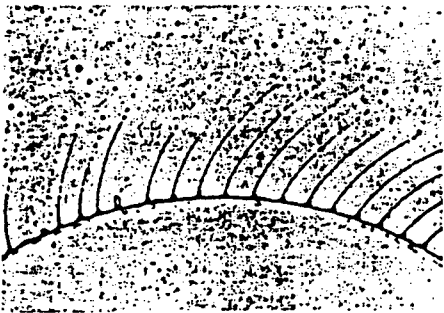
적하(dripping)는 풀잎에서 떨어지는 이슬이나, 우산에서 떨어지는 빗방울 혹은 천장 또는 어떤 면이나 관의 선단에서 액적이 떨어지는 현상을 의미한다. 이것은 액체의 표면장력이 액적 자신의 무게를 유지할 수 없게 될 때 일어난다.

이와 같은 적하 현상에 대해서는 오래 전부터 많은 연구가 되어왔다⁴⁻⁷⁾.

0 1 2 3 cm



(a) $q = 2 \text{ cm}^3/\text{s}$



(b) $q = 5 \text{ cm}^3/\text{s}$

Tanasawa⁷⁾ 는 이 현상을 액체 미립화의 한가지로 고찰하여, 떨어지는 액적의 형상 및 크기를 구하기 위하여 힘의 평형을 고려하였다. 즉 그는 표면장력과 중력과의 평형을 고려하여, 평형이 깨지면 액체의 일부가 낙하한다고 하고, 평면상 혹은 환단에서 분열하는 적하 기구를 이론적으로 고찰하였다.

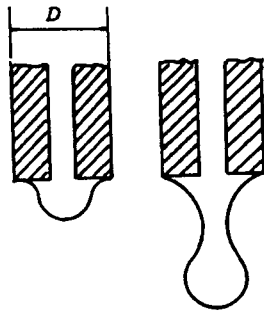


그림 2.2 적하현상

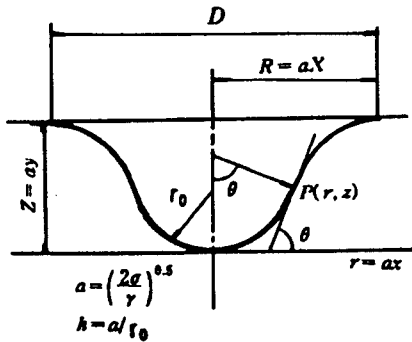


그림 2.3 적상 분열 모델

그림 2.3에 표시한 바와 같이 떨어지는 도중의 액적의 형태를 고려하여, 임의의 한 점 p에서 힘의 평형을 고려하면 다음과 같은 식을 얻는다.

$$\sigma \left[\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right] = \frac{2}{r_0} + \gamma \cdot Z \quad (2.1)$$

여기에서 r_1, r_2 : 점 p에서 2개의 곡률반경

- r_0 : 액적 선단의 곡률반경
- γ : 액체의 비중량
- σ : 액체의 표면장력

점 P에서 접선과 수평축 X와의 각을 θ 라 하면, 미소 곡선 ds는 다음과 같다.

$$ds = r_1 \cdot d\theta \quad (2.2)$$

또 이것에 직각인 평면내에서 r의 크기는 다음과 같다.

$$r = r_2 \cdot \sin\theta \quad (2.3)$$

식(2.2), (2.3)을 식(2.1)에 대입하면 다음식과 같이 된다.

$$\frac{d(\sin\theta)}{dr} + \frac{\sin\theta}{r} = \frac{d(r \cdot \sin\theta)}{r \cdot dr} = \frac{2}{r_0} + \frac{\gamma}{\sigma} Z \quad (2.4)$$

이것을 수치계산에 의해 해를 얻어, 액적이 점차 변화하여 가는 모양을 그림 2.4에 도시하였다. 액적의 형상은 공급 유량에 따라 변하여가므로, 액적 선단의 곡률반경을 표시하는 계수 C_{r_0} 에 대한 각 계수와의 관계를 그림 2.5에 도시하였다.

