

저어널 베어링의 진동 계측을 위한 초음파 응용 기술에 관한 연구 A Study on the Ultrasonic Technique for Measurement of Vibration in Journal Bearing

김 노 유 (한국기술교육대학교 기계공학부)
Nohyu Kim (Korea University of Technology and Education)

Abstract

This paper describes a new technique for measurement of the displacement less than one-quarter of the wavelength of ultrasonic wave using ultrasonic pulse-echo method. The technique determines the displacement of a journal bearing from the amplitudes of the total reflected waves from the surface of journal inside the bearing. Vibration of journal bearing can be measured without using a very high frequency ultrasonic transducer over 100MHz which must be used in the conventional techniques for the precision measurement of a small displacement. The method also requires no inversion process to extract the thickness from the waveforms of the reflected waves, so that it makes possible on-line measurement of the vibration of journal bearing.

Key Words : thickness measurement, ultrasonic pulse-echo method, reflection wave, thin layer, reflection coefficient

1. 서론

저어널 베어링의 저어널이 베어링 내부에서의 운동을 측정하는 일은 회전체 진동의 연구나 운할 공학에서 매우 중요한 일이라고 할 수 있는데 저어널 베어링에서 볼 수 있는 층 구조물(layered medium)내의 유막과 같은 특정 층의 두께를 정밀 측정하기 위한 방법으로 초음파를 이용하는 것은 대상 구조물을 해체하거나 손상하지 않으면서 그 외의 다른 방법으로는 측정하기 불가능한 구조물 내부를 측정할 수 있어 그 활용의 범위가 넓어져 왔다[1,3,4]. 고전적인 방법을 이용한 초음파 측정 방법은 측정 대상층의 두께가 매우 얇아 질 경우(수십 마이크로) 100MHz 이상 되는 고주파 초음파 센서를 사용해야 되기 때문에 그 비용이 비싸서 경제성이 없다. 또한 측정하고자 하는 층(layer)이 표면으로부터 깊이 위치해 있거나 감쇄

계수가 큰 재료를 통과해야 하는 경우 고주파를 이용한 두께 측정 방법은 효과적이지 못하다. 이를 위해 파장이 측정 두께보다 큰 저주파를 사용한 여러 가지 방법이 개발되어 왔는데 주파수 영역에서의 해석 기술로서 개발된 공진이나 스펙트럼분석을 이용하여 층(layer)의 두께를 측정하거나 시간 영역에서의 waveform을 최적화 기법을 사용해 두께를 측정하는 기술이 그 대표적인 예이다[2,5,6]. 얇은 층(layer)에서의 공진 현상을 이용하기 위해서는 반드시 공진 주파수가 센서의 중심 주파수 부근에 있어야 하는 단점이 있고 Fourier Transform을 수행해야 하며 시간 영역에서의 최적화 기법을 이용한 방법은 layer의 두께가 파장에 비해 아주 작지 않은 영역에서 ($h/\lambda > 1/4$) 비교적 정확하게 측정이 가능하나 그 계산 처리 시간이 길어 실제 현장에서 적용하기에는 부적합하다. 더구나 층의 두께가 더욱 얇아져 파장에 대한 두께 비가 매우 작아지면 ($h/\lambda < 0.1$) 저주파 센서로는 측정 오차가 커져 측정 데이터의 신뢰도가 크게 떨어진다.

본 논문에서는 이러한 종래 초음파 계측 방법의 문제점을 보완하는 새로운 초음파 측정 원리를 시간 영역에서의 이론과 함께 소개하고 초음파 Pulse-echo 실험 장치로부터의 간극 측정 결과를 통해 그 방법의 효과를 검증하였다.

2. 저어널 베어링에서의 초음파 반사

Fig.1 과 같은 저어널 베어링을 고려할 때 베어링의 반경이 오일 film 두께에 비해 충분히 크면 이것을 2 개의 균질한 고체 평판과 그사이의 균질한 얇은 유막으로 이루어진 fig.2와 같은 층 구조물로 가정할 수 있다. 이때 첫번째 고체 층 (medium 1)의 표면에서 1 차원 평면 초음파가 입사될 때 측정하고자 하는 두번째 층(유막)으로부터 역 반사되어 오는 전체 반사파 $f(t+kx)$ 는 다음과 같이 표현된다[1,2].

