

스캐닝 레이저 도플러 진동계를 이용한 모드 해석

강 민 식*
(2000년 3월 9일 접수)

Measurement of Mode Shape By Using A Scanning Laser Doppler Vibrometer

Kang, Min Sig

Key Words: Mode Shape(모드형태), Scanning Laser Doppler Vibrometer(스캐닝레이저 도플러 진동계), Fourier Transform(푸리에 변환), Hilbert Transform(힐버트 변환), Envelope(점근선), Instantaneous Phase(순간위상)

Abstract

When spatially dense velocity distribution is measured by a scanning laser Doppler vibrometer, the Fourier transform method provides the real and imaginary parts of the mode shapes in the form of a polynomial. However the Fourier transform method is often impractical because the independent decomposition property of cosine and sine components into real and imaginary parts, respectively, does not hold due to the leakage problem which commonly occurs in the Fourier transform of harmonic signals. To deal with this problem, a Hilbert transform method is newly proposed in this article. The proposed method is free from the leakage problem and relatively robust to the scanning error. A simulation example is provided to verify the effectiveness of this method.

1. 서론

기호설명

- $E(t)$: $v(s, t)$ 의 점근선 신호
 - $v(s, t)$: s 의 위치에서 측정된 진동속도
 - $\tilde{v}(s, t)$: $v(s, t)$ 의 Hilbert 변환
 - $V_a(s)$: 복소모드의 실수부
 - $V_b(s)$: 복소모드의 허수부
 - $\theta(t)$: $v(s, t)$ 의 순간위상 신호
 - Ω : 스캔 속도
 - $H[*]$: *의 Hilbert 변환
-

구조물의 진동계측 및 해석분야^(1,2)에서 레이저 도플러 진동계(laser Doppler vibrometer: LDV)는 종래의 변위계나 가속도계에 비해 많은 장점을 갖고 있다. LDV는 잘 알려진 바와 같이 측정점에서 반사되는 레이저 빔(beam)의 주파수 편이(frequency shift)를 이용하여 측정점의 속도를 측정한다. 따라서 LDV는 비접촉식이며 비교적 먼 거리에서도 진동을 측정할 수 있어 센서의 부착에서 오는 구조물의 진동특성 변화를 피할 수 있고, 센서 부착이 어려운 열악한 환경에서도 측정이 가능하여 적용이 확대되어가고 있는 추세이다. 특히 LDV의 레이저 빔 경로 상에 스캐닝 거울(scanning mirror)을 설치하고 이 거울을 임의의 각도로 회전시켜 빔의 초점을 원하는 위치로 조정할 수 있는 스캐닝 레이저 도플러 진동측정기(scanning laser Doppler vibrometer: SLDV)는 새

* 회원, 경원대학교 기계설계학과
E-mail : mskang@mail.kyungwon.ac.kr
TEL : (031)750-5524 FAX : (031)750-5273

로운 실험적 모드해석 방법을 가능케 하였다.⁽³⁻⁷⁾ 기존의 센서나 LDV를 이용한 모드해석 방법은 설정된 몇 개의 점에서 주파수응답함수를 구해 전체 구조물의 모드를 해석하므로 주파수 분해능은 높지만 공간적 분해능(spatial resolution)은 낮다. 공간적 분해능을 높이기 위해서는 시험할 점의 수를 늘려야 되는데, 이는 처리해야될 데이터 양과 시험소요 시간의 증가를 가져온다. 반면에 SLDV를 이용한 모드해석에서는 한 고유진동수로 가진하면서 연속적으로 구조물 표면을 스캔하여 진동을 측정하므로 하나의 모드만을 해석할 수 있지만, 얻어진 모드의 공간적 분해능은 매우 높은 장점을 갖고 있다. 따라서 SLDV를 이용한 모드해석 방법이 기존의 방법에 비해 보다 용이하며, 따라서 그 적용이 점차 증가하고 있다.⁽³⁻⁶⁾

