

연속 스캐닝 레이저 진동계 신호의 Hilbert 변환을 이용한 실험적 모드 해석

論 文

51D-6-8

Experimental Modal Analysis by Using Hilbert Transform of Signal from Continuous Scanning Laser Vibrometer

姜珉植^{*} · 張泰奎^{**} · 金鎬成^{***}

(Min-Sig Kang · Tae-Gyu Chang · Ho-Sung Kim)

Abstract – This paper deals with the vibration deflection shape measurement technique for a sinusoidally excited structure using a continuously scanning laser Doppler vibrometer (CSLV). The CSLV output signal is an amplitude-modulated vibration in which the excitation signal is modulated by the deflection shapes, and thus the deflection shapes of vibration defined along a scan line can be derived by the envelop and the phase information of the CSLV output signal. In this work, a Hilbert transform based approach has been proposed for measurement of deflection shapes. This technique is as simple as the demodulation technique and allows more convenient experimental settings than the Fourier transform approach. The feasibility of the proposed technique is illustrated along with results of experiment.

Key Words : CSLV, vibration mode, Hilbert transform, 복조, Fourier transform

1. 서 론

기계구조물의 진동 측정 및 해석에서 레이저 진동계(laser vibrometer: LV)는 변위계나 가속도계와 같은 기존의 진동 측정 센서에 비해 비접촉성, 측정점 변경의 용이성, 원거리에서의 측정성 등의 장점을 갖고 있어 그 활용도가 점차 증가되고 있다[1,2]. 특히 레이저빔의 경로상에 정밀하게 구동되는 반사거울을 장치하여 레이저빔의 측정방향을 임의로 조정하면서 진동신호를 측정할 수 있는 스캐닝 레이저 진동계(scanning laser vibrometer: SLV)는 측정점 변경의 용이성 때문에 진동모드해석(vibration modal analysis) 분야에서 각광을 받고 있다. SLV는 스캐닝 방식에 따라 계단스캐닝(step scanning)방식과 연속 스캐닝(continuous scanning)방식으로 나눌 수 있는데, 계단스캐닝 방식은 한 측정점에서 해석에 필요한 진동 신호를 획득한 후 다른 위치로 측정점을 옮겨 다시 진동 신호를 획득하는 방식으로, 공간분해능(spatial resolution)은 나쁘나 주파수 분해능(frequency resolution)은 높일 수 있는 장점이 있으며, 연속 스캐닝방식은 미리 정해진 궤적을 따라 측정점을 연속적으로 변경하면서 진동을 측정하는 방법으로 주파수 분해능은 낮으나 높은 공간분해능을 얻을 수 있는 장점을 갖고 있다.

연속 스캐닝 레이저 진동계(continuous scanning laser vibrometer: CSLV)를 이용하여 진동모드를 해석하는 방법은 대상 구조물을 일정한 크기와 주파수를 갖는 가진력

(excitation force)으로 가진하는 동안 구조물 표면을 스캐닝하면서 진동신호를 측정한다. 이 진동신호는 가진주파수가 진동모드에 의해 주파수 변조(frequency modulation)된 특성을 갖게되므로 이 신호로부터 진동모드를 추출할 수 있다.

진동모드를 추출하는 방법은 복조(demodulation)방법과 Fourier 변환방식(Fourier transform approach: FTA)이 소개되고 있다[1-5]. 복조방법은 신호처리, 통신 등의 분야에서 널리 사용되는 방법으로 변조된 신호에 가진주파수의 조화함수를 곱하고 저역통과 필터를 통과시켜 진동모드를 얻는 방법이다. 그러나 이 방법에서 곱하는 조화함수의 주파수와 가진주파수가 동일하지 않을 경우 얻어지는 진동모드 형상은 실제의 형상에 두 주파수 차이에 해당하는 저주파 조화함수가 곱해진 형태가 되어 왜곡된 모드형상을 얻게되는 단점이 있다. FTA는 조화함수 형태의 스캐닝을 전제로 하며, 이 때 얻는 신호의 스펙트럼(spectrum)이 보이는 측파대(sideband)를 이용한다. 즉, 측파대의 실수부와 허수부의 첨두치는 모드형상을 근사화한 다항식(polynomial)의 계수와 간단한 관계를 갖게되며, 이 관계를 이용하여 모드형상을 함수형태로 얻게 된다. 이 방법에서 스펙트럼의 누설(leakage)은 측파대를 왜곡시키므로 이를 피하기 위해서는 주파수 적합조건[1]이 요구하는 스캔 속도와 데이터 길이의 일정한 관계를 만족하는 까다로운 실험조건을 만족시켜야 되는 단점을 갖고 있다[6].

본 논문에서는 상기의 방법들이 갖는 문제점을 간략히 분석하고, 이 문제점을 해결할 수 있는 새로운 방법으로서 신호처리 분야에서 다양하게 적용되고있는 Hilbert 변환을 이용하는 Hilbert 변환방법(Hilbert transform approach: HTA)을 제안하였으며, 제안된 방법의 적용성과 효율성을 실제 실험을 통해 입증하였다.

