

## 충돌면과 노즐의 형상이 원형충돌제트에 의한 충돌순음 발생에 미치는 영향

권영필\* · 임정빈\*

(2002년 5월 18일 접수, 2003년 1월 25일 심사완료)

### Effect of Nozzle Configuration and Impinging Surface on the Impinging Tone Generation by Circular Jets

Young-Pil Kwon and Jung-Bin Im

**Key Words:** Impinging Jet(충돌 제트), Circular Jet(원형 제트), Preferred Mode(선택적 모드),  
Convection Velocity(대류속도), Hole-Tone(홀톤)

#### Abstract

The effect of the configuration of the nozzle and the impinging surface on the characteristics of the hole-tones has been experimentally investigated. It is found that the plate-tone is a special case of hole-tones, where the hole diameter is zero. The jet velocity range for hole-tones is divided into the low velocity region associated with laminar jet and the high velocity region with turbulent jet. The frequency of the tone is that for the shear layer instability at the nozzle exit or that attainable by a cascade of vortex pairing process with increase of the impinging distance. When the distance is longer than one diameter the frequency decreases to the terminal value near the preferred frequency of the column mode instability, in the range  $0.23 < St_d < 0.53$ , where  $St_d$  is the Strouhal number defined by  $fd/U_j$ ,  $f$  the frequency,  $d$  the nozzle diameter, and  $U_j$  the exit velocity. While the convection speed of the downstream vortex, in the present study, is almost constant at low-speed laminar jet, it increases with distance at high-speed turbulent jet. As the frequency increases, the convection speed decreases in the low frequency range corresponding to the preferred mode, in agreement with the existing experimental data for a free jet.

#### 1. 서론

충돌 순음(impinging-tone)은 제트의 불안정한 전단층(shear layer)에서 교란에 의하여 발생한 보텍스(vortex)가 증폭되어 하류의 고체 면에 충돌할 때 음파

를 발생하고 이것이 다시 새로운 교란의 원인이 되어 되먹임 순환(feedback cycle)을 이룰 때 발생하게 된다. 이와 같이 되먹임 작용에 의해 발생한 조직적인 보텍스에 기인하는 충돌 순음은 다양한 충돌 제트에서 발생할 수 있기 때문에 많은 관심을 끌어난 현상이다. 원형 제트에 의한 경우는 그 대표적인 현상으로서 저속에서 제트가 구멍 뚫린 평판에 충돌할 때 발생하는 hole-tone<sup>(1)</sup>에 대한 연구와 초음속 제트가 구멍<sup>(2)</sup>이나 충돌 면이 넓은 평판<sup>(3)</sup> 또는 좁은 원판<sup>(4)</sup>에 충돌할 때의 주파수 특성이나 유동 장을 가시화한 연구들이 있다. 원형제트가 평판에 충돌할 때 발생하는 plate-tone에 대해서는 Ho와 Nosseir<sup>(5)</sup>의 되먹임기구에 관한 연구와 최근 권영필 등<sup>(6)</sup>의 제트의 불안정모드와 대류속도에 관한 연구를 들 수 있다. 이상과 같이 지금까지의

† 책임저자, 회원, 숭실대학교 기계공학과

E-mail: ypkwon@ssu.ac.kr

TEL: (02)-820-0655 FAX: (02)-823-5924

\* 회원, (주)유니슨산업

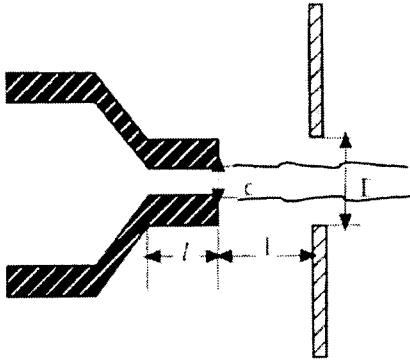


Fig. 1 Schematic of the hole-tone system

연구는 특정 노즐이나 유속에 관한 연구였을 뿐 다양한 노즐과 충돌 면에 대하여 원형제트에 의한 충돌 순음의 발생에 관한 체계적인 연구가 이루어지지 않았다.

따라서 본 연구는 원형제트에 의한 충돌 순음에 있어서 노즐과 충돌면의 형상이 충돌 순음의 발생에 미치는 영향으로부터 제반특성을 파악하기 위한 것이다. 즉, 아음속의 전 속도 범위에 관하여 충돌 면에 구멍이 있는 hole-tone(구멍지름이 0인 경우는 plate-tone)의 구멍 지름과 노즐 직관부의 길이 변화가 충돌 순음의 특성에 미치는 영향을 구한다. 유속에 따른 주파수 변화를 측정하여 유동의 불안정 특성과의 관계를 고찰하고 발생 음장의 위상을 구하여 제트의 불안정 모드를 구한다. 또한 주파수 특성으로부터 교란의 대류속도의 국소 값을 측정하여 그 특성을 구한다.