SLDV를 이용한 모드해석 방법으로는 측정된 신호를 복조(demodulation)하는 방법과, Fourier 변환하여 얻은 스펙트럼(spectrum)의 실수부와 허수부, 또는 크기와 위상 정보를 이용하여 모드를 추출하는 방법이 소개되고 있다.⁽³⁻⁶⁾ Fourier 변환을 이용하는 방법은 기본적으로 신호에 포함된 여현파(cosine wave)와 정현파(sine wave) 성분이 각각 스펙트럼상의 실수부와 허수부로 독립적으로 분해되는 특성을 이용한다. 그러나 실제 모드해석에서는 신호를 샘플링(sampling)하고, 샘플된 데이터를 이산 Fourier 변환(discrete Fourier transform: DFT)을 하여 스펙트럼을 얻으므로, DFT가 위의 정현파와 여현파의 독립적 분해특성을 만족해야 적용할 수 있다. 그러나 조화함수의 DFT에서 데이터의 길이가 조화함수의 주기의 정배수가 되지 않으면 누설(leakage)문제가 발생하며, 이 누설이 발생하면 위의 독립적 분해 특성을 만족할 수 없으나,⁽⁸⁾ 스캐닝에 의해 얻은 진동신호는 여러 조화함수의 합으로 표현되므로 데이터에 포함된 모든 조화함수의 주기의 공배수에 해당하는 데이터 길이를 설정하는 것은 거의 불가능하다.

본 연구에서는 이러한 Fourier 변환을 이용한 모드함수 결정법의 문제점을 해결하기 위해 새로운 방법인 Hilbert 변환을 이용하는 방법을 제안한다. 제안된 방법의 특성을 파악하기 위해 컴퓨터 시뮬레이션을 수행하였으며, Fourier 변환을 이용하는 방법과의 비교 결과를 제시하였다.

2. SLDV를 이용한 모드함수 결정

구조물이 자체의 어느 한 고유 진동수 ω_b 로 가진되고 있을 경우, 구조물 임의의 점에서 측정된 진동은 다음 식으로 나타낼 수 있다.

$$v(s,t) = V_a(s) \cos \omega_b t + V_b(s) \sin \omega_b t \quad (1)$$

여기서 $v(s, t)$ 는 LDV의 스캔선(scan line)을 따라 거리 s 에서 측정된 구조물 진동의 속도성분이며, $V_a(s)$ 와 $V_b(s)$ 는 복소모드(complex mode shape)의 실수부와 허수부에 해당한다. 만일 실모드(real mode)만 존재하는 경우 $V_a(s)$ 와 $V_b(s)$ 는 서로 상수곱의 관계를 갖으며, 식 (1)은 단순조화함수가 된다.

식 (1)로 표현되는 신호를 이용하여 구조물의 모드를 추출하는 방법은 복조(demodulation)방식과 Fourier 변환 방식이 소개되어 있다.⁽³⁻⁶⁾ 이를 간단히 살펴보면 다음과 같다.

2.1 복조방식에 의한 모드 결정

식 (1)의 신호는 일종의 변조(modulation)된 형태로 이 신호에 정현파와 여현파를 곱하여 복조할 수 있다. 즉, 식 (1)에 여현파를 곱하고 정리하면

$$\begin{aligned} v(s,t) \cos \omega_b t &= \frac{1}{2} V_a(s) \\ &+ \frac{1}{2} V_a(s) \cos 2\omega_b t + \frac{1}{2} V_b(s) \sin 2\omega_b t \end{aligned} \quad (2a)$$

그리고 정현파를 곱하고 정리하면

$$\begin{aligned} v(s,t) \sin \omega_b t &= \frac{1}{2} V_b(s) \\ &+ \frac{1}{2} V_a(s) \sin 2\omega_b t - \frac{1}{2} V_b(s) \cos 2\omega_b t \end{aligned} \quad (2b)$$

식 (2a)와 (2b)에서 $V_a(s)$ 와 $V_b(s)$ 는 LDV의 스캔형태 및 속도에 따른 시간의 함수가 된다. 따라서 만일 LDV의 스캔속도가 느려서 $V_a(t)$ 와 $V_b(t)$ 의 주파수 성분이 $2\omega_b$ 에 비해 충분히 낮을 경우, 식 (2a)와 (2b)의 신호를 저역필터(lowpass filter)를 통과시켜 $V_a(t)$ 와 $V_b(t)$ 를 얻을 수 있으며, 시간

에 따른 스캔위치는 이미 알고 있으므로 $V_a(s)$ 와 $V_b(s)$ 를 얻을 수 있다.

2.2 Fourier 변환을 이용한 모드 결정

이 방법은 앞의 복조방식에서와는 달리 일정한 조화함수 형태로 스캔하여 얻은 신호를 Fourier 변환하는 방법으로, 또는 직선(line) 또는 원형(circular)형태의 스캔이 이용된다.