$$f(t+kx) = R_{12}f_0(t+kx) + \frac{T_{12} \cdot T_{21}}{R_{21}} \sum_{m=1}^{\infty} R_{21}^{2m} f_0(t+kx-2msh) \quad (1)$$

여기서 $f_0(t+kx)$ 는 유막에 입사되는 입사파, R_{12}, T_{12} 는 초음파가 medium 1 에서 유막으로 진행할 때 경계면에서의 반사계수와 투과 계수이며, s 는 유막내에서의 slowness(속도의 역수)이다. R_{12}, T_{12} 는 두 매질의 임피던스(acoustic impedance) $\rho_1 c_1, \rho_2 c_2$ 에 의해 다음식으로 결정된다.

$$R_{12} = \frac{\rho_1 c_1 - \rho_2 c_2}{\rho_1 c_1 + \rho_2 c_2} \quad T_{12} = \frac{2\rho_1 c_1}{\rho_1 c_1 + \rho_2 c_2} \quad (2)$$

식(1)의 오른쪽 첫번째 항은 $x=0$ 에서의 경계면으로부터의 반사파이고 두 번째 항은 $x=h$ 에서의 경계면으로부터 반사되어 오는 반사파들을 나타낸다. 유막(Oil film)을 둘러싸고 있는 양쪽의 매질이 동일하다고 할 경우 $R_{12} = -R_{21}$ 이기 때문에 $x=0$ 에서 식(1)은 다시 다음처럼 표현될 수 있다.

$$f(t) = R_{12} f_0(t) - \frac{T_{12} T_{21}}{R_{12}} \sum_{m=1}^{\infty} R_{12}^{2m} f_0(t-2msh) \quad (3)$$

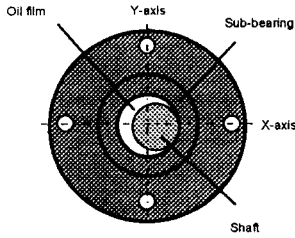


Fig. 1. 압축기에서의 저어널 베어링 구조

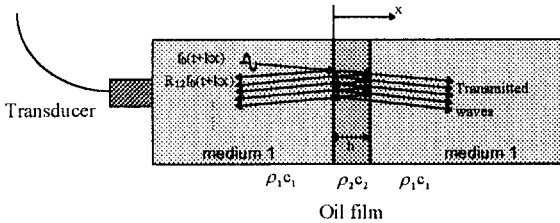


Fig. 2. 1차원 층 구조물에서의 초음파 반사

h 가 파장보다 클 경우에는 식(3)의 각 항들(경계면 $x=0, h$ 에서의 반사파들)이 시간 영역에서 순차적으로 나타나기 때문에 두께 h 는 잘 분리된 각 반사파들의 시간 지연을 측정함으로써 쉽게 두께 h 를 측정할 수 있다. 그러나 h 가 파장 λ 보다 작아지면 경계면에서의 반사파들이 분리되지 않기 때문에 이러한 방법으로는 두께 h 를 측정할 수 없다. 이 경우 h 는 식(3)과 같은 implicit 한 수식으로부터 결정되어야 한다. 그리고 이를 위해서는 일반적으로 이에 수반되는 역 변환(inversion)과정

에서 생기는 실험 오차나 에러의 증폭을 최소화하기 위해 통계적 방법(stochastic approach)에 의한 두께 결정이 보편적이다. 예를 들면 최소 자승법에 의한 전체 측정 에러를 목적 함수로 하여 그 값을 최소화 함으로서 구하고자 하는 변수(두께)값을 결정할 수 있다[6,7,8]. 그러나 시간 영역에서의 이러한 처리 과정은 실제 현장(in-situ)에서 온라인으로 실시간 데이터를 처리해야 하는 경우에 적용키 어려울 뿐 아니라 간극이 수 마이크로미터 정도로 작아질 경우 저주파 센서를 이용해서는 그 오차가 커서 사용에 문제가 있다.

