

論文96-33A-10-20

가시광 영역의 저간섭성 광원을 이용한 마이켈슨 간섭계

(Low-coherence non-scanning Michelson interferometry using visible broadband light source)

宋民鏞*, 李竝浩*

(Minho Song and Byoung-ho Lee)

요 약

가시광 영역의 레이저 다이오드를 문턱치 이하의 전류로 구동하여 $20\mu\text{m}$ 의 코히어런스 거리를 갖는 저간섭성 광원을 얻었으며 이를 이용하여 $10\mu\text{m}$ 이상의 간격을 가지는 다중 반사면의 위치를 파악할 수 있는 마이켈슨 간섭계를 구축하였다. 큰 변조폭을 가지는 압전 공간변조소자를 이용하여 등속도 주사(scanning)과정 없이 샘플 내부의 다중 반사면의 위치를 사용된 광원 파장의 절반 이하의 정밀도로 측정할 수 있는 방법을 제시하였으며 실험을 통하여 증명하였다.

Abstract

A new pathlength deviation detection technique which is composed of Michelson interferometer is described and verified experimentally. The technique uses a sub-threshold biased visible laser diode of $20\mu\text{m}$ coherence length as a low-coherent light source. And for zeroth-order fringe(which is the largest among fringes) identification we used a piezoelectric transducer with a large modulation amplitude, which enables without the need of constant velocity scanning, to distinguish reflection surfaces separated by more than $10\mu\text{m}$ with a resolution of less than half-wavelength.

I. 서 론

마이켈슨 간섭계는 그 구조의 단순함과 측정의 정밀도로 인하여 개발된 이후 많은 응용 분야에 적용되어져 왔다. 그러나, 기존의 레이저 광원을 이용한 마이켈슨 간섭계의 경우 측정 대상의 측정 중에 발생한 변위 차이만을 알 수 있을 뿐이며 반사면의 절대 위치에 대해서는 알 수 없다는 단점이 있다. 또한 다중 반사면을 가지는 대상인 경우, 각 반사면으로부터의 광신호가 중첩되어 각각의 반사면의 위치를 독립적으로 알아낼 수는 없다. 최근 많은 관심을 받고 있는 저간섭성 광원을 이용한 마이켈슨 간섭계는 이러한 문제를 해결할

수 있는 대안으로 제시되고 있다.

잘 알려진 Wiener-Kintchine 이론^[1]에 따르면 광원의 가간섭성(coherence)은 광학적 스펙트럼의 폭에 대하여 반비례하게 된다. 따라서 스펙트럼의 폭이 넓은 광원을 마이켈슨 간섭계에 가하면 두 반사면의 광경로차가 없을 경우에는 간섭무늬가 출력단에 나타나지만 광경로차가 코히어런스(coherence) 거리보다 클 경우 양쪽 반사면으로부터의 빛은 서로 간섭하지 않으며 따라서 직류 출력외에는 관측할 수 없게 된다. 이 현상을 이용한다면 앞서 기술한 단일모드 레이저 광원을 사용하는 마이켈슨 간섭계의 문제점, 즉, 다중 반사면으로부터의 광신호의 중첩과 절대위치의 측정이 불가능한 문제점들을 해결할 수 있다. 사용 광원의 파장과 스펙트럼의 폭에 따라 다르지만 현재 상용화되어 있는 LED나 Super Luminescent Diode(SLD)를 사용할 경우 $20\sim 100\mu\text{m}$ 정도의 짧은 코히어런스 거리를 쉽게

* 正會員, 서울대학교 電氣工學部

(School of Elec. Eng., Seoul Nat'l University)

