

## 고압분위기에서 충돌제트로 형성되는 액막의 분열특성

## Breakup Characteristics of Liquid Sheets Formed by Impinging Jets in High Pressure Environments

정기훈·길태옥·임병직·윤영빈\*

Kihoon Jung, Teacock Khil, Byoungjik Lim and Youngbin Yoon

## Abstract

Breakup characteristics of liquid sheets formed by the impingement of two water jets, such as a breakup length and a breakup wavelength of sheet, were investigated as increasing the injection velocity up to 30m/s and the ambient gas pressure up to 4.0MPa. While round edged orifices formed a laminar sheet which has no waves on the sheet when the injection velocity is low, sharp edged orifices formed a turbulent sheet which has impact waves irrespective of the injection velocity. Thus we compared the differences of breakup characteristics between them. The results showed that the aerodynamic force significantly affects the breakup of laminar sheet when the gas based Weber number is higher than unity. It was also found that the turbulent sheets have three breakup regimes, i.e. expansion regime, wave breakup regime and catastrophic breakup regime according to the gas based Weber number.

주요기술용어(Key Words): high pressure environment(고압분위기), liquid sheet breakup(액막분열), impinging jet(충돌제트), breakup length(분열길이), breakup wavelength(분열파장)

기 호 설 명		$\Delta P$	분사압
$A$	오리피스 단면 면적	$A_b$	액막의 분열파장
$C_d$	오리피스 유량계수	$\theta$	제트의 충돌반각
$d_o$	오리피스 직경	$\rho$	기체와 액체의 밀도비
$L$	오리피스 길이	$\rho_g$	기체의 밀도
$\dot{m}$	분사 유량	$\rho_l$	액체의 밀도
$P_c$	챔버 압력	$\sigma$	표면장력
$R$	오리피스 입구 곡률반경		
$U_j$	제트 분사속도		
$We_j$	제트 웨버수 ( $=\rho U_j^2 d_o / \sigma$ )		
$We_g$	기체 웨버수 ( $=\rho_g U_j^2 d_o / \sigma$ )		
$x_b$	액막의 분열길이		

## 1. 서 론

두 액체 제트의 충돌 모멘텀을 이용하여 액체 추진제를 미립화시키는 충돌형 인젝터는 구조가 간단하고 고유량의 추진제를 분사할 수 있으며 연소실 벽면 열전달에 유리하기 때문에 액체로켓에 많이 사용되어 왔다.<sup>(1)</sup> 때문에 이 인젝터에 의해 형성되는 분무의 실험적, 이론

\* 서울대학교 기계항공공학부

적 연구들이 꾸준히 진행되어 왔다<sup>(2,3)</sup>.

Dombrowski와 Hooper는 오리피스 입구 형상 및 분사 제트의 속도에 의해 결정되는 액체 제트의 유동 특성이 두 제트의 충돌로 형성되는 액막의 형성과 분열에 직접적인 영향을 미친다는 것을 밝혔다.<sup>(2)</sup> 두 제트의 충돌시에 액막에 충돌파가 형성되는데, 경계층을 갖는 층류 제트인 경우에는 이 충돌파가 감소되지만, 경계층을 갖지 않는 난류 제트인 경우에는 감소되지 않고 액막의 분열에 직접적인 영향을 주게 된다. 따라서 층류 제트로부터 형성되는 층류 액막(Fig. 1(a))은 난류 제트로부터 형성되는 난류 액막(Fig. 1(b)) 보다 분열길이(가 길어지게 된다.

층류 액막의 경우, 주위 기체의 저항력에 의해 분열이 일어나므로 기체의 저항력과 표면장력의 균형에 기초한 선형불안정 이론으로 분부 특성을 모델링하여 왔다.<sup>(3,4)</sup> 그러나 난류 액막의 경우에는 제트의 충돌시 형성되는 충돌파에 대한 이론적인 접근이 어려워 분부모델과 실험 결과가 큰 차이를 보였다.<sup>(5)</sup> 최근에는 Strakey

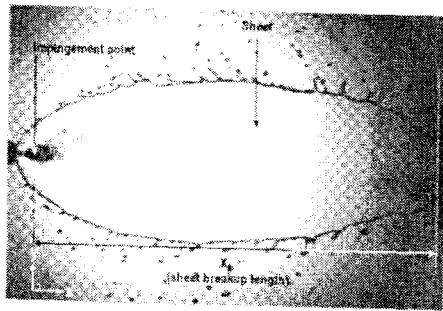
와 Talley가 고압분위기에서의 액막의 분열특성 연구를 통하여 챔버 압력이 낮을 때에는 두 제트의 충돌력이, 챔버 압력이 높을 때에는 기체 마찰력이 액막의 분열을 지배한다는 사실을 밝혔다.<sup>(6)</sup> 그러나 그들은 정량적인 분부 모델을 제시하지는 못하였다.