## 2. 실험

실험장치는 압축기에서 압축된 공기가 서지탱크를 지나 유량조절 밸브를 통과하고 하나콧에 의하여 안정화 된 후 부향실 내부의 Fig. 1과 같은 원형 노즐로 들어가게 하였다. 노즐은 출구지름  $d=10$  mm, 축소부의 입구지름과 길이는 각각 76 mm, 195 mm, 축소 각은  $9.3^\circ$ 이며 노즐 출구의 마찰 지름 30 mm, 직관 부 길이  $l$  를 각각 0 mm, 47 mm 및 87 mm로 변화시켰다. 충돌 판은 두께 4 mm, 한 변의 길이가 290 mm인 정사각형 평판으로서 3차원 이송장치로 충돌 거리를 부향실 밖에서 원격 조정할 수 있도록 하고 충돌 판의 중앙부에는 지름  $D$ 가 각각 0 mm, 3 mm, 8 mm, 10 mm, 14 mm, 20 mm 및 30 mm인 구멍을 뚫어 충돌 순음의 발생에 미치는 영향을 실험할 수 있도록 하였다. 음압은 지름 6.3 mm인 콘덴서

마이크로폰으로 측정하고 주파수는 2 채널 FFT에 의하여 최대 40 kHz까지 분석하였다.

일정한 제트 속도  $U$ 에 대하여 노즐과 충돌면 사이의 거리  $h$ 를 변화시키거나 거리를 일정하게 하고 유속을 변화시키면서 발생 음을 측정한다. 음을 측정하기 위한 마이크로폰의 위치는 제트가 충돌하는 중심부로부터 300 mm의 거리, 그리고 충돌 면과  $30^\circ$  방향을 항상 유지할 수 있도록 이송장치에 부착하였다. 원형노즐의 직관 부 길이에 따른 충돌 순음의 특성 변화를 고찰하고자 하는 경우는  $D=10$  mm의 구멍이 뚫려 있는 충돌면을 대상으로 하였고 충돌 면의 형태, 즉 구멍 크기에 따른 충돌 순음의 변화를 고찰하고자 하는 경우는 출구의 직관 부 길이가  $l=47$  mm인 노즐을 사용하였다. 두 개의 6.3 mm 마이크로폰을 노즐 축 상의 반경 72 mm인 원주 상에서 하나는 고정하고 나머지 한 개를 원주방향  $30^\circ$ 간격으로 두 마이크로폰 사이의 상호스펙트럼을 측정하여 원주방향에 따른 발생음장의 위상변화를 구함으로써 제트의 불안정 모드를 파악하도록 하였다.

## 3. 제트의 속도장

노즐에서의 팽창 과정을 이상적인 등엔트로피 과정으로 가정하면 제트의 분출 속도는 노즐 상류의 정압  $p$ 와 대기압  $p_0$ 를 이용하여 다음과 같이 구할 수 있다.

$$U_j = c_0 \sqrt{\frac{2}{\gamma-1} [1 - R^{-(\gamma-1)/\gamma}]} \quad (1)$$

식에서  $c_0$ 는 대기의 음속을 나타내고  $\gamma$ 는 비열비,  $R$ 은 압력비로서  $R=p/p_0$ 를 뜻한다.

피토관을 이용해서 제트 중심부 속도의 변화를 측정할 결과 노즐의 출구로부터 50 mm, 즉 노즐 직경의 5배 정도까지는 거리에 따른 속도 변화가 거의 없으며 그 이후로는 유속이 빠르게 감소함을 알 수 있었다.

노즐 출구에서 운동량 두께  $\theta$ 는 경계층의 두께가 지름에 비하여 매우 얇은 경우 직관을 평판으로 가정할 수 있으므로 식 (2)에 의하여 구할 수 있다.

$$\theta = 0.664(\nu l / U_j)^{1/2} \quad (2)$$

노즐의 형상의 영향이란 출구에서 유속 분포 즉, 경계 층 두께의 영향이라고 할 수 있다. 노즐의 길이  $l$  이 짧을수록 운동량 두께는 감소하게 되며  $l = 87$  mm인 경우, 상온에서의 점성계수  $\nu = 15 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$  를 대입하면 유속의 범위  $10 \text{ m/s} < U_j < 340 \text{ m/s}$  에 대하여 운동량 두께의 범위는  $0.24 \text{ mm} > \theta > 0.04 \text{ mm}$  임을 알 수 있다.

#### 4. 실험결과 및 고찰

##### 4.1 충돌면 형상의 영향

Fig. 2는 충돌거리 비  $h/d=3.0$ , 유속  $U_j=310$  m/s에서, plate-tone과  $D=10$  mm인 경우의 hole-tone의 스펙트럼을 함께 도시한 것이다. 그림에서 순음 성분인 충돌음 주파수를 보면 hole-tone과 plate-tone이 거의 일치하는 것을 알 수 있다. 따라서 hole-tone과 plate-tone의 발생 기구는 같다고 할 수 있다. 즉, plate-tone은 hole-tone의 구멍 지름이 0인 경우에 불과하다.