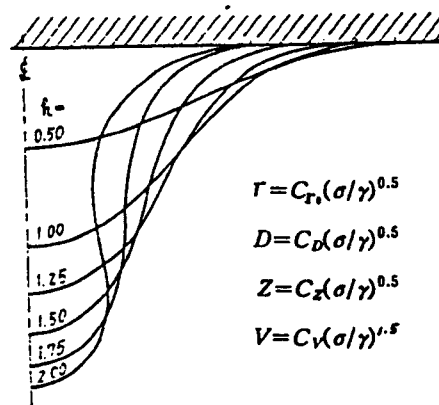


그림 2.4 액적의 형상 변화

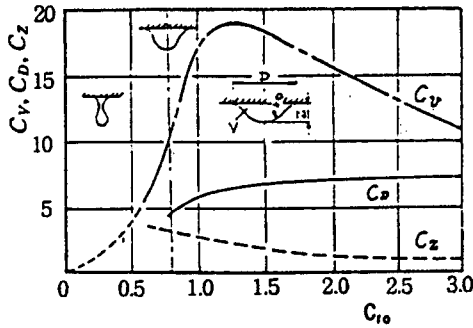


그림 2.5 적하시의 각 형상계수

그림은 C_{10} 가 작아짐에 따라 액체의 체적(Q)은 증가되어, $C_{10} = 1.258$ 에서 체적이 최대가 되고, C_{10} 가 더욱 작게 되면 액체의 체적이 감소됨을 보이고 있다. 이것은 액체가 공급됨에 따라 액적의 체적은 점차 증가하여 최대에 도달하지만, 그 후는 체적이 감소되어야 함을 의미하고 있다. 이것은 명백히 불합리하므로, 안정한 액적의 최대 체적은 $C_{10} = 1.258$ 인 때가 된다

실제로 떨어지는 액적의 체적은, 일부가 판단이나 벽면에 남아 있기 때문에 최대 용량 보다 작게 된다.

적하의 주기(τ)와 체적 Q 와의 관계는 그림 2.6에 표시한 바와 같이 변화한다.

액체 공급 유량이 증가하면, 주기는 짧게 되고, 액적의 체적도 증가하지만, 공급량이 어느 값 이상 초과하면, 액적은 연속된 흐름(평활류; smooth jet)이 되어 버린다. 이 한계속도(액적에서 평활류로의 경계식)를 Tanasawa-Toyoda⁹⁾는 실험 결과를 무차원 해석법에 의하여 정리하여 다음과 같이 발표하였다.

$$V_c = \frac{0.65}{D_0} \left(\frac{\sigma}{\gamma}\right)^{3/4} \sqrt{g} + \frac{1.35}{\sqrt{D_0}} \left(\frac{\sigma}{\gamma}\right)^{2/4} \sqrt{g} - \frac{1.09}{\sqrt[3]{D_0}} \left(\frac{\sigma}{\gamma}\right)^{3/8} \sqrt{g} \quad (2.5)$$

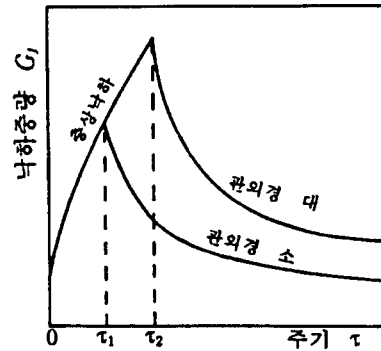


그림 2.6 적하주기와 중량 관계

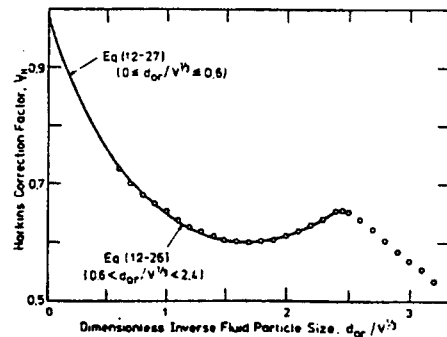


그림 2.7 Harkins 보정 계수

떨어지는 액적의 직경(d)은 계면장력 측정 방법을 이용하면, 다음과 같은 식으로 표시할 수 있다.

$$\pi D_0 = \frac{\pi}{6} d^3 \frac{\rho}{g} \quad (2.6)$$

그러나 실제로는 위 식에 따르지 않고, Otake⁹⁾는 다음과 같은 식을 주고 있다.

$$\frac{D_0}{d} = 1.62 \left(\frac{D_0^2 \rho}{\sigma}\right)^{-0.35} \quad (2.7)$$

적하의 주기에 대한 영향은 계산상으로는 주어지지 않지만, 실제로는 주기가 짧을수록 주적(main drop)에 이어 떨어지는 여적(satellite drop)의 생성이 증가하게 된다.

또 Scheele & Meister¹⁰⁾ 는, 적하 주기가 빠른 경우, 점도가 작은 경우에는 노즐에 부착하여 남아있는 체적은 0, 점도가 큰 경우에는 정적인 생성 액적직경과 같은 길이의 목(narrow band)이 생성한다는 모델을 고려한 Rao¹¹⁾의 식을 수정하여 다음과 같은 식을 제안하였다.

$$V \cdot g \cdot \Delta P = \Psi_H \left[\pi \cdot \sigma \cdot D_0 + \frac{13\mu Q D_0}{V^{2/3}} - \frac{16\rho_0 Q^2}{3\pi D_0^2} + \frac{9}{2} \{g\rho_p \Delta P \sigma D^2 Q^2\}^{1/3} \right] \quad (2.8)$$

윗 식에서 각 항은 부력, 계면장력, 스토크저항, 운동량 및 액적상으로 잘리는 동안 첨가되는 체적을 의미한다. 3번째 항의 인수 16/3은 노즐내의 속도 분포가 포물선(parabolic velocity profile)인 경우이고, 균일한 속도 분포(flat velocity profile)인 경우에는 4의 값을 갖는다.

