452 대한기계학회논문집 B권, 제22권 제4호, pp. 452~458, 1998

고속 충돌제트의 불안정특성 (1)
—평면 제트—

권 영 필*

(1997년 7월 30일 접수)

Instability of High-Speed Impinging Jets (I)
—Plane Jets—

Young-Pil Kwon

Key Words: Plane Jet(평면제트), Instability(불안정), Impinging Jet(충돌제트), Convection Speed(대류속도), Mode(모드)

Abstract

The objective of this study is to obtain the unstable characteristics of the high-speed two-dimensional jet impinging normally onto a flat plate. The study is based on the feedback model and the experiment of the frequency characteristics of the impinging tones. Using the experimental data for the tonal frequencies of the impinging tones the convection speed of the unstable jet is obtained along with all the other features. Three kinds of unstable modes are clarified: asymmetric A_1 and A_2 and symmetric S. The condition for the excitation of each mode is found in terms of Strouhal number and Reynolds number. The convection speed is estimated and discussed in comparison with existing theoretical models. It is found that the convection speed increases with frequency when the mode is asymmetric, but decreases when it is symmetric. In addition, the characteristics of the high-speed impinging jet are compared with the low-speed impinging jet.

I. 서 론

제트가 쐐기나 벽면 또는 원통 등에 충돌할 때 발생하는 강한 충돌음은 다양한 유동형태에서 관찰되는 현상이다.[1] 이러한 제트에 의한 순음성 충돌음은 불안정한 제트가 맥동을 하면서 고체면에 충돌하여 음파를 발생하고 음파가 다시 노즐 출구에서 제트를 교란하여 하나의 되먹임순환을 이룰 때 발생한다.[2] 이와 같이 충돌제트음은 유동의 불안정현상에 의한 일종의 공진현상이기 때문에 이의 해석을 위해서는 제트의 불안정에 관한 이해가 필요하다. 제트의 불안정특성은 소음에 관련해서 뿐만 아니라 유체역학적으로 매우 중요한 연구과제로 다루어져 왔다. 그러나 아직도 제트의 불안정특성은 난제중 하나이며 더욱이 고속 제트의 불안정 현상에 관한 연구는 보고된 바 없다.

본 연구는 Fig. 1에 도시한 바와 같이 제트가 수직 벽에 충돌할 때 발생하는 충돌음의 주파수 특성을 바탕으로 충돌제트의 불안정특성을 구하는 데 있다. 즉, 충돌제트음의 주파수특성 실험을 통하여 불안정 모드와 대류속도, 불안정조건등 제트의 불안정현상에 관한 제반 특성의 정량적인 모델을 구

*회원, 숭실대학교 기계공학과

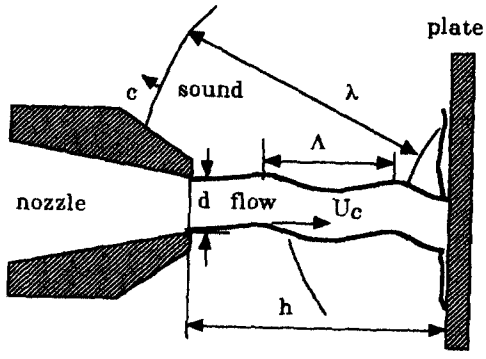

Fig. 1 Configuration for the impinging tone by a plane nozzle and a plate.

하는 것이다.

본 연구에서는 평면제트에 관하여 다루고 2편에서는 원형제트에 관하여 다루었다.