* 正會員 : 景園大 工大 機械工學科 副教授

** 正會員 : 中央大 工大 電氣電子工學部 教授

*** 正會員 : 中央大 工大 電氣電子工學部 副教授

接受日字 : 2001年 8月 29日

最終完了 : 2002年 4月 21日

2. CSLV를 이용한 모드함수 결정

구조물의 임의의 점에 일정한 크기와 주파수 ω 를 갖는 조화력(harmonic force)이 가해지고 있을 때 구조물 임의의 점 s 에서의 정상상태 진동속도 $v(s, t)$ 는 다음 식으로 나타낼 수 있다[1].

$$v(s, t) = \phi(s) \cos(\omega t + \alpha(s) + \beta) \quad (1)$$

여기서 $\phi(s)$ 와 $\alpha(s)$ 는 주파수 ω 로 진동하는 구조물의 진동형상을 나타내며, $\phi(s)$ 는 점 s 에서의 진동형상의 절대적 크기, $\alpha(s)$ 는 점 s 에서의 진동형상의 공간적 위상을 나타낸다. β 는 측정 시작 시점의 시간적 초기위상을 나타낸다. 만일 가진 주파수 ω 가 구조물의 어느 고유진동수와 일치할 경우 $\phi(s)$ 와 $\alpha(s)$ 는 그 고유진동수에서의 진동모드가 된다. 공간적 위상 $\alpha(s)$ 는 구조물의 점성에 의해 생기며, 일반적으로 기계적 구조물의 점성은 매우 작아 무시할 수 있으므로 $\alpha(s) = 0$ 으로 가정하자.

만일 식(1)과 같이 진동하는 구조물 표면을 다음과 같이 스캐닝 하면서 진동을 측정한다면,

$$s = g(t) \quad (2)$$

측정된 신호는 다음 식과 같다.

$$v(t) = \phi(g(t)) \cos(\omega t + \beta) \quad (3)$$

식(3)에서 구조물의 점성은 없는 것으로 가정하였다. 식(3)으로 표현되는 신호로부터 구조물의 진동 형상을 얻는 방법으로는 복조방식과 Fourier 변환 방식이 소개되어 있다. 이를 간단히 살펴보면 다음과 같다.

2.1 복조방식에 의한 모드 결정 [1-3]

식(3)의 신호는 주파수 변조된 형태이므로 변조주파수와 동일한 주파수를 갖는 여현파를 곱하고 정리하면 다음과 같다.

$$v(t) \cos \omega t = \frac{1}{2} \phi(g(t)) \cos \beta + \frac{1}{2} \phi(g(t)) \cos(2\omega t + \beta) \quad (4)$$

만일 CSLV의 스캔속도가 느려서 $\phi(g(t))$ 의 스펙트럼이 2ω 보다 높은 주파수 성분을 갖지 않는 경우 식(4)의 신호를 주파수대역이 2ω 보다 작은 저역통과필터를 통과시켜 $\phi(g(t)) \cos \beta$ 를 구할 수 있다. 여기서 $\cos \beta$ 는 상수이며, 진동형상의 절대적인 크기는 의미가 없으므로 따라서 진동형상을 구하는데는 문제가 없다. 또한 식(2)에서 시간에 따른 측정위치는 이미 알고 있으므로 결과적으로 진동형상 $\phi(s)$ 를 얻을 수 있다.

복조를 통한 진동형상 추출에서 복조를 위해 곱하는 조화함수의 주파수가 가진주파수와 정확하게 일치해야되며, 만일 두 주파수가 $\Delta\omega$ 만큼의 차이를 가질 경우 저역통과 필터의 결과는 $\phi(g(t)) \cos(\Delta\omega t + \beta)$ 가 되어 진동형상에 저주파수의 조화함수가 곱해진 형태의 왜곡된 결과를 얻게된다. 따라서 복조방식에서는 정확한 가진주파수를 알아야 된다.

2.2 Fourier 변환을 이용한 모드 결정 [1-5]

이 방법은 앞의 복조방식에서와는 달리 크기와 주파수가 일정한 조화함수 형태로 스캔하여 얻은 신호를 Fourier 변환을 통해 진동형상을 추출하는 방법으로, 만일 CSLV 범위 구조물 표면을 다음과 같이 스캔할 경우

$$s = \cos(\Omega t) \quad (5)$$

측정된 신호는 다음과 같다.

$$v(t) = \phi(\cos \Omega t) \cos(\omega t + \beta) \quad (6)$$

식(6)의 진동형상 $\phi(\cos \Omega t)$ 는 주기함수이므로 Fourier 급수로 전개할 수 있고, 전개한 각 항은 Chebyshev 다항식으로 나타낼 수 있으므로, 진동형상은 다음과 같이 s 에 관한 n -차 다항식으로 근사화할 수 있다.