저속에서 hole-tone은 구멍과 노즐의 직경비가  $0.3 < D/d < 3.0$  사이에서 발생하였다. 직경 비  $D/d = 3.0$ 인 경우에는 고속에서도 충돌 거리비가

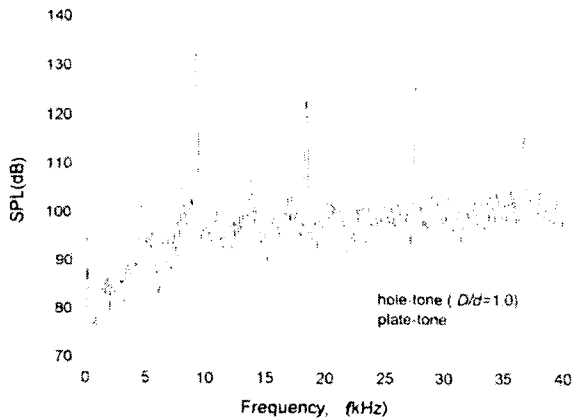


Fig. 2 Comparison of the sound pressure spectrum of hole-tone with that of plate-tone at  $U_j = 310$  m/s and  $h=30$  mm

$h/d \geq 4.0$ 의 좁은 영역에서만 hole-tone이 발생함으로써 구멍 지름이 커지면 제트가 판에 충돌을 하지 못하게 되며 너무 작으면 구멍의 효과가 없어진다고 할 수 있다.

##### 4.2 충돌거리와 주파수

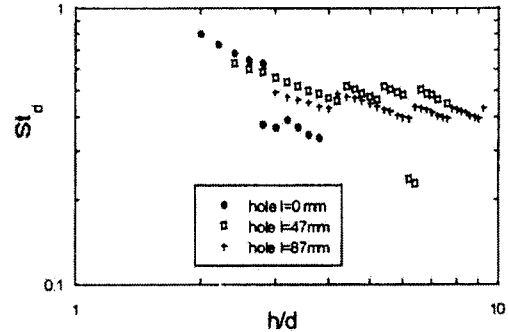
Fig. 3은 일정한 속도에서 충돌 거리에 따른 hole-tone의 주파수를 충돌거리 비  $h/d$ 와 무차원 주파수인 스트로할수  $St_d = fd/U_j$  의 함수로 도시한 것이다.  $U_j = 8$  m/s로서 저속인 경우는 충돌거리비가  $2 < h/d < 10$ 인 범위에서 충돌 순음이 발생하며 노즐 길이가 0 mm와 47 mm인 경우는 주파수가 높은 그룹과 낮은 그룹으로 나눌 수 있음을 알 수 있다. 한편,  $U_j = 304$  m/s로 고속인 경우는 저속의 경우보다 매우 가까운 충돌 거리에서부터 저속의 경우와 같은 지름의 10배에 가까운 거리까지 충돌 순음이 발생하는 것을 알 수 있다. 고속 충돌 순음의 경우에도 역시 충돌거리가 가까운 경우 주파수가 높은 그룹이 나타나고 충돌거리가 멀면 주파수가 낮은 그룹이 나타나는 것을 알 수 있다. 이처럼 충돌 거리에 따라서 주파수가 높은 그룹과 낮은 그룹으로 나누어지는 것은 노즐 출구의 전단 층에서 발생한 보텍스가 하류로 대류되면서 합쳐지는 현상인 병합(pairing)<sup>(7-9)</sup>에 의한 것이라 할 수 있다.

병합과정에 의하여 보텍스가 둘씩 합쳐져 길이 스케일, 또는 파장은 2배가 되고 주파수는 절반으로 감소한다. 노즐 출구에서 전단 층의 불안정 특성에 따라서 발생한 전단 층 두께 스케일의 작은 보텍스가 병합 또는 집합적 상호작용 (collective interaction)<sup>(8)</sup> 과정을 거치면서 성장하여 지름의 2배 이상의 거리에서는 더 이상의 성장을 할 수 없게 되는 최종 상태에 도달하게 된다. 노즐 출구의 전단 층의 거동에 관계된 높은 주파수의 불안정 현상을 전단 모드 (shear mode)라고 하며 제트의 반지름에 가까운 길이 스케일을 갖으며 보다 주파수가 낮은 제트 칼럼의 불안정 거동을 칼럼모드 (column mode), 또는 선택적 모드 (preferred mode)라고 한다. 자유제트의 경우 선택적 모드의 스트로할 수는 약  $St_d = 0.24$ 로부터 유속이 감소하면  $St_d = 0.64$  정도까지도 증가하는 것으로 알려져 있다.<sup>(10)</sup> 그러나  $St_d = 0.64$  는 극히 낮은 유속에서 관찰된 예외적인 값이며  $St_d = 0.51$ 이 다음으로 관찰된 높은 값이다.