여기서 계수 Ψ_H 는 Harkins 보정계수¹²⁾라 불리우며, 그림 2.7에 도시하였다.

(2) 액주 분열

액주의 안정과 분열(stability and disintegration of liquid jets)에 대해서는 미립화에 대한 이론 해석의 대상으로 흥미가 깊은 문제이기 때문에 오래 전부터 많은 연구가 되어 왔다. 그림 2.8은 작은 직경의 원통상 노즐에서 분출되는 액주의 속도를 점차 증가하여 가면서, 유량(혹은 유속)과 분열 길이와의 관계를 분열 현상을 함께 도시한 것이다. 분열 기구는 (a) 적하 분열(drop formation), (b) 축대칭 제트 분열(axialsymmetric jet breakup), (c) 비대칭 제트 분열(sinuous jet breakup), (d) 공기력에 의한 분열(aerodynamic forces) 등 4 가지로 나눌 수 있다.

여기에서 특히 유의할 점은, 미립화 모양의 분류나 명칭은 사람에 의하여, 또는 나라마다 다른 경우가 있고 더욱이 동일한 명칭에 대해서도 다르게 되는 경우가 있다. 전술한 적하 분열 이후의 상태부터 비대칭 분열까지의 흐름을 층상 액주 혹은 평활유(smooth jet)라 하고, 비대칭 분열 후 부터 부분적으로 공기력에 의한 분열이 일어나는 영역에서는, 액주는 불규칙한 변형을 일으키기 때문에 난류 액주 혹은 파상류(wavy jet)라 하며, 액주가 완전히 공기력에 의해 미립화가 일어나는 영역, 즉 파상류 이후의 분류의 흐름을 분무류(spray)라 정의하고 있다.

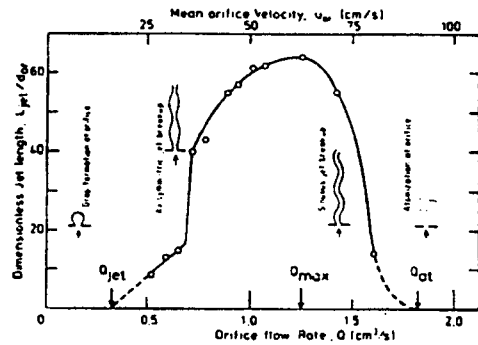


그림 2.8 액주 분열의 모양

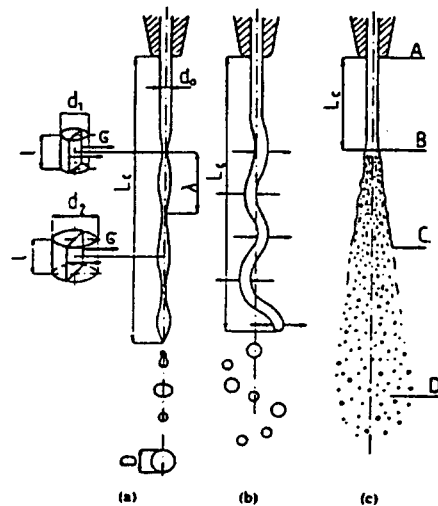


그림 2.9 액주 분열 해석 모델

액주 분열 중에서 가장 저속일 때 발생하는 축대칭 분열은, 분사기(atomizer)에서 우연히 내적 혹은 외적 요인(내적요인: 액체 선회유동, 분사시 압력저하에 따른 액체 팽창, 분사기의 진동, 노즐 입·출구에서 액체의 교란, 액체 통로면의 거칠기 등, 외적 요인: 액체·기체 상대속도, 주위 기체 밀도, 노즐 치수, 주위 기체와의 상호 작용 등)에 의해 발생한 미소 교란(small disturbances)이 원인이 되어 발생하게 된다. 이 때 액주의 수축부의 압력(P_1)과 팽창부(P_2)의 압력과의 관계는, 축대칭 제트의 압력차에 의한 힘과 표면장력에 의한 힘의 평형을 고려하여 유도할 수 있다(그림 2.9참조).

$$\begin{aligned} d_1 | P_1 &= 2 | \sigma \\ d_2 | P_2 &= 2 | \sigma \end{aligned}$$

따라서

$$P_1 = (d_1/d_2) P_2 \quad (2.9)$$

팽창부의 직경이 수축부의 직경보다 크므로 ($d_2 > d_1$), 팽창부의 압력이 수축부의 압력보다 작게($P_2 < P_1$) 된다. 따라서 액체는 수축부에서 압축부로 유동하여, 결국에는 액적상으로 분열하게 된다.

