

헬리컬 기본교란과 축대칭 분수조화교란을 이용한 원형제트에서의 보텍스 병합 및 제트확산

조성권* · 유정열** · 최해천**
(1998년 4월 29일 접수)

Vortex Pairing and Jet-Spreading in an Axisymmetric Jet under Helical Fundamental and Axisymmetric Subharmonic Forcing

Sung Kwon Cho, Jung Yul Yoo and Haecheon Choi

Key Words: Vortex Pairing(보텍스 병합), Helical Fundamental(헬리컬 기본교란), Subharmonic(분수조화교란), Initial Phase Difference(초기위상차).

Abstract

An axisymmetric jet is forced with two helical fundamental waves of identical frequency spinning in opposite directions and an additional axisymmetric subharmonic wave. The subharmonic component rapidly grows downstream from subharmonic resonance with the fundamental, significantly depending on the initial phase difference. The variations of the subharmonic amplitude with the initial phase difference show cusp-like shapes. The amplification of the subharmonic results in 'vortex pairing of helical modes'. Furthermore, azimuthal variation of the amplification induces an asymmetric jet cross-section. When the initial subharmonics is imposed with an initial phase difference close to a critical value, the jet-cross section evolves into a three-lobed shape. One lobe is generated by the enhanced vortex pairing and the other two lobes are generated by the delayed vortex pairing. Thus, it is confirmed that the initial phase difference between the fundamental and the subharmonic plays an important role in controlling the jet cross-section.

기호설명

a_s : 초기 분수조화교란의 무차원화 된 강도

$$\left(\frac{u'_s}{U_e} \right)_{x=0}$$

D : 노즐출구 직경

f : 기본교란 주파수

m : 방위각파수

p : 음압

r : 반경방향 좌표

$r_{0.1}$: $U/U_c=0.1$ 인 지점의 반경방향 좌표

St_D : 제트출구 직경을 기준으로 한

$$\text{스트라울수} \left(\frac{fD}{U_e} \right)$$

U : 주유동방향 평균속도

u : 주유동방향 섭동속도

u'_{int} : 반경방향으로 적분된 분수조화교란성분

$$\left(\frac{1}{D} \int_0^{r_{0.1}} u'_s dr \right)$$

x : 주유동방향 좌표 (노즐출구로부터)

그리스문자

γ : 방위각

θ_e : 노즐출구에서 운동량 두께

$$\left(\int_0^{r_{0.1}} U/U_c (1 - U/U_c) dr \right)$$

ϕ_d : 기본교란성분과 분수조화교란성분간의 국부 위상차 ($\phi_f - 2\phi_s$)

ϕ_{de} : $x/D=0$, $r/D=0.25$, $\gamma=0^\circ$ 에서 측정된 헬리컬 기본교란과 축대칭 분수조화교란간의 초기위상차 ($\phi_{fe} - 2\phi_{se}$)

ϕ_f : 기본교란성분의 국부 위상

ϕ_{fe} : 헬리컬 기본교란의 초기위상 (식 (1))

ϕ_s : 분수조화교란성분의 국부 위상

* 회원, 서울대학교 정밀기계설계공동연구소

** 회원, 서울대학교 기계공학과

ϕ_{se} : 축대칭 분수조화교란의 초기위상(식 (3))

상첨자

 : 근평균제곱

하첨자

- c : 제트중심
- e : 제트출구
- f : 기본교란
- h : 조화교란
- s : 분수조화교란
- m : 최대값

1. 서 론

제트 유동의 혼합은 공학적인 측면에서 중요하게 이용되므로, 제트 유동 현상의 이해 및 제어에 관하여 많은 연구가 이루어져 왔다. 초기 교란이 축대칭 제트의 출구 근처에서 생성되는 대와류구조(large-scale vortical structure)의 발달에 큰 영향을 미친다는 사실은 잘 알려져 있다^(1,3). 특히 혼합증진, 보텍스 병합 제어, 소음감소 측면에서 축대칭 교란이 축대칭 평균유동장에 미치는 영향 등에 관한 연구는 지금까지 비교적 많이 수행되었는데^(4,10), 이와 같이 축대칭 교란이 주어진 경우에는 제트 하류에서 단면의 형상은 원형 그대로 남아 있다. 그러나, 최근에는 3차원 교란을 이용한 제트유동제어에 관심이 집중되고 있다^(11,16). 이 교란은 방위각(azimuthal angle)에 따라 강도와 위상이 변화하는 헬리컬 교란이라고 불리는데, 통상적으로 $p/p_m = \sin(2\pi ft + m\gamma)$ 와 같은

형태의 음향교란으로 표현되고 제트출구근처에서 가해진다. 주파수 f 와 방위각파수 m (azimuthal wave number)의 값에 따른 여러 종류의 교란이 가해졌을 때, 유동이 하류로 진행함에 따라 이런 교란들은 서로 상호작용하여 성장하기도 하며 새로운 교란성분을 생성시키기도 하면서, 하류에서 제트단면형태의 변화를 유발한다. 특히, 동일한 주파수를 가지면서 방위각파수의 부호가 서로 반대인 두 개의 헬리컬 교란이 주어진다면 하류에서의 제트단면형상은 상당한 변형을 일으킨다. 실제로, Strange & Crighton⁽¹¹⁾과 Long &

Petersen⁽¹⁵⁾은 제트에 각각 $m = \pm 1$ 과 $m = \pm 2$ 의 헬리컬 교란을 가했을 때, 하류에서 두 개의 로브(lobe)를 갖는 형태와 네 개의 로브를 갖는 형태의 제트단면형상들이 각각 생성되는 것을 보였다. Cohen & Wygnanski⁽¹²⁾는 이러한 제트단면형상의 변화는 두 헬리컬 교란간의 공진상호작용(resonant interaction)에 의해 나타나는 것임을 이론과 실험을 통해 입증하였다. 한편, Corke & Kusek⁽¹⁶⁾은 $m_f = \pm 1$ 의 헬리컬 기본교란(helical fundamental)과 $m_h = 0$ 의 축대칭 조화교란(axisymmetric harmonic)을 조합하여 제트에 가진하였을 때, 헬리컬 기본교란이 조화교란과의 공진상호작용 과정을 통해 급격하게 성장함을 밝혔다. 이에 따라 ‘헬리컬 모드의 보텍스 병합(vortex pairing of helical modes)’이 일어나고, 이는 제트의 전단층에서 방위각에 따라 운동량 두께의 큰 변화를 유발하였다.

한편, 축대칭 교란만을 가한 경우에는 일반적으로 축대칭 형태의 보텍스 병합이 발생하고, 이는 혼합증진에 있어서 중요한 역할을 하는 것으로 알려져 있다. 이에 관한 연구는 비교적 많이 이루어져 있는데, 제트에서 이러한 보텍스 병합은 분수조화공진(subharmonic resonance)에 의한 분수조화교란성분의 급격한 성장에 의해 이루어진다⁽⁵⁾. 이때 교란의 성장 및 보텍스 병합과 관련된 기본적인 메커니즘은 다음과 같이 설명될 수 있다. 만약, 노즐출구에서 기본교란과 분수조화교란이 가해졌다면, 두 주파수의 교란은 선형불안전성 이론(linear instability theory)에 따라 각각 그 크기가 지수적으로 급격히 증가한다. 성장률이 보다 큰 기본교란성분이 먼저 포화(saturation) 되면, 그 위치에서 보텍스가 생성되고 이 보텍스는 이 전에 먼저 생긴 보텍스와 상호작용한다. 이때 분수조화교란성분은 기본교란성분과 위상차는 변하지 않고 기본교란과 같은 속도로 하류로 진행하면서 비선형상호작용(nonlinear interaction)을 통하여 에너지를 받고 급격히 성장한다. 이와 같이 운동에너지가 평균속도에서 기본교란성분으로, 다시 분수조화교란성분으로 전달되면서 분수조화성분이 급격히 성장하는 것을 분수조화공진(subharmonic resonance)이라 한다. 이 두 교란이 서로 간섭하는 지점에서는 두 교란의 하류방향 진행속도가 동일하기 때문에 서로간의 위상차는 변함이 없고, 초기위상차가 변하더라도 이 값이 어느 특정한 값에 일정하게 이르

는 것을 관찰할 수 있다.⁽¹⁷⁾ 보텍스 병합은 분수조화공진에 의해 분수조화교란성분이 포화되었을 때 일어나고, 이 값이 클수록 병합은 강하게 일어난다. 보텍스병합이 일어난 경우 분수조화교란은 다시 상류로 전파되어 노즐출구에서 초기 분수조화교란으로 작용하고, 위 과정을 반복하여 하나의 커다란 폐순환 과정이 형성된다. 이러한 보텍스 병합이 이루어지기 위한 충분조건은 명확하지 않으나 스트라울수, 기본교란의 초기강도, 분수조화교란의 초기강도, 두 교란간의 초기위상차 등이 중요한 역할을 한다. 특히, 기본교란과 분수조화교란간의 초기위상차는 보텍스 병합에 큰 영향을 줄 수 있고, 때로는 이에 의해 보텍스 병합이 정밀하게 제어될 수도 있다.⁽⁷⁻¹⁰⁾ 또한 두 교란이 모두 축대칭인 경우에는 모든 방위각에서 강도와 서로 간의 위상차 등 모든 조건이 일정하고, 결과적으로 보텍스 병합도 축대칭인 형태로 일어난다.