3. 반사파의 중첩 크기를 이용한 간극 측정 이론

Fig2 에서 오일 간극의 앞 경계면($x=0$ 면)으로부터 반사되어 오는 반사파 $R_{12} f_0(t)$ 는 전혀 오일 막의 두께에 관한 정보를 가지고 있지 못하므로 이를 이용하여 식(3)으로부터 다음과 같은 새로운 반사파 $g(t)$ 를 정의할 수 있다.

$$g(t) = -[f(t) - R_{12} f_0(t)] \\ = \frac{T_{21} T_{12}}{R_{12}} \sum_{m=1}^{\infty} R_{12}^{2m} f_0(t-2msh) \quad (5)$$

Fourier series 를 이용하여 $f_0(t-2msh)$ 를 표현하면 $g(t)$ 는 다음처럼 주어진다.

$$g(t) = \frac{T_{21} T_{12}}{R_{12}} \sum_{m=1}^{\infty} R_{12}^{2m} f_0(t-2msh) \\ = \frac{T_{21} T_{12}}{R_{12}} \sum_{m=1}^{\infty} R_{12}^{2m} \left[\frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} a_n \cos[n(t-2msh)] \right. \\ \left. + \sum_{n=1}^{\infty} b_n \sin[n(t-2msh)] \right] \quad (6)$$

$$\text{여기서, } a_n = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} f_0(t) \cos(nt) dt, \quad (7) \\ b_n = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} f_0(t) \sin(nt) dt, \quad n=0,1,2,\dots$$

식(6)을 정리하고 합산 순서를 바꾸어 표현하면 다음식으로 주어진다.

$$g(t) = \frac{T_{12} T_{21}}{R_{12}} \left[\frac{a_0}{2} \sum_{m=1}^{\infty} R_{12}^{2m} + \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} R_{12}^{2m} a_n \cos[n(t-2msh)] \right]$$

$$\left. \begin{aligned} & + \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} R_{12}^{2m} b_n \sin[n(t-2msh)] \end{aligned} \right] \quad (8)$$

계산의 편리를 위하여 복소수(complex) 표현을 쓰면

$$\begin{aligned} g(t) &= \frac{T_{12} T_{21}}{R_{12}} \left[\frac{a_0}{2} \sum_{m=1}^{\infty} R_{12}^{2m} \right. \\ &+ \sum_{n=1}^{\infty} \frac{a_n}{2} \sum_{m=1}^{\infty} R_{12}^{2m} [e^{in(t-2msh)} + e^{-in(t-2msh)}] \\ &+ \left. \sum_{n=1}^{\infty} \frac{b_n}{2i} \sum_{m=1}^{\infty} R_{12}^{2m} [e^{in(t-2msh)} - e^{-in(t-2msh)}] \right] \\ &= \frac{T_{12} T_{21}}{R_{12}} \left[\frac{a_0}{2} \sum_{m=1}^{\infty} R_{12}^{2m} \right. \\ &+ \sum_{n=1}^{\infty} \frac{a_n}{2} \left\{ e^{int} \sum_{m=1}^{\infty} [R_{12}^2 e^{-i(2nsh)}]_m + e^{-int} \sum_{m=1}^{\infty} [R_{12}^2 e^{i(2nsh)}]_m \right\} \\ &+ \left. \sum_{n=1}^{\infty} \frac{b_n}{2i} \left\{ e^{int} \sum_{m=1}^{\infty} [R_{12}^2 e^{-i(2nsh)}]_m - e^{-int} \sum_{m=1}^{\infty} [R_{12}^2 e^{i(2nsh)}]_m \right\} \right] \quad (9) \end{aligned}$$

$|z| < 1$ 일때 $\sum_{k=0}^{\infty} z^k = 1+z+z^2+z^3+\dots = (1-z)^{-1}$ 이므로

$$\sum_{m=1}^{\infty} [R_{12}^2 e^{-i(2nsh)}]_m = \frac{R_{12}^2 e^{-i(2nsh)}}{1-R_{12}^2 e^{-i(2nsh)}} \text{ 이 되며 이 관계식을}$$

식(9)에 적용하여 간단히 하면 다음 식으로 표현된다.

$$\begin{aligned} g(t) &= \frac{T_{12} T_{21}}{R_{12}} \left[\frac{a_0}{2} \left(\frac{R_{12}^2}{1-R_{12}^2} \right) \right. \\ &+ \sum_{n=1}^{\infty} \frac{a_n}{2} \left\{ \frac{R_{12}^2 e^{in(t-2sh)}}{1-R_{12}^2 e^{-i(2nsh)}} + \frac{R_{12}^2 e^{-in(t-2sh)}}{1-R_{12}^2 e^{i(2nsh)}} \right\} \\ &+ \left. \sum_{n=1}^{\infty} \frac{b_n}{2i} \left\{ \frac{R_{12}^2 e^{in(t-2sh)}}{1-R_{12}^2 e^{-i(2nsh)}} - \frac{R_{12}^2 e^{-in(t-2sh)}}{1-R_{12}^2 e^{i(2nsh)}} \right\} \right] \quad (10) \end{aligned}$$