$$\phi(s) = \phi_0 + \phi_1 s + \phi_2 s^2 + \dots + \phi_n s^n \quad (7)$$

따라서 식(6), (7)로부터 진동신호는 다음과 같은 수열로 근사화 된다.

$$v(t) = A_0 \cos(\omega t + \beta) + \sum_{i=1}^n A_i \{\cos(\omega t - i\Omega t + \beta) + \cos(\omega t + i\Omega t + \beta)\} \quad (8)$$

식(8)에서 진동신호의 Fourier 변환은 가진주파수 ω 를 중심으로, $\omega \pm i\Omega$, $i=0, 1, 2, 3, \dots, n$ 에서 좌우대칭인 측파대를 갖게된다. 식(8)의 계수 A_i 와 식(7)의 계수 ϕ_i 는 다음의 행렬변환 관계를 갖는다.

$$\{\phi_k\} = [T] \{A_k\} \quad (9)$$

식(9)에서 $[T]$ 는 변환행렬이며, $\{\phi_k\}$ 와 $\{A_k\}$ 는 각각 A_i 와 ϕ_i 로 이루어진 열벡터이다. 따라서 주파수 $\omega \pm i\Omega$ 에서의 스펙트럼의 실수부 첨두치(peak value)는 $A_i \cos \beta$ 가 되며, 식(9)로부터 $\phi_i \cos \beta$ 를 결정할 수 있고, 이를 식(7)에 대입하여 다항식 형태의 근사화된 진동형상함수를 얻을 수 있다.

이상의 Fourier 변환방법의 특징은 다음과 같이 요약할 수 있다.

(i) 조화함수 형태의 스캐닝을 전제로 하므로 기타의 다른 형태의 스캐닝을 적용하기 어렵다.

(ii) 모든 측파대의 주파수가 획득된 신호의 길이의 역수에 해당하는 주파수 분해능의 정수배가 되지 못하면 누설이 발생하여 측파대가 왜곡되므로 이를 피하기 위해 반드시 주파수 적합조건(frequency matching condition)[1]을 만족하도록 데이터의 길이와 스캔속도를 정해야 된다. 이 조건은 실제 실험 시 까다로운 제약조건이 된다.

(iii) 진동형상을 다항식으로 근사화하는데서 오는 오차가 존재한다.

3. Hilbert 변환을 이용한 모드함수 결정

식(3)과 같이 주어진 진동신호에서 진동형상함수 $\phi(g(t))$ 의 스펙트럼의 최고 주파수가 가진주파수 ω 보다 작을 경우

$\phi(g(t))$ 는 포락선(envelope)에 해당된다. 따라서 시간 축에서 신호의 포락선을 얻을 수 있는 Hilbert 변환을 적용하여 진동형상함수 $\phi(g(t))$ 를 구할 수 있다. Hilbert 변환은 크기는 변화시키지 않고 위상만 $-\pi/2$ 만큼 변화시키는 필터의 일종으로 이해할 수 있다[6,7].

앞의 가정과 같이 $\phi(g(t))$ 의 Fourier 변환이 주파수 영역 ($-\omega \sim \omega$) 밖에서 성분을 갖지 않을 경우 $\tilde{v}(t)$ 를 식(3)의 $v(t)$ 의 Hilbert 변환이라 하면 다음과 같다.

$$\tilde{v}(t) = \phi(g(t)) \sin(\omega t + \beta) \quad (10)$$

다음의 복소함수 $z(t)$ 를 정의하면

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

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

$$E(t) = \sqrt{v^2(t) + \tilde{v}^2(t)} = |\phi(g(t))| \quad (12a)$$

$$\theta(t) = \tan^{-1} \left[\frac{\tilde{v}(t)}{v(t)} \right] = \omega t + \beta + \eta \quad (12b)$$

식(12b)에서 η 는 $\phi(g(t))$ 가 양일 경우 0° , $\phi(g(t))$ 가 음일 경우 180° 를 갖는다. 따라서 식 (12a)와 (12b)로부터 $\phi(s)$ 는 다음의 관계에서 구할 수 있다.

$$\phi(g(t)) = E(t) \cos\{\theta(t) - \omega t - \beta\} = |\phi(g(t))| \cos\eta \quad (13)$$

식(13)에서 η 는 0° 또는 180° 이므로 포락선의 부호를 결정하게 된다.

이상의 Hilbert 변환방법은 다음과 같은 특징을 갖는다.

(i) 진동형상함수 $\phi(g(t))$ 의 Fourier 변환이 주파수 영역 ($-\omega \sim \omega$) 밖에서 성분을 갖지 않는다는 가정은 실제 구조물의 진동형상이 일반적으로 완만한 연속함수이고, 일반적으로 CSLV의 반사경 구동계의 대역폭에 지배받는 스캔 속도는 구조물 고유진동수 ω 에 비해 작으며, 또한 스캔속도는 측정자가 자유로이 선정할 수 있는 변수이므로 그리 제한적인 가정은 아니다.