본 연구에서는 층류 및 난류 액막의 분열 특성에 있어서 주위 가스의 밀도가 미치는 영향에 대해 살펴보았다. 충돌점에서부터 액막의 끝단까지의 거리로 정의되는 액막의 분열길이(Fig. 1(a), (b)의  $x_b$ )와 액막의 분열 순간에 액막에서 형성된 파장으로 정의되는 액막의 분열 파장(Fig. 1(b)의  $\lambda_b$ )을 측정하였고, 그 결과로부터 실험적인 모델을 구하였다.

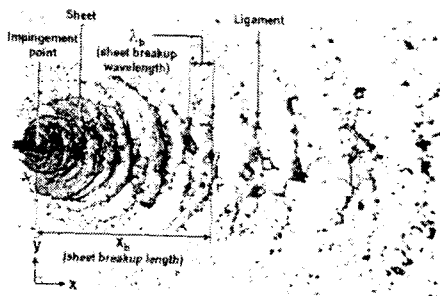
## 2. 실험 방법 및 장치

층류 및 난류 액막을 형성하기 위하여 Fig. 2와 같이 둥근 입구 및 모난 입구 오리피스들 각각 제작하였다. Vennard에 따르면 오리피스 입구의 곡률이 오리피스 직경의 0.14배 이상이면 vena contracta가 형성되지 않아 층류 제트를 이룰 수 있으므로<sup>(7)</sup> 둥근 입구 오리피스의 경우, 입구의 곡률이 오리피스 직경과 동일하도록 하였다. 오리피스의 직경은 모두 0.07cm이며, 보다 안정적인 유동을 얻기 위하여 길이대 직경비를 일반적으로 사용하고 있는 5보다 큰 20이 되도록 하였다. 또한, 충돌점의 위치는 오리피스 직경의 5배가 되도록 하였고, 충돌각은 60도가 되도록 고정하였다. 1mm 격자의 mesh 및 sub-chamber는 오리피스 상단에서의 유동의 재순환을 막아서 오리피스로 균일한 유속의 흐름이 유입되도록 한다.

Fig. 3은 둥근 입구 오리피스 및 모난 입구 오리피스의 유량계수를 보여주고 있다. 기대하였던 바와같이 둥근 입구 오리피스의 유량계수(0.763)가 모난 입구 오리피스(0.695)보다 크게 나타났다. 일반적으로 모난 입구 오리피스의 경우 분사압이 증가하면 오리피스 내부에 cavitation 현상이 발생하여 유량계수가 급격히 감소하는 현상이 발생하는데,<sup>(7,8)</sup> 본 실험에 사용된 모난 입구 오리피스의 경우에는 이러한



(a)



(b)

Fig. 1 Spray patterns of impinging jet injectors: (a) laminar and (b) turbulent sheet

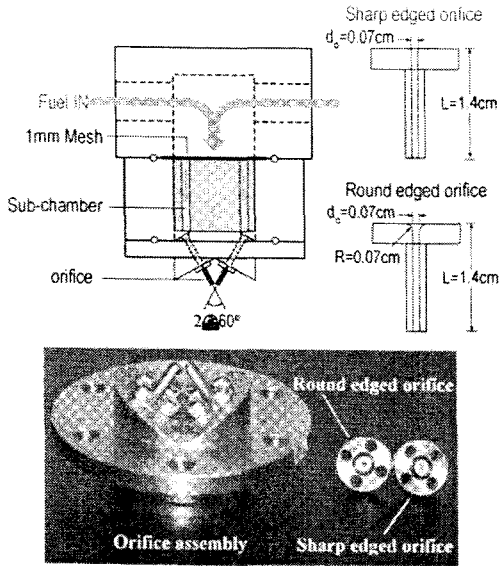


Fig. 2 Schematic and photography of impinging jet injector using round and sharp edged orifices