2. 충돌제트음의 주파수 특성과 제트의 불안정 현상

Powell[2]은 처음으로 충돌제트음을 제트와 소리 사이의 되먹임 현상으로 이해하고 평면제트와 쐐기의 작용에 의하여 발생하는 쐐기소리에 관하여 다음과 같은 되먹임순환의 위상조건을 제시하였다.

$$\frac{h}{U_c}+\frac{h}{c}=\frac{n+p}{f} \tag{1}$$

식에서 h는 노즐과 쐐기 선단 사이의 거리이며 U_c는 제트를 따라서 전파되는 교란의 위상속도인 대류속도, c는 음파의 위상속도인 음속, f는 주파수, n은 정수로서 톱니형의 불연속적인 주파수 특성인 단을 나타내는 값이다. p는 소수로서 제트와 쐐기가 충돌할 때 있을 수 있는 위상지연을 나타내기 위한 위상인자이다. Powell은 Brown[3]의 실험을 바탕으로 $p=1/4$을 제안하였으며 이론적인 근거가 불확실함에도 불구하고 최근까지 타당한 모델로 받아들여졌고 Holger 등[4]과 Crighton[5]은 이론적으로 연구하였으나 이를 뒷받침하지는 못하였다.

최근 저자[6,7]는 제트와 쐐기의 충돌에 관한 쌍극자(dipole) 배열 모델을 세우고 이론적으로 $p=-1/4$을 도출한 후 Brown[3] 및 Powell과 Unfried[8]의 실험 데이터로 입증하였다. 아울러 $p=1/4$에 관련된 Brown의 데이터는 제트가 너무 저속인 실험조건에서 얻은 것이기 때문에 식 (1)의 위상 모델에 적용할 수 없음을 밝혔다. 식 (1)은 대류속도 U_c가 일정한 것을 전제로 하나 제트의 속도가 매우 느리면 제트의 속도와 함께 대류속도도 하류로 갈수록 저하하므로 대류속도는 일정하지 않게 된다. 저자는 대류속도가 일정하다고 할 수 있는, 제트속도가 다소 높은 경우에 관한 Brown의 주파수 데이터는 $p=-1/4$과 잘 부합하는 것을 보여주었다. 그리고 $p=-1/4$인 이유는 제트와 쐐기의 충돌에서 충돌음의 발생위치가 쐐기의 선단에서 1/4파장 가량 떨어진 하류에 위치하기 때문이란 것을 이론적으로 규명하였다. 즉, 피드백사이클에는 정수 개의 파가 존재하여야 하므로 1/4파장 짧은 노즐 출구와 쐐기의 선단을 잇는 사이클에는 $n-1/4$개의 파장이 존재하게 되는 것이다. 따라서 쐐기가 아닌 수직 벽면에 제트가 작용하는 충돌음의 경우는 음원의 위치가 벽면이므로 $p=0$이 되어야 하며 실험 데이터로서 이를 입증하였다.

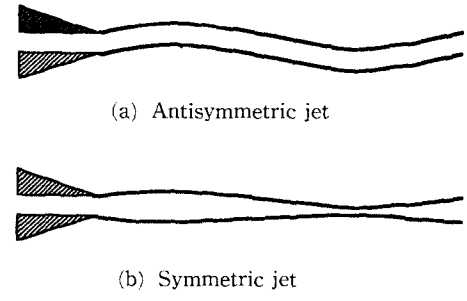

Fig. 2 Unstable modes of the plane jet.

위와 같이 충돌음의 주파수특성에 관련된 피드백 모델의 기본 이론은 확립되었으나 주어진 유동조건에서 Fig. 2에 도시한 바의 대칭 또는 비대칭 중 어떠한 형태의 불안정현상이 발생하며 그 주파수는 얼마인지를 구하려면 유동의 불안정현상에 관한 이해를 필요로 한다. 즉, 식 (1)에서 U_c를 구할 수 있는 모델이 없으면 위상인자 p를 안다고 하여도 주파수 f를 구할 수 없다. 그러나, 제트의 불안정 모드와 주파수에 관한 정량적인 모델이 아직 확립되지 못하였다.