상세한 복소수 계산을 하여 식(10)의 결과를 정리하고 파동신호에 정적인 성분이 없다고 가정하면, 즉 $a_0 = 0$ 인 경우 반사파 $g(t)$ 는 다음과 같다.

$$g(t) = R_{12} T_{12} T_{21} \left[\sum_{n=1}^{\infty} \alpha_n \{ a_n \cos[n(t-2sh)] + b_n \sin[n(t-2sh)] \} \right]$$

$$\begin{aligned} & - R_{12}^2 \sum_{n=1}^{\infty} \alpha_n \{ a_n \cos(nt) + b_n \sin(nt) \} \quad (11) \\ \alpha_n &= \frac{1}{1 + R_{12}^4 - 2R_{12}^2 \cos(2nsh)} \end{aligned}$$

$$g(t) = R_{12} T_{12} T_{21} \left\{ p(t-2sh) - R_{12}^2 p(t) \right\} \quad (12)$$

$$\text{여기서, } p(t) = \sum_{n=1}^{\infty} \alpha_n \{ a_n \cos(nt) + b_n \sin(nt) \}$$

Tone-burst input signal 의 응답

식(3)에서 입사파를 pure tone-burst 신호라고 가정하면, 즉 $f_0(t) = \sin(\omega t)$ 이라면 식(12)에서의 $p(t)$ 또한 $n = \omega$ 라고 치환하여 다음과 같은 정현파가 된다.

$$p(t) = \alpha_{\omega} \sin(\omega t) = \frac{\sin(\omega t)}{1 + R_{12}^4 - 2R_{12}^2 \cos(2\omega sh)} \quad (13)$$

그런데 slowness 정의로부터

$$2\omega sh = 2\omega \frac{h}{c} = \frac{2 \cdot 2\pi f \cdot h}{\lambda f} = 4\pi \cdot \left(\frac{h}{\lambda} \right) \quad (14)$$

이 되고 이를 이용하면 식(12)으로부터의 $g(t)$ 는 다음처럼 표현된다.

$$g(t) = \frac{R_{12} T_{12} T_{21} [\sin(\omega t - 2\omega sh) - R_{12}^2 \sin(\omega t)]}{1 + R_{12}^4 - 2R_{12}^2 \cos(4\pi \cdot \frac{h}{\lambda})} \quad (15)$$

sine 함수를 전개하고 이를 정리하면

$$g(t) = \frac{\kappa_1 \{ (\zeta - R_{12}^2) \sin(\omega t) - \sqrt{1 - \zeta^2} \cos(\omega t) \}}{\kappa_2 - \zeta} \quad (16)$$

$$\text{여기서, } \kappa_1 = \frac{T_{12} T_{21}}{2R_{12}}, \quad \kappa_2 = \frac{1 + R_{12}^4}{2R_{12}^2}, \quad \zeta = \cos(4\pi \cdot \frac{h}{\lambda})$$

이며 $\sin(\omega t)$ 와 $\cos(\omega t)$ 를 결합시켜 간단히 하면

$$g(t) = \frac{\kappa_1}{\kappa_2 - \zeta} \sqrt{(\zeta - R_{12}^2)^2 + (1 - \zeta^2)} \sin(\omega t + \phi) \quad (17)$$

$$\text{여기서, } \tan \phi = \frac{\sqrt{1 - \zeta^2}}{\zeta - R_{12}^2}$$

위식은 단위 크기의 정현파를 입사 시키면 간극에서의 반사 신호 $g(t)$ 는 phase ϕ 의 위상차와 신호 크기의 변화가 생김을 보여주고 있는데 간극 h 가 변하면, 즉 parameter ζ 가 변하면 $g(t)$ 의 크기와 위상이 동시에 식(17)에 따라 변동하게 된다. 이 $g(t)$ 의 크기와 위상과의 관계식으로부터 간극 h 를 결정할 수 있는데 본 논문에서는 측정이 상대적으로 용이한 $g(t)$ 의 크기로부터 간극 h 의 변화를 계산하였다. 식(17)에서 $g(t)$ 의 크기는 간단히 다음처럼 주어진다.