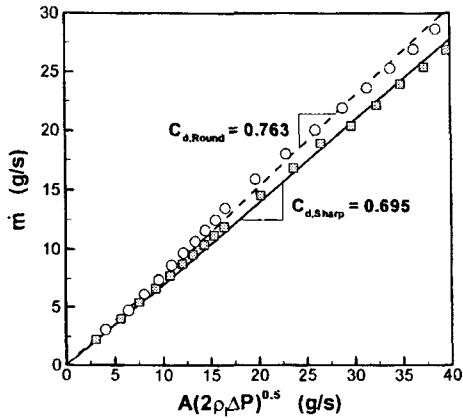


Fig. 3 Discharge coefficients of round and sharp edged orifices

유량계수의 감소가 나타나지 않았기 때문에 cavitation은 발생하지 않았다는 것을 확인할 수 있었다.

본 실험에 사용된 고압 챔버(Fig. 4)는 6MPa 까지 가압할 수 있도록 설계하였으며, 챔버 직경은 50cm, 용량은 200 리터로서 최대 유량으로 5분간 실험할 수 있도록 하였다. 또한 가압 상태에서도 인젝터를 오르내리거나 회전시킬 수 있는 이송장치도 설치하였다. 액막의 이미

지는 발광시간이 4μs인 스트로보스코프와 액막 사이에 투과지를 두는 간접촬영 기법을 이용하여 촬영하였다. 가압 기체와 모의 추진제는 액체 산소 또는 케로신의 비반응 고압환경으로 최적으로 알려진 기체 질소/물의 조합을 사용하였다<sup>(1)</sup>.

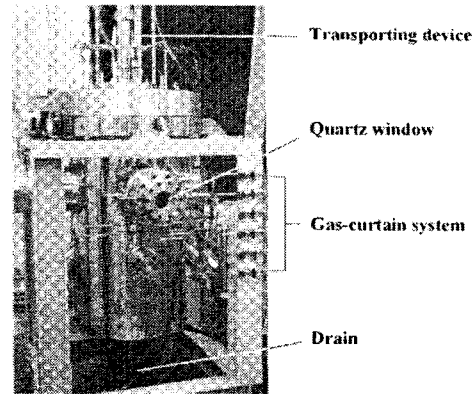


Fig. 4 High pressure chamber

### 3. 액막의 형상

Fig. 5는 층류 액막의 형상에 미치는 챔버 압력( $P_c$ )과 분사 속도( $U_j$ )의 영향을 보여주고 있다. 먼저 분사 속도가 15m/s일 경우에는 층류 액막이 존재하지 않는 것을 알 수 있는데, 이는 제트의 충돌과가 매우 커서 층류 경계층이 이를 감쇠시킬 수 없기 때문이다. 따라서 층류 액막의 분열특성을 살피기 위하여 그 대상을 15m/s 이하로 제한하였다.

층류 액막의 형상을 예측하기 위하여 분사 질량과 운동량 보존에 기초한 해석기법을 사용하였는데<sup>(4,10)</sup>, 이는 주위 기체의 압력에 무관하므로 상압의 경우에서만 실험결과와 비교하였다. Fig. 5의 실선이 해석기법으로 얻은 액막의 형상을 나타내는데 실험결과와 비교하여 볼 때 3m/s의 낮은 속도에서는 액막의 분열길이를 작게, 7m/s나 10m/s의 높은 속도에서는 크게 예측함으로써, 분사속도의 영향을 지나치게 크게 고려하고 있음을 알 수 있었다.

선형 불안정 이론에 따르면 액막 내부의 교란은 주위 기체의 저항력에 의해 증폭되어 액

막의 분열을 유도하므로 주위 기체의 밀도가 증가함에 따라 액막의 분열길이는 짧아지게 된다<sup>15)</sup>. 이는 Fig. 5의 실험결과에서도 확인할 수 있는데, 챔버 압력이 2MPa 이상일 경우에 액막 끝단에서 기체의 저항력에 의해 증폭된 파가 나타나는 것을 볼 수 있다.

난류 액막의 경우에는 Fig. 6에서 알 수 있듯이 모든 실험 조건에서 액막 내부에 파가 나타나는데, 이는 두 제트의 충돌시 발생한 충돌파로서 난류 제트에는 이 충돌파를 억제할 수 있는 경계층이 존재하지 않기 때문에 발생한다. 이 충돌파는 주위 기체의 저항력에 의해 증폭되므로 같은 조건에서 난류 액막의 분열 길이는 층류 액막보다 더 짧게 된다.