이와 같은 축 대칭 액주의 분열(axialsymmetric jet breakup)은, 1878년 L. Rayleigh¹⁴⁾가 최초로 연구하였다. 그는 주위 공기의 영향이 없는 무중력장에서, 직경 D_0 인 원주상의 비점성 액체 표면에 미소 교란이 주어져, 파장 λ 인 정현적(sine curve) 대칭인 파(axialsymmetric wave or dilatational wave)를 고려하고, 액체의 표면장력에 의해 원상대로 복원하려는 힘을 고려하여, 미소 교란파가 시간과 더불어 확대 되는지의 여부를 이론적으로 해석하였다.

초기의 미소 교란파의 진폭은 시간과 더불어 다음식과 같이 성장한다고 가정되었다.

$$\alpha = \alpha_0 e^{q t} \quad (2.10)$$

$$q = \left(\frac{\sigma^{1/2}}{\rho_l \cdot R_0^3} \right) \left\{ \frac{2\pi R_0 |l_1\left(\frac{2\pi R_0}{\lambda}\right)|^{1/2}}{\lambda |l_0\left(\frac{2\pi R_0}{\lambda}\right)|} \right\}$$

$$\times \left\{ 1 - \left(\frac{2\pi R_0}{\lambda} \right)^2 \right\}^2 = \left(\frac{\sigma}{\rho_l \cdot R_0^3} \right) f\left(\frac{2R_0}{\lambda}\right) \quad (2.11)$$

여기서 α : 시간 t 에서 진폭의 크기
 α_0 : 초기의 진폭, t : 시간
 R_0, D_0 : 초기의 분류반경, 직경
 λ : 미소 교란파의 파장
 $l_0(x), l_1(x)$: 0차 및 1차 베셀 함수

식(2.10)에 의하여 알 수 있는 바와 같이 q 가 최대인 때 가장 불안정하게 되고, q 의 최대는 식(2.11)에 의하여 $f(2R_0/\lambda)$ 가 최대인 때이다. 그림 2.10에 $\lambda/2R_0$ 와 $f(2R_0/\lambda)$ 의 관계를 표시하였다. 분열은 미소 교란파의 파장이 다음식(2.12)과 같이 액주 직경의 4.51배인 때 가장 빠르게 불안정하게 되어 일어난다.

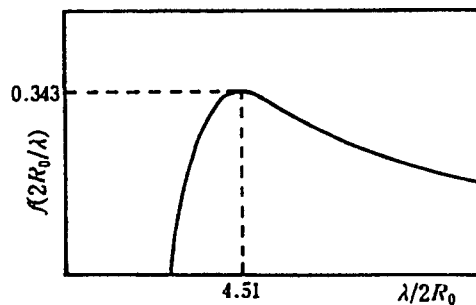


그림 2.10 $\lambda/2R_0$ 와 $f(2R_0/\lambda)$ 의 관계

$$\lambda = 9.02 R_0 = 4.51 D_0 \quad (2.12)$$

이 때 형성되는 액적 직경(d)은 다음과 같이 된다.

$$\pi R_0^2 \lambda = 1/6 \pi d^3$$

$$d = 3.78R_0 = 1.89 D_0 \quad (2.13)$$

즉 생성된 액적의 직경은 분류 직경의 1.89배가 된다.

그러나 Rayleigh 의 해석은 액체의 표면장력은 고려하고 있지만, 점성은 고려하고 있지 않다. 점성을 고려한 액주의 분열에 대한 이론적 검토는 Weber⁽⁵⁾에 의해 행하여졌다. 그는 Rayleigh의 식을 어떤 특정한 조건하에서 급수 전개하여 해를 얻고 있다. 그 결과 그는 최대 불안정이 되는 파의 성장 속도를 표시하는 λ/D_0 을 다음식으로 주었다.

$$\frac{\lambda}{D_0} = \frac{\lambda}{2R_0} = \sqrt{2\pi} \left\{ 1 - \frac{3\mu}{\sqrt{\rho\sigma D_0}} \right\}^{1/2} \quad (2.14)$$

여기에서 μ : 액체의 점성계수
 ρ : 액체의 밀도

윗 식에서, Rayleigh 의 비점성 조건과 동일하게, $\mu = 0$ 이라 놓고 계산하면, $\lambda/D_0 = 4.44$ 가 되어, 이 값은 Rayleigh 가 얻은 $\lambda/D_0 = 4.51$ 와 거의 일치한다.

이 때, 액적 직경(d)은 다음식으로 주어진다.

$$\frac{d}{D_0} = 1.436 \left(1 + \frac{We^{0.6}}{Re} \right)^{1.6} \quad (2.15)$$

여기서 We : 웨버 수(= $\rho V^2 D_0 / \sigma$)
 Re : 레이놀즈 수(= $\rho V D_0 / \mu$)

Ohnesorge⁽⁶⁾ 는 분류를 3가지 영역, 즉 평활유, 파상유, 분무류를 분류하고 이들 사이의 천이에 대하여 실험적으로 조사하여, 차원해

석에 의하여 분류의 안정성에 관한 다음과 같은 Ohnesorge 수 또는 Stability 수(Z 수) 라는 무차원 수를 얻었다.

$$Z = \frac{We^{0.5}}{Re} = \frac{\mu}{\sqrt{\rho\sigma D_0}} \quad (2.16)$$

그는 Re수와 Z수를 사용하여 그림 2.11과 같은 선도(Ohnesorge Chart)를 만들어 3가지의 분류영역의 범위들 표시하였다. 그림중 영역 I은 평활유, 영역 II는 파상유, 영역 III은 분무류를 가르킨다.