(ii) 식(12b)에서와 같이 순간위상신호의 변화율은 스캔선이 $\phi(s) = 0$ 인 노드점(node point)을 지나는 순간 급작스런 $\pm 180^\circ + \omega \Delta t$ 만큼 큰 펄스 형태의 위상변화가 생기며, 그 외의 점에서는 일정한 $\omega \Delta t$ 를 보이므로, 순간위상신호의 변화율로부터 노드점의 위치를 알 수 있다. 따라서 식(12a)로부터 $|\phi(s)|$ 를 구하고 구한 노드점의 위치로부터 $\phi(s)$ 의 부호를 결정할 수 있어 진동형상함수를 쉽게 구할 수 있다. 이는 가진주파수에 대한 정보가 없어도 진동형상을 구할 수 있음을 의미한다.

Hilbert 변환방법을 앞의 두 가지 방법과 비교하면 다음과 같다.

(i) 복조방식에서는 가진주파수를 정확히 알지 못하면 왜

곡된 진동모드형상을 얻게 되는데 반해, Hilbert 변환방법은 변조주파수에 대한 정보 없이도 진동형상함수를 결정할 수 있는 장점이 있다.

(ii) Fourier 변환방법은 누설을 피하기 위해 실험조건이 주파수 적합조건을 만족시켜야 되는데, 이 주파수 적합조건은 신호의 주파수에 따라 신호의 길이, 스캔 주파수가 결정되므로 복조방식에서와 같이 신호의 주파수를 정확하게 알아야 되며, 이 조건을 만족하는 실험조건은 매우 제한적이다. 반면 Hilbert 변환방법은 주파수 적합조건과 같은 엄격한 실험조건이 필요치 않아 임의의 실험조건으로 신호를 획득할 수 있는 장점이 있다.

(iii) Fourier 변환방법은 식(5)와 같은 정밀한 조화함수 형태의 스캔을 전제로 하므로, 만일 CSLV 반사경 구동계가 완벽한 조화함수를 실현하지 못할 경우 뚜렷한 측파대가 형성되지 못하여 적용이 곤란하다. 그러나 Hilbert 변환방법에서는 $\phi(g(t))$ 의 스펙트럼에 대한 조건만 필요로 하므로, 이 조건을 만족하는 임의의 스캔형태도 사용할 수 있어 용이한 실험조건을 제공한다.

Hilbert 변환은 적분을 통해 수행할 수 있으며, Fourier 변환을 통해서도 가능하다. 식(11)의 $z(t)$ 의 Fourier 변환을 $Z(\omega)$ 라 하면

$$Z(\omega) = F[z(t)] = V(\omega) + j\tilde{V}(\omega) \quad (14)$$

식(14)에서 $V(\omega)$ 와 $\tilde{V}(\omega)$ 는 각각 $v(t)$ 와 $\tilde{v}(t)$ 의 Fourier 변환으로, Hilbert 변환의 특성에 따라 다음의 관계를 갖는다.

$$\tilde{V}(\omega) = (-j \operatorname{sgn}[\omega]) V(\omega) \quad (15)$$

식(15)에서 $\operatorname{sgn}[\ast]$ 는 \ast 의 부호를 나타낸다.

식(15)를 식(14)에 대입하고 정리하면 $V(\omega)$ 와 $Z(\omega)$ 의 관계를 얻을 수 있다.

$$Z(\omega) = B(\omega) V(\omega) \quad (16)$$

식(16)에서 변환함수 $B(\omega)$ 는 다음과 같이 주어지며, 그림 1과 같다.

$$B(\omega) = 1 + \operatorname{sgn}[\omega] = \begin{cases} 2 & \text{for } \omega > 0 \\ 1 & \text{for } \omega = 0 \\ 0 & \text{for } \omega < 0 \end{cases} \quad (17)$$

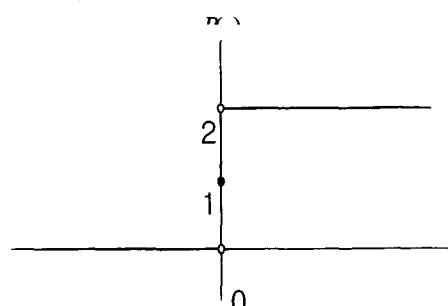


그림 1 변환함수 $B(\omega)$

Fig. 1 Transformation function $B(\omega)$

따라서 식(16)의 $Z(\omega)$ 를 역 Fourier 변환하여 $z(t)$ 를 얻고, $z(t)$ 의 실수부와 허수부로부터 $v(t)$ 와 $\tilde{v}(t)$ 를 얻게 된다. 즉,

$$\begin{aligned} v(t) &= \operatorname{Re} [F^{-1}[Z(\omega)]] \\ \tilde{v}(t) &= \operatorname{Im} [F^{-1}[Z(\omega)]] \end{aligned} \quad (18)$$