Fig. 5와 6은 제트의 내부 유동 특성이 액막의 형상 및 분열에 큰 영향을 준다는 것을 보여주고 있지만, 분사속도가 증가할수록 층류 제트의 경계층이 충돌파를 더 이상 감쇠시킬 수 없게 되므로, 형성되는 액막의 형상은 상압에서 15m/s의 경우에서와 같이 오리피스 입구 형상이 다르더라도 크게 차이를 보이지 않는다. 또한, 분사속도가 낮을 때에도 챔버 압력이 충분히 크면 제트의 충돌력 보다 기체의 저항력이 액막의 분열을 지배하게 되므로 3.0MPa의 압력, 7m/s의 분사속도의 경우에서와 같이 서로가 유사한 형상을 보이게 된다. 따라서 분사속도가 크고 챔버의 압력이 높은 실제 로켓 엔진에 있어서는 제트의 내부 유동 특성은 분무에 큰 영향을 주지 못한다고 할 수 있다.

#### 4. 액막의 분열길이 및 분열파장

##### 4.1 층류 액막

Fig. 5에서와 같이, 층류 액막의 경우에는 0.4MPa의 챔버 압력 이전에는 액막 내에 파가 형성되지 않고, 챔버 압력이 높아져서 파가 나타난다 하더라도 Fig. 6에서와 같은 주기적인 분열특성은 나타나지 않기 때문에 분열길이를 측정하였다. 또한, 분사속도와 주위 기체의 밀도를 하나의 변수로 표현하기 위하여 다음과 같은 기체 웨버수( $We_g$ )를 정의하였다.

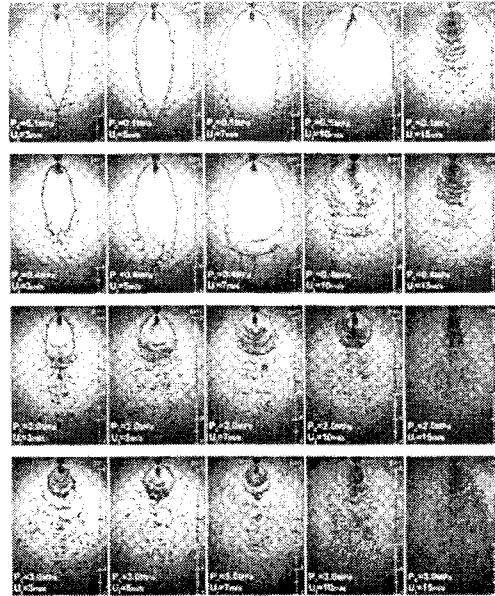


Fig. 5 Changes of laminar sheet shapes as functions of injection velocity and ambient pressure (solid lines at  $P_c=0.1$ MPa show sheet shapes obtained from Ref.10)

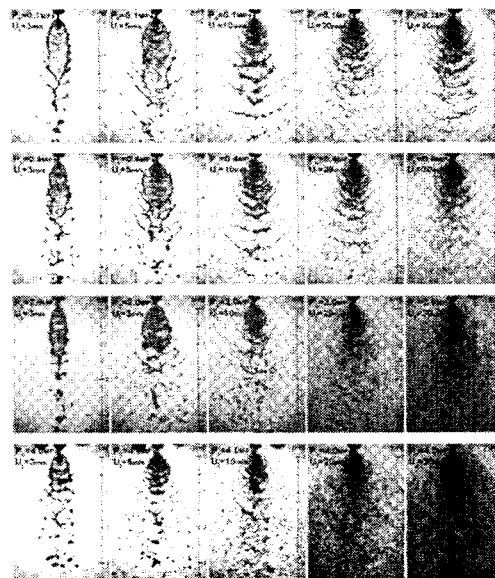


Fig. 6 Changes of turbulent sheet shapes as functions of injection velocity and ambient pressure

$$We_g = \rho_g U_j^2 d_o / \sigma \quad (1)$$

위의 정의에 따라  $We_g$ 는 액막의 표면장력에

대한 주위 기체의 저항력을 의미하게 된다.