지금까지 교란의 대류속도 U_c는 제트의 평균속도 U_0의 0.6배에 가까운 값으로 취급되어 왔다.[9] Holger 등[4]은 제트를 와열에 의한 비점성 유동으로 보고 대류속도와 제트의 평균속도와의 비를 무차원 주파수인 스트로할(Strouhal)수의 함수로 구

하고 Brown[2]의 저속제트에서의 실험 데이터로 검증하였다. 그러나 Brown의 저속제트에 관한 실험 데이터는 전술한 바와 같은 문제가 있기 때문에 타당성을 갖지 못한다. Crighton[5]도 스트로할수의 함수로 유도하였으나 대류속도가 제트의 평균속도보다 훨씬 더 큰 경우도 있기 때문에 대류속도는 제트의 속도보다 높을 수 없는 점을 고려하면 불합리하다고 할 수 있다. 자유제트의 불안정 특성에 관해서는 Sato[10]의 연구가 있다. 그는 선형 섭동 방정식의 레이놀즈수를 무한대로 한 점근해로부터 불안정 모드들의 대류속도를 구하고 주파수가 낮을 경우에는 비대칭형 불안정모드가 발생하며 보다 높은 주파수에서는 대칭모드가 나타나며 비대칭모드의 대류속도는 주파수에 대하여 증가함수를 나타내나 대칭모드는 감소함수임을 보여 주었다.

평면제트의 불안정 영역에 관해서는 Powell과 Unfried[8]이 쐐기소리의 주파수특성 실험 데이터로부터 레이놀즈수에 따른 스트로할수의 범위에 관하여 고찰한 바 있으나 레이놀즈수가 5000이하인 저속제트의 비대칭모드에 한하였다.

3. 실험장치 및 방법

충돌제트음의 주파수 특성은 일정한 제트 속도 U_j에 대하여 충돌면의 거리 h를 변화시키거나 거리를 일정하게 하고 유속을 변화시키면서 주파수 f를 측정하고 이의 계단특성으로부터 단수 n을 추정하면 식 (1)의 위상조건에 의하여 대류속도를 구할 수 있다.

실험장치는 Fig. 1과 같이 2차원 노즐과 이송장치에 평판을 부착하여 무향실 내에 설치하였다. 노즐은 테이퍼각 9.8°, 길이 140 mm, 폭 60 mm에 출구 높이 d=1 mm이며 평판은 가로 290 mm, 세로 290 mm, 두께 4 mm의 강판이다. 실험 방법은 평판을 노즐로부터 일정한 거리 h에 고정하고 압축공기를 분출하여 분출 압력별로 충돌음을 측정한 후 거리를 변화시켜가며 실험을 반복한다. 발생음은 충돌점의 중앙에서 수직면으로 거리 800 mm, 수직경사각 15° 위치에서 1/4in 마이크로폰으로 측정하고 FFT로 분석하였다.

불안정 모드는 Fig. 2와 같이 대칭인 모드와 비대칭인 모드로 크게 나눌 수 있다. 불안정 모드가 대칭인지 비대칭인지는 발생음의 위상특성으로부터 알 수 있다. 즉, 제트의 불안정 모드가 대칭인 경우는 제트가 상하방향으로 대칭이므로 발생 음도 상하가 대칭이 된다. 비대칭 불안정모드인 경우의 발생음은 제트의 상하방향으로 비대칭이 된다. 따라서, 제트의 상하방향으로 대칭점에서 측정한 두 음의 상호상관으로부터 위상차를 측정하면 모드의 구분이 가능하다. 측정의 정밀도를 높이려면 측정부위의 길이가 음의 파장에 비하여 충분히 작아야 하므로 마이크로폰을 지름 2 mm인 탐침관에 연결하여 충돌면에서 50 mm, 제트의 축에서 30 mm 떨어진 위치에 충돌면을 향하도록 설치하고 측정하였다.

4. 실험결과

4.1 주파수특성

실험 결과 일정한 유속에 대하여 거리에 따른 발생음의 주파수를 도시하면 Fig. 3과 같다. 음압 스펙트럼 상에는 여러 개의 순음들이 나타나며 기본음에 대하여 정수 배의 주파수를 갖는 고조파도 볼 수 있다. 고조파는 음파의 파형이 단순한 정현파가 아니기 때문에 나타나므로 이를 무시하고 기본음들만 데이터로 정리하였다. 그림에서 ● 은 가장 음압이 높은 주음의 주파수를 표시하며 ○ 은 진폭이 두 번째로 높은 경우의 순음의 주파수를 나타낸다.