$$|g(t)| = \frac{\kappa_1 \sqrt{1 + R_{12}^4 - 2\zeta R_{12}^2}}{\kappa_2 - \zeta}$$

$$= \frac{\kappa_1 \sqrt{1 + R_{12}^4 - 2R_{12}^2 \cdot \cos(4\pi \cdot \frac{h}{\lambda})}}{\kappa_2 - \cos(4\pi \cdot \frac{h}{\lambda})} \quad (18)$$

일반적으로 저어널 베어링과 같이 간극 h 가 사용 초음파의 파장 λ 에 비해 작은 경우, 즉 $\varepsilon = \frac{h}{\lambda} \ll 1$ 인 경우 cosine 함수의 근사식 $\cos(4\pi\varepsilon) \approx 1 - 8\pi^2\varepsilon^2$ 을 이용할 수 있고 이를 식 (18)에 대입하면 다음식으로 정리될 수 있다.

$$|g(t)| = \frac{\kappa_1 \sqrt{(1 - R_{12}^2)^2 + (4R_{12}^2\pi\varepsilon)^2}}{\kappa_2 - 1 + 8\pi^2\varepsilon^2}$$

$$= \left(\frac{T_{12}T_{21}}{4\pi}\right) \cdot \frac{\sqrt{A + \varepsilon^2}}{A + \varepsilon^2}$$

$$= \left(\frac{T_{12}T_{21}}{4\pi}\right) \cdot \frac{1}{\sqrt{A + \varepsilon^2}} \quad (19)$$

여기서, 상수 $A = \left(\frac{1 - R_{12}^2}{4\pi R_{12}}\right)^2$, $\varepsilon = \frac{h}{\lambda}$

이제 $|g(t)|$ 는 시간의 함수가 아니고 변수 ε 만의 함수이므로 이를 다음과 같은 함수 $G(\varepsilon)$ 라고 대신 표현할 수 있다.

$$G(\varepsilon) = \frac{4\pi|g(t)|}{T_{12}T_{21}} = \frac{1}{\sqrt{A + \varepsilon^2}} \quad (20)$$

위식에서 상수 A , $T_{12}T_{21}$ 는 재료의 물성치이므로 초음파 센서에 수신된 중첩 반사파 신호 $|g(t)|$ 를 실험에서 측정하면 ε , 즉 간극 h 를 쉽게 결정할 수 있다.

General pulse signal 에 대한 응답

초음파 펄스 신호의 주파수 특성은 주된 중심 주파수에 대해 좌우 대칭적으로 narrow band 특성을 가진다. 또한 모든 주파수 성분 각각이 간극 내에서의 반사신호는 tone-burst 신호에서와 똑같은 위상과 증폭변화를 나타낼 것은 분명하다. 일반적인 파형에 대한 반사파에 관한 식 (11), (12)로부터 $t=0$ 일때 $g(t) = R_{12}f_0(t)$ 이므로 이 결과를 이용하여 식(11)을 normalize 하면

$$\frac{g(t)}{R_{12}f_0(t)} = \frac{T_{12}T_{21}}{f_0(t)} \left[p(t-2sh) - R_{12}^2 p(t) \right] \quad (21)$$

식(21)은 측정하고자 하는 두께 h 와 측정된 반사파형으로부터 결정되는 $g(t)$ 와의 관계식을 나타내며 이 관계를 이용하여 간극을 측정할 수 있게 되는데, 입사파 $f_0(t)$ 가 fig.3 과 같은 펄스일 때, 이 관계를 10MHz의 초음파 펄스를 사용했을 경우 도표로 나타내보면 fig.4 와 같은 관계를 보임을 알 수 있다.

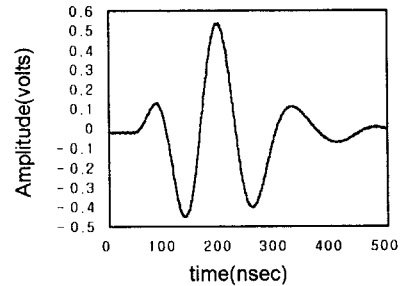


Fig. 3. 입사 초음파 펄스신호(중심 주파수 10MHz)

Fig4 에서 약 30 μ m 보다 작은 오일 막의 두께 측정을 할 경우 우수한 sensitivity를 보이고 있는데 두께가 더욱 작아질 수록 그 민감도가 좋아져 그 측정 정도가 매우 정확하게 될 수 있음을 보여주고 있다. 또한 이러한 고 정밀 측정 가능 영역은 사용 초음파의 주파수를 높이거나 낮춤으로서 조절이 가능하다. 더욱이 $g(t)$ 가 $R_{12}f_0(t)$ 에 의해 normalized 될 수 있기 때문에 self-calibration 기능이 있어서 같은 주파수의 센서를 이용

할 경우 센서 접촉면이나 측정 재료의 변화에 무관하여 실제 현장 측정에서의 활용도를 높일 수 있다.