Fig. 7은  $We_g$ 에 따른 층류 액막의 분열길이를 보여주고 있는데, 총 100장의 이미지로부터 측정된 평균값이며 편차는 10%를 넘지 않았다. 가장 두드러진 결과는  $We_g$ 가 1 일 때를 기준으로 분열길이의 경향성이 반대로 나타난다는 사실이다. 즉,  $We_g$ 가 1 보다 작을 때에는 액막의 분열을 유도하는 기체의 저항력이 작으므로, Fig. 7(a)에서와 같이 제트의 분사속도, 즉  $We_j$ 가 증가함에 따라 유량의 증가로 액막이 확장되어 분열길이는 길어진다. 그러나 분열길이가  $We_j$ 에 비례한다는 Ibrahim과 Przekwas의 모델<sup>(10)</sup>과는 달리, 실험결과는  $We_j^{0.29}$ 에 비례하고 있다. 이로부터 분열시 실제 액막의 두께는 예측값보다 더 크다는 것을 알 수 있다. 한편 Fig. 7(b)로부터  $We_g$ 가 1 보다 작을 때에는 기체의 밀도가 분열길이에 영향을 주지 못한다는 사실을 확인할 수 있다.

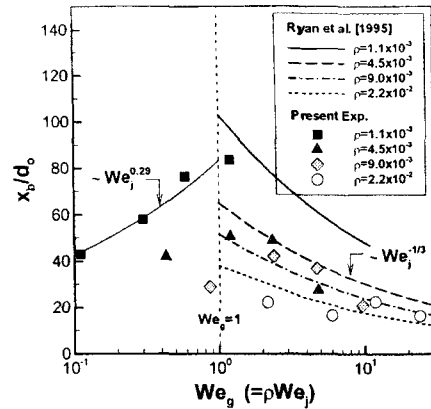
그러나  $We_g$ 가 1 보다 클 때에는 기체의 저항력이 액막의 분열에 영향을 미치게 되는데, 층류 액막의 경우에는 제트의 충돌력은 감소되므로 기체의 저항력만이 액막의 분열을 지배하게 되어 Fig. 7에서와 같이 선형 불안정 이론<sup>(5)</sup>과 유사한 결과를 보이게 된다. Fig. 8은 층류 액막의 분열길이에 대한 다음과 같은 경험식과 실험결과를 비교하고 있다.

$$\frac{x_b}{d_o} = 9.4 \rho^{-2/3} We_j^{-1/3} \quad (We_g > 1) \quad (2)$$

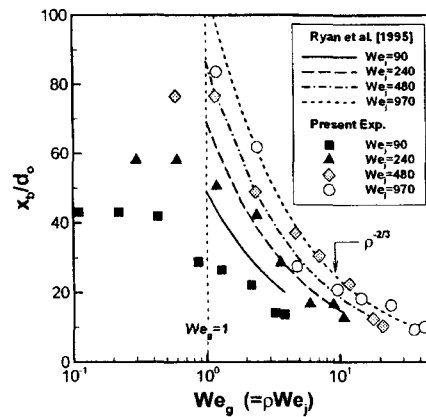
위의 경험식에서  $\rho$ 와  $We_j$ 에 대한 경향성은 Ryan 등<sup>(5)</sup>과 Huang<sup>(11)</sup>의 결과와 동일하며, 계수 9.4는 Ryan 등의 10.41, Huang의 7.1 사이의 값이다.

#### 4.2 난류 액막

Fig. 6에서와 같이 난류 액막의 경우에는  $We_g$ 에 무관하게 내부에 충돌과가 존재한다. 그러나 이러한 충돌과는  $U_j=3$  또는 5m/s,  $P_c=0.1$ MPa의 경우, 즉  $We_g$ 가 매우 작을 때에는 액막의 분열에 직접적인 영향을 주지 못하여 분열의 주기성은 보이지 않기 때문에 분열과장을 측정할 수 없다. 또한  $U_j=30$ m/s,  $P_c=2$  또는 4MPa의 경우, 즉  $We_g$ 가 매우 클 때에는



(a)



(b)

Fig. 7 Breakup lengths of laminar sheets as a function of  $We_g$ : as increasing (a) jet Weber number  $We_j$  and (b) density ratio of gas to liquid  $\rho$