적하 와 평활유와의 경계식은 Tanasawa에 의하여 식(2.5)로 주었다. 또 Ohnesorge Chart에 의하여 평활유에서 파상유 및 파상유에서 분무류의 경계는 다음식으로 주어진다.

평활유와 파상류와의 경계식
 $Z^{0.12} \cdot Re^{0.39} = 10$

(2.17)

파상유와 분무류와의 경계식
 $Z^{0.42} \cdot Re^{0.44} = 10$

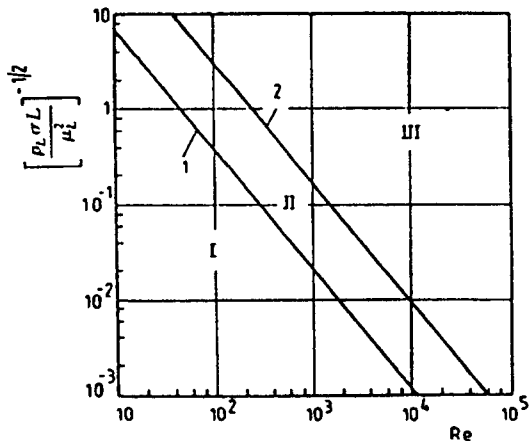


그림 2.11 Ohnesorge Chart

그러나 파상류 및 분무류에서의 미립화 현상은 주위 기체의 작용이 큰 영향을 미치고 있는데, 주위 기체의 성질을 포함하지 않은 Z

수와 Re 수로 파상류에서 분무류로의 경계를
 및 식(2.16)으로 정리될 수 있는지 의문시 되
 고 있다¹⁷⁾.

Tanasawa-Toyoda⁸⁾은 액주 분류의 안정성에
 관하여 Jet수(J_0)라고 불리는 새로운 무차
 원 수를 제안하여 평활류에서 파상류로의
 천이는 $J_0 \approx 10$ 에서 일어나는 것을 실험적
 으로 명확히 하고 있다.

$$J_0 = \frac{D_0 V^2}{\rho \cdot g} \left(\frac{\gamma_a}{\gamma} \right)^{0.55} \quad (2.18)$$

또 평활류 범위에서, 노즐 출구에서 액류의
 절단점까지의 길이로 정의하는 연속길이 혹
 은 액주의 분열길이(jet length or breakup
 length)는 그림 2-12(C-D 구간)과 같이 액주
 의 분출속도가 증가할 수록 증가된다.

평활류 범위에서 액주 분열 길이에 대한 연
 구는 Haenlein¹⁸⁾ 에 의하여 관찰되고, Weber¹⁹⁾
 는 액류를 원주로 한 경우에 대하여 표면장력
 만을 작용 인자로서 다음식을 유도하였다.

$$\frac{1}{D_0} = \ln \left(\frac{D_0}{2\alpha_0} \right) \left(We^{1/2} + 3 \frac{We}{Re} \right) \quad (2.19)$$

여기에서 α_0 는 표면의 초기변위

또, Tanasawa-Toyoda는 실험결과로부터 다
 음과 같은 식을 제출하였다.

$$\frac{1}{D_0} = 22.4 \left\{ V - V_c \sqrt{\frac{\gamma D_0}{\sigma g}} \right\}^{0.8} \left\{ 1 + \frac{1}{250} \frac{(\sigma \rho D_0)^{1/2}}{\mu \cdot g^{1/2}} \right\} \quad (2.20)$$

여기에서

V_c : 적하 분열과 평활류와의 경계식(2.5)

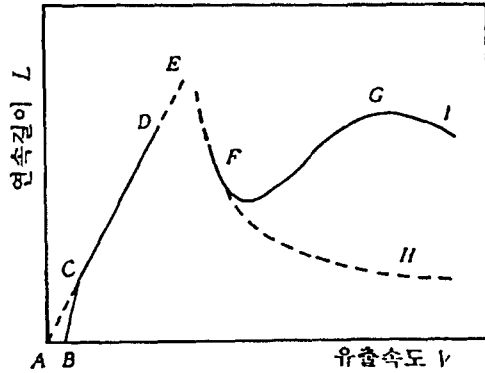


그림 2.12 속도에 따른 연속길이의 변화

(3) 액막 분열

액막 분열(disintegration of liquid sheet)
 은 팬 스프레이 노즐(fan spray nozzle), 스윙
 (swirl nozzle), 로터리(ratory), 충돌
 (impinging jet) 미립화 방식에 의해서 생성된
 얇은 평판상의 액막이 미립으로 분열되는 현
 상이다. 그림 2.13은 대표적으로 충돌 분류에
 의해 액막이 형성된 것을 보이고 있다. 이와
 같은 액막상에 의한 미립화 방법은 비교적 작
 은 분사압에서도, 우수한 미립화 특성을 얻을
 수 있기 때문에 실용기기에서 이 방식을 채용
 한 분사기는 많다.