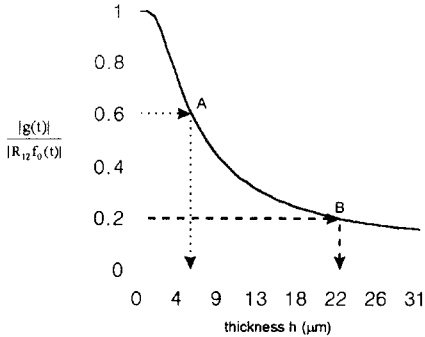


Fig. 4. 두께 h 와 $lg(t)$ 의 관계(중심 주파수 10MHz)

4. 실험 및 고찰

위에서 검토된 측정 방법의 효과를 검증하기 위해 Fig 4와 같은 실험 장치를 구성하였다. 트러스트 베어링의 구조를 간단히 두개의 평행한 고체 평면으로 가정하여 한 평판은 고정 시킨 상태에서 다른 평판을 일정한 간격으로 유지하면서 그 두 평판 사이의 간극을 조절할 수 있도록 가이드를 설치 한 후 그 끝 단에 고 정도의 마이크로미터를 설치하였다. 고정 평판의 반대편에는 접촉식 평면 초음파 센서를 부착하여 두 평판 사이의 간극을 측정할 수 있게 하였고 이러한 측정 장치 전체를 오일 탱크에 넣음으로서 두 판 사이에 오일을 공급해 주어 실제 저어널 베어링의 분위기를 만들어 주었다. 두 평판 사이의 간극을 마이크로미터로 측정하면서 그와 동시에 그때의 오일막의 두께(간극)를 초음파로 측정하여 그 측정 결과를 두 평판 사이의 간극을 변화시키면서 비교하였다.

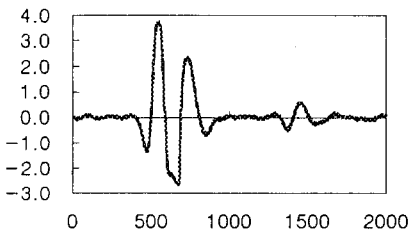


Fig. 5 초음파의 입사 파형 $f_0(t)$

초음파 측정은 zero 부터 20 μ m까지는 2 μ m 간격으로 마이크로미터를 이용해 평판 간극을 움직여 측정하였고(Fig 8의 세모 점) 그 이후 70 μ m까지는 10 μ m 간격으로 간극을 측정하였다. 이 결과를 간극의 변화에 따라 $g(t)$ 의 파형의 형태와 크기가 변하는 모습을 fig6에서 보여주고 있다. 이 그림에서 이론에서

예상했던 대로 $g(t)$ 는 간극이 변하면 그 크기와 위상이 같이 변화하는 것을 잘 나타내고 있다. 이 $g(t)$ 를 구하기 위하여 사용된 입사 펄스를 fig.5에서 보여주고 있다. Fig 8에 이론치와 함께 나타내었는데 두 결과 사이의 좋은 일치치를 보여 주고 있다. Fig 8에서 수직 축은 이론식에서 제시된 $g(t)$ 를 실험으로부터 측정된 값으로 이 값이 결정되면 그에 상응하는 간극의 크기는 Fig 4의 이론 곡선에 의해 바로 결정하였다.