따라서, 방위각에 따라 강도와 위상이 변하는 3차원 형태의 교란인 헬리컬 기본교란과 이 교란과의 초기위상차가 정밀하게 조절될 수 있는 축대칭 분수조화교란을 조합한 음향가진은 보텍스 병합에 있어서 방위각에 따라 변형을 줄 수 있고, 이를 통하여 제트 단면의 형상 및 유동혼합을 효과적으로 제어할 수 있을 것으로 기대된다. 본 연구에서는 헬리컬 교란 중 동일한 주파수를 가지면서 방위각과파수의 부호가 서로 반대인 두 개의 교란이 합성된 $m_f = \pm 1$ 헬리컬 기본교란(helical fundamental)과 $m_s = 0$ 축대칭 분수조화교란(axisymmetric subharmonic)을 축대칭 제트의 출구 근처에 동시에 가진하였다. 이때 헬리컬 기본교란과 분수조화교란간의 초기위상차는 세밀하게 조절될 수 있도록 하였다. 이를 통하여 두 교란간의 초기위상차가 헬리컬 기본교란과 축대칭 분수조화교란간의 분수조화공진(subharmonic resonance) 및 보텍스 병합에 미치는 영향을 여러 방위각 단면에서 고찰하고 결과적으로 제트단면의 형상 변화에 미치는 영향을 연구하고자 한다.

2. 실험장치 및 방법

실험장치는 제트유동 발생장치, 음향교란 가진장치, 자료획득장치, 가시화장치로 구성되고 이는 Fig. 1에 나타나 있다.

2.1 제트유동 발생장치

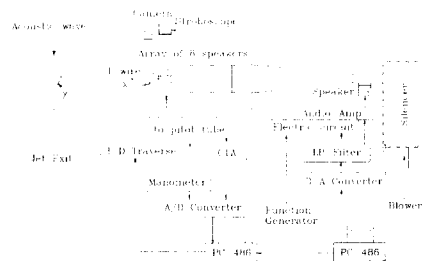


Fig. 1 Schematic layout of the experimental apparatus.

송풍기(1200 mmAq, 6 m³/min)에서 나온 공기는 소음기(silencer)를 통과하여 확산기와 정류실을 지나 노즐을 통해 분출된다. 정류실은 메쉬, 허니컴, 두 개의 메쉬 순서로 구성되어 있다. 노즐은 출구직경이 32.1 mm로서, 출구에서 얇은 경계층두께를 얻기 위하여 수축비 76 : 1의 ASME flow nozzle을 사용하였다. 제트 출구에서 출구속도 8.7 m/s일 때, 비균일도는 0.8%이내이고 난류강도는 0.3%이내였다. Fig. 2는 $x = 0.1$ mm인 위치에서 측정된 속도분포를 나타내는 것으로서 층류속도분포(Blasius profile)에 잘 일치하고, 형상계수(shape factor)는 2.6이었다.

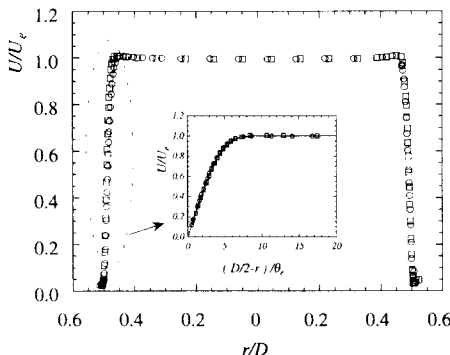


Fig. 2 Velocity profile at the nozzle exit (\circ , $U_e = 8.7$ m/s and $D/\theta_e = 178$; \square , $U_e = 14.4$ m/s and $D/\theta_e = 241$; —, Blasius profile).

2.2 음향교란 가진장치

$m_f = \pm 1$ 헬리컬 기본교란과 축대칭 분수조화교란을 발생시키기 위하여 두 개의 정현파(sino-

soidal wave)가 IBM PC486에 장착되어 있는 D/A 컨버터(DT 2838)에서 출력된다. 두 정현파 간의 주파수비는 두 배이고, 서로간의 위상을 연속적으로 조절할 수 있다. 기본교란을 위한 정현파는 자체 제작된 전기회로에서 8개의 신호로 분기되어 $m_f = \pm 1$ 헬리컬 가진 조건이 만족되도록 그 진폭과 위상이 각각 조정되고, 오디오 파워 앰프에서 증폭된다⁽¹⁸⁾. 이러한 신호는 등방위각 간격으로 설치된 8개의 스피커로 전달되어 음향교란을 발생시키고, 이 교란은 노즐출구 가까이 설치된 도파관(wave guide)을 지나 제트출구의 유동박리(flow separation)가 일어나는 지점에 전달된다. 8개의 스피커와 도파관으로 구성된 헬리컬 교란장치는 제트 중심축에 관하여 회전될 수 있도록 제작되었으며, 이는 실제로 측정장치나 유동가시화 시스템을 방위각 방향으로 회전시키지 않고도 여러 반경단면(radial plane)에서 속도측정이나 유동가시화를 가능하게 하였다. 8개의 스피커로부터 출력되는 각각의 음압 크기는 유동이 없는 상태에서 제트 출구면의 중심축에 설치된 마이크(Larson · Davis 2560)로 측정되었다. 제트 출구 하류에서 교란들간에 비선형상호작용(nonlinear interaction)이 바로 일어날 수 있도록 최대 음압 p_m 은 크기가 상당히 큰 84.6 dB로 설정되었다. $m_f = \pm 1$ 헬리컬 기본교란에 대한 방위각에 따른 음압분포는 다음과 같이 주어진다.

$$\begin{aligned} \frac{p}{p_m} &= \sin(2\pi ft + \gamma - \phi_{fe}) + \sin(2\pi ft - \gamma - \phi_{fe}) \quad (1) \\ &= 2 \cos \gamma \sin(2\pi ft - \phi_{fe}) \quad (2) \end{aligned}$$

$m_s = 0$ 축대칭 분수조화교란의 가진은 확산기 바로 전의 파이프에 설치된 직경 4-in.의 스피커에 의해서 이루어진다. 초기 축대칭 분수조화교란은 다음과 같이 노즐출구의 중심에서 섭동속도 형태로 표현된다.

$$\frac{u}{U_e} = a_s \sin(\pi ft - \phi_{se}) / \sqrt{2} \quad (3)$$

여기서 a_s 는 노즐출구에서 주유동방향(stream-wise direction) 섭동속도의 근평균제곱이고, 본 연구에서는 0.7%로 고정되었다. 기본교란성분과 분수조화교란성분간의 국부 위상차는 다음과 같

이 정의되고, 섭동속도의 FFT계산을 통한 auto-bispectrum⁽¹⁹⁾에 의해 구해졌다.

$$\phi_d = \phi_f - 2\phi_s \quad (4)$$

초기위상차 $\phi_{de} = \phi_{fe} - 2\phi_{se}$ 는 국부 위상차를 구할 때와 같은 방법으로 $x/D = 0$, $r/D = 0.25$, $\gamma = 0^\circ$ 에서 측정된 주유동방향 섭동속도로부터 환산되었다.

2.3 자료획득장치

두 위치에서 속도를 동시에 측정하기 위하여 두 개의 I형 열선프로브(기준열선프로브와 측정열선프로브, Dantec, 55P11)와 정온도식 열선유속계(Dantec Streamline)가 이용되었다. 두 열선프로브는 주유동방향으로부터 각각 30° 정도 기울어지도록 설치되었다. 열선으로부터 출력은 A/D 변환기(DT 2838)에서 이산신호로 변환되어 IBM PC486의 하드디스크에 저장되고, 이 후에 4차 다항식의 검정식을 이용하여 속도로 환산된다. 열선 출력신호에 대한 불확정성(uncertainty)은 Yavuzkurt⁽²⁰⁾의 방법으로 환산한 결과, 제트 중심축에서 주유동방향 평균속도와 주유동방향 섭동속도에 대해서는 모두 1.6%이었다. 전단층(shear layer)에서는 큰 섭동속도와 역유동(flow reversal)을 고려하면 이 값이 더욱 커질 것이다. 기준열선프로브는 $x/D = 1.5$, $r/D = 0.25$, $\gamma = 180^\circ$ 에 고정되었고, 주유동방향과 반경방향(radial direction)으로의 측정열선프로브 이송은 PC에 의해 제어된다. 원주 방향으로의 측정열선프로브 이송은 헬리컬 교란장치를 회전함으로써 등가적으로 이루어지고, 유동가시화와 속도측정은 45° 등각으로 사이를 둔 8개의 방위각 위치에서 수행되었다.