接受日字: 1996年4月13日, 수정완료일: 1996年9月13日

얻을 수 있으며, 정밀한 변위 조정기구와 신호 검출 방법이 주어진다. 코히어런스 거리보다 큰 간격을 가지는 다중 반사면에 대해서 각 반사면으로부터의 신호의 중첩없이 그 위치를 파악할 수 있게 된다. 이렇게 짧은 거리에 대해서 분해능을 보이는 현상을 이용하여 1987년 Takata^[2], Danielson^[3], Youngquist^[4] 등이 광학적 구조물이나 광도파로(waveguide)의 내부에서 발생하는 다중 반사면의 위치를 결정할 수 있음을 보인 이후로, 낮은 기간섭성 간섭계는 10년간 많은 관심을 받는 연구분야가 되어왔으며 waveguide등에서의 반사뿐 아니라 생체의 구조에 대한 비접촉 측정^[5,6], 스트레인^[7], 굴절률^[8,9], 온도^[10] 등 다양한 물리량에 대한 응용이 시도되었다. 또한, 반사면의 위치를 결정함에 있어서도 각 위치에서의 간섭신호의 크기에만 의존하던 방법에서 광원의 주파수변조^[11], 회절격자(diffraction grating)를 이용한 방법^[12], 간섭 패턴을 푸리에 변환하는 방법^[13] 등의 연구가 수행되었으며, 그에 따라 반사면의 위치를 0.1 μm 정도의 정확도를 가지고 결정할 수 있음을 알게 되었다. 그러나 상기한 방법들은 긴 거리에서의 주사(scanning) 동작이 필요하거나 많은 양의 계산이 필요한 것이므로 그다지 높은 분해능을 요구하지 않거나 고속의 주사를 필요로 하는 응용에서는 비효율적일 수 있다. 또한 대부분의 폭 넓은 스펙트럼을 가지는 LED나 SLD가 830~1550nm의 동작 파장을 가지므로 눈에 보이지 않아서 실험에 많은 어려움이 따르고 전체적인 실험장치의 구성 또한 복잡하게 된다. 전구나 할로겐 램프 등의 백색 광원은 가시광 영역 전반에 걸쳐 대단히 폭 넓은 스펙트럼을 가지므로 LED등에 비해 훨씬 높은 분해능을 가지며 안정성 또한 우수 하지만 공간적 코히어런스의 부족으로 여러 응용에 사용되기가 매우 어렵다.

따라서 본 논문에서는 678nm의 동작 파장을 가지는 레이저 다이오드를 사용하여 가시성과 공간적 코히어런스를 확보하였고 스펙트럼의 폭을 넓히기 위해 문턱(threshold)치 이하의 전류로 다이오드를 구동함으로써 ~20 μm의 코히어런스 거리를 얻었으며 이에 따라 10 μm 이상의 간격을 가지는 다중 반사면으로부터의 광신호를 독립적으로 검출할 수 있는 마이켈슨 간섭계를 구축하였다. 또한 큰 진동폭을 가지는 압전(Piezo) 공간 변조자를 사용하여 간섭 거리 내에서의 반사면의 위치를 측정 매질의 반사율 변화등에 무관하게, 빠르고 쉽게 ±λ/2 이내의 낮은 오차를 가지고 결정할

수 있는 새로운 방법을 제시하며 그에 따른 실험 방법과 결과를 분석, 보고한다.

II. 이론

그림 1과 같은 마이켈슨 간섭계를 구성하여 저간섭성 광원을 가했을 경우 관측면에서의 전기적인 신호 I는 식 (1)과 같이 주어진다.

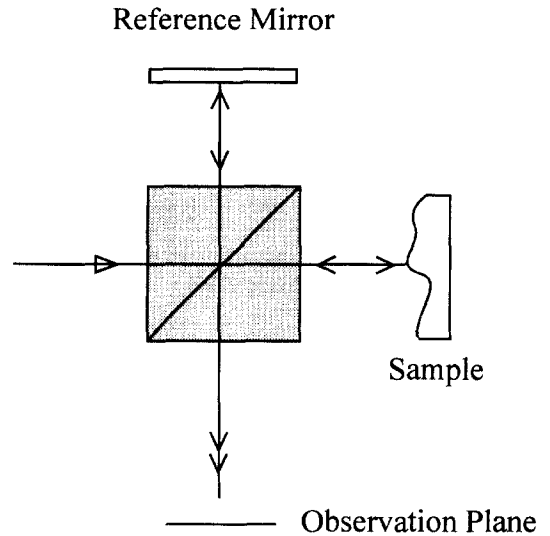


그림 1. 마이켈슨 간섭계
Fig. 1. Michelson interferometer.