2.2.1 직선 스캔방식

LDV 빔이 구조물 표면을 다음과 같이 직선형태로 스캔할 경우

$$s(t) = \cos(\Omega t) \tag{3}$$

여기서 구조물의 크기는 표준화되어 $-1 \leq s \leq 1$ 로 가정한다. 식 (1)의 진동 신호는 시간만에 관련된 함수가 된다.

$$v(s, t) = V_a(\cos \Omega t) \cos \omega_b t + V_b(\cos \Omega t) \sin \omega_b t \tag{4}$$

식 (4)의 모드함수 $V_a(\cos \Omega t)$ 와 $V_b(\cos \Omega t)$ 는 주기함수이므로 Fourier 급수로 전개할 수 있으며, 전개한 각 항은 Chebyshev 다항식으로 나타나므로, 각 모드함수는 다음과 같이 s 에 관한 n -차 다항식으로 근사화할 수 있다.⁽⁴⁾

$$V_a(s) = v_{a0} + v_{a1}s + v_{a2}s^2 + \dots + v_{an}s^n$$

$$V_b(s) = v_{b0} + v_{b1}s + v_{b2}s^2 + \dots + v_{bn}s^n \tag{5}$$

식 (3)을 식 (5)에 대입하고, 그 결과를 다시 식 (4)에 대입하여 정리하면

$$v(s, t) = A_0 \cos \omega_b t + B_0 \sin \omega_b t$$

$$+ \sum_{i=1}^n A_i \{ \cos(\omega_b - i\Omega)t + \cos(\omega_b + i\Omega)t \}$$

$$+ \sum_{i=1}^n B_i \{ \sin(\omega_b - i\Omega)t + \sin(\omega_b + i\Omega)t \} \tag{6}$$

식 (6)의 계수 A_i, B_i 와 식 (5)의 계수 v_{ak}, v_{bk} 는 다음의 행렬변환 관계를 갖는다.

$$\{\tilde{v}_{ak}\} = [T] \{\tilde{A}_k\}, \quad \{\tilde{v}_{bk}\} = [T] \{\tilde{B}_k\} \tag{7}$$

식 (7)에서 $[T]$ 는 상수변환행렬이며⁽²⁾

$$\{\tilde{v}_{ak}\} = \{v_{a0} \ v_{a1} \ v_{a2} \ \dots \ v_{an}\}^T$$

$$\{\tilde{v}_{bk}\} = \{v_{b0} \ v_{b1} \ v_{b2} \ \dots \ v_{bn}\}^T$$

$$\{\tilde{A}_k\} = \{A_0 \ A_1 \ A_2 \ \dots \ A_n\}^T$$

$$\{\tilde{B}_k\} = \{B_0 \ B_1 \ B_2 \ \dots \ B_n\}^T \tag{8}$$

식 (6)에서 $v(s, t)$ 의 스펙트럼은 $\omega_b \pm k\Omega$ 에서 측파대가 생기며, 각 해당 주파수에서 실수부의 첨두값(peak value)들로부터 A_k 를 정하고, 허수부의 첨두값들로부터 B_k 를 결정하여 v_{ak} 와 v_{bk} 를 얻으면, 식 (7)로부터 식 (5)의 다항식 형태의 모드함수를 얻을 수 있다.

2.2.2 원형 스캔 방식

LDV가 일정한 각속도 Ω 로 구조물 표면을 원형으로 스캔할 경우, 즉

$$s(t) = \cos(\Omega t) \tag{9}$$

식 (9)에서 $s(t)$ 는 원주를 따라 나타낸 위치를 나타내며, 스캔 반지름은 표준화(normalize)된 것으로 가정한다. 식 (9)는 식 (3)과 동일한 형태이므로 앞의 직선스캔 방식에서와 같이 해석할 수 있다. 단, 여기서는 원주를 따라 정의된 모드를 얻게 된다.