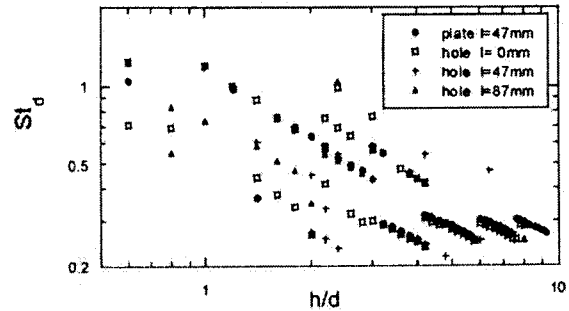
Fig. 3에서 볼 수 있듯이 충돌제트의 경우도 거리가 증가하면 주파수가 감소하다  $h/d = 2$  정도에서부터 더 이상 감소하지 않는 영역이 나타나는 것을 볼 수 있다. 충돌거리가 가까운 경우는 경계층이 얇은 전단모드에 대응하는 주파수가 발생하고 충돌거리가 멀어지면 선택적 모드에 대응하는 주파수가 발생하는 것으로 해석할 수 있다.

Fig. 3(a)에서 볼 수 있듯이 저속인 경우에 선택적 모드의 스트로할수가 노즐에 따라서 다른 값을 보이는 것은 선택적 모드에 해당하는 주파수가 전단 모드의 주파수와 연성되어 있기 때문이다. 즉, 노즐출구의 경계조건에 따라서 전단모드에 해당하는 불안정 주파수  $f_s$ 가 결정되고 보텍스 병합과정을  $m$ 회 거치면 그 주파수는  $1/2^m f_s$ 가 된다. 한편, 3개 이상의 보텍스가 집합적 상호작용을 거친다면 주파수는  $1/3, 1/4, \dots$  배의 부분조화(subharmonic) 값으로 감소하게 될 것이지만 본 연구에서 그러한 현상은 확인할 수 없었다. 병합에 의한 주파수 값들 중에서 칼럼 모드를 가장 강하게 여기할 수 있는 주파수가 선택적 모드를 결정하는 것이다. 따라서 선택적 모드에 해당하는 주파수가 노즐의 형상의 영향을 받게 된다. 그러나 유속이 빨라서 난류로 되면 노즐출구의 경계층이 직관부 길이의 영향을 크게 받지 않기 때문에 노즐의 형상에 따른 영향도 거의 없는 것을 Fig. 3(b)에서 알 수 있다.

Fig. 4는 같은 노즐에 대하여 스트로할 수가 0.7 이하인 값들을 유속에 따라 도시한 것이다. 그림에서 저속에서는  $St_d = 0.5$  이상 까지도 되나 유속이 높으면  $St_d = 0.23$ 까지 감소하는 것을 알 수 있다. 저속인 경우,  $St_d = 0.53$  이하의 높은 값을 보이나  $U_j=8\text{m/s}$ 인 경우  $h/d = 6.5$  가까이서 다시 병합을 거친 값인  $St_d = 0.23$ 까지 낮은 주파수가 일부 나타나는 것을 알 수 있는데 이것은 0.23 이나 0.53이 선택적 모드가 나타나는 한계에 가까운 값을 암시하는 것으로 볼 수 있다. 따라서 선택적 모드의 스트로할 수는 유속이 빠를수록 낮아지며 자유제트의 경우<sup>(10)</sup>  $0.24 < St_d < 0.51$  보다 다소 넓은  $0.23 < St_d < 0.53$ 의 범위에 있음을 알 수 있다.



(a)  $U_j = 8 \text{ m/s}$



(b)  $U_j = 304 \text{ m/s}$

Fig. 3 Variation of the Strouhal number with impinging distance ratio for various nozzles

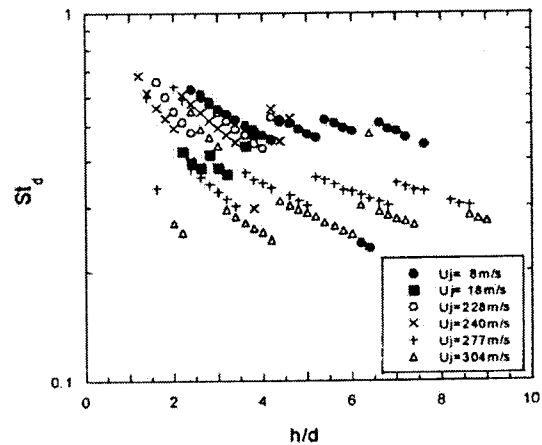


Fig. 4 Variation of the Strouhal number with impinging distance ratio at various jet velocities for the nozzle of  $l=47\text{mm}$