$$\begin{aligned}
 I &= \langle |U_R + U_S|^2 \rangle \\
 &= \langle |U_R|^2 \rangle + \langle |U_S|^2 \rangle + \langle U_R^* U_S \rangle + \langle U_R U_S^* \rangle \quad (1) \\
 &= I_R + I_S + 2\sqrt{I_R I_S} \gamma_{11}^{(r)}(\tau)
 \end{aligned}$$

여기에서, $U(t) = \int_{-\infty}^{\infty} a(\nu) \exp\{i[\phi(\nu) - 2\pi\nu t]\} d\nu$ 는 사용된 다중 파장광원(polychromatic light)의 전자기적 표현으로서 $a(\nu)$ 는 광원의 파장 ν 성분의 크기이고(즉, power spectral density) 첨자 R, S는 각각 기준거울(reference mirror)과 샘플(sample)에서 반사되어 관측면(observation plane)에 도달하는 광파를 의미한다. τ 는 양쪽 반사면 사이의 광경로차에 의한 상대적 시간지연이며, 괄호는 주기에 대한 시간평균을 의미하고 $I_R \equiv \langle |U_R|^2 \rangle$, $I_S \equiv \langle |U_S|^2 \rangle$ 이다. 그리고 $\gamma_{11}^{(r)}(\tau)$ 는 광원의 정규화된 자기 코히어런스(normalized self-coherence) 함수 $\gamma_{11}(\tau)$ 의 실수부분으로, 사용된 저간섭성 광원의 상대적 시간지연 τ 에 따른 코히어런

스 정도(coherence degree)이며 다음 과정과 같이 유도된다. 1차 상관함수(First-order correlation function) $\Gamma_{11}(\tau)$ 는

$$\begin{aligned} \Gamma_{11}(\tau) &= \langle U(t+\tau)U^*(t) \rangle \\ &= \text{longer } T \int_T \left[\int_{-\infty}^{\infty} a(\nu) \exp\{i[\phi(\nu) - 2\pi\nu(t+\tau)]\} d\nu \right. \\ &\quad \left. \int_{-\infty}^{\infty} a^*(\nu') \exp\{i[\phi(\nu') - 2\pi\nu't]\} d\nu' \right] dt \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} |a(\nu)|^2 \exp(-i2\pi\nu\tau) d\nu \end{aligned} \quad (2)$$

이며^[14], 사용광원의 파워 스펙트럼 밀도(Power Spectral Density)가 다음과 같이 주파수 영역(frequency domain)에서 가우시안(Gaussian)의 형태를 가진다고 가정하면(G: 상수, $\bar{\nu}$: 중심주파수),

$$|a(\nu)|^2 = G \exp\left(-\frac{\nu - \bar{\nu}}{\Delta\nu}\right)^2 \quad (3)$$

식 (2)는 다음과 같이 고쳐진다.

$$\begin{aligned} \Gamma_{11}(\tau) &= G \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{\nu - \bar{\nu}}{\Delta\nu}\right)^2 \exp(-i2\pi\nu\tau) d\nu \\ &= G\sqrt{\pi}\Delta\nu \exp(-i2\pi\bar{\nu}\tau) \exp[-(\pi\Delta\nu\tau)^2] \end{aligned} \quad (4)$$

따라서,

$$\gamma_{11}(\tau) \equiv \Gamma_{11}(\tau)/\Gamma_{11}(0) = \exp[-(\pi\Delta\nu\tau)^2] \exp(-i2\pi\bar{\nu}\tau) \quad (5)$$

를 얻으며 이의 실수부는 다음과 같다.