이상의 원형 또는 직선 스캔에서 얻은 진동신호의 Fourier 변환에 의한 방식은 식 (6)과 같이 여현과와 정현과 성분이 섞여있는 신호를 Fourier 변환하면 여현과 성분과 정현과 성분이 각각 실수부와 허수부로 독립적으로 분해되는 특성을 이용하는 방법이다. 실제 신호의 Fourier 변환은 LDV에서 측정된 신호 $v(s, t)$ 를 일정 샘플링 간격으로 샘플링하고, 이 이산 데이터를 DFT를 통해 얻게되는데, 만일 데이터의 길이가 데이터에 포함된 조화함수의 주기의 정배수가 되지 못하면 누설(leakage)문제는 피할 수 없다.⁽⁸⁾ 만일 누설이 발생할 경우 여현과와 정현과 성분 모두 스펙트럼의 실수부와 허수부에 모두 영향을 미치게되어 더 이상 첨두값이 의미가 없어지게 되며, 측파대 주파수의 구별이 어려운 경우도 있다. 더구나 식 (6)과 같이 다수의 조화함수가 포함된 경우 데이터의 길이를 누설현상이 발생하지 않도록 설정하는 것은 거의 불가능하므로, 이상과 같은 Fourier 변환을 통한 방법은 적용상의 어려움이 존재한다. 이러한 문제점을 해결할 수 있는 방법으로 다음의 Hilbert 변환을 통한 모드 결정방법을 제시코자한다.

3. Hilbert 변환을 이용한 모드함수 결정

식 (4)와 같이 주어진 진동신호에서 모드함수 $V_a(\cos\Omega t)$ 와 $V_b(\cos\Omega t)$ 의 스펙트럼의 최고 주파수가 가진주파수 ω_b 보다 작을 경우 $V_a(\cos\Omega t)$ 와 $V_b(\cos\Omega t)$ 는 각각 여현파와 정현파 함수의 점근선(envelope)에 해당되며, 따라서 시간 축에서 신호의 점근선을 얻을 수 있는 Hilbert 변환을 적용하여 모드함수 $V_a(s)$ 와 $V_b(s)$ 를 구할 수 있다. Hilbert 변환은 크기는 변화시키지 않고 위상만 $-\pi/2$ 만큼 변화시키는 필터의 일종으로 이해할 수 있다.⁽⁹⁾

앞의 가정과 같이 $V_a(\cos\Omega t)$ 와 $V_b(\cos\Omega t)$ 의 최고 주파수가 가진주파수 ω_b 보다 작을 경우, $\tilde{v}(s, t)$ 를 식 (4)의 $v(s, t)$ 의 Hilbert 변환이라 하면 다음과 같이 표현된다.

$$\begin{aligned}\tilde{v}(s, t) &\equiv H[v(s, t)] \\ &= V_a(\cos\Omega t)\sin\omega_b t - V_b(\cos\Omega t)\cos\omega_b t\end{aligned}\quad (10)$$

다음의 복소함수 $z(s, t)$ 를 정의하면

$$z(s, t) \equiv v(s, t) + j\tilde{v}(s, t) = E(t)e^{j\theta(t)}\quad (11)$$

식 (11)에서 $E(t)$ 과 $\theta(t)$ 는 신호 $v(s, t)$ 의 점근신호(envelope signal)와 순간위상신호(instantaneous phase signal)로서 다음의 관계를 갖는다.

$$\begin{aligned}E(t) &\equiv \sqrt{v^2(s, t) + \tilde{v}^2(s, t)} \\ &= \sqrt{V_a^2(\cos\Omega t) + V_b^2(\cos\Omega t)}\end{aligned}\quad (12a)$$

$$\begin{aligned}\theta(t) &= \tan^{-1}\left[\frac{\tilde{v}(s, t)}{v(s, t)}\right] \\ &= \omega_b t + \tan^{-1}\frac{V_b(\cos\Omega t)}{V_a(\cos\Omega t)}\end{aligned}\quad (12b)$$

따라서 식 (12a)와 (12b)에서 $V_a(s)$ 와 $V_b(s)$ 는 다음의 관계에서 구할 수 있다.

$$V_a(s)|_{s=\cos\Omega t} = E(t)\cos\{\theta(t) - \omega_b t\}\quad (13a)$$

$$V_b(s)|_{s=\cos\Omega t} = E(t)\sin\{\theta(t) - \omega_b t\}\quad (13b)$$

(i) 앞의 $V_a(\cos\Omega t)$ 와 $V_b(\cos\Omega t)$ 의 스펙트럼의 최고 주파수에 대한 가정은 실제 구조물의 모드 형태함수가 일반적으로 완만한 연속함수이고,

LDV의 반사경 구동계의 대역폭(bandwidth)에 지배받는 스캔 속도 Ω 가 구조물 고유진동수 ω_b 에 비해 작으며, 또한 Ω 는 측정자가 자유로이 선정할 수 있는 변수이므로 그리 제한적인 가정은 아니다. 또한, 이 가정은 Fourier 변환을 이용한 해석에서도 요구되는 조건으로, 만일 이 가정이 만족되지 못하면 측파대 주파수 중 음의 주파수가 존재하여 해석이 불가능하다.