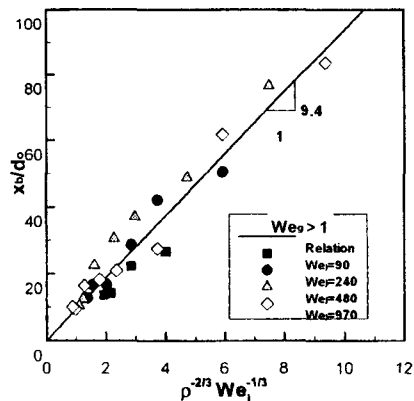


Fig.8 Empirical relation for breakup lengths of laminar sheets when  $We_g$  is higher than unity

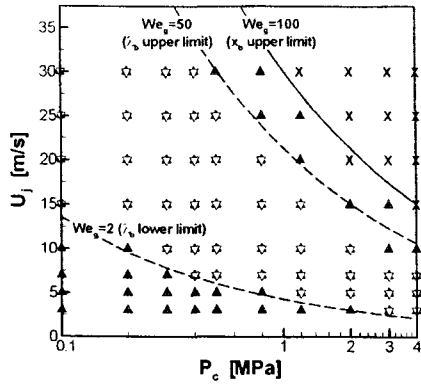


Fig. 9 Breakup criteria of turbulent sheet

분열과장 뿐만 아니라 분열길이 조차도 구분할 수 없게 된다. 이와같이 난류 액막의 분열은  $We_R$ 에 따라 Fig 9와 같이 구분될 수 있다. Fig. 9에서 기호 ▲과 ▽는 각각 분열길이, 분열과장이 존재할 때를, 기호 X는 둘 모두 존재하지 않을 때를 의미한다. 그림으로부터 난류 액막의 분열은 세 가지 영역으로 구분될 수 있음을 알 수 있다. 먼저,  $We_R$ 이 2 보다 작을 때에는 액막의 분열은 과에 의해 발생하지 않으므로 분열의 주기성이 나타나지 않는다. 이러한 팽창 영역은 층류 액막에서도 나타나지만 Fig. 5와 6에서 보이는 바와같이 난류 액막의 팽창률이 더 작아 액막의 두께가 층류 액막보다 크기 때문에 기체의 저항력의 영향을 보다 덜 받기 때문에 층류 액막의  $We_R$  한계인 1 보다 난류 액막의 한계가 더 크다. 한편,  $We_R$ 가 증가하면 충돌과는 기체 저항력에 의해 증폭되어 액막의 분열을 초래하므로 주기적인 분열 특성을 갖게된다. 그러나  $We_R$ 가 대략 100 이상이 되면 분사 직후 찰립화가 진행되어 분부 농도가 매우 강해지므로 분열길이 및 분열과장의 구분이 없어지게 된다.

Fig. 10은  $We_R$ 에 따른 난류 액막의 분열길이를 보여주고 있다. Fig. 10(a)에서와 같이  $We_R$ 가 2 보다 작을 때에는  $We_j$ 이 증가함에 따라 액막이 팽창하여 분열길이가 길어지는데, 이 영역에서는 Fig. 10(b)에서와 같이 기체의 저항력은 액막의 분열에 영향을 주지 못한다.  $We_R$ 가 2 보다 클 때에는  $We_R$ 의 증가에 따라 분열

길이가 짧아지는데, 선형 불안정 이론에 따르면 분열길이는  $\rho^{0.67}$ 에 비례하지만 실험결과는  $We_j=240$  일 때에는  $\rho^{0.42}$ ,  $We_j=3900$  일 때에는  $\rho^{0.13}$ 에 비례하여 분사속도가 클수록 기체의 저항력의 영향이 줄어들게 된다. 이러한 경향성은 충돌력의 효과로 볼 수 있는데, 분사속도가 증가함에 따라 충돌과의 진폭이 충분히 커서 공기 저항력에 의한 증폭없이 분열을 일으킬 수 있기 때문으로 판단된다. 실험결과로부터 다음과 같이 난류 액막의 분열길이를 모델링할 수 있었다(Fig. 11).

$$\frac{x_b}{d_o} = 0.59\rho^{-4.63We_j^{-0.11}}We_j^{0.31} \quad (2 < We_j < 100) \quad (3)$$