Fig. 3에서 제트속도 U_j는 노즐의 상류압력으로부터 대기압까지 이상적인 팽창을 하는 경우 출구에서의 제트속도를 계산으로 구한 값이다. Fig. 3(a)는 상류압력과 대기압의 비인 압력비가 R=1.49 일 때인 U_j=248 m/s에서의 주파수특성을 나타낸다. 그림에서 주파수변화의 계단특성으로부터 쉽게 단수 n을 구할 수 있으며 표시한 바와 같다. 이 경우에는 주파수 변화가 모두 동일한 경향을 나타내기 때문에 모두 같은 모드의 불안정 현상에 의한 것으로 보고 이를 그룹 A로 표시하였다. Fig. 3(b)는 압력비 R=1.68에 대한 U_j=282 m/s인 경우를 나타내며 n=3에서 주파수가 높은 그룹과 낮은 그룹에 의하여 주파수 변화의 경향에 불연속 현상이 나타나는 것을 볼 수 있으며 주파수가 높은 그룹은 그룹 A에 속한 것임을 알 수 있고 충돌거리가 가까우면서 주파수가 낮은 그룹을 그룹 S로 나타내었다. 그룹S는 단수 n=1에서 3까지 나타나나 주음은 n=2와 3에서만 나타난다. Fig. 3(c)는 유속이 더욱 높은 R=1.97, U_j=319 m/s인 경우로서 충돌거리가 가까울 때는 그룹 S, 멀 때는 그

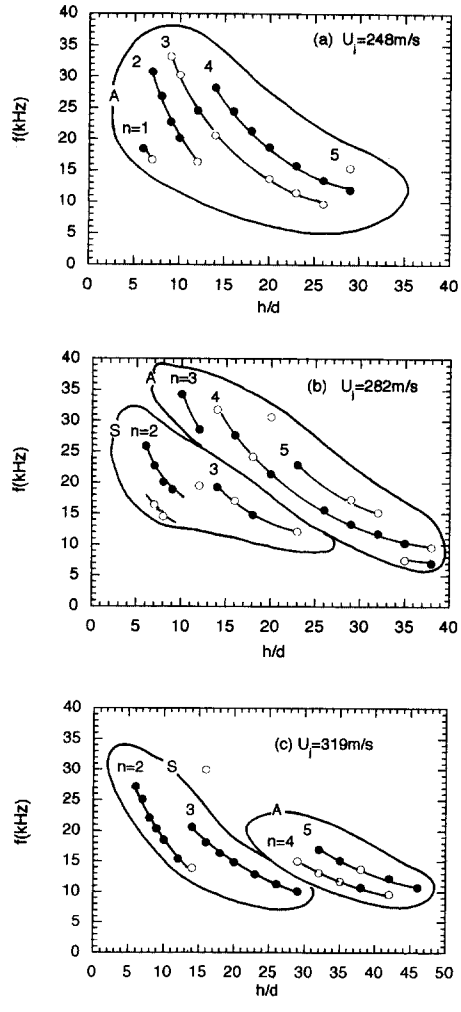

Fig. 3 Frequency variation with the impinging distance of the impinging tones.

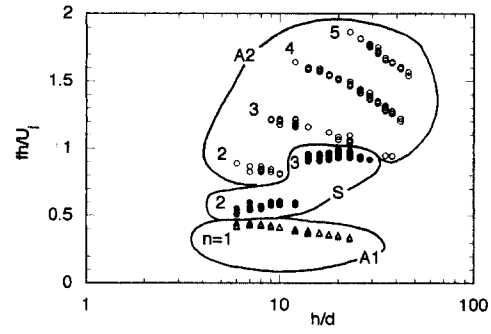

Fig. 4 Dimensionless frequency vs. stand-off distance.

룹 A만 나타난다. 그룹 A는 비대칭모드, 그룹 S는 대칭모드를 나타내는 것을 뒤에서 밝히게 될 것이다.