식(17)과 그림 1로 주어진 변환함수를 이용하면 Hilbert 변환과정에서 신호에 포함된 잡음을 제거할 수 있다. 특히 CSLV의 출력신호에는 구조물 표면의 굴곡에 의한 Speckle noise가 흔히 발생하는데, 이 신호는 펄스형태로 나타나므로 전 주파수 대역에 성분을 갖게된다. 즉 CSLV신호의 Fourier변환은 가진 주파수 ω 를 중심으로 좁은 대역폭을 가지므로 이 대역폭만을 포함하는 Flat top window를 사용하면 쉽게 잡음을 제거할 수 있다. 이 Flat top window는 주파수 영역에서의 Band pass filter에 해당된다. 만일 신호의 주파수 대역이 $(\omega - BW/2 \sim \omega + BW/2)$ 일 경우 $B(\omega)$ 는 다음과 같이 설정한다.

$$B(\omega) = \begin{cases} 2 & \text{for } \omega - BW/2 < \omega < \omega + BW/2 \\ 1 & \text{for } \omega = \omega - BW/2, \omega = \omega + BW/2 \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (19)$$

식(19)의 변환함수는 위상천이와 아울러 Band pass 필터링 효과를 주게된다.

Hilbert 변환방법의 실제 적용시 신호의 길이는 한정적이므로 이로 인한 오차가 발생된다. 획득한 신호의 길이가 T라면 식(3)의 진동신호는 다음 식으로 나타낼 수 있다.

$$v(t) = u_T(t)\phi(g(t))\cos(\omega t + \beta) \quad (20)$$

식(20)에서 $u_T(t)$ 는 Boxcar 함수로 다음과 같다.

$$u_T(t) = \begin{cases} 1 & \text{when } 0 \leq t \leq T \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (21)$$

따라서 $u_T(t)\phi(g(t))$ 는 Boxcar 함수의 특성으로 인해 Gibbs 현상이 발생되어 주파수 ω 이상의 성분을 갖게된다. 이러한 고주파 성분은 앞의 Hilbert 변환방법의 기본 가정을 만족하지 못한다. $u_T(t)\phi(g(t))$ 의 주파수 성분을 주파수 ω 를 기준으로 고주파 성분과 저주파 성분으로 나누어 $\{u_T(t)\phi(g(t))\}_H$ 를 고주파 성분, $\{u_T(t)\phi(g(t))\}_L$ 를 저주파 성분이라면 식(20)의 Hilbert 변환은 다음과 같다[8].

$$\begin{aligned} \tilde{v}(t) &= \{u_T(t)\phi(g(t))\}_H \sin(\omega t + \beta) + \\ &\quad H[\{u_T(t)\phi(g(t))\}_H] \cos(\omega t + \beta) \end{aligned} \quad (22)$$

식(22)에서 $H[*]$ 는 *의 Hilbert 변환을 의미한다. 따라서 식(22)와 식(10)의 이상적인 Hilbert 변환과의 차이를 $\tilde{e}(t)$ 라 하면 다음과 같이 표현된다.

$$\begin{aligned} \tilde{e}(t) &= \{u_T(t)\phi(g(t))\}_H \sin(\omega t + \beta) - \\ &\quad H[\{u_T(t)\phi(g(t))\}_H] \cos(\omega t + \beta) \end{aligned} \quad (23)$$

이 오차는 고주파 성분으로 구성되어 있으며, 이 고주파

성분은 $t=0$ 과 $t=T$ 에서, 즉 신호의 초기와 끝 지점에서 주로 발생되므로, 이를 무시하고 Hilbert 변환을 통해 모드를 구하면 신호 초기와 끝 지점에서 왜곡이 큰 진동형상을 얻게 된다. $t=0$ 과 $t=T$ 에서 진동신호의 포락선의 크기가 큰 경우 왜곡은 더욱 커진다.

이 문제는 복조방식을 사용하는 경우에도 발생된다. 즉, 서역통과 필터를 시간영역에서 실현할 경우 앞부분, 주파수 영역에서 실현할 경우 양끝에서 고주파 성분을 상실하게 되어 왜곡이 발생하게 된다.

이 문제를 해결하기 위해서는 신호 획득 초기와 끝 부분에 여분의 신호를 추가적으로 더 획득한 후 Hilbert 변환을 수행하거나, 만일 여분이 신호를 확보하지 않은 경우 진동신호의 초기와 끝 지점에서 시뮬레이션을 통해 계산된 신호를 부가하여 신호를 연장하는 방법을 고려할 수 있다. 또한 Boxcar 함수의 특성으로 인한 고주파 발생을 막기 위해 연장된 신호영역에서 신호를 조정하는 window 함수를 적용할 수 있다. 이러한 목적을 만족하는 window로는 cosine tapering window[6]를 고려할 수 있으며, 이에 대한 논의는 뒤의 실험에서 언급할 것이다.