$$\gamma_{11}^{(r)}(\tau) = \text{Re}[\gamma_{11}(\tau)] = \exp[-(\pi\Delta\nu\tau)^2] \cos(2\pi\bar{\nu}\tau) \quad (6)$$

식 (6)을 식 (1)에 대입한 최종적인 관측면에서의 신호는 다음과 같다.

$$I = I_R + I_S + 2\sqrt{I_R I_S} \exp[-(\pi\Delta\nu\tau)^2] \cos(2\pi\bar{\nu}\tau) \quad (7)$$

식 (7)에서 직류성분은 반사면간의 광경로차에 의한 상대적 시간지연 τ 에 대한 정보를 가지고 있지 않으므로 광경로차에 대해서 의미를 가지는 교류성분만을 τ 에 대해서 그려보면 그림 2와 같다.

그림 2에서 간섭 패턴을 둘러싸고 있는 곡선이 코히어런스(coherence envelope)함수이며 시스템의 다중 반사면에 대한 분해능은 이 곡선의 FWHM(Full Width at Half Maximum)에 의해서 결정되어진다. 반사면의 위치를 파악한다는 것은 간섭 패턴중의 가장 큰 산(peak)인 영 (0)차 프린지(zeroth-order fringe)

의 위치를 결정하는 것이다. 기존 방법의 경우 영차 프린지의 위치를 파악하기 위해서는 전 가간섭 영역에 걸쳐서 한 쪽 반사면을 등속도로 주사(scan)하며 주사 속도에 따른 도플러 변이(Doppler shift)에 의한 주파수를 가지고 그림 2와 같은 간섭 패턴을 τ 에 따라 그린다. 하지만, 이런 경우 영차 프린지를 보장하기 위해서는 전 간섭 범위에 걸쳐서 주사하면서 그 위치에서의 신호의 크기를 샘플링(sampling)해야 하며 신호의 크기는 컴퓨터를 통하여 정밀하게 샘플링 위치와 대응되어야 한다. 이와 같이 신호의 크기에만 의존하는 측정의 경우, 측정중 발생할 수 있는 오차요인(온도의 변화, 진동 등)으로 정밀한 수준의 재현성은 기대할 수 없으므로, 반사면 근처에서의 특성 파악을 위하여 주사후 최대 산의 위치로 샘플을 다시 위치시키는 것은 매우 힘든 일이다. 또한 샘플내부의 다중 반사면 간의 거리를 측정할 경우, 반사면 사이의 거리가 상당히 멀어서 등속도 주사 가능 거리보다 커지게 된다면 측정의 연속성이 유지될 수 없으므로 반사면 간의 거리 측정이 매우 힘들어지게 될 뿐 아니라 반사면 사이의 신호가 발생하지 않는 공간에 대해서도 계속 샘플링을 하게 되는 비효율적인 면을 갖는다.

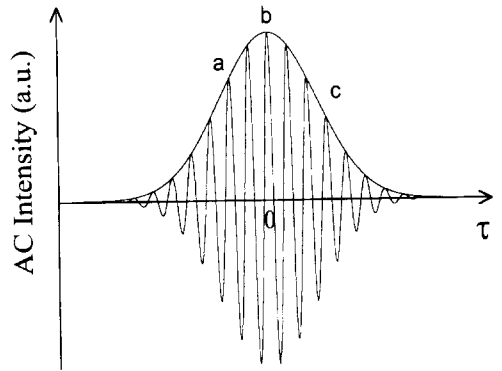


그림 2. 코히어런스 함수와 간섭패턴
Fig. 2. Coherence envelope and interference fringes.