(ii) 실모드인 경우 $V_b(s)$ 가 존재하지 않으므로 순간위상신호는 $\theta(t) = \omega_b t$ 가 되나, 스캔선이 $V_a(s) = 0$ 인 노드점(node point)를 지나는 순간 180° 만큼 위상변화가 생기므로, $V_a(s)$ 의 부호변화를 알 수 있다.

(iii) Fourier 변환을 통한 모드함수 해석은 뚜렷한 측파대의 발생에 기초를 두므로 만일 실제 측정시 LDV 반사경 구동계가 식 (3)이나 (9)와 같은 완벽한 조화함수를 실현하지 못할 경우 오차가 발생한다. 그러나 Hilbert 변환을 이용한 방법은 앞의 $V_a(\cos\Omega t)$ 와 $V_b(\cos\Omega t)$ 의 최고주파수에 대한 가정만을 필요로 하므로 이러한 스캔 부정확도에 강인한 특성을 보인다.

4. 컴퓨터 시뮬레이션

앞에서 제안한 Hilbert 변환을 이용한 방법의 효과와 그 적용성을 검증하기 위해 다음과 같은 복소모드를 갖는 빔 형태의 구조물과 균일 외팔보를 대상으로 컴퓨터 시뮬레이션을 수행했다.

4.1 복소모드를 갖는 빔 구조물

빔 형태의 구조물이 다음의 다항식으로 표현되는 복소모드를 갖는다고 가정하자.

$$V_a(x) = x - 2x^2 - 3x^3 + 4.5x^4\quad (14a)$$

$$V_b(x) = 1 + x - 2x^2 + 3x^3\quad (14b)$$

식 (14)에서 x 는 빔의 길이방향 스캔선을 따라 정의된 직선거리이며 $-1 \leq x \leq 1$ 이다. Fig. 1의 실선과 점선은 각각 복소모드의 실수부와 허수부를 나타낸다. 이 모드의 고유진동수를 100Hz라 가정하고 고유진동수와 동일한 주파수의 여현파로 가진하면서($\omega_b = 100\text{Hz}$) 식 (5)와 같이 각속도

$\Omega=2Hz$ 로 LDV를 스캔하며 속도를 측정할 경우 측정된 신호는 Fig. 2와 같다. 여기서 신호의 샘플링 간격은 $\Delta t=0.002sec$ 이다. 해석을 위해 취한 데이터의 길이는 1초로, 이 데이터의 길이는 측정 표면을 4번 스캔한 길이에 해당하며, 스펙트럼의 주파수 분해능은 $1Hz$ 로 스캔 주파수의 $\Omega=2Hz$ 의 절반에 해당한다. 측정표면을 한번 스캔하는데 필요한 시간은 0.25초이며, 이 길이만큼 데이터를 취할 경우, 스펙트럼의 주파수 분해능이 $4Hz$ 가 스캔주파수의 2배가 되므로 정상적인 측파대를 얻을 수 없다. Fig. 3(a)와 3(b)는 측정된 신호를 DFT한 결과의 실수부와 허수부로 뚜렷이 구별된 측파대를 보이며, 중앙의 가진 주파수 $100Hz$ 를 중심으로 대칭의 관계를 갖는다. 이 실험조건은 앞에서 설명한 바와 같이 모든 측파대의 주파수가 주파수 분해능의 정확한 정수배에 해당되어 누설문제가 발생하지 않는 경우이다. Fig. 3의 실수부와 허수부의 측파대에서 침두값을 읽은 다음 식 (7)에 대입하여 얻은 식 (5)의 다항식의 계수는 식 (14)의 계수와 일치하는 결과를 준다. Fig. 4는 Hilbert 변환을 이용하여 구한 모드의 실수부와 허수부로 Fig. 1의 모드와 거의 일치하는 결과를 보인다. 단, $x=1$ 에서의 오차는 데이터의 시작과 끝나는 지점에서 구한 점근선의 오차에서 기인한다.