2.4 유동가시화장치

유동가시화는 다중스모크선(multi-smoke wire) 방법을 이용하여 수행하였다. 이는 하류까지 가시화가 가능하다는 장점이 있다. 직경 $80 \mu m$ 의 니크롬선 여러 개를 $x/D = 3$ 까지는 $0.5D$ 간격으로 제트 중심축에 수직하게 설치하고, 그 이후부터는 $1D$ 간격으로 설치하였다. 카메라, 스트로보스코프 등의 가시화장치는 고정한 채로 헬리컬 교란장치를 회전함으로써 여러 반경평면(radial plane)에서 화상을 얻을 수 있었다. 기본교란 후

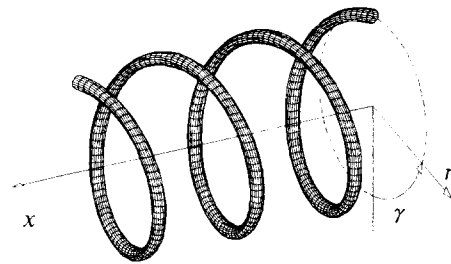
은 분수조화교란과 화상을 얻는 순간을 동기화하기 위하여, 컴퓨터는 D/A 변환기로부터 기준신호를 받고, 이에 맞추어서 스모크션을 먼저 가열한 후에 스트로보스코프를 작동한다. 이러한 시스템 구성은 재현성이 있는 제트 유동구조를 순차적으로 관찰할 수 있도록 한다. 본 연구에서의 모든 화상은 기본교란 혹은 분수조화교란의 둘 혹은 세 개의 위상에서 얻어졌다.

3. 결과 및 토의

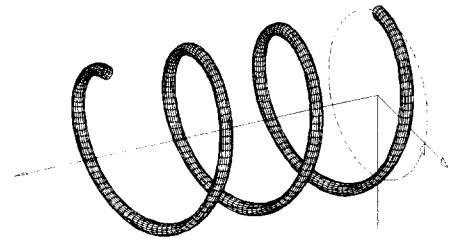
3.1 $m = \pm 1$ 헬리컬 교란 가진

우선, 방위각파수에 따라 달라지는 여러 가지 헬리컬 교란 가진 조건에서 생성되는 보텍스 구조를 살펴보자. 이에 대한 개략도는 Fig. 3에 잘 나타나 있다. $m = +1$ 헬리컬 교란은 식 (1)의 우변 첫 번째 항과 같은 음향교란의 형태로 주어지는데, 하류쪽에서 관측할 때 반시계 방향의 연속적인 나선형 보텍스를 생성시킨다. $m = -1$ 헬리컬 교란은 식 (1)의 우변 두 번째 항과 같은 음향교란의 형태로 주어지는데, 시계 방향의 나선형 보텍스를 생성시킨다. 위 두 경우에 대해, 가해진 헬리컬 교란을 충분히 긴 시간동안에 평균을 취한다면, 결과적으로 모든 방위각에 대해 동일한 크기의 교란이 주어진 형태이기 때문에, 방위각에 따른 제트단면형태의 변형은 일어나지 않고 제트 유동은 축대칭적으로 퍼져 나간다⁽¹²⁾. 그러나, 위 두 교란을 식 (2)와 같이 동시에 가하면, 즉 동일한 주파수에서 절댓값은 같고 부호가 반대인 방위각파수를 갖는 두 교란을 가하면, Fig. 3(c)에 보여진 바와 같이 방위각에 대한 정지파(standing wave)형태의 보텍스가 형성된다. 또한, 식 (2)로부터 알 수 있는 바와 같이 합성된 교란의 크기가 방위각에 따라 변한다. $\gamma = 0^\circ$ 와 180° 에서는 교란의 크기가 시간에 따라 번갈아가면서 최대이고, 두 지점에서 교란들간의 위상이 180° 차이가 난다(out of phase). 반면에, $\gamma = 90^\circ$ 와 270° 에서는 교란의 강도가 0이고 서로간의 위상차이는 없다(in phase). 다시 말하면, $\gamma = 0^\circ$ 와 180° 에서는 서로 엇갈린 강한 보텍스가 생성되고 $\gamma = 90^\circ$ 와 270° 에서는 동일한 위상의 약한 보텍스들이 생성된다.

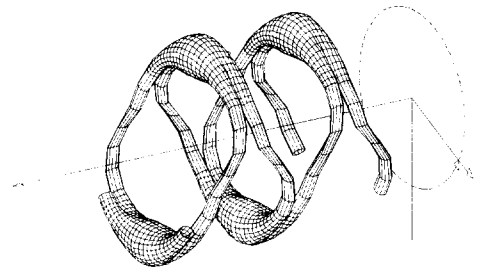
실제로 $St_D = 0.6$ 에서 $m = \pm 1$ 헬리컬 교란



(a) $m = +1$



(b) $m = -1$



(c) $m = \pm 1$

Fig. 3 Sketches of the jet structures under various helical mode forcing conditions.

이 가해진 경우에 대하여 다중스모크션 방법을 통해 얻어진 제트의 보텍스 구조가 Fig. 4에 나타나 있다. Fig. 4(a)는 $\gamma = 0^\circ - 180^\circ$ 평면에서 3.125 ms(160 Hz 교란신호의 반주기)의 시간 간격으로 촬영된 제트 단면의 모습인데, 강한 보텍스들이 유동방향에 대해 대체적으로 엇갈리게 생성됨을 알 수 있다. 그러나, $x/D = 1.0 \sim 1.5$ 에서는 보텍스들이 축대칭 교란에 의해 생성된 것처럼 주유동방향으로 동일한 위상으로 놓여 있

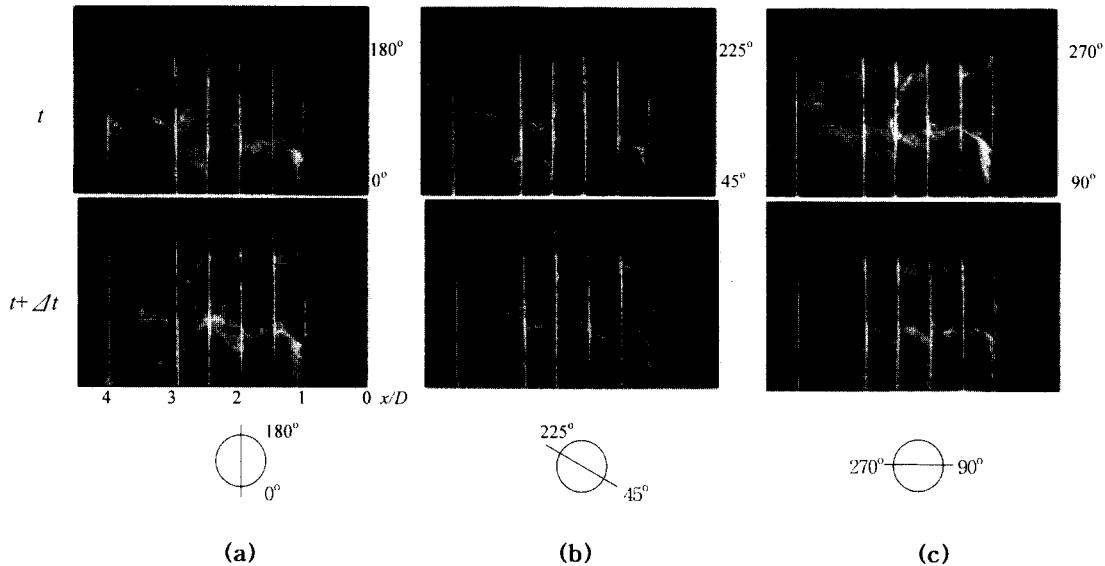


Fig. 4 Flow visualization of the structure of the jet forced with only $m = \pm 1$ helical mode pairs at $St_D = 0.6$: **(a)** on the (r, x) plane of $\gamma = 0^\circ$ and $\gamma = 180^\circ$; **(b)** on the (r, x) plane of $\gamma = 45^\circ$ and $\gamma = 225^\circ$; **(c)** on the (r, x) plane of $\gamma = 90^\circ$ and $\gamma = 270^\circ$. Time interval of $\Delta t = 3.125$ ms corresponds to one half of the forcing wave period.