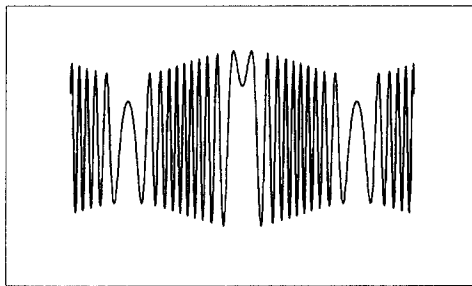
본 논문에서 제시하는 방법은 기준거울에 큰 변조폭을 가지는 압전(Piezo) 공간변조소자를 부착하여 샘플이 정지한 상태에서도 시간지연 τ 에 관한 정보를 얻을 수 있는 방법이다. 즉 압전 공간변조소자(Piezoelectric Transducer, PZT)가 주파수 f 를 가지고 $x_0 \sin(2\pi ft + \phi)$ 의 꼴로 구동되어 진다면, PZT로부터의 빛은 이 진동함수에 따라 변조되어진 지연시간을 가지

므로 관측면에서의 시간에 따른 교류신호 $I_{ac}(t)$ 는 정
규화된 자기 코히어런스 함수의 실수부분 $\gamma_{11}^{(r)}$ 을 이용
하여

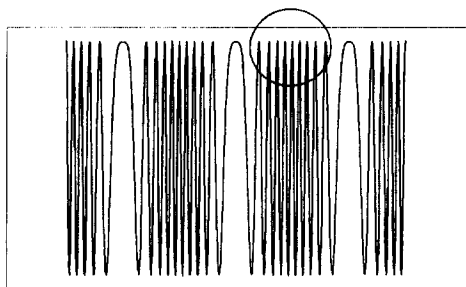
$$I_{ac}(t) = ar_{11}^{(r)}(\tau_0 + \Delta t \sin(2\pi ft + \phi)) \quad (8)$$

로 표현되어진다. 여기에서 a 는 비례계수이고, τ_0 는
PZT가 진동하지 않을 때의 상대적 시간지연,
 $\Delta t \equiv 2x_0/c$ (c 는 빛의 속도)이며 ϕ 는 PZT의 초기위상
이다. 이때, Δt 가 충분히 커서 PZT의 진동범위 내에
서 간섭 프린지의 크기가 $\gamma_{11}^{(r)}$ 에 의해 변한다면 그림 3
과 같은 프린지 무늬(fringe pattern)가 출력단에 나타
날 것이다. 그림 3에서 가로축은 시간축이며 세로축은
관측면에서의 교류광도를 나타낸다.

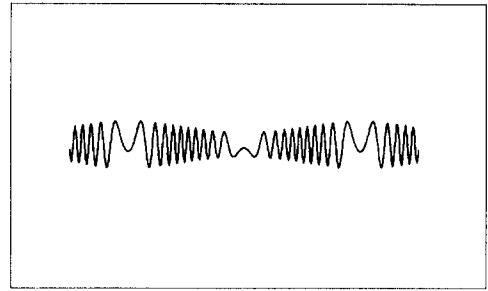
이것은 $20\mu\text{m}$ 의 코히어런스 길이를 가지는
Gaussian스펙트럼을 가정하여 광 경로차(Optical
Path Difference, OPD)가 $-10, 0, 20\mu\text{m}$ 일 때의 간
섭패턴을 계산하여 그린 그림이다. 변조폭 Δt 는 10개
의 간섭 프린지를 생성하도록 맞추어졌다. 마이켈슨 간
섭계에서의 간섭프린지는 광원의 파장 주기마다 하나
씩 발생하며 한 파장의 광경로차를 발생시키는 거울의
움직임은 그 절반에 해당하므로 간섭 패턴간의 물리적
거리는 $\lambda/2$ 이며, 그림 3의 경우 $\Delta t = 5\lambda$ 이다.



(a)



(b)



(c)

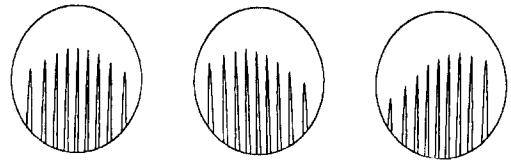
그림 3. 시뮬레이션에 의한 간섭무늬 패턴

(a) 광경로차 = $-10\mu\text{m}$, (b) 광경로차 = $0\mu\text{m}$, (c) 광경로차 = $20\mu\text{m}$

Fig. 3. Simulated interference fringe patterns.