Fig. 4는 그룹 A와 S를 보다 명확히 구분하기 위하여 주음만에 대하여 주파수를 충돌거리 및 제트의 속도에 의하여 무차원화한 $\frac{fh}{U_j}$와 무차원 충돌거리 $\frac{h}{d}$의 관계를 나타낸 것이다. 그림에서 그룹별 특성이 명확히 구분되며 단수 n도 뚜렷이 나타나는 것을 볼 수 있다. 즉, 비대칭인 그룹 A는 거리에 따라서 $\frac{fh}{U_j}$값이 감소하는 경향을 보이나 대칭인 그룹 S에서는 그 값이 일정하거나 증가하는 경향을 나타낸다. 비대칭모드는 $n=1$일 때와 $n\geq 2$ 일 때는 다소 다른 특성을 나타낸다. 즉, $n=1$일 때는 충돌거리가 멀 때까지 나타나나 $n\geq 2$인 경우는 충돌거리가 멀어지면 나타나지 않고 대칭 모드로 치환된다. 대칭모드는 $n=2$와 3인 경우만 주음으로 나타나며 그 외의 단에서는 비대칭 모드만 발생한다.

4.2 모드 특성

앞에서 주파수 특성을 두 그룹 A와 S로 구분하였다. 그룹 A에 속하는 음에 관하여 위상측정 결과 상하 두 점 사이에 180° 위상차를 보였으며 그룹 S 의 경우는 위상이 일치하였다. 따라서, 그룹 A는 비대칭, 그룹 S는 대칭모드를 갖는 것을 알 수 있다. 주파수 특성에서 고찰한 바와 같이 비대칭인 A모드는 유속이 낮은 경우에 나타나며 같은 유속에서는 충돌 거리가 멀수록 잘 나타난다. 반면에 대칭인 S모드는 유속이 높을수록 충돌거리가 가까울수록 잘 나타난다.

Fig. 3과 Fig. 4에서 보인 바와 같은 주파수 특성 데이터로부터 노즐의 세로 길이 d와 제트의 속도 U_j에 의한 무차원 주파수인 스트로할(Strouhal)수 $St=\frac{fd}{U_j}$와 무차원 대류속도 $\frac{U_c}{U_j}$의 관계를 구하여 도시하면 Fig. 5과 같다. 수직벽의 경우 식 (1)의 위상 인자는 $p=0$이므로 대류속도비로 나타내면 다음 식과 같다.

$$\frac{U_c}{U_f}=\frac{1}{(\frac{n}{fh}-\frac{1}{c})\,U_j} \tag{2}$$

위의 식에 주어진 h에 대하여 실험으로 구한 주파

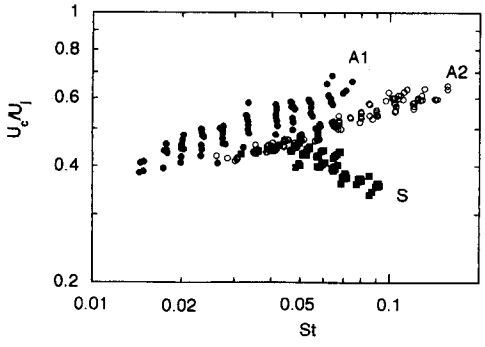

Fig. 5 Convection speed of the unstable impinging jets as a function of Strouhal number.

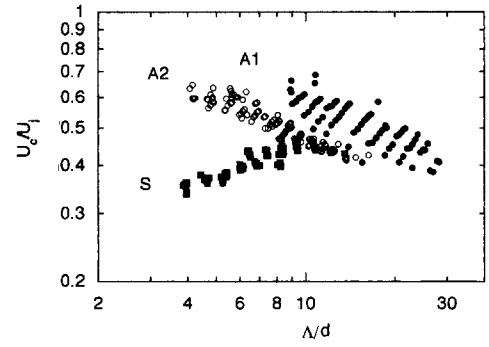

Fig. 6 Convection speed of the unstable impinging jets as a function of wavelength.