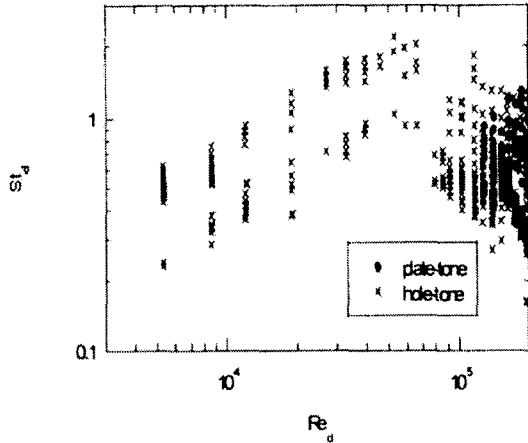


Fig. 5 Variations of the Strouhal number with the Reynolds number

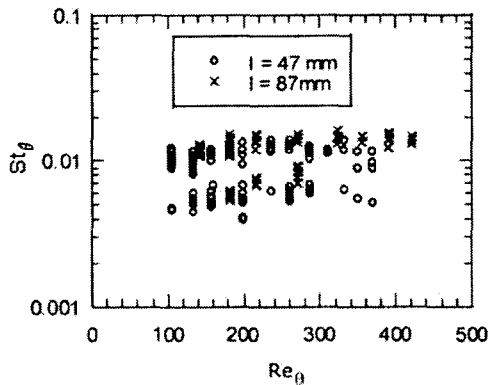


Fig. 6 Variations of the Strouhal number with the Reynolds number for the low speed hole-tones

#### 4.3 유속과 주파수

유속과 주파수 관계를 도시하면 Fig. 5와 같다. 앞에서 언급하였듯이 plate-tone이 고속 제트에 서만 발생하는 데 반하여 hole-tone은 저속 제트에 의해서도 발생하는 것을 알 수 있다. Fig. 6에서  $Re_d \leq 10^4$ 의 저속제트의 데이터를 식 (2)로 구한 전단 층의 운동량 두께에 대한 레이놀즈 수  $Re_\theta \equiv U_j \theta / \nu$ 와 스트로할수  $St_\theta$ 의 관계로 도시하면 Fig. 6과 같다. 그림에서  $l = 87$  mm인 노즐의 경우  $Re_\theta$ 의 최대 값이 430임을 알 수

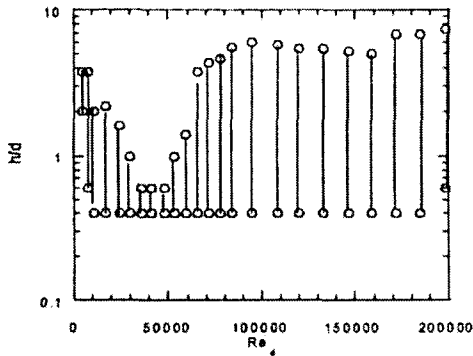
있다. 평판의 경우 층류에서 난류로의 천이가 일어나는 임계 값이  $Re_{\theta,cr} = 364$ 이므로 저속과 고속의 경계가 층류에서 난류로의 천이와 거의 일치하는 것을 알 수 있다.

Fig. 6에서 주파수가 약 2:1의 비로 높은 그룹과 낮은 그룹으로 분리되며 높은 그룹의 스트로할 수 층류 경계층이 가장 불안정하게 되는 범위  $0.01 \leq St_\theta \leq 0.018^{(10)}$ 와 거의 일치한다. 따라서 저속에서 주파수가 높은 그룹은 노즐 출구 전단 층 고유의 불안정 모드인 전단 모드에 해당하는 교란이 증폭되어 발생한 순음이고 주파수가 낮은 그룹은 그것의 1차 병합에 의하여 주파수가 절반으로 줄어든 순음이라는 결론을 내릴 수 있다. 이와 같은 특성은 난류제트에서도 유사한 것으로 보이나 Fig. 5에서 보듯이 정확한 주파수 그룹의 구별이 되지 않는다.

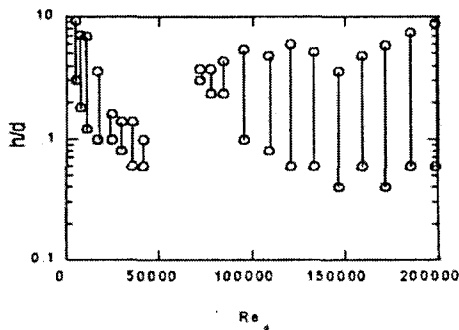
#### 4.4 유속과 충돌 거리

Fig. 7은 유속에 따라서 충돌 순음이 발생하는 충돌거리의 범위를 도시한 것이다. 그림에서 유속이 낮을 때, 직관부가 긴 경우의 발생구간이 짧은 경우의 구간에 비하여 좁은 것을 알 수 있다. 노즐의 직관부가 짧을수록 노즐 출구에서 제트의 유속이 거의 균일한 마개형이 되며 이러한 형태의 제트가 가장 불안정하기 때문에 보다 넓은 영역에서 충돌음이 발생하는 것으로 볼 수 있다. 유속이 빨라서 난류가 되더라도 그러한 경향이 유지되는 것을 Fig. 7의 (a), (b)를 비교하면 알 수 있다.