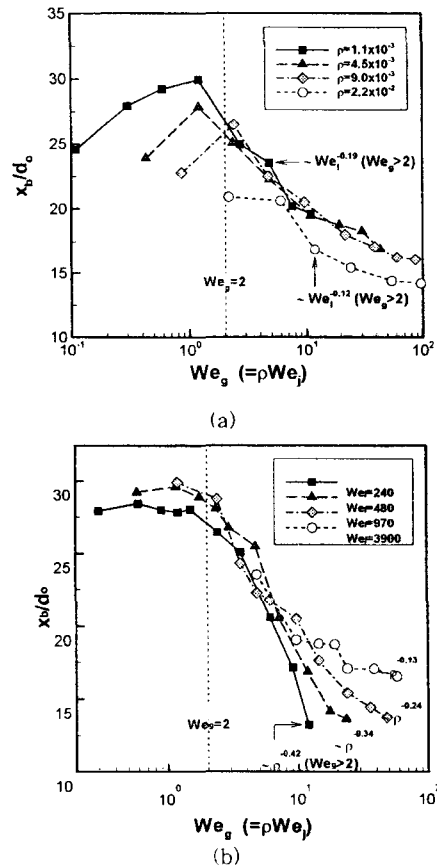


Fig. 10 Breakup lengths of turbulent sheets as a function of  $We_R$ : as increasing (a) jet Weber number  $We_j$  and (b) density ratio of gas to

liquid  $\rho$

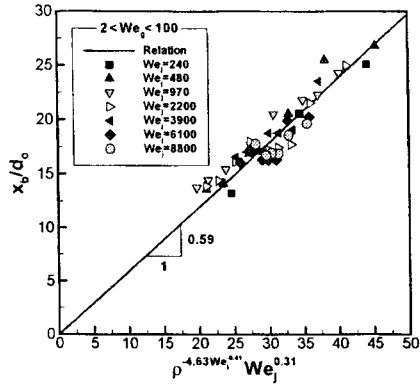


Fig. 11 Empirical relation for breakup lengths of turbulent sheets

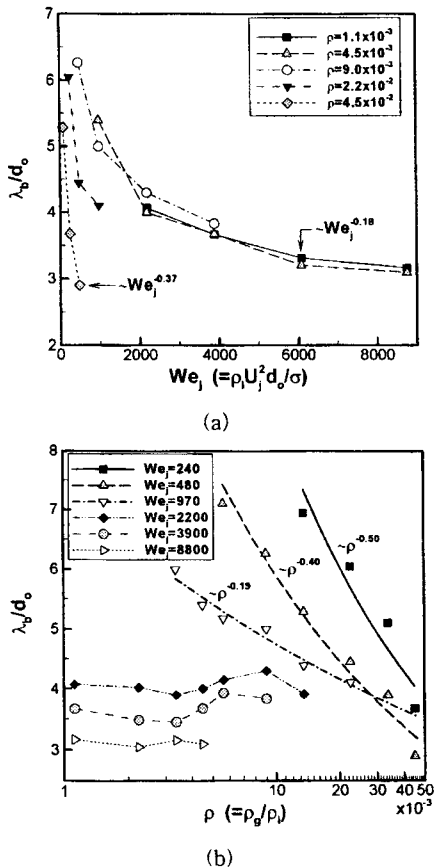


Fig. 12 Breakup wavelengths of turbulent sheets as functions of (a) jet Weber number  $We_j$  and (b) density ratio of gas to liquid  $\rho$

파장 변화를 보여주고 있다. Fig. 12(a)로부터  $\rho=0.009$  일 때까지 분열파장은  $We_j^{-0.18}$ 에 비례한다는 사실을 알 수 있다.  $\rho=0.045$  일 때에는 분열파장은  $We_j^{0.37}$ 에 비례하여  $We_j$ 의 영향이 더 커지지만, 선형 불안정 이론의  $We_j^{-1}$ 에는 미치지 못하므로 이론이 실제보다 분사속도의 영향을 과대평가 하고 있다고 판단된다. 마찬가지로 선형 불안정 이론은 Fig. 12(b)에서 알 수 있듯이 기체와 액체의 밀도비의 영향도 과대평가( $\rho^1$ 에 비례)하여 실제 분열파장은 밀도비에 덜 민감하게 나타났다. 흥미로운 사실은  $We_j$ 가 2000 이상에서는 분열파장은 밀도비에 영향을 받지 않는다는 사실인데, 이는 충돌력이 매우 강하여 기체 저항력에 의해 파가 증폭되기 전에 액막이 분열되기 때문으로 판단된다. 일반적으로 실제 엔진에서는  $We_j$ 가 2000 보다 높기 때문에 이 조건에서 분열파장을 다음과 같이 모델링하였다.