액막의 미립화에 대한 이론 해석도 액주 분
 열과 마찬가지로, 액막의 표면에 어떤 원인에
 의해 초기 변위가 주어졌다고 하여, 이것이
 성장하는가 감쇄하는가에 의하여 그 안정성을
 판단하여 미립화 기구를 해석하고 있다. 일반
 적으로 형성된 액막상 유체는 유동함에 따라
 점차 표면적이 증가되기 때문에, 액막의 두께
 는 점차 얇게 되어, 균일하지 않지만, 이론적
 해석시에는 두께가 일정한 평행 액막이라 가
 정하여, 미립화 기구를 검토하고 있다.

그림 2.14(a),(b)는 액막이 변형하는 경우
 의 대표적인 2가지 형식을 나타내었다. 어느
 것이나 액막을 옆에서 관찰한 때의 모양으로
 서, (b)는 액막의 앞뒤면의 위상이 다른것으로
 서, 양면의 변위의 방향은 항상 반대가 된다.

이것을 대칭파(symmetrical wave or dilational wave)라 말하고, 액주 분열의 기본인 Rayleigh 파의 형태와 동일하여, 이 파의 분열기구를 Rayleigh 분열 기구라 한다. (a)는 액막의 상하면의 변형의 위상이 동일한 경우로서, 양면은 동일한 방향으로 변위한다. 이와같은 파를 비대칭파(asymmetric wave or sinuous wave)라 하고, 액주 분열의 기본인 Weber 파와 동일하여, 이 파의 분열기구를 Weber 분열 기구라 한다.

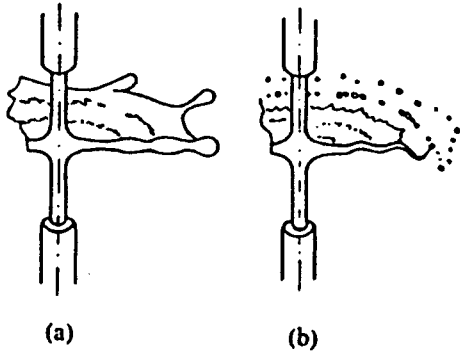


그림 2.13 액막 형성 사진

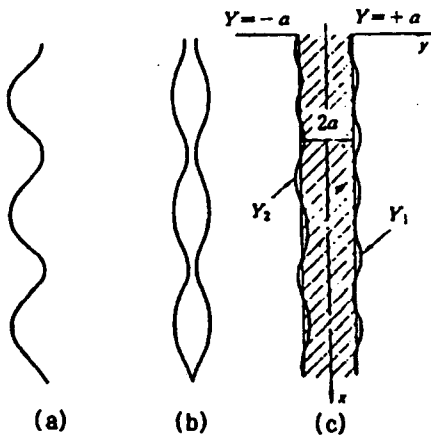


그림 2.14 액막 파형 및 해석 모델

3-1) 액막의 안정성

Rayleigh 는 대칭(dilational wave)인 액막에 대하여, 이것이 주위 기체와 접촉할 때의 막의 안정성에 대한 연구를 하였다. 그는 액

막의 유동방향의 길이를 x , 시간을 t 라하고, 미소 교란이 액막에 발생할때, 액막의 운동을 공기력, 표면장력, 중력을 고려하여 역학적으로 풀어, 변위가 시간과 더불어 증대가는가를 조사하고 있다.

비대칭파(sinuous wave)에 대해서는 Squire²⁰⁾가 일정한 두께의 비점성 액막에 대하여 해석하고 있다. 그후 Hagerty, Shea²¹⁾은 Squire의 연구를 기초로 액막의 양면의 위상을 고려하여, dilational wave 와 sinuous wave 에 대하여 불안정 조건을 구하고, 실험과 비교하였다. 즉 그림 2.14 (c)와 같이 고려하여, 액막의 두께를 $2a$ 라 하고, 두께방향의 중심을 축으로 취하고, 초기의 중심축을 기준으로 액막 표면의 변위 y 를 식으로 표시하고 있다.