Fig. 7(b)에서 층류 유동의 경우는 유속이 빠를수록 충돌음이 발생하기 시작하는 충돌거리가 짧아지고 난류의 경우는 유속의 증가에 따라서 충돌 거리가 가까와 지다가 다시 멀어지는 경향을 볼 수 있다. 고속제트에 해당하는 난류의 경우의 이러한 특성은 평면제트에서도 관찰된 바 있다.<sup>(11)</sup> 제트의 하류로 대류되는 교란의 증폭이 빠를수록 짧은 거리에서 음이 발생할 수 있다. 유속이 빠를수록 노즐 출구의 속도 분포가 마개형에 가까워져 불안정성을 높여주기 때문에 보다 가까운 거리에서 충돌음이 나타나는 것으로 추정된다. 그러나 고속의 경우 다시 그 거리가 멀어지는 것은 고속이 되면 보다 강한 음파의 교란이 필요하기 때문에 충분히 교란이 증폭될 수 있는



(a)  $l=0$  mm



(b)  $l=87$ mm

Fig. 7 Variation of the impinging distance range with jet velocity

거리가 소요되기 때문으로 추정된다. 또한, 층류의 경우 유속이 빠를수록 최대 충돌거리가 감소하는 것은 제트가 난류로 천이하려는 경향에 관련된 것으로 보인다.

4.5 불안정 모드

plate-tone을 유발하는 원형 제트의 불안정 모드에는 대칭 모드와 비대칭인 나선형 모드가 있다<sup>(6)</sup>. 방사음의 위상 측정으로 불안정 모드의 형태를 구한 결과 저속영역의 hole-tone은 선행 연구<sup>(1)</sup>와 마찬가지로 대칭모드였으며 고속 영역의 경우는 plate-tone<sup>(6)</sup>과 같이 대칭모드 외에 비대칭인 나선형모드가 나타났다.

충돌거리에 따른 모드 변화의 일례는 Fig. 8과 같다. 그림에서 보듯이 나선형 모드의 주파수는

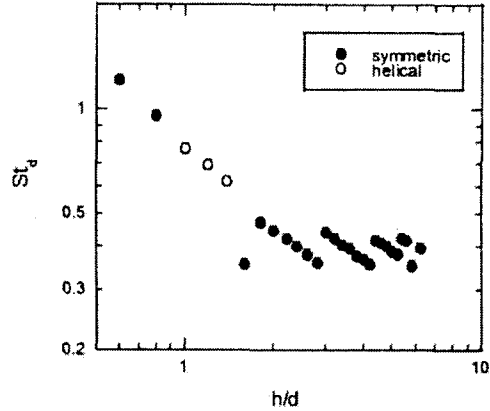


Fig. 8 Instability modes of hole-tones at  $U_j=266$ m/s

고주파의 대칭모드 보다 주파수가 낮고, 역시 대칭인 저주파의 선택적 모드 보다 높은 편이나 고주파 대칭모드와 비슷한 특성을 나타내므로 주파수 특성 만으로는 모드의 구별이 어렵다. 또한, 나선형 모드는 유속이 빠른 경우, 충돌거리 비  $h/d = 1$  에 가까운 매우 좁은 영역에서 발생하나 plate-tone<sup>(6)</sup>의 경우보다는 유속이 다소 낮은 경우에도 발생하였다.

4.6 대류속도

제트와 소리 사이의 되먹임 현상으로 발생하는 충돌순음의 발생의 위상조건은 한 순환에 정수 (n)개의 파가 존재하여야 하므로 다음 식으로 표현할 수 있다.

$$\frac{h}{\Lambda} + \frac{h}{\lambda} = n + p \tag{3}$$

식에서 h는 노즐과 충돌면 사이의 거리이며  $\Lambda$ 는 제트를 따라서 전파되는 교란의 파장,  $\lambda$ 는 음파의 파장, n은 정수 값이다. p는 소수로서 제트가 충돌면에 충돌하여 음파를 발생하는 지점과 음파가 노즐에서 나오는 유동을 교란하는 지점 즉, 되먹임 순환의 양 극점의 위치가 노즐 출구나 평판 표면과 일치하지 않는 것에 기인된 인자다. 이상과 같은 위상조건은 교란의 전파속도인 대류속도  $U_c$  가 일정(또는 파장이 일정)하다는 것을 전제로 하고 있다. 그러나 제트가 하류로 내려가