4. 실험결과 및 논의

Hilbert 변환방법의 실제 실험에서의 적용성을 검증하기 위해 외팔보 형태의 사각평판을 대상으로 실험하였다. 평판의 재질은 강(steel)이며 $300 \times 250 \text{ mm}$, 두께는 1mm이다. 평판은 평판에 연결된 가진기에 의해 가진 되었으며, 가진 주파수는 554Hz로 이 주파수는 평판의 고유진동수는 아니다. CSLV 빔은 직선을 따라 일정한 속도를 갖는 형태로 스캔하였으며, 스캔 속도는 10Hz, 한번 스캔하는데 0.05초가 소요되었다. CSLV 출력은 10KHz의 저역통과 필터를 거쳐 5000Hz로 샘플링 하였다. 스캔형태가 조화함수가 아니며 또한 주파수 분해능이 20Hz이므로 FTA는 적용할 수 없다. 그림 2는 한번 스캐닝 하는 동안 측정된 진동신호이다.

실제 측정된 신호에는 speckle noise가 나타나지 않았으나, 구조물 표면을 스캔할 때 흔히 발생되는 speckle noise 문제를 고려하기 위해 임의의 speckle noise를 모사하여 본래의 진동신호에 부가하였다. Speckle noise는 $t=0.0092\text{초}, 0.023\text{초}$ 에서 하나씩 부가하였으며, $t=0.0352\text{초}$ 에서는 연속된 3개의 신호를 센서출력의 포화점 크기인 -9의 크기를 갖는 speckle noise로 대체하였다.

Speckle noise를 제거하는 일반적인 방법으로는 시간영역과 주파수 영역에서 필터링을 들 수 있다. 그러나 시간영역에서의 필터링에서 speckle noise가 필터를 통과하므로 이 noise의 효과가 남게되며, 주파수 영역에서의 필터링은 일반적으로 speckle noise의 스펙트럼이 넓은 주파수 영역에 분포되어 진동신호의 주파수 대역에 포함된 성분은 제거할 수 없으므로 일반적인 필터링으로는 좋은 성능을 기대하기 어렵다. 따라서 본 연구에서는 필터링이 아닌 신호의 모델링에 의한 복원방법을 적용하였다.

Speckle noise의 크기는 진동신호에 비해 크고 날카로운 형태를 갖게되며, 진동신호는 주파수 변조된 형태이므로 측정된 진동신호에서 그 발생위치를 쉽게 찾을 수 있다. 만일 신호를 보고 그 위치를 찾기 어려울 경우 wavelet

transform [9,10]을 통해서 찾을 수도 있다. Speckle noise가 발생된 위치를 찾은 후 그 부분의 데이터를 제거하고, 제거된 데이터의 바로 전의 적당한 개수의 데이터를 이용하여 2차의 AR(Autoregressive) 모델로 모델링 하고, 이 모델로부터 데이터가 제거된 위치의 새로운 데이터를 외삽(extrapolation)에 의해 구한다. 다시 제거된 데이터 위치 직후의 적당한 개수의 데이터를 이용하여 다시 2차의 AR-모델을 구하고 제거된 위치의 새로운 데이터를 외삽으로 구한다. 위에서 각각 외삽에 의해 구한 데이터의 산술평균을 제거된 부분에 삽입하여 복원한다. 대상으로 하는 진동신호는 완만한 포락선을 가진 단일 주파수의 변조된 형태이므로 짧은 구간에서 구한 2차의 AR 모델은 비교적 정확한 외삽을 준다. AR 모델은 최소오차자승법(least square error method)을 이용했으며, 데이터의 길이는 약 2주기의 신호가 포함되도록 20개의 데이터가 이용되었다. 그림 2에서 실선으로 나타낸 진동신호는 speckle noise를 부가한 데이터를 보인다. 이 그림에서 speckle noise가 3부분에 발생된 것을 알 수 있다. 그림에서 점선은 상기의 방법을 이용하여 복원한 데이터이며, 원래 speckle noise가 없는 실제 데이터에 매우 근접함을 확인하였다.