$y = a$ 인 경우
 $y_1 = h_0 \exp(i\omega t + inx) \quad (2.21)$

$y = -a$ 인 경우
 $y_2 = h_0 \exp(i\omega t + inx + i\phi) \quad (2.22)$

여기에서 h_0 : 초기 진폭 ω : 각속도
 n : 단위 길이당의 파의 수
 ϕ : 위상각

또 액막의 표면에서의 경계조건을 고려하고, 속도 포텐셜을 결정하면, 베르누이 방정식에 의하여 액체측의 압력차 ΔP_1 와 기체측의 압력차 ΔP_0 가 구하여 진다. 이들 압력차에 의한 힘과 그 부분에서 표면장력 σ 에 의한 복원력과 같다고 놓고, 곡률을 R 이라고 하면 다음과 같은 평형 조건식이 얻어진다.

$$\Delta P_1 - \Delta P_{01} = -\frac{\sigma}{R_1} = -\sigma \frac{\partial^2 y_1}{\partial x^2} \quad (2.23)$$

($y=a$ 인 경우)

$$\Delta P_1 - \Delta P_{a2} = -\frac{\sigma}{R_2} = -\sigma \frac{\partial^2 y_2}{\partial x^2} \quad (2.24)$$

(y=-a 인 경우)

윗 식(2.23) 및 식(2.24)에 ΔP_1 , ΔP_a , 식(2.21) 및 식(2.22)를 대입한 식의 합과 차를 구하면 다음과 같은 2가지 해가 얻어진다.

즉 sinuous wave인 경우($\varphi = 0$)

$$1 - e^{i\varphi} = 0 \quad (2.25)$$

또는

$$n\rho_1 \left(\frac{\omega}{n} + V_1 \right)^2 \tanh \cdot na + n\rho_a \left(\frac{\omega}{n} + V_a \right)^2 = n^2 \sigma \quad (2.26)$$

dilational wave인 경우($\varphi = \pi$)

$$1 + e^{i\varphi} = 0 \quad (2.27)$$

또는

$$n\rho_1 \left(\frac{\omega}{n} + V_1 \right)^2 \coth \cdot na + n\rho_a \left(\frac{\omega}{n} + V_a \right)^2 = n^2 \sigma \quad (2.28)$$

더우기, 주위 기체의 흐름이 없고($v_s=0$), $\rho_a/\rho_1 < \tanh na$ 인 경우, 각각의 표면파의 각 속도(ω_s, ω_D)는 다음식으로 주어진다.

$$\omega_s = -nV_1 \pm \sqrt{\frac{n^3 \sigma - n^2 V_1^2 \frac{\rho_a}{\rho_1}}{\tanh \cdot na}} \quad (2.29)$$

$$\omega_D = -nV_1 \pm \sqrt{\frac{n^3 \sigma - n^2 V_1^2 \frac{\rho_a}{\rho_1}}{\coth \cdot na}} \quad (2.30)$$

만약 $\sqrt{\text{안의 값이 부(마이너스)가 되면, 즉$

$$n < \frac{\rho_a V_1^2}{\sigma} \quad (2.31)$$

인 경우에는, 식(2.29)은 복소수가 되어, 액막은 불안정하게 된다.

각속도(ω)는 다음식과 같이 주어진다.

$$\omega = \omega_0 \pm i\beta_s \quad (\text{or } \omega = \omega_0 \pm i\beta_D)$$

여기서 β_s, β_D 는 불안정한 진동의 크기를 의미하고, 파의 성장속도 혹은 진폭 성장율(growth rate)라 부르고 있으며, β_s, β_D 는 다음식과 같다.

$$\beta_s = \sqrt{\frac{n^2 V_1^2 \frac{\rho_a}{\rho_1} - n^3 \frac{\sigma}{\rho_1}}{\tanh \cdot na}} \quad (2.32)$$

$$\beta_D = \sqrt{\frac{n^2 V_1^2 \frac{\rho_a}{\rho_1} - n^3 \frac{\sigma}{\rho_1}}{\coth \cdot na}} \quad (2.33)$$

또 식(2.29), (2.30)로부터 안정된 액막의 한 계주파수 f_c 는 다음식으로 주어진다.

$$f_c = \frac{\omega_0}{2\pi} = \frac{\rho_a V_1^3}{2\pi\sigma} \quad (2.34)$$

윗 식(2.32), (2.33)에서 일반적인 조건 $na < 0.25$ 에서는 $\beta_s > \beta_D$ 가 되어, sinuous wave 가 발생하는 것을 알 수 있으며, 그림(2.15)는 sinuous wave 와 dilational wave에 대하여 주파수 f_c 와 진폭성장율(β)와의 관계를 도시한 것이다.

Dombrowski, Hooper²²⁾ 는 Squire가 유도한 식을 $na > 0.25$ 인 경우에 대하여 해를 구하여 놓고, 또 $na > 1.5$ 에 대해서는 Hargerty 식에서 $\coth na \approx 1$ 이므로, $\beta_s = \beta_D$, 즉 sinuous wave 와 dilational wave의 발생이 동일한 비율로서 발생하는 것을 보이고 있다.