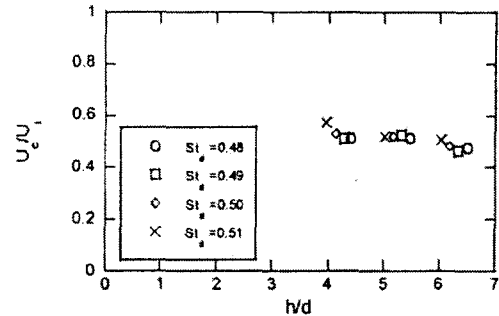
면서 유속이 변화하고 교란의 파장도 변하므로 위의 식은 평균값에 관한 것으로 이해되어야 한다. 제트가 충돌면에 수직으로 충돌하는 경우는 쉐기움<sup>(12)</sup>의 경우와 달리 충돌순음이 방사되는 점의 위치가 충돌면과 일치한다고 할 수 있으므로 상류측 극점이 노즐출구와 일치한다면  $p=0$ 이 된다. 식 (3)으로부터 상수  $p$ 에 관계없이 위치에 따른 불안정 제트의 파장에 관한 다음 식을 얻을 수 있다.

$$\frac{h_{n+1} - h_n}{\Lambda_{n,n+1}} + \frac{h_{n+1} - h_n}{\lambda} = 1 \quad (4)$$

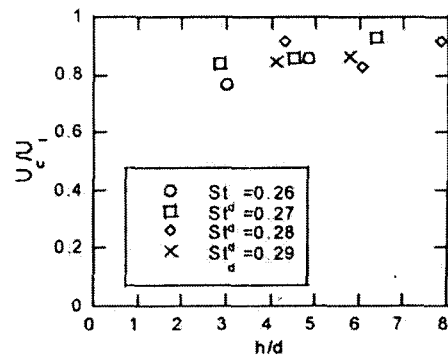
식에서  $h_{n+1} - h_n$ 는  $n$ 단의 충돌거리  $h_n$ 과  $n+1$ 단의 충돌거리  $h_{n+1}$ 사이의 거리를 뜻하고  $\Lambda_{n,n+1}$ 은 그 사이에서 교란의 파장을 나타낸다. 충돌 거리에 따른 주파수 실험에 의하여 식(4)로부터 파장을 구할 수 있으며  $U_c = f\Lambda$ 에 의하여 대류속도를 구할 수 있다.

Fig. 9(a)는 저속 충돌 순음의 경우에 거리에 따른 대류속도 비를 도시한 것이다. 그림에서 보듯이 대류속도는 거리에 따라서 다소 감소함을 알 수 있다. Fig. 9(b)는 고속 충돌 순음의 경우에 대한 것으로서 대류속도가 거리에 따라 현저히 증가하는 경향을 보여준다. 거리가 증가하면 제트의 속도가 감소함에도 불구하고 대류속도가 오히려 증가하는 경향을 보이는 이유는 보텍스가 중심 축에 위치하지 않기 때문에 제트의 퍼짐(spreading)에 의하여 위치에 따라서는 증가할 수도 있으며 또한 보텍스의 상호작용에 의한 가속적인 운동과 관련된 것으로도 볼 수 있으나 명확한 판단은 어렵다.

무차원 주파수와 대류속도 비의 관계를 도시하면 Fig. 10과 같다. 그림에서 보듯이 대류속도는 거리에 따른 상당한 변화에도 불구하고  $St_d = 0.5$ 까지는 주파수에 대하여 감소함수를 나타내며 그 이상에서는 대류속도의 변화가 거의 없는 것을 알 수 있다. 그 이유는 선택적 모드보다 높은 주파수의 보텍스가 병합을 통하여 주파수는 1/2로 감소하여도 대류속도는 변화가 없기 때문이다. 원형제트에서 대류속의 충돌 거리와 주파수에 관한 이러한 특성은 평면제트의 대칭모드<sup>(13)</sup>의 경우와 비슷한 것을 알 수 있다.



(a)  $U_j = 8\text{m/s}$ ,  $l = 47\text{ mm}$



(b)  $U_j = 334\text{m/s}$ ,  $l = 47\text{mm}$

Fig. 9 Variation of the convection velocity with downstream distance

또한, Fig. 10에 Crow와 Champagne<sup>(7)</sup>가 자유 제트에 대하여 지름의 4배 거리에서 측정된 중심축에서의 보텍스의 대류속도를 도시하였다. 충돌제트에서 조직화된 보텍스의 대류속도가 자유 제트의 경우와 크게 다르지 않다는 점을 확인할 수 있다. 또한, Ho와 Nosseir<sup>(5)</sup>가 제트의 마하수 0.8인 경우의 plate-tone에서 실험한 충돌 거리와 주파수 관계로부터 식 (4)를 적용하여 대류속도를 구한 결과를 함께 도시하였으며 본 연구에서 구한 대류속도와 거의 같은 것을 알 수 있다.

### 5. 결론

이상과 같은 아음속의 원형제트가 구멍이 뚫린 평판에 충돌할 때 발생하는 hole-tone에 대한 연구로부터 다음과 같은 결론을 얻을 수 있다.