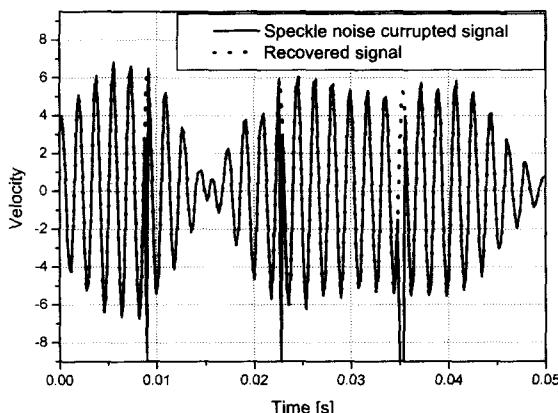


그림 2 Speckle 잡음이 섞여있는 신호와 제거된 신호

Fig. 2 Speckle noise corrupted signal and recovered signal

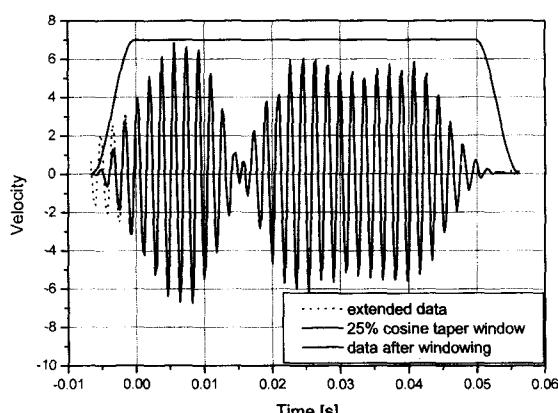


그림 3 확장된 데이터, 25% cosine taper 창과 window를 적용 시킨 후 데이터

Fig. 3 Extended data, 25% cosine taper window and data after windowing

앞에서 분석한 바와 같이 그림 2의 데이터를 직접 Hilbert 변환하여 진동모드형상을 구하면 데이터의 양 끝점에서 왜곡된 형상을 보인다. 이를 제거하기 위해 본래 데이터의 양끝에서 데이터를 연장하였다. 연장을 위한 데이터는 앞의 speckle noise 복원에 사용된 방법과 동일한 방법으로 AR 모델을 구한 뒤 외삽을 통해 구하였다.

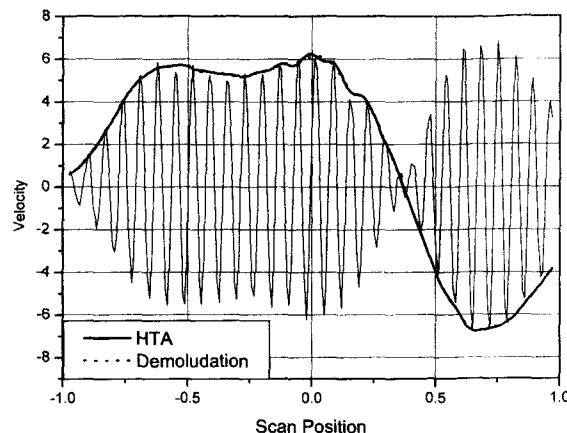


그림 4 추출된 모드형상

Fig. 4 Estimated mode shape

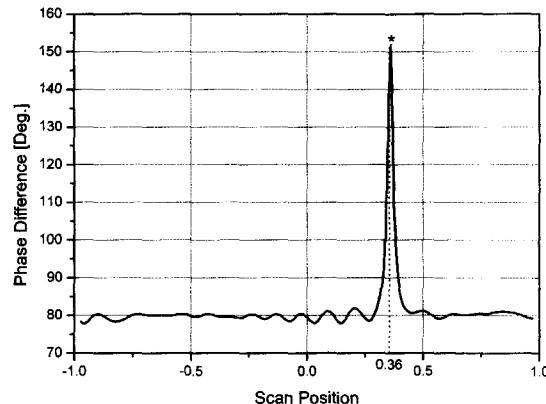


그림 5 순간위상각의 경사도

Fig. 5 Slope of instantaneous phase angle

그림 3에서 (0 - 0.05초)는 앞에서 speckle noise 발생 부분을 복원한 데이터이며, 0초 전과 0.05초 이후의 접선으로 나타낸 신호는 연장된 데이터이다. 중앙부가 평평한 실선은 25% cosine tapering window이며, 실제 측정데이터 부분인 (0 - 0.05초)에서는 크기가 1이다. 실선으로 나타낸 진동신호는 window를 적용한 데이터로서 신호의 초기와 끝 지점에서 완만하게 감소하는 형태를 보인다. 이 신호를 각각 신호복조방식과 Hilbert 변환방법을 이용하여 진동형상을 구하였으며, 데이터가 연장된 의미 없는 부분을 제거하고 그린 진동형상은 그림 4와 같다. 그림에서 실선으로 나타낸 모드형상은 Hilbert 변환방법을 이용하여 구한 진동형상이며, 접선은 신호복조방식으로 구한 진동형상으로 두 결과가 잘 일치하고 있으며, 두 곡선이 진동신호의 포락선과 일치함을 확인할 수 있다.

Hilbert 변환방법에서 스캔위치에 따른 순간위상의 변화율을 구하면 그림 5와 같이 $x=0.36$ 에서 펄스형태의 갑작스런 변화를 보임을 확인할 수 있는데, 이 점이 바로 진동모드의 노드점에 해당된다. 이 사실은 실모드를 갖는 구조물의 모드해석에서 Hilbert 변환방법이 신호복조방법에 비해 적용상 용이함을 보여준다.

이상의 결과를 통해 speckle noise에 의해 왜곡된 신호의 복원에 AR-모델링에 의한 데이터의 복원의 효율성을 확인하였으며, Hilbert 변환방법의 적용 시 한정된 데이터의 길이에서 오는 데이터 양 끝단의 진동형상 왜곡을 방지하기 위해 데이터의 연장 및 Cosine taper window의 효과를 확인하였다. 결론적으로 Hilbert 변환방법이 스캐닝 CSLV를 이용한 실험적 모드해석에 우수성을 갖고 있음을 검증하였다.