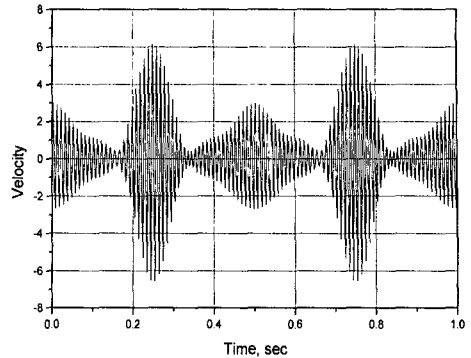


Fig. 2 Measured velocity using SLDV

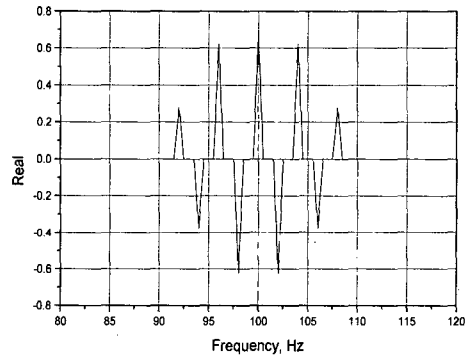


Fig. 3(a) Real part of DFT when $\omega_b=100Hz$

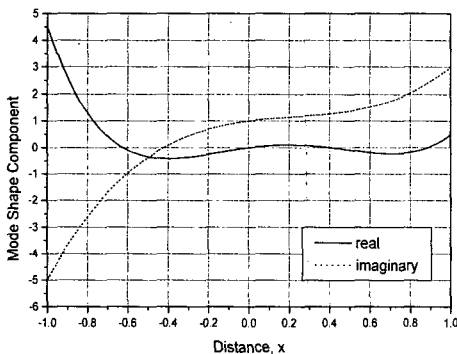


Fig. 1 True real and imaginary mode shape components

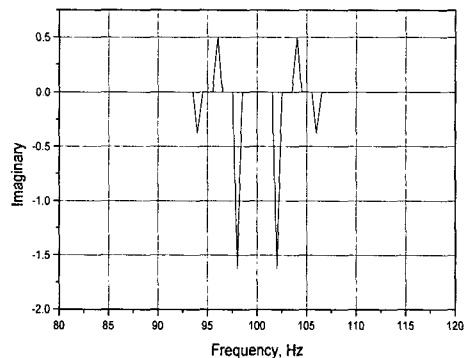


Fig. 3(b) Imaginary part of DFT when $\omega_b=100Hz$

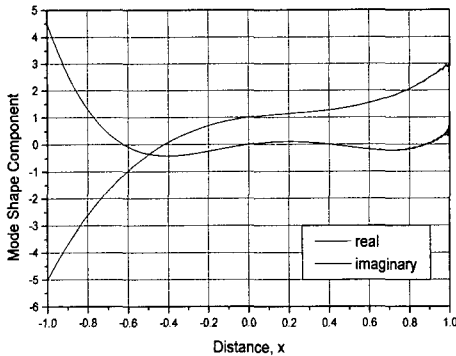


Fig. 4 Real and imaginary mode shape components estimated by Hilbert transform method

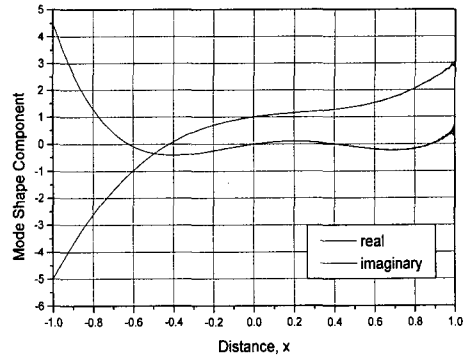


Fig. 6 Real and imaginary mode shape components estimated by Hilbert transform method

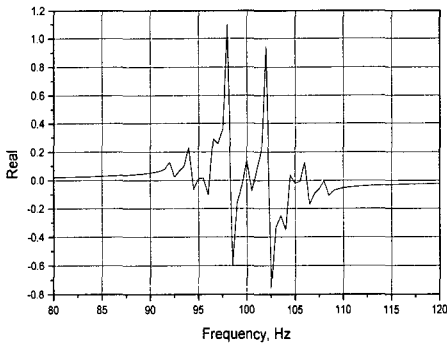


Fig. 5(a) Real part of DFT when $\omega_b = 100.2Hz$

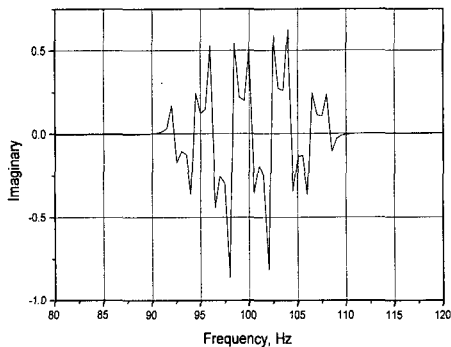


Fig. 5(b) Imaginary part of DFT when $\omega_b = 100.2Hz$

이 오차는 스캔 시작점과 끝나는 점에서 스캔을 정지하고 추가적인 데이터를 획득하여 간단히 줄일 수 있다.