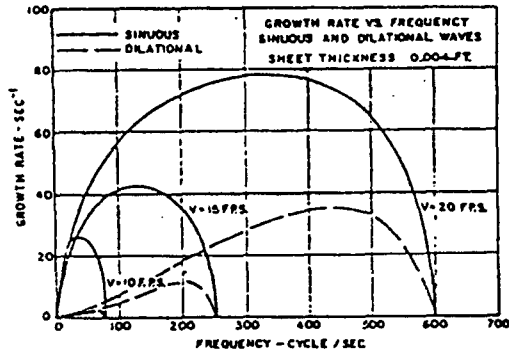


그림 2.15 파의 진폭 성장

3-2) 액막에서 액적의 발생

Fraser²³⁾, Dombrowski²⁴⁾ 는 그림 2.16와 같은 모델을 고려하여, 발생하는 입자의 크기를 구하였다. 그림에서 λ_w 은 진폭성장을 β 가 최대인 때의 파장이고, sinuous wave의 경우, 액막은 $\lambda_w/2$ 의 반파장으로 끊어져, ligament가 된다. 이때의 직경 d_1 은 분열점에서의 막의 두께를 $2a^*$ 라 하면, $\pi d_1/4 = \lambda_w a^*$ 로부터 다음과 같은 식을 얻을 수 있다.

$$d_1 = 1.12 (\lambda_w a^*)^{1/2} \quad (2.35)$$

이 ligament는, Rayleigh wave에 narrow band가 발생하여,

$$d = 1.89 d_1$$

즉,

$$d = 2.12 (\lambda_w a^*)^{1/2} \quad (2.36)$$

인 크기의 입자로 분열한다. dilational wave의 경우에는, 액막은 λ_w 의 폭으로 끊어지므로, 액적 입경의 크기는 다음과 같이 된다.

$$d = 3 (\lambda_w a^*)^{1/2} \quad (2.37)$$

이들 식에 Squire²⁵⁾, Hagerty²⁶⁾의 이론 해석

에서 구한 λ_w , a^* 를 대입하면, 다음과 같은 입경의 식이 얻어진다.

$na < 0.25$ 인 경우

$$d = 0.0436 \left(\frac{K\sigma}{C^2 \Delta P} \right)^{1/3} \left(\frac{\rho_1}{\rho_a} \right)^{1/6} \quad (2.38)$$

$0.25 < na < 1.25$ 인 경우

$$d = const. K^{0.32} \left(\frac{\sigma}{C^2 \Delta P} \right)^{0.36} \left(\frac{\rho_1}{\rho_a} \right)^{0.16} \quad (2.39)$$

$na > 1.25$ 인 경우

$$d = 1.16 K^{1/2} \left(\frac{\rho_a}{\rho_1} \right)^{1/4} ; \text{sinuous wave} \quad (2.40)$$

$$d = 1.66 K^{1/2} \left(\frac{\rho_a}{\rho_1} \right)^{1/4} ; \text{dilational wave} \quad (2.41)$$

여기에 K : 두께 계수

(액막 두께 $2a \times$ 노즐부터의 거리)

C : 노즐 유량계수

위 식(2.40), (2.41)에서 생성된 액적의 입경은 외기 밀도만에 의존하는 것을 알 수 있다. 그러나 실재는 이들 식의 적용 범위를 가리키는 na 값을 정확히 구하는 것은 극히 어렵다.

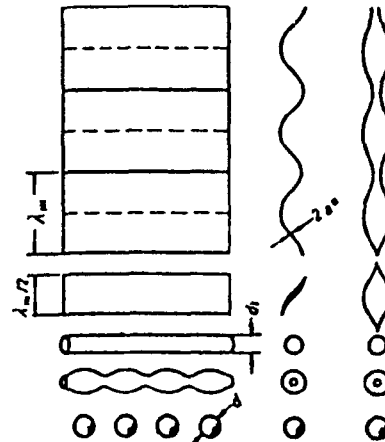


그림 2.16 액막의 미립화 모델

Dombrowski 등은, fan spray nozzle 을 사용하여 주위 압력을 변화시킨 실험을 행하고,

$$d = \text{const.} \cdot \rho_a^{-1/4} \quad (2.42)$$

이라 놓고, μ 의 값으로부터 na 가 식(2.38)-(2.41)중 어느 영역에 들어가는가를 역으로 구하고 있다. 실측 결과로부터 $na < 0.25$ 및 $na > 1.5$ 인 경우에는 식(2.38) 및 식(2.40),(2.41)을 수정하여 각각 다음과 같은 식을 주고 있다.

$na < 0.25$ 인 경우

$$d[\mu] = 220 \left(\frac{K\sigma}{C^2 \Delta P} \right)^{1/3} \left(\frac{\rho_1}{\rho_a} \right)^{1/6} \quad (2.43)$$

$na > 1.25$ 인 경우

$$d[\mu] = 137 \frac{\sigma^{0.2}}{C^{0.8} \Delta P^{0.4}} K^{1/2} \left(\frac{\rho_1}{\rho_a} \right)^{1/4} \quad (2.44)$$

참고문헌 (다음호에 게재)