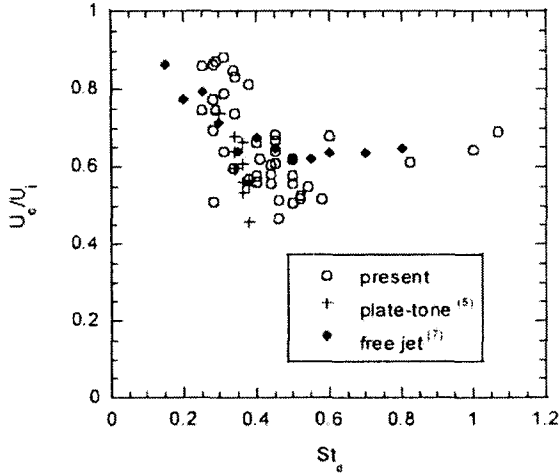


Fig. 10 Variation of the normalized convection velocity with the normalized frequency

(1) plate-tone과 hole-tone의 주파수 특성이 일치함으로써 그 발생기구조도 같다고 할 수 있다. Plate-tone은 고속의 난류제트에서만 발생하나 Hole-tone은 저속의 층류제트에서도 발생한다.

(2) 충돌순음의 주파수는 초기 전단층이 가장 불안정한 주파수 또는 보텍스 병합에 의하여 그 1/2 값을 갖으며 더 이상 주파수가 감소하지 않는 선택적 모드를 갖는다. 선택적 모드의 스트로할수는 제트속도가 감소할수록 증가하며 약 0.23에서 0.53사이의 값을 갖는다.

(3) 충돌 순음을 유발하는 원형충돌제트의 불안정 모드에는 대칭 모드와 비대칭인 나선형 모드가 있으며 나선형 모드는 유속이 높은 난류제트에서  $h/d=1$  근처에서 나타나고 선택적 모드보다 높은 주파수를 나타내며 주파수특성 만으로는 대칭 모드와의 구분이 어렵다.

(4) 충돌제트에서 대칭 모드의 대류속도 비는 자유 제트에서와 비슷하고 제트의 축 방향 위치와 주파수에 따라 다르며, 층류제트에서는 하류로 갈수록 다소 감속되고 난류제트에서는 가속되며, 선택적 모드에서 대류속도는 주파수에 따라 감소하는 경향을 보인다.

참고문헌

(1) Chanaud, P. C. and Powell, A., 1965, "Some Experiments Concerning the Hole and Ring Tone,"

*J. Acoust. Soc. Am.* Vol. 37, pp. 901~911.

(2) Umeda, Y., Maeda, H. and Ishii, R., 1988, "Hole Tone Generated from Almost Choked to Highly Choked Jets," *AIAA J.* Vol. 26, No. 9 pp. 1036~1043.

(3) Powell, A., 1988, "The Sound-Producing Oscillations of Round Underexpanded Jets Impinging on Normal Plates," *J. Acoust. Soc. Am.* Vol. 83, No. 2, pp. 515~533.

(4) Umeda, Y., Ishii, R. and Powell A., 1991, "Change of Oscillation Modes of Circular Underexpanded Jet by Impingement on a Small Plate," *Mem. Fac. Eng. Kyoto Univ.* Vol. 53, No. 4, pp. 195~214.

(5) Ho, C. M. and Nosseir, N. S., 1981, "Dynamics of an Impinging Jet : Part 1. The Feedback Phenomenon," *J. Fluid Mech.* 105, pp. 119~142.

(6) Kwon, Y. P. and Im J. B., 1998, "Instability of High-Speed Impinging Jets (2)-Circular Jets-", *Trans. KSME B*, Vol. 22, No. 4, pp. 459~467.

(7) Crow, S. C. and Champagne, F. H., 1971, "Orderly Structure in Jet Turbulence," *J. Fluid Mech.* Vol. 48, No. 3, pp. 547~591.

(8) Ho, C.-M. and Huang L.-S., 1982, "Subharmonics and Vortex Merging in Mixing Layers," *J. Fluid Mech.* Vol. 119, pp. 443~473.

(9) Cho, S., Yoo, J. Y. and Choi, H., 1997, "Vortex Pairing in an Axisymmetric Jet Using Fundamental and Subharmonic Forcing," *Trans. KSME B*, Vol. 21, No. 10, pp. 1359~1362.

(10) Gutmark, E and HO, C.-M. 1983, "Preferred Modes and the Spreading Rates of Jets." *Phys. Fluids*, Vol. 26, No. 10, 2932~2938.

(11) Krothapalli, A, Karamcheti, K, Hsia, Y, and Baganoff, D, 1983, "Edge Tones in High Speed Flows and Their Application to Multiple Jet Mixing," *AIAA Journal*, Vol. 21, pp. 937~938

(12) Kwon, Y. P., 1996, "Phase Criterion of the Feedback Cycle of Edgetones" *Trans. KSME B*, Vol. 20, No. 3, pp.1106~1113.

(13) Kwon, Y. P., 1998, "Instability of High-Speed Impinging Jets (1)-Plane Jets-", *Trans. KSME B*, Vol. 22, No. 4, pp.452~458.