다. 이는 방위각과수가 서로 다른 두 헬리컬 교란간의 비선형상호작용(nonlinear interaction)에 의해 축대칭 조화성분(axisymmetric harmonic)이 새로 생성되고 성장했기 때문인데, 결과적으로는 교란주파수보다 두 배로 많은 수의 보텍스가 동일한 위상에서 생성되는 형태를 보이는 것이다. 이러한 현상은 Paschereit 등⁽²¹⁾의 유동가시화와 Long & Petersen⁽¹⁵⁾의 열선 계측에서도 나타난다. Fig. 4(b)는 $\gamma = 45^\circ - 225^\circ$ 평면에서 제트 단면의 모습으로서 엇갈린 형태의 보텍스들이 뚜렷하게 나타남을 알 수 있다. 한편, $\gamma = 90^\circ - 270^\circ$ 평면(Fig. 4(c))에서는 $x/D = 1 \sim 2$ 의 이웃하는 두 개의 보텍스들이 $\gamma = 0^\circ - 180^\circ$ 평면과 $\gamma = 45^\circ - 225^\circ$ 평면에 존재했던 엇갈린 강한 보텍스 중간에 놓여 있음을 알 수 있다. 이는 이 평면에서 보텍스들이 다른 평면에서의 보텍스보다 그 수에 있어서 2배로 더 많이 생성됨을 의미한다. 이러한 가시화 결과는 Fig. 3(c)에 제시되었던 보텍스 구조의 개략도와 일치함을 알 수 있다. 약한 보텍스들이 강한 엇갈린 보텍스를 가로질러 서로 연결하고, $\gamma = 0^\circ - 180^\circ$ 평면에 수직인 방향으로

보았을 때 전체적인 모습은 'Y'자 형태를 보이고 있다. Kusek 등⁽¹³⁾은 제트 출구 근처에 놓인 원형의 스모크선을 사용하여 이러한 'Y'자 형태의 보텍스 구조를 보인 바 있다.

$x/D = 3$, $St_D = 0.6$ 에서의 등속도선은 Long & Petersen⁽¹⁵⁾의 $x/D = 4$, $St_D = 0.6$ 에서의 결과와 함께 Fig. 5에 보여진다. 이 St_D 에서는 헬리컬 모드에서의 보텍스 병합은 발생하지 않는데, 이는 앞의 유동가시화 (Fig. 4)에서도 관찰된다. 여기서, 방위각에 따른 제트중심과 등속도선간의 거리변화에 관한 함수형태는 8개의 반경평면에서의 주유동방향 평균속도분포를 다항식으로 곡선적합(curve-fitting)을 수행하고, 이 결과를 사용하여 특정한 속도 값에 해당하는 반경방향 좌표에 대하여 Fourier함수로 근사화해서 구했다. 이렇게 얻어진 제트 단면은 커다란 두 개의 로브를 갖는 형상(two-lobed shape)이고, $\gamma = 90^\circ - 270^\circ$ 평면에 대해 거의 대칭이다. 즉, 제트 중심과 등속도선들 간의 거리변화는 방위각에 대해 $\cos 2\gamma$ 의 식으로 표현될 수 있고, 이는 Long &

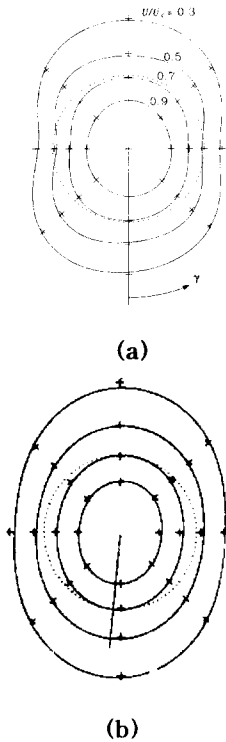


Fig. 5 Iso-velocity contour lines at $St_D = 0.6$ under the forcing condition with only helical mode pairs ($m = \pm 1$): **(a)** present study at $x/D = 3$; **(b)** Long and Petersen (1992) at $x/D = 4$. Dotted circles denote the jet exit.

Petersen⁽¹⁵⁾의 결과와 잘 일치한다. 이는 서로 부호가 반대인 방위각파수를 갖는 두 개의 헬리컬 교란의 상호작용을 통하여 형성되는 정지파 응력 (standing wave stress)에 의해서 생성되고, 이러한 정지파 응력은 평균유동으로부터 에너지를 얻고 하류로 진행할수록 축적된다. 이와 같이 축적된 에너지는 변형된 유동형태를 유발하고, 이를 부가평균유동(added mean flow)이라 한다. 부가평균유동이 큰 영역에서는 제트의 확산이 더욱 커지게 된다. 따라서 기본교란의 강도가 큰 영역은 정지파 응력이 더욱 커지고, 이로 인한 부가평균유동이 더욱 커지게 되어 제트유동은 바깥쪽으로 더욱 퍼지게 된다. 반면에, 정지파 응력이 작은 $\gamma = 90^\circ - 270^\circ$ 평면에서는 제트 유동의 확

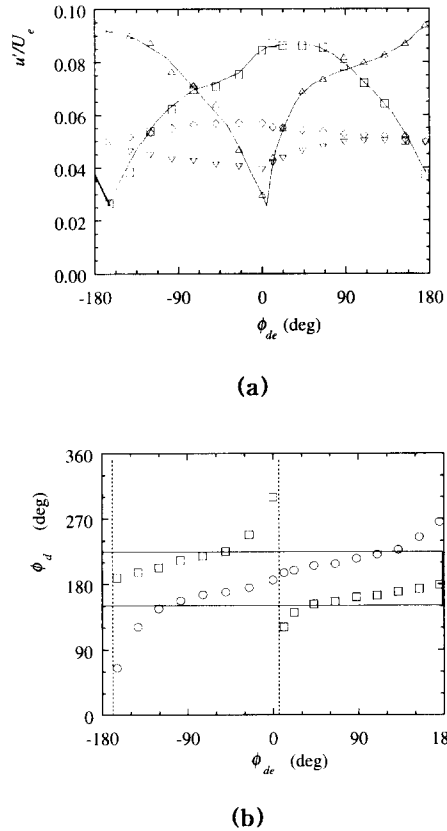


Fig. 6 Variations of the wave amplitude (u') and the local phase difference (ϕ_d) with respect to the initial phase difference (ϕ_{de}) for the case of forcing with two helical fundamental waves ($m_f = \pm 1$) and an additional axisymmetric subharmonic wave ($m_s = 0$) at $St_D = 0.78$: **(a)** \square , u'_s at $\gamma = 180^\circ$; \diamond , u'_f at $\gamma = 180^\circ$; \triangle , u'_s at $\gamma = 0^\circ$; ∇ , u'_f at $\gamma = 0^\circ$; **(b)** \circ , $\phi_d |_{\gamma=180^\circ}$; \square , $\phi_d |_{\gamma=0^\circ}$. Measurements were made at $x/D = 1.5$ and $r/D = 0.25$.

산이 비교적 적게 된다. 이러한 메커니즘에 대한 자세한 내용은 Long & Pestersen⁽¹⁵⁾을 참조하기 바란다.

3.2 $m_f = \pm 1$ 헬리컬 기본교란과 $m_s = 0$ 축대칭 분수조화교란의 조합 가진

3.2.1 분수조화공진(subharmonic resonance)

헬리컬 기본교란($m_f = \pm 1$) 및 축대칭 분수조화교란($m_s = 0$)을 동시에 가할 때의 헬리컬 기본교란의 주파수는 250 Hz이고, 축대칭 분수조화교란의 주파수는 125 Hz이었다. 출구속도 $U_e = 10.3 \text{ m/s}$ ($Re_D = 2.2 \times 10^4$)에서 기본교란을 기준으로 한 스트라울수는 0.78이었다. 측정은 보텍스 병합이 일어나기 전의 상류 지점($x/D = 1.5$)중, 고속도영역(high speed side)의 두 방위각지점($r/D = 0.25$ 에서 $\gamma = 0^\circ$ 와 180°)에서 이루어졌다. 초기위상차 ϕ_{de} 는 제트 출구면의 $\gamma = 0^\circ$ 에서 측정된 기본교란과 분수조화교란간의 국부 위상차와 같다. 그러나, 출구면의 $\gamma = 180^\circ$ 에서 기본교란과 분수조화교란간의 국부 위상차는 $\gamma = 0^\circ$ 에서의 국부 위상차와 180° 차이가 나기 마련이다. 즉, 위상차에 대한 정의식 (4)에 의하면, $\phi_a|_{\gamma=180^\circ} - \phi_a|_{\gamma=0^\circ} = 180^\circ$ 이다. 이는 초기 분수조화교란은 축대칭 교란이므로(분수조화교란에 의한 섭동속도 성분은 제트 출구면에서 거의 균일하므로) $\gamma = 0^\circ$ 및 180° 에서 분수조화교란의 초기 위상이 같은 반면에, 기본교란은 두 방위각 위치에서 초기 위상들이 서로 180° 차이가 나기 때문이다. 이는 제트 단면의 윗부분($90^\circ < \gamma < 270^\circ$)과 아랫부분($-90^\circ < \gamma < 90^\circ$)이 비대칭인 유동을 유발할 수 있다는 면에서 주의할 만하다.

초기위상차에 대한 각 교란들의 변화는 Fig. 6(a)에 나타나 있다. 초기위상차 ϕ_{de} 는 분수조화교란성분 u'_s 의 성장에 큰 영향을 주고 있음을 알 수 있다. 제트 출구에서 매우 작은 강도의 초기 분수조화교란을 가했을 지라도($a_s = 0.7\%$), 어떤 임계 초기위상차($\gamma = 0^\circ$ 에서는 10° 근처와 $\gamma = 180^\circ$ 에서는 -170° 근처)에서만 제외하고 대체적으로 전체 범위에서 분수조화교란성분 u'_s 가 기본교란성분 u'_f 보다 급격히 성장하였음을 보여 주고 있다. 또한, 초기위상차에 대한 분수조화교란성분의 변화 분포도 $\gamma = 0^\circ$ 와 $\gamma = 180^\circ$ 인 경우 모두 특정한 임계 초기위상차에서 깊은 협곡을 갖는 형태를 보이고 있다.