지금까지의 데이터 해석에서 사용된 조건을 유지하고, 고유진동수와 가진주파수만 100.2Hz로 변화된 경우를 해석해보자. 이 경우는 스펙트럼에서 누설이 발생하는 조건으로, Fig. 5와 같이 누설에 의해 정현파와 여현파 성분의 독립적 분리가 이루어지지 않아 Fig. 3과는 매우 다른 결과를 보이며, 측파대의 구분이 어려워 식 (7)에서 필요한 첨두치를 구할 수 없다. 따라서 이 경우 Fourier 변환 방식은 더 이상 적용이 어렵다. 이 경우 Hilbert 변환에 의해 구한 모드는 Fig. 6과 같으며, 고유진동수 또는 가진주파수의 변화에 관계없이 Fig. 1의 모드와 거의 유사한 결과를 보인다. 이를 다항식으로 근사화하면 식 (14)의 계수와 매우 정확하게 일치된다.

4.2 외팔보 (Cantilever Beam)

외팔보의 r -번째 정규모드(normal mode)는 다음 식으로 표현된다.⁽¹⁰⁾

$$V_r(x) = A_r [(\sin \beta_r L - \sinh \beta_r L)(\sin \beta_r x - \sinh \beta_r x) + (\cos \beta_r L + \cosh \beta_r L)(\cos \beta_r x - \cosh \beta_r x)] \quad (15)$$

이 보의 3번째 모드에서 $\beta_3 = 7.855/L$ 이다. 만일 이 모드의 고유진동수가 100.2Hz이고 가진주파수가 고유진동수와 일치하며, 나머지 실험조건은 앞의 빔 구조물에서와 동일하게 적용하자.