수 f와 주파수특성에서 구한 n을 대입하면 대류속도를 구할 수 있게 된다. Fig. 5에서 대류속도의 특성이 크게 두 그룹으로 구별되는 것을 알 수 있다. 비대칭인 A모드는 주파수에 따라 대류속도가 증가하나 대칭형의 불안정 현상에 의한 S모드는 오히려 감소한다. 즉 비대칭모드는 주파수의 증가에 따라서 대류속도가 증가하며 대칭모드는 반대로 감소한다. 두 모드 사이의 이와 같이 상반되는 대류속도의 특성은 자유제트에 대한 Sato[10]의 연구와 정성적으로는 일치하는 결과이다.

A모드는 다시 같은 대류속도에 대하여 주파수가 낮은 A1모드와 주파수가 2배에 가까운 A2모드로 나눌 수 있으며 스트로할수가 낮은 A1모드는 모두 단수가 n=1인 그룹이다. n=1인 A1모드는 노즐 출구에서 충돌면 사이 거리가 한 파장도 안되기 때문에 보텍스가 와열로 성장하지 못하고$n\geq 2$인 A2모드는 거리가 멀기 때문에 보텍스가 와열을 이루는 경우로 추정되나 확실하지는 않다. 대칭 교란에 의한 S모드는 n=2와 3에서 나타나며 앞에서 언급한 바와 같이 이 범위에서만 대칭모드가 지배적인 불안정 특성을 나타낸다.

Fig. 6은 불안정제트의 파장과 대류속도의 관계를 도시한 것이다. 파장 Λ는 식 (2)로 구한 대류속도를 주파수로 나누어 구할 수 있다. 그림에서 비대칭모드는 파장이 길수록 대류속도가 감소하는 경향을 나타내며 대칭모드는 반대로 증가한다. 그림에서 대칭인 A1모드는 파장이 노즐 폭의 9배 이상의 매우 긴 경우에 나타나고 A2와 S모드는 파장이 보다 짧은 영역에서 나타나는 것을 알 수 있다.

Fig. 7은 고속 충돌제트의 불안정영역을 도시한 것이다. 그림에서 Re는 평균속도를 노즐의 폭과

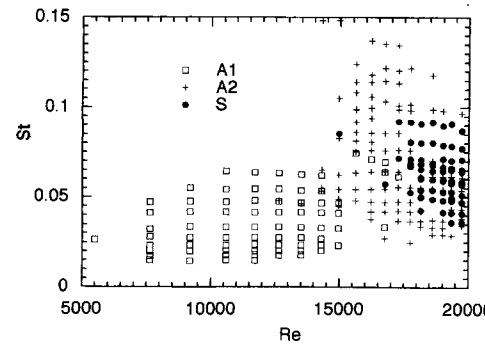

Fig. 7 Unstable ranges for the two-dimensional impinging jets.

공기의 동점성계수 ν로 무차원화한 레이놀즈수인 $Re=\frac{U_j d}{\nu}$를 나타낸다. 그림에서 $5000<Re<17000$인 범위에서는 $0.015<St<0.08$의 A1모드가 발생한다. $12000<Re<19000$의 영역에서는 $0.03<St<0.16$의 A2모드가 나타나며 유속이 더 높은 $14000<Re$에서는 $0.03<St<0.1$의 S모드가 나타난다. 즉, 저속에서는 비대칭모드 A1, 고속에서는 대칭모드 S가 나타나며 그 중간에 대칭모드와 겹쳐서 비대칭모드 A2가 나타난다. 그러나, $Re<5000$의 저속에서는 수직 벽에 의한 충돌음은 관찰되지 않았다.

4.3 대류속도

본 연구에서 충돌제트의 주파수 특성으로부터 구한 Fig. 5의 대류속도는 2차원 제트 자체의 특성이라 할 수 있다. 즉, 어떠한 모드가 여기 되는가는 충돌조건에 의하여 결정되지만 어떤 모드이건 일단 발생하면 Fig. 5에 도시한 바의 대류속도를 나타내

게 될 것이다.