이와 같은 변화 분포는 Husain & Hussain⁽⁸⁾과 Cho 등⁽⁹⁾에서 축대칭 교란만을 가했을 경우에도 나타난다. Monkewitz⁽²²⁾는 전단층이 평행비확산 유동(parallel non-diverging flow)이라는 가정 하에 이론적 해석을 수행한 결과 분수조화교란은 어떤 임계 위상차에서는 성장이 억제되고 대부분의 위상차 범위에서는 성장이 촉진되었다.

Fig. 6(a)에 나타난 바와 같이 $\gamma = 180^\circ$ 에서 초기위상차에 대한 분수조화교란성분의 변화 분포 곡선을 오른쪽으로 180° 만큼 이동하면 $\gamma = 0^\circ$ 에서의 분수조화교란성분의 변화 분포 곡선과 거의 일치함을 볼 수 있다. 이는 앞서 언급된 바와 같이 제트 출구면의 $\gamma = 0^\circ$ 인 지점과 $\gamma = 180^\circ$ 인 지점에서 기본교란과 분수조화교란간의 국부 위상차가 서로 180° 차이가 나기 때문이다. 결과적으로 두 방위각 위치에서 분수조화교란성분은 각각의 국부 위상차에 대해 서로 거의 같은 반응을 나타낸다고 볼 수 있다. 따라서, 현재와 같은 가진 조건에서는 임의로 주어진 초기위상차에서는 제트 출구면의 윗부분과 아랫부분에서 국부 위상차가 항상 다르고 분수조화교란은 제트 출구에서의 국부 위상차에 매우 민감하게 반응하면서 성장하기 때문에, 초기위상차를 변화시킴으로써 비대칭 유동을 생성시킬 수 있다. $\phi_{de} \approx 10^\circ$ 에서는 $u'_s|_{\gamma=180^\circ}$ 는 최대이고, $u'_s|_{\gamma=0^\circ}$ 는 최소이다. 반면에 $\phi_{de} \approx -170^\circ$ 에서는 이러한 경향이 역전된다. 이는 초기위상차가 제트 단면 형상의 변화 및 제어에 하나의 중요한 변수로서 이용될 수 있다는 점을 시사한다. 이러한 비대칭성은 근본적으로 $m_f = \pm 1$ 헬리컬 기본교란과 $m_s = 0$ 축대칭 분수조화교란을 조합하여 제트를 가진한데 기인한다. 이러한 비대칭 유동형태는 단지 헬리컬 교란만을 가진한 경우⁽¹⁵⁾ 뿐만 아니라 헬리컬 기본교란과 축대칭 조화교란을 조합 가진한 경우⁽¹⁶⁾에도 나타나지 않는다. 후자의 경우에는 제트 출구면의 전 영역에서 기본교란과 조화교란간의 국부 위상차가 항상 같고, 이로 인하여 제트 단면의 윗부분과 아랫부분의 유동은 항상 대칭이다.

하류에서 초기위상차에 대한 기본교란과 분수조화교란간의 국부 위상차변화($\phi_a|_{\gamma=0^\circ}$ 와 $\phi_a|_{\gamma=180^\circ}$)는 Fig. 6(b)에 나타나 있는데, 이 또

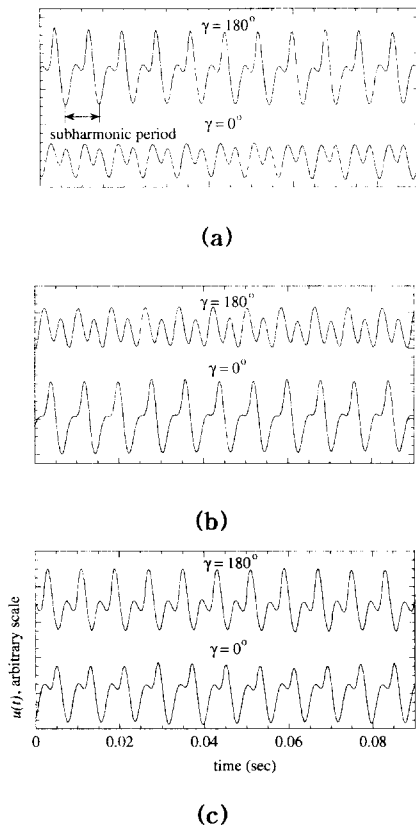


Fig. 7 Time traces of u -signal at three initial phase differences at $St_D = 0.78$, $x/D = 1.5$ and $r/D = 0.25$: (a) $\phi_{de} = 10^\circ$; (b) $\phi_{de} = -170^\circ$; (c) $\phi_{de} = -74^\circ$.

한 주유동방향 섭동속도의 auto-bispectrum으로 구해졌다. 이 값들은 $\gamma = 180^\circ$ 에서는 $\phi_{de} \approx -170^\circ$ 경우와 $\gamma = 0^\circ$ 에서는 $\phi_{de} \approx 10^\circ$ 인 경우를 제외하고는 전 범위의 초기위상차에서 180° 로부터 크게 벗어나지 않고 있다. 이는 기본교란성분과 분수조화교란성분간의 위상차가 고정(phase-lock)되고, 이 두 교란이 하류로 같은 속도로 진행함에 따라 서로간에 비선형상호작용이 일어나면서 에너지 교환이 일어나고 있음을 보여 주는 것이다. 이러한 위상차 고정은 분수조화교란성분이 급격히 증가하고, 마침내는 보텍스 병합이 일어날 수 있도록 하는 분수조화공진(subharmonic resonance)의 선행요건이다.⁽¹⁷⁾

시간에 따른 섭동속도의 신호는 Fig. 7에 나타나 있다. 전체적으로 두 주파수의 신호가 섞여

있음을 알 수 있고, 주기가 두 배로 큰 분수조화교란성분이 우세해 지는 현상(frequency-halving)이 나타나는 방위각 위치가 초기위상차에 따라 크게 바뀌고 있음을 알 수 있다. 초기위상차가 10° 일 때, 이는 Fig. 6(a)에 나타난 바와 같이 분수조화교란성분이 $\gamma = 180^\circ$ 에서는 최대이고 $\gamma = 0^\circ$ 에서는 최소인 경우인데, 신호의 주기가 두 배인 분수조화교란성분의 신호가 $\gamma = 180^\circ$ 에서는 우세하고 $\gamma = 0^\circ$ 에서는 여전히 기본교란의 신호가 우세한 형태로 남아있다(Fig. 7(a)). 초기위상차 -170° 에서는 Fig. 7(b)에 나타난 바와 같이 이러한 경향이 두 방위각 위치에서 서로 뒤바뀌고 있다. 또한, 두 방위각 위치에서 분수조화교란성분의 크기가 거의 비슷한 초기위상차 -74° 에서는 시간에 따른 섭동속도 신호에 주기가 두 배로 되는 현상이 Fig. 6(a)에 나타난 바와 같이 두 방위각 지점에서 비슷한 정도로 나타나고 있다(Fig. 7(c)).

3.2.2 유동가시화

$St_D = 0.78$ 와 $\phi_{de} = 10^\circ$ 일 때의 조합가진 조건에서 다중스모크선을 이용한 유동가시화가 수행되었다. 이 조건에서는 $\gamma = 180^\circ$ 에서 분수조화교란이 급성장하고 $\gamma = 0^\circ$ 에서 성장이 억제된다(Fig. 6(a) 참조). Fig. 8은 $\gamma = 0^\circ - 180^\circ$ 평면, $\gamma = 45^\circ - 225^\circ$ 평면, $\gamma = 90^\circ - 270^\circ$ 평면에서 촬영된 가시화 사진을 보여주고 있다. 각 평면에서의 제트 구조에 대한 사진은 분수조화교란 신호의 $1/3$ 주기 간격($\Delta t = 2.7$ ms)으로 촬영되었다. 모든 사진은 $x/D = 1$ 까지는 단지 $m = \pm 1$ 헬리컬 기본교란만을 가했을 경우에 나타나는 전형적인 보텍스 구조(Fig. 4 참조)를 보인다. $\gamma = 0^\circ - 180^\circ$ 평면과 $\gamma = 45^\circ - 225^\circ$ 평면에서는 엇갈린 강한 보텍스가 형성되고 $\gamma = 90^\circ - 270^\circ$ 평면에서는 동일위상의 약한 보텍스가 형성된다. 이후부터는 커다란 보텍스가 이 전에 이미 발생된 보텍스와 서로 간섭을 일으키면서 병합이 일어나기도 한다. Fig. 8(a)의 $x/D = 2$, $\gamma = 180^\circ$ 에서는 보텍스들이 완전히 병합되는 ‘보텍스 강병합(enhanced vortex pairing)’이 일어나는 반면에 $\gamma = 0^\circ$ 에서는 약 5개 정도의 보텍스들이 병합 없이 하류로 진행하고 마침내는 그 형체가 흩어지고 있다. 이 두 방위각 위치에서 보텍스들간