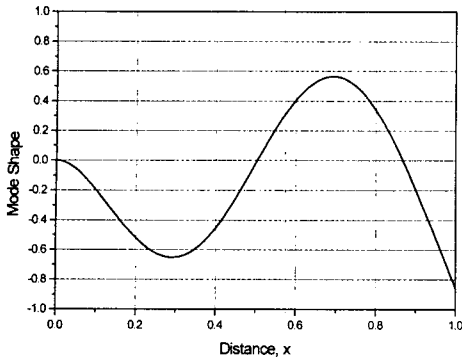


Fig. 7 True mode shape

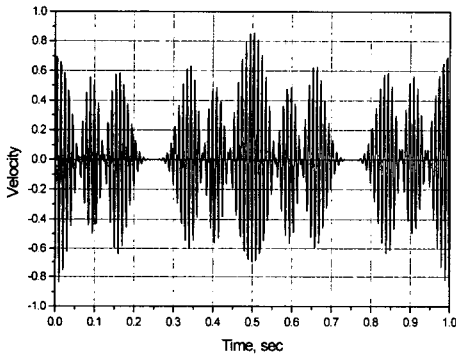


Fig. 8 Measured velocity using SLDV

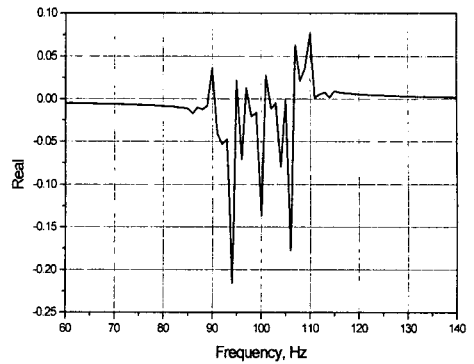


Fig. 9(a) Real part of DFT

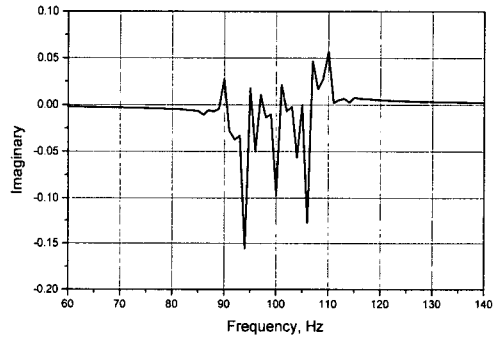


Fig. 9(b) Imaginary part of DFT

Fig. 7은 외팔보의 3번째 모드로 2개의 노드점이 존재하며, Fig. 8은 스캔하여 얻은 데이터로 외팔보 끝단에서부터 시작하여 4번의 스캔이 이루어졌음을 알 수 있다. Fig. 9(a)와 9(b)는 이 신호를 DFT한 결과로, 외팔보가 실모드만을 가지므로 스펙트럼은 실수부만 존재해야되나, 누설이 발생하여 허수부까지 발생된 것을 알 수 있으며, 따라서 Fourier 변환 방법은 적용하기 어렵다. Fig. 10은 동일한 신호를 Hilbert 변환하여 얻은 모드로 Fig. 7의 모드와 매우 정확하게 일치함을 알 수 있다. 단 여기서 데이터의 시작과 끝점에서 발생하는 오차를 줄이기 위해 앞에서 설명한 방법을 적용하였다.

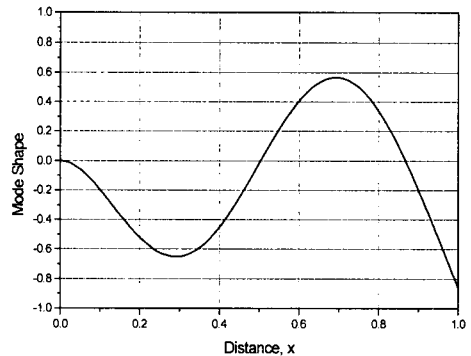


Fig. 10 Mode shape estimated by Hilbert transform method

5. 결 론

스캐닝 레이저 도플러 진동계를 이용한 실험적 모드해석에서 Fourier 변환을 이용할 경우 누설에 의해 발생하는 문제점을 분석하였으며, 이 문제점을 해결할 수 있는 방법으로 Hilbert 변환 방법을 제안하였다. Hilbert 변환방법의 적용성 검증을 위해 시뮬레이션을 수행했으며, 그 결과 Fourier 변환의 문제점과 Hilbert 변환 방법의 장점을 확인하였다.

후 기

본 연구는 1999년도 한국과학재단의 특정기초연구(1999-2-302-015-3)에 의하여 수행되었습니다. 이에 관계자 여러분께 감사드립니다.

참고문헌

- (1) 정길호, 김동욱, 이종원, 이인원, 1997, "고유 진동수와 모드의 민감도를 계산하기 위한 대수적 방법," 대한기계학회논문집 A, 제21권, 제5호, pp. 707~718.
- (2) 단병주, 최용제, 2000, "대칭면을 갖는 강체 진동계의 진동모드에 대한 기하학적 해석," 대한기계학회논문집 A, 제24권, 제1호, pp. 110~117.
- (3) Sriram, P., 1992, "Mode Shape Measurement Using a Scanning Laser Doppler Vibrometer," *The International J. of Analytical and Experimental Modal Analysis*, Vol. 7, No. 3, pp. 169~178.
- (4) Stanbridge, A. B. and Ewins, D. J., 1999, "Modal Testing Using a Scanning Laser Doppler Vibrometer," *Mechanical Systems and Signal Processing*, Vol. 13, No. 2, pp. 255~270.
- (5) Stanbridge, A. B., Martarelli, M., and Ewins, D. J., 1999, "Measuring Area Mode Shapes with a Scanning Laser Doppler Vibrometer," *Proc. of IMAC XVII*, pp. 980~984.
- (6) Stanbridge, A. B., and Ewins, D. J., 1996, "Measurement of Translational and Angular Vibration Using a Scanning Laser Doppler Vibrometer," *Shock and Vibration*, Vol. 3, No. 2, pp. 141~152.
- (7) Stanbridge, A. B., Martarelli, M., and Ewins, D. J., 1999, "The Scanning Laser Doppler Vibrometer Applied to Impact Modal Testing," *Proc. of IMAC XVII*, pp. 986~991.
- (8) Bendat, J. S. and Piersol, A. G., 1986, *Random Data Analysis and Measurement Procedures, Second Edition*, John Wiley & Sons.
- (9) Feldman, M., 1997, "Non-linear Free Vibration Identification via the Hilbert Transform," *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 208, No. 3, pp. 475~489.
- (10) Meirovitch, L., 1971, *Analytical Methods in Vibrations*, Macmillan.