5. 결 론

본 연구에서는 연속 스캐닝 레이저 진동계를 이용하여 진동모드 형상을 해석하는데 있어 기존의 신호복조방식과 Fourier 변환이 갖는 문제점을 분석하였으며, 이러한 문제점을 해결하고, 신호복조방식이 갖는 장점과 Fourier 변환방식이 갖는 문제점을 해결할 수 있는 새로운 해석방법으로 Hilbert 변환방식을 제안하였다. 제안된 방법과 기존의 방법과의 차이를 비교하였으며, 실제 적용성을 검증하기 위해 강판에서 실측한 진동신호로부터 진동모드 형상을 추출하였다. 그 결과 Hilbert 변환방법의 우수성을 입증할 수 있었다. Hilbert 변환방법의 장점으로는 비교적 제한적이지 않은 실험조건에서 진동모드형상 해석이 가능하며, 근사화가 아닌 직접적인 모드형상 데이터를 얻을 수 있어 정확하며, 특히 가진주파수에 정보가 없어도 진동모드를 추출할 수 있다는 점을 들 수 있다. 실험적 적용을 위해 speckle noise의 처리방안을 제시하고 실험을 통해 그 효과를 검증하였다. 본 연구에서 제안된 Hilbert 변환방법은 CSLV를 이용한 실험적 모드해석 분야에서 널리 사용할 수 있을 것으로 판단된다..

감사의 글

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

참 고 문 헌

- [1] P. Sriram, "Mode shape measurement using a scanning laser Doppler vibrometer," *The international J. of analytical and experimental modal analysis*, vol. 7, pp. 169-178, 1992.
- [2] A.B. Stanbridge and D. J. Ewins, "Modal testing using a scanning laser Doppler vibrometer," *Mechanical systems and signal processing*, vol. 13, pp. 255-270, 1999.
- [3] A.B. Stanbridge, M. Martarelli, and D. J. Ewins, "Measuring area mode shapes with a scanning laser Doppler vibrometer," *Proc. of IMAC XVII*, pp. 980-984, 1999.
- [4] A.B. Stanbridge, M. Martarelli, and D. J. Ewins, "The scanning laser Doppler vibrometer applied to impact modal testing," *Proc. of IMAC XVII*, pp. 986-991, 1999.
- [5] A.B. Stanbridge and D. J. Ewins, "Measurement of translational and angular vibration using a scanning laser Doppler vibrometer," *Shock and vibration*, vol. 3, pp. 141-152, 1996.
- [6] J.S. Bendat and A.G. Piersol, *Random Data Analysis and measurement procedures-second edition*, pp. 484-516. New York: John Wiley & Sons, 1986.
- [7] M. Feldman, "Non-linear free vibration identification via the Hilbert transform," *Journal of Sound and Vibration*, vol. 208, pp. 475-489, 1997.
- [8] E. Bedrosian, "A product theorem for Hilbert transform," *Proceedings of IEEE*, vol. 51, pp. 868-869, 1963.
- [9] A. Agneni, "On the use of the Gauss filter in modal parameter estimation," *Mechanical Systems and Signal Processing*, vol. 14, pp. 193-204, 2000.
- [10] J. C. Goswami and A. K. Chan, *Fundamentals of wavelets*, Wiley Interscience, 1999.

저자 소개

강민식 (姜珉植)



1957년 8월 27일생. 1980년 서울대학교 기계공학과 졸업. 1983년 한국과학기술원 생산공학과 졸업(공학석사). 1987년 한국과학기술원 기계공학과 졸업(공학박사). 1987년-1998년 국방과학연구소. 1998-현재 경원대학교 기계공학과 부교수.
Tel : 031-750-5524
Fax : 031-750-5273
E-mail : mskang@kyungwon.ac.kr

김호성 (金鎬成)



1957년 10월 11일생. 1980년 서울공대 전기공학과 학사. 1982년 동 대학원 전기공학과 석사. 1992년 SUNY at Buffalo 전기공학과 박사. 1983년 9월-1986년 8월 금성전기 기술연구소 주임연구원. 1993년 3월-현재 중앙대학교 전기공학과 부교수.
Tel : 02-820-5292
Fax : 02-825-9210
E-mail : hkim@cau.ac.kr

장태규 (張泰奎)



1955년 11월 13일생. 1979년 서울대학교 전기공학과 졸업. 1981년 한국과학기술원 전기 및 전자공학과 졸업(공학석사). 1981년-1982년 현대엔지니어링(주). 1982년-1984년 현대전자산업(주). 1987년 University of Florida 전기공학과 졸업(공학박사). 1987년-1990년 Tennessee State University, Assistant Professor. 1990년-현재 중앙대학교 전자전기공학부 교수.
Tel : 02-820-5318
Fax : 02-812-1293
E-mail : tgchang@cau.ac.kr