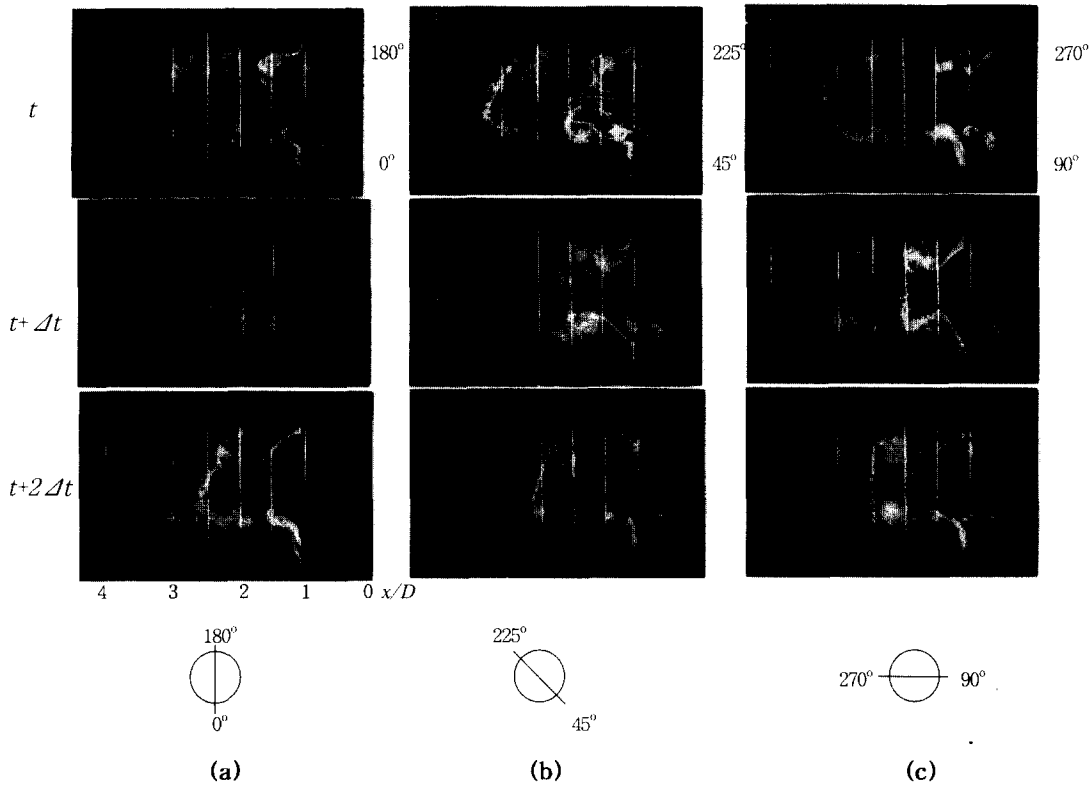


Fig. 8 Flow visualization of the structure of the jet forced with helical fundamental mode pairs ($m_f = \pm 1$) and an additional axisymmetric subharmonic mode ($m_s = 0$) at $St_D = 0.78$ and $\phi_{de} = 10^\circ$: **(a)** on the (r, x) plane of $\gamma = 0^\circ$ and $\gamma = 180^\circ$; **(b)** on the (r, x) plane of $\gamma = 45^\circ$ and $\gamma = 225^\circ$; **(c)** on the (r, x) plane of $\gamma = 90^\circ$ and $\gamma = 270^\circ$. Time interval of $\Delta t = 2.7$ ms corresponds to one-third of the subharmonic period.

의 병합에 대한 상태는 Fig. 6(a)의 초기위상차 10° 에서의 분수조화교란의 성장 상태와 일치한다. $\gamma = 180^\circ$ 에서는 분수조화교란이 크게 성장한 반면에 $\gamma = 0^\circ$ 에서는 이 교란성분의 크기가 여전히 낮은 값으로 남아 있다. 또한 보텍스 병합은 제트 유동의 확산에도 큰 영향을 준다. $\gamma = 180^\circ$ 에서는 유동 확산각이 $\gamma = 0^\circ$ 에서 보다 큰 것을 알 수 있다. $\gamma = 45^\circ$ 에서는 보텍스 병합에 대한 억제(attenuated vortex pairing)가 뚜렷이 나타나지 않고, 오히려 Fig. 8(b)에 나타난 바와 같이 하류 ($x/D = 1.5 - 3$)에서 보텍스 병합이 일어나고 있다. 이는 ‘보텍스 지연병합(delayed vortex pairing)’이라고 부를 수 있는데, 비교적 넓은 공

간을 차지하고 이 방위각에서 제트 유동의 확산 각도 마찬가지로 크다. $\gamma = 90^\circ - 270^\circ$ 평면(Fig. 8(c))에서는 강한 엇갈린 보텍스를 서로 연결하는 약한 보텍스간의 병합이 일어나고 축대칭처럼 보이는 커다란 보텍스가 형성된다. 그러나, 제트 유동의 확산각은 다른 반경평면에서 보다 그리 크지 않다.

보텍스 병합이 일어난 후의 보텍스 구조는 Fig. 8(a), 8(b)에 나타난 바와 같이 주유동방향에 대해 기울어져 있고, 이는 가진 주파수의 절반인 주파수이면서 $m = \pm 1$ 헬리컬 교란이 가해졌을 때 나타나는 구조인 것처럼 보인다. 그러나, 결과적인 구조형태는 나중에 고찰할 제트 단면의 형상을 고려할 때, $m = \pm 1$ 헬리컬 교란만이 가해졌을 때 나타나는 두 개의 로브를 갖는 형태는

아니다. Kusek 등⁽¹³⁾과 Corke & Kusek⁽¹⁶⁾은 본 연구와 다른 가진 조건에서 헬리컬 형태의 보텍스 병합을 보인 바 있다. 특히, Corke & Kusek⁽¹⁶⁾은 헬리컬 교란 하에서의 보텍스 병합 후에 나타난 보텍스 구조는 $m = \pm 1$ 헬리컬 교란만이 가해졌을 때 나타나는 형태와 동일하였다.

3.2.3 제트단면 형태의 변형

보텍스 병합은 제트 단면의 형상변화를 유발한다. 네 개의 유동 방향 위치에서 제트 단면의 등속도선은 Fig. 9에 나타나 있다. 초기에 분수조화교란은 초기위상차 -170° 에서 주어 졌는데, 이는 Fig. 6(a)에서 나타나 바와 같이 $\gamma=0^\circ$ 에서는 분수조화교란이 급격히 성장하고 $\gamma=180^\circ$ 에서는 이 성분의 성장이 억제되는 부분에 해당된다. 이 경우에 제트 구조는 좌표계가 제트 중심축에 대해 180° 회전된다면 유동가시화시 실험에서 제

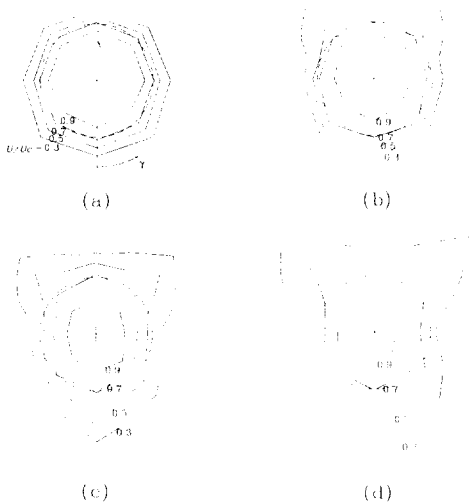


Fig. 9 Iso-velocity contour lines (U/U_c) on the jet cross-section under forcing with helical fundamental mode pairs ($m_f = \pm 1$) and an additional axisymmetric subharmonic mode ($m_s = 0$) at $St_D = 0.78$ and $\phi_{de} = -170^\circ$: (a) $x/D = 1.5$; (b) $x/D = 2.0$; (c) $x/D = 3.0$; (d) $x/D = 4.0$. Dashed circles denote the jet exit.

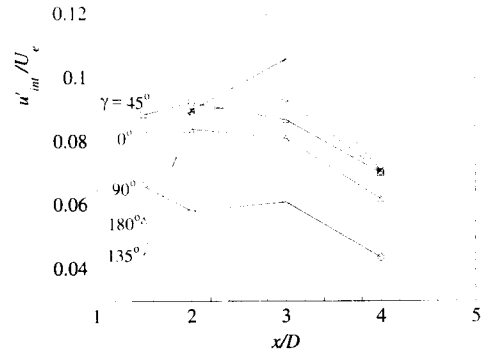


Fig.10 Streamwise evolutions of the integrated subharmonic components at five azimuthal positions with $\phi_{de} = -170^\circ$.