$$\frac{\lambda_b}{d_o} = 19.1 We_j^{-0.20} \quad (2 < We_j < 50, We_j > 2000) \quad (4)$$

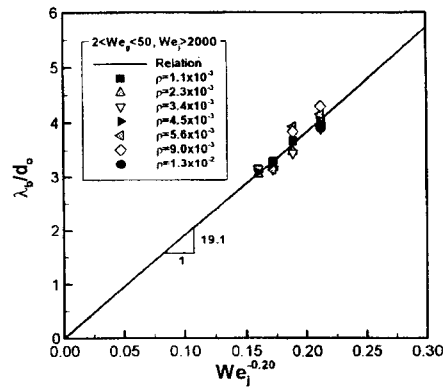


Fig. 13 Empirical relation for breakup wavelengths of turbulent sheets

### 5. 결론

고압분위기에서 충돌제트로부터 형성되는 액막의 분열특성을 측정함으로써 다음과 같은 결론을 얻을 수 있었다.

1. 층류 액막의 경우, 액막의 표면장력에 대한

Fig. 12는  $We_j$ 와  $\rho$ 에 대한 난류 액막의 분열

주위 기체의 저항력의 비, 즉  $We_g$ 가 1 보다 작을 때에는 기체의 저항력의 영향이 작아서 분사 속도가 증가함에 따라 액막이 팽창하여 분열길이가 증가하지만,  $We_g$ 가 1 보다 클 때에는 기체의 저항력의 영향으로 분열 길이가 감소하는데 선형 불안정 이론의 결과와 일치하였다.

2. 난류 액막의 분열은  $We_g$ 에 따라 세 영역으로 구분되는데,  $We_g$ 가 2 보다 작을 때에는 액막이 팽창하며,  $We_g$ 가 이보다 커질 때에는 충돌과가 기체 저항력에 의해 증폭되어 액막의 주기적인 분열을 유도한다. 또한  $We_g$ 가 100 보다 클 때에는 기체 저항력이 매우 강하여 분사 직후 액막의 분열이 이루어진다.

### 후 기

본 연구는 과학기술부의 KSR-III 사업과 국가연구실 사업(M1-0104-00-0058)의 지원을 받아 수행되었기에 이에 감사드립니다.

### 참고 문헌

- [1] G. S. Gill and W. H. Nurick, Liquid Rocket Engine Injectors, NASA SP-8089, 1976.
- [2] N. Dombrowski and P. C. Hooper, "A Study of the Sprays Formed by Impinging Jets in Laminar and Turbulent Flow", Journal of Fluid Mechanics, 18 (3), pp. 392-400, 1964.
- [3] H. B. Squire, "Investigation of the Instability of a Moving Liquid Film", British Journal of Applied Physics, 4, pp. 167-169, 1953.
- [4] N. Dombrowski and P. C. Hooper, "The Effect of Ambient Density on Drop Formation in Sprays", Chemical Engineering Science, 17, pp. 291-305, 1962.
- [5] H. M. Ryan, W. E. Anderson, S. Pal and R. J. Santoro, "Atomization Characteristics of Impinging Liquid Jets", Journal of Propulsion and Power, 11 (1), pp. 135-145, 1995.
- [6] P. A. Strakey and D. G. Talley, "Spray Characteristics of Impinging Jet Injectors at High Back-Pressure", 8th ICLASS, July 2000.
- [7] J. K. Vennard, Elementary Fluid Mechanics, Wiley, New York, 1961.
- [8] W. H. Nurick, "Orifice Cavitation and Its Effect on Spray Mixing", Journal of Fluids Engineering, Dec., pp. 681-687, 1976.
- [9] N. Tamaki, M. Shimizu, K. Nishida and H. Hiroyasu, "Effects of Cavitation and Internal Flow on Atomization of a Liquid Jet", Atomization and Spray, 8, pp. 179-197, 1998.
- [10] E. A. Ibrahim and A. J. Przekwas, "Impinging Jets Atomization", Physics of Fluids A, 3, pp. 2981-2987, 1991.
- [11] J. C. P. Huang, "The Break-Up of Axisymmetric Liquid Sheets", Journal of Fluid Mechanics, 43 (2), pp. 305-319, 1970.