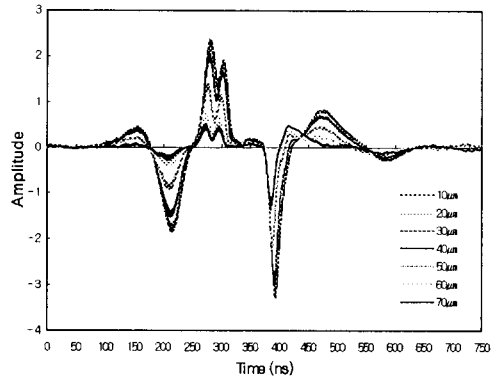


Fig. 6 간극 변화에 따른 $g(t)$ 의 변화

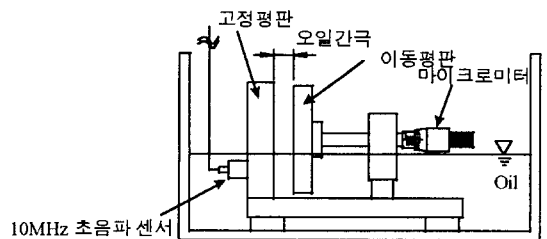


Fig 7 간극 측정 실험 장치

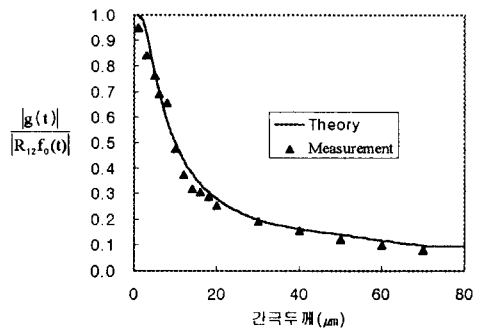


Fig 8 간극 변화에 대한 초음파 측정 결과

Fig 8 에서 마이크로미터로 측정한 간극 크기가 초음파를 이용하여 측정한 간극 크기보다 약간씩 작게 나타나는 것은 간극을 구성하는 두개의 평판면이 충분히 연마되었다 하더라도(측정 조도 약 $1\mu\text{m}$) 면 조도 및 waviness 에 의해 실제 간극 크기가 영향을 받기 때문이다. 이것은 Fig 8 에서 보여주듯이 실제로 두 평판을 완전히 밀착시켰을 경우에도, 즉 $h=0$ 인 경우에도 면 조도와 waviness, 혹은 평면도 등에 의해 실제 두 면 사이에는 미세한 유막이 존재할 수 밖에 없기 때문에 초음파를 이용한 측정 간극은 zero 가 아니고 면 조도나 waviness 의 크기 만큼에 상당하는 수치로 나타나게 된다. 이러한 이유로 이점은 측정하고자 하는 간극의 크기가 작을 경우, 반드시 고려되어야 한다.

5. 결론

본 논문에서는 평면 초음파(plane wave)를 이용하여 기존의 다른 방법으로는 측정이 어려운 저어널 베어링 내부의 저어널과 베어링 사이의 매우 얇은 유막을 측정 대상물의 해체, 혹은 센서 치부를 위한 홀이나 홈 등과 같은 손상을 전혀 주지 않으면서 측정을 표면에서 내부로 저주파의 평면 초음파를 입사시켜 측정하고자 하는 깊이에 위치한 매우 작은 미세 간극을 고 정도로 계측할 수 있는 새로운 방법을 이론식의 유도를 통해 개발하였으며 Pulse-echo 방법에 의한 실험 결과로부터 이 방법이 저어널 베어링의 미소 간극 변화를 측정하는

데 효과적으로 활용될 수 있음이 확인되었다.

참고문헌

1. Vasudevan R. Iyer and V. K. Kinra, "Frequency-Domain Measurement of the Thickness of a Sub-Half-Wavelength Adhesive Layer", Proceedings of the 1991 SEM Spring Conference on Experimental Mechanics, Milwaukee, WI, 1991, pp668-675.
2. V. K. Kinra, and V. Dayal, "A New Technique of Ultrasonic Nondestructive Evaluation of Thin specimens", Experimental Mechanics, 1988, pp. 288-297.
3. J.D.Achenbach, "Wave Propagation in Elastic Solid", Elsevier Science Publishers,1984.
4. J. L. Rose and Paul A. Meyer, "Ultrasonic Signal -Processing Concepts for Measuring the Thickness of Thin Layers", Material Evaluation, December 1974, pp 249-258.
5. Changyi Zhu and V. K. Kinra, "Time Domain Ultrasonic Measurement of the Thickness of a Sub-Half-Wavelength Elastic Layer", J. of Testing and Evaluation, 1992, pp 265-274.
6. S.E. Hinneman and V.K. Kinra, "A new technique for Ultrasonic Nondestructive Evaluation of Adhesively-bonded joint: Part I. Theory", J. of Experimental Mechanics, 1992, pp 323-331.