시 (Fig. 8)되었던 유동 구조와 동일한 형태를 보인다. 보텍스 병합이 바로 시작되는 $x/D = 1.5$ 에서는 제트 단면의 형상에 있어서 큰 변화는 없다. 단지, 제트 단면의 아랫부분 ($-90^\circ < \gamma < 90^\circ$)이 윗부분 ($90^\circ < \gamma < 270^\circ$)보다 약간 더 바깥쪽으로 퍼져 있음을 알 수 있다. 그러나, $x/D = 2$ 의 하류에서는 제트 단면의 형상은 크게 변하고 있다. $\gamma=0^\circ$, $\gamma=135^\circ$, $\gamma=225^\circ$ 에서는 제트 유동은 중심축으로부터 멀리 퍼지면서, 전체적으로 제트 단면의 형상이 두 개의 로브를 갖는 형태가 아니고 세 개의 로브를 갖는 형태 (three-lobed shape)가 된다. 또한, 각 반경평면에서의 제트 유동의 퍼짐은 서로 다른 형태의 보텍스 병합 과정으로부터 이루어진다. $\gamma=0^\circ$ 에서는 보텍스 강병합이 일어나는 반면에, $\gamma=135^\circ$ 및 225° 에서는 $\gamma=0^\circ$ 에서 보다 보텍스 병합이 하류에서 이루어지고 병합된 형태가 약하게 남아 있는 지연병합이 일어난다.

이러한 보텍스 병합의 형태는 제트의 반경 평면에서 분수조화교란성분을 적분한 u'_{int} 의 주 유동방향에 대한 분포에도 나타난다. Fig. 10에는 다섯 반경평면에서의 u'_{int} 의 주유동방향에 대한 변화를 나타내고 있다. $\gamma=0^\circ$ (보텍스 강병합이 일어나는 곳)에서는 u'_{int} 가 $x/D = 1.5$ 에서 이미 충분히 큰 값까지 성장한 반면에, $\gamma=135^\circ$ (보텍스 지연병합이 일어나는 곳)에서는 그 값이 $x/D = 1.5$ 에서는 작을지라도 이후에는 급격히 성장하여 $x/D = 3$ 근처에서는 포화가 되고 있다.

초기위상차에 따른 하류에서 제트 단면의 형상 변화는 $x/D = 3$, $r/D = 0.75$ 에서 두 개의 반경 평면에서의 평균속도들간의 차이를 통해 고찰할 수 있는데, 이는 Fig. 11에 나타나 있다. $\gamma = 0^\circ$ 와 $\gamma = 180^\circ$ 간의 평균속도의 차이는 Fig. 11(a)에 나타나 있고, $\gamma = 225^\circ$ 와 $\gamma = 180^\circ$ 간의 평균속도의 차이는 Fig. 11(b)에 나타나 있다. 그림에서 데이터 값이 0으로부터 멀리 떨어져 있다는 것은

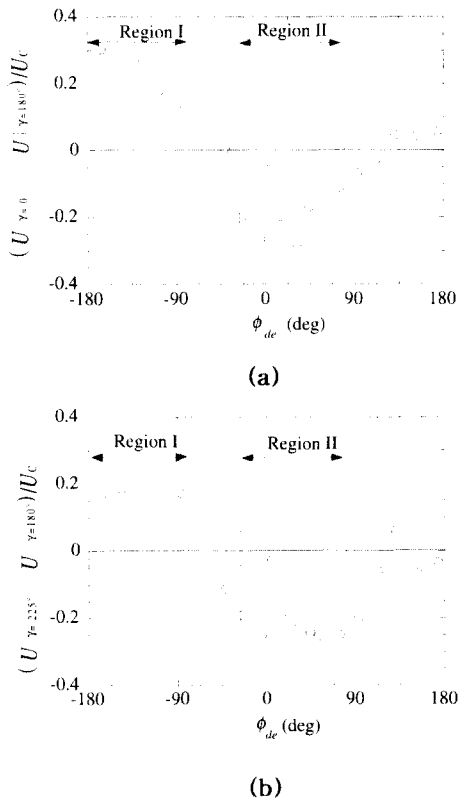


Fig. 11 Mean velocity differences between two azimuthal positions at $x/D = 3$ and $r/D = 0.75$ under forcing with helical fundamental mode pairs ($m_f = \pm 1$) and an additional axisymmetric subharmonic mode ($m_s = 0$) at $St_D = 0.78$: (a) between $\gamma = 0^\circ$ and 180° ; (b) between $\gamma = 225^\circ$ and 180° .

제트 단면이 로브를 갖고, 실제로 그 형상이 원형으로부터 벗어나고 있다는 것을 의미한다. 이러한 평균속도차를 기반으로 영역 I(제트 단면의 형상이 Fig. 9(c)에 나타난 것과 같이 세 개의 로브를 갖는 영역)과 영역 II(영역 I에서 나타난 세개의 로브를 갖는 제트 단면의 형상이 제트 중심축을 기준으로 180° 회전된 형태가 나타나는 영역)를 대략 구분할 수 있다. 이러한 두 영역은 Fig. 6(a)에서 보인 바와 같이 분수조화교란성분이 최대값이나 혹은 최소값을 갖는 임계 초기위상차($\phi_{de} \approx 10^\circ$, $\phi_{de} \approx -170^\circ$)들을 포함하고 있다. 나머지 초기위상차 영역에서는 영역 I과 영역 II의 중간 상태로서 세 개의 로브를 갖는 형태를 뚜렷이 나타내지는 않았다. 이러한 결과는 초기위상차가 제트 단면의 형상변화와 제어에 있어서 중요한 변수로서 이용될 수 있음을 보여 주고 있다.

동일한 스트라울수에서 $m = \pm 1$ 헬리컬 교란만을 가했을 때는 보텍스 병합이 단속적으로 발생한다. 초기 분수조화교란이 인위적으로 가해지지 않더라도 분수조화교란의 성장은 본 실험장치로부터 발생하거나 혹은 보텍스 병합에 의해 하류에서 상류로 전파되는 매우 낮은 강도의 압력 섭동에 의해 촉발된다. 이렇게 분수조화교란의 성장이 자연적으로 촉발되는 경우에 제트 단면의 형상은 앞서 나온 2개의 로브를 갖는 형태가 아니고 어느 방위각 평면에서 보텍스 병합이 더 일어나는가에 따라 직사각형과 비슷한 형태로 변한다 (Fig. 12).

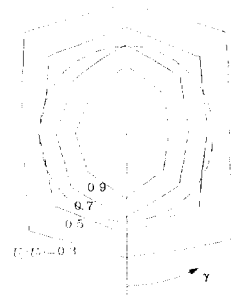


Fig. 12 Iso-velocity contours under the forcing condition with only helical mode pairs ($m = \pm 1$) at $St_D = 0.78$ and $x/D = 3$. Dashed circle denotes the jet exit.

3.3 $m = \pm 1$ 헬리컬 교란시 분수조화교란성분의 변조

스트라울수가 커지면 보텍스간의 간격이 좁아지기 때문에 보텍스들은 이전에 생성된 보텍스와 더욱 쉽게 상호작용을 한다. Fig. 13에 나타난 바와 같이 $St_D=0.95$ 에서 단지 $m = \pm 1$ 헬리컬 교란만을 가했을 경우에 대해 주유동방향 섭동속도 성분의 주기가 두 배로 길어지는 현상이 일어난다. 즉 실험장치의 교란이나, 혹은 하류에서 보텍스 병합에 의해 발생한 압력섭동이 상류로 전파됨에 따라 촉발된 분수조화교란이 불완전한 분수조화공진을 통해 성장하고 있음을 나타낸다. 더구나, 그 크기에 있어서 변조가 생기고 있다. 이 변조는 Broze & Hussain⁽²³⁾의 실험에서는 병합의 준주기적 변조(nearly periodic modulations of pairing, NPMP)라고 명명되었으며, 분수조화교란성분이 기본교란성분과 위상고정(phase-lock)이 되지 않음으로 인해 분수조화공진이 완벽하게 이루어지지 않기 때문에 발생된다. 기본교란과 분수조화교란간의 초기위상차가 보텍스 병합이 일어날 때마다 일정하게 유지되지 않고 있다는 것을 의미한다. 또한, $\gamma=0^\circ$ 에서 주유동방향에 대한 섭동속도 신호의 포락선(envelope)은 $\gamma=180^\circ$ 의 것보다 그 위상에 있어서 시간적으로 뒤진다. 이는 앞서 언급된 것처럼 제트 출구 단면 윗부분에서의 국부 위상차와 아랫부분의 국부 위상차에 있어서 서로 180° 차이가 나기 때문인 것으로 추정된다. 또한 주유동방

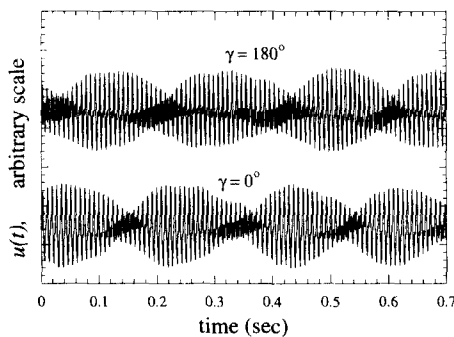


Fig. 13 Time traces of u -signal at $x/D = 1.5$, $r/D = 0.25$ and $St_D = 0.95$ under forcing with only helical mode pairs ($m = \pm 1$).