먼저 비대칭모드의 대류속도를 자세히 검토하기 위하여 Fig. 8에 레이놀즈수를 매개변수로 하여 도시하였다. Holger 등[4]은 비점성 와열 유동 해석을 통하여 비대칭모드의 대류속도에 관하여 식 (3)의 관계식을 제시하였으며 Fig. 7에 함께 도시하였다.

$$\frac{U_c}{U_j} \approx St^{1/3} \tag{3}$$

Fig. 8에서 대류속도의 기울기는 식 (3)과 크게 다르지 않으나 크기는 그림에 도시한 바와 같이 A1모드는 1.6배, A2모드는 1.3배 정도로 훨씬 큰 값을 나타내는 것을 알 수 있다. 또한 그림에서 무차원 대류속도는 스트로할수뿐만 아니라 레이놀즈수의 함수를 나타내는 것을 알 수 있다. 즉, 같은 스트로할수에서 레이놀즈수가 증가할수록 대류속도는 증가하는 경향을 보인다. 이와 같이 대류속도가 레이놀즈수의 영향을 받는 것은 교란이 야기되기 전의 기초유동의 속도분포에 따라서 불안정특성이 결정되기 때문이다. 즉, 노즐의 형상이나 제트의 속도에 따라서 모드 형상이나 대류속도가 영향을 받게된다. Sato[10]는 기초유동의 속도분포가 이상적으로 완전히 발달된 경우와 포물선형인 두 경우에 대하여 대류속도비를 제트의 폭으로 무차원화한 스트로할수의 함수로 구하여 놓았으나 속도분포와 제트의 폭에 따라서 속도의 변화가 크기 때문에 본 연구에서 구한 실험결과와 비교하기는 어렵다.

Fig. 8에서 대류속도는 주파수와 유속에 따라서 상당한 변화를 나타내는 것을 볼 수 있으며 저속제트에서 대류속도가 주파수의 영향을 거의 받지 않는 것과 대비되는 현상이다. 저자는 저속 충돌제트에 의한 쐐기소리의 주파수특성에서 구한 무차원 대류속도가 노즐의 형상과 유속에 따라 약간의 변화를 보일 뿐 주파수에 큰 영향을 받지 않고 0.6근처의 값을 나타내는 것을 발견하였다.[11] 일반적으로 대류속도가 제트속도의 0.6배 근처로 간주하는 것[9]은 저속제트의 비대칭모드에서만 유효할 뿐이며 고속제트의 경우에는 적용할 수 없는 것을 알 수 있다.

Fig. 9는 대칭모드의 대류속도를 레이놀즈수를 매개변수로 도시한 것이다. 대칭모드는 비대칭모드와 달리 스트로할수에 크게 영향을 받지 않으나 스트로할수가 낮을 때는 약간의 증가하는 경향을 보이다가 스트로할수가 커지면서 감소함수를 나타낸다. 감소하는 영역에서 무차원 대류속도는 대략 다음 식에 가깝다.

$$\frac{U_c}{U_j} = 0.16\ St^{-\frac{1}{3}} \tag{4}$$

이와 같이 대칭모드의 대류속도는 비대칭모드의 경우와는 상반된 특성을 보인다. 비대칭모드의 무차원 대류속도비가 $\frac{U_c}{U_j}=0.5$ 근처를 중심으로 하는데 비하여 대칭모드는 이보다 훨씬 낮은 $\frac{U_c}{U_j}=0.4$ 근처의 값을 갖는 것을 알 수 있다. 또한, 대칭모드에서 대류속도에 대한 레이놀즈수의 영향은 일관된 경향을 찾기 어려우며 비대칭모드보다 미미한 것을

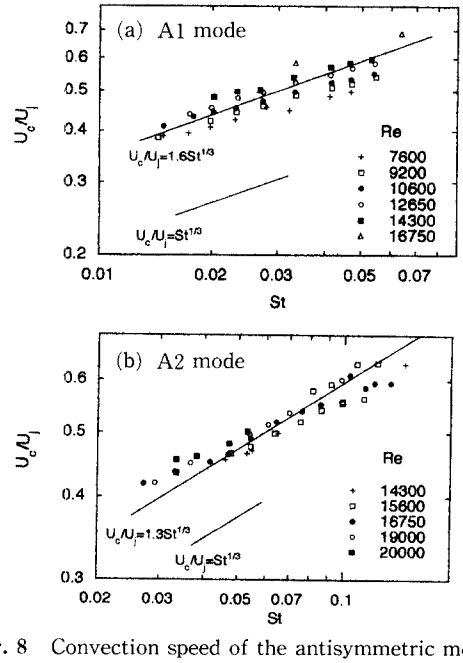

Fig. 8 Convection speed of the antisymmetric mode.