향의 섭동속도에 대한 포락선의 형태가 Fig. 6(a)에 나타난 초기위상차에 대한 분수조화교란의 성장

변화곡선의 형태와 비슷하다. 이 현상은 축대칭 교란만이 가해진 경우에도 마찬가지로 나타난다⁽⁹⁾.

4. 결 론

헬리컬 기본교란 및 축대칭 분수조화교란이 원형제트에 가해졌을 때 보텍스 병합 및 제트확산에 미치는 영향에 관한 실험적 연구를 열선측정과 다중스모크선 방법을 이용하여 수행하였다. 우선, 단지 $m = \pm 1$ 헬리컬 교란만이 축대칭 제트 출구 근처에 가해졌다. $\gamma=0^\circ-180^\circ$ 평면과 $\gamma=45^\circ-225^\circ$ 평면에서는 엇갈린 강한 보텍스가 형성되고, 반면에 $\gamma=90^\circ-270^\circ$ 평면에서는 이러한 강한 보텍스를 연결하는 약한 보텍스가 형성된다. 제트 단면의 형상은 하류로 유동이 진행하면서 부가평균유동에 의해서 두 개의 로브를 갖는 형태로 변형된다.

다음에는, $m_f = \pm 1$ 헬리컬 기본교란과 $m_s = 0$ 축대칭 분수조화교란이 축대칭 제트의 출구 근처에 가해졌다. 이는 방위각 방향에 대해 기본교란의 강도와 기본교란 및 분수조화교란 간의 국부 위상차에 변화를 줄 수 있는데, 초기위상차에 크게 의존하면서 분수조화교란성분이 기본교란과 분수조화공진(subharmonic resonance)을 통하여 급격히 성장한다. 초기위상차에 대한 분수조화교란의 성장은 특별한 초기위상차에서 협곡을 갖는 형태를 나타낸다. 분수조화교란의 급격한 성장은 헬리컬 형태에서의 보텍스 병합으로 나타난다. 기본교란과 분수조화교란간의 국부 위상차가 제트 출구면의 윗부분과 아랫부분에서 서로 180° 차이가 나기 때문에, 보텍스 병합이 어느 반경평면에서 잘 일어나는가에 따라 상당히 비대칭인 형상의 제트 단면이 생성된다. $\gamma=0^\circ$ 에서는 분수조화교란성분이 최대이고 $\gamma=180^\circ$ 에서는 최소인 경우, 혹은 그 반대인 경우의 초기위상차 근처에서는, 제트 단면이 세 개의 로브를 갖는 형태로 된다. 로브 하나는 보텍스 강병합에 의해서 형성된 것이고, 다른 두 개의 로브는 보텍스 지연병합에 의해서 형성된 것이다. 이런 세 개의 로브를 갖는 제트 단면의 출현은 초기위상차에 민감하게 반응한다. 따라서, 초기위상차가 제트 단면 형상의 변화 및 제어에 있어서 중요한 변수가 될 수 있다.

좀 더 높은 스트라울수에서 단지 헬리컬 교란만이 가해진 경우에는 주유동방향의 섭동속도 신호에는 그 크기에 있어서 변조가 일어나고, 초기 위상차에 대한 분수조화교란의 성장형태가 섭동속도 신호의 포락선에 반영된다.

후 기

이 연구는 교육부 '97년도 기계공학 연구분야 지원과제와 서울대학교 터보동력기계연구센터의 재정적 지원으로 수행되었으므로 이에 심심한 감사의 뜻을 전합니다.

참고문헌

- (1) Ho, C. M. and Huerre, P., 1984, "Perturbed Free Shear Layers," *Ann. Rev. Fluid Mech.*, Vol. 16, pp. 365-424.
- (2) Thomas, F. O., 1991, "Structure of Mixing Layers and Jets," *Appl. Mech. Rev.*, Vol. 44, No. 3, pp. 119-153.
- (3) Mankbadi, R. R., 1992, "Dynamics and Control of Coherent Structure in Turbulent Jets," *Appl. Mech. Rev.*, Vol. 45, No. 6, pp. 219-247.
- (4) Crow, S. C. and Champagne, F. H., 1971, "Orderly Structure in Jet Turbulence," *J. Fluid Mechanics*, Vol. 48, Part 3, pp. 547-591.
- (5) Zaman, K. B. M. Q. and Hussain, A. K. M. F., 1980, "Vortex Pairing in a Circular Jet under Controlled Excitation. Part 1. General Jet Response," *J. Fluid Mechanics*, Vol. 101, Part 3, pp. 449-491.
- (6) Arbey, H. and Ffowcs Williams, J. E., 1984, "Active Cancellation of Pure Tones in an Excited Jet," *J. Fluid Mechanics*, Vol. 149, pp. 445-454.
- (7) Paschereit, C. O., Wygnanski, I. and Fiedler, H. E., 1995, "Experimental Investigation of Subharmonic Resonance in an Axisymmetric Jet," *J. Fluid Mechanics*, Vol. 283, pp. 365-407.
- (8) Husain, H. S. and Hussain, F., 1995, "Experiments on Subharmonic Resonance in a Shear Layer," *J. Fluid Mechanics*, Vol. 304, pp. 343-372.
- (9) Cho, S. K., Yoo, J. Y. and Choi, H., 1998, "Vortex Pairing in an Axisymmetric Jet Using Two-Frequency Acoustic Forcing at Low to Moderate Strouhal Numbers," *Experiments in Fluids*, Vol. 25, No. 3 (in press).
- (10) 조성권, 유정열, 최해천, 1997, "기본교란 및 분수조화교란을 이용한 원형제트에서의 보텍스 병합," 대한기계학회논문집(B), 제21권, 제10호, pp. 1350-1362.
- (11) Strange, P. J. R. and Crighton, D. G., 1983, "Spinning Modes on Axisymmetric Jets. Part 1," *J. Fluid Mechanics*, Vol. 134, pp. 231-245.
- (12) Cohen, J. and Wygnanski, I., 1987, "The Evolution of Instabilities in the Axisymmetric Jet. Part 1. The Linear Growth of Disturbances near the Nozzle. Part 2. The Flow Resulting from the Interaction between Two Waves," *J. Fluid Mechanics*, Vol. 176, pp. 191-235.
- (13) Kusek, S. M., Corke, T. C., and Reisenthel, P., 1989, "Control of Two and Three Dimensional Modes in the Initial Region in an Axisymmetric Jet," AIAA paper 89-0968.
- (14) Kusek, S. M., Corke, T. C. and Reisenthel, P., 1990, "Seeding of Helical Modes in the Initial Region of an Axisymmetric Jet," *Experiments in Fluids*, Vol. 10, pp. 116-124.
- (15) Long, T. A. and Petersen, R. A., 1992, "Controlled Interactions in a Forced Axisymmetric Jet. Part 1. The Distortion of the Mean Flow," *J. Fluid Mechanics*, Vol. 235, pp. 37-72.
- (16) Corke, T. C. and Kusek, S. M., 1993, "Resonance in Axisymmetric Jets with Controlled Helical-Mode Input," *J. Fluid Mechanics*, Vol. 249, pp. 307-336.
- (17) Broze, G. and Hussain, F., 1996,

- "Transitions to chaos in a forced jet: intermittency, tangent bifurcations and hysteresis," *J. Fluid Mechanics*, Vol. 311, pp. 37-71.
- (18) 조성권, 1998, "음향가진을 이용한 원형제트에서의 보텍스병합," 박사학위논문, 서울대학교, 서울.
- (19) Hajj, M. R., Miksad, R. W. and Powers, E. J., 1993, "Fundamental-Subharmonic Interaction: Effect of Phase Relation," *J. Fluid Mechanics*, Vol. 256, pp. 403-426.
- (20) Yavuzkurt, S., 1984, "A Guide to Uncertainty Analysis of Hot-Wire Data," *ASME J. Fluids Eng.*, Vol. 106, pp. 181-186.
- (21) Paschereit, C. O., Oster, D., Long, T. A., Fiedler, H. E. and Wynanski, I., 1992, "Flow Visualization of Interactions among Large Coherent Structures in an Axisymmetric Jet," *Experiments in Fluids*, Vol. 12, pp. 189-199.
- (22) Monkewitz, P. A., 1988, "Subharmonic Resonance, Pairing and Shredding in the Mixing Layer," *J. Fluid Mechanics*, Vol. 188, pp. 223-252.
- (23) Broze, G. and Hussain, F., 1994, "Nonlinear Dynamics of Forced Transitional Jets: Periodic and Chaotic Attractors," *J. Fluid Mechanics*, Vol. 263, pp. 93-132.