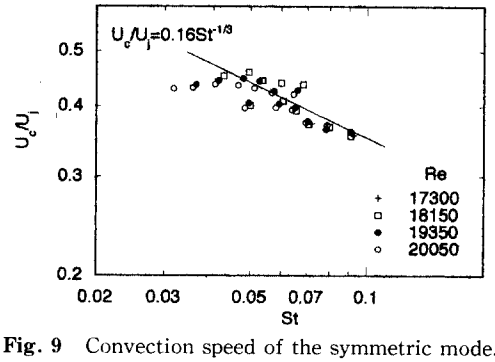

Fig. 9 Convection speed of the symmetric mode.

알 수 있다.

5. 결 론

이상과 같이 충돌음의 주파수특성으로부터 충돌 평면제트의 불안정현상의 제반 특성을 파악하고 정량화 하였다. 레이놀즈수가 5000 이상인 고속 충돌 제트의 불안정 모드는 레이놀즈수가 15000이하에서는 비대칭의 A1모드만 여기되고 14000 이상에서는 대칭의 S모드와 비대칭의 A2모드가 여기된다. A1 모드는 단수가 $n=1$인 파장이 매우 긴 모드며, A2 및 S모드는 $n=2$ 이상에서 제트가 각각 비대칭과 대칭형의 불안정 현상을 나타내는 모드이다. 불안정 제트에서 교란의 대류속도의 제트속도에 관한 비는 무차원 주파수인 스트로할수의 함수로 나타나며 다소간 레이놀즈수에도 영향을 받는다. 비대칭 모드에서 대류속도는 스트로할수의 1/3승에 가까운 증가함수인 반면 대칭모드는 $-1/3$승에 가까운 감소함수로 나타난다.

후 기

본 연구는 숭실대학교의 1997년도 학술연구비 지원에 의해 수행된 것이며 이에 사의를 표한다.

참고문헌

(1) Rockwell, D., 1983, "Oscillations of Impinging Shear Layers," *AIAA Jr.*, 21(5), pp. 645~661.

(2) Powell, A., 1953, "On Edge Tones and Associated Phenomena," *Acustica 3*, pp. 233~244.

(3) Brown, G., B., 1935, "The Vortex Motion Causing Edge Tones," *Proc. Phys. Soc. Lond.* 47, pp. 493~507.

(4) Holger, D., J., Wilson, T., A. and Beavers, G., S., 1977, "Fluid Mechanics of the Edgetone," *J. Acoust. Soc. Am.* 62(5), pp. 1116~1128.

(5) Crighton, D., G., 1992, "The Jet-Edge Feedback Cycle; Linear Theory for the operating Stages," *J. Fluid Mech.* 234, pp. 361~391.

(6) 권영필, 1995, "쐐기소리의 피드백 사이클의 위상조건," 대한기계학회논문집(B) 제20권 제3호, pp. 1106~1113.

(7) Kwon, Y., P., 1996, "Phase-Locking Condition in the Feedback Loop of Low-Speed Edgetones," *J. Acoust. Soc. Am.* 100(5), pp. 3028~3032.

(8) Powell, A., and Unfried, H., 1964, An Experimental Study of Low Speed Edgetones. University of California1, los Angeles, Report No. 64~49.

(9) Blake, W., K., 1986, Mechanics of Flow-Induced Sound and Vibration Vol. 1, pp. 130~218.

(10) Sato, H., 1960, "The Stability and Transition of a Two-Dimensional Jet," *J. Fluid Mech.* 7, pp. 53~79.

(11) Kwon, Y. -P., 1997, "Feedback Mechanism of Edgetones," *submitted to Jr. Acoust. Soc. Am.*