(a) OPD = $-10\mu\text{m}$, (b) OPD = $0\mu\text{m}$, (c) OPD = $20\mu\text{m}$

그림 3의 (b)는 PZT가 OPD가 0인 점을 중심으로 진
동하고 있을 경우의 그림으로 10개의 프린지중 원으로
표시한 부분의 중앙에 위치한 가장 큰 값을 가지는 프
린지가 영차 프린지이다.



(a)

(b)

(c)

그림 4. 반사면 근처에서의 0차 간섭무늬의 움직임 (a)
광경로차 = 0, (b) 광경로차 = $-\lambda/2$, (c) 광
경로차 = λ

Fig. 4. Zeroth-order fringe identification near the
reflection position.

(a) OPD = 0, (b) OPD = $-\lambda/2$, (c) OPD = λ

그림 4(a)는 그림 3(a)에서의 원으로 표시한 부분을 확
대한 것이다. 이는 그림 2에서 'b'로 표시한 곳을 중심
으로 5λ 의 진폭으로 진동하므로 중심에 위치한 영차
프린지의 크기가 가장 크고 중심에서 벗어남에 따라
프린지의 크기는 $\gamma_{11}^{(r)}$ 의 크기를 따라 작아지게 된다.

기준거울의 위치를 정밀하게 조정하여 두 팔(arm)
사이의 광경로 차이(OPD)를 발생시키면 그에 따라
그림 4 (b), (c)와 같이 영차 프린지의 위치가 이동하
게 된다. 상술한 바와 같이 프린지간의 거리는 $\lambda/2$ 이
므로 이 경우 $\lambda/2$ 만큼 기준 거울이나 샘플거울을 이동

시킬 때마다 영차 프린지의 위치는 한 칸씩 이동하게 된다. 결과적으로 이와같이 영차 프린지가 프린지 패턴의 내부에 위치한다면 달성할 수 있는 측정 오차의 한계는 간섭 프린지 1개에 해당하는 기준 거울의 움직임인 $\pm \lambda/2$ 이다. PZT의 변조폭 내부에 영차 프린지가 위치하지 않는 경우 즉 그림 3의 (b), (c)의 경우는 각 프린지가 일정한 방향을 가지고 그 크기가 증감하므로 반사면의 위치에서 벗어나 있음을 쉽게 관측할 수 있다. 이 경우는 그림 2의 a 또는 c로 표시된 곳을 중심으로 PZT가 진동하는 경우에 해당한다. 또한, 본고에서 제시하는 방법에 의하면, 기준거울을 주사하는 경우와는 달리 출력 신호의 연속성이 유지될 필요가 없으므로 실험 도중 인터럽트(interrupt)를 당해도 영향을 받지 않게 되며, 반사되는 빛의 크기에 의존하는 다른 방법과는 달리 프린지 패턴의 모양으로 OPD를 관측할 수 있는 것이므로 신호의 절대적 크기와는 무관하게 반사면의 위치를 측정할 수 있다. 따라서, 반사면의 반사율이 일정하지 않은 표면의 스캐닝등에도 샘플내부에서의 반사율의 변화에 대한 고려 없이도 그대로 적용할 수 있다는 장점이 있다.

정리하자면, 다중 반사면 간의 거리를 측정할 경우 처음 관측되는 반사면의 위치를 $\lambda/2$ 이내의 오차로 결정된 후 다음 반사면에서의 교류 신호가 발생할 때까지 기준 거울을 이동시켜서 그 이동량으로 반사면 간의 거리를 알 수 있는 것이다. 기존의 방법들과는 달리 등속도로 거울을 주사하거나 전 범위에 걸쳐서 일정한 간격으로 샘플링할 필요는 없으며 신호의 크기에 의존하지 않으므로 샘플의 반사율 등에 관계하지 않게 되며 신호의 연속성을 유지할 필요도 없는 측정 방법이다.

III. 실험

실험에 사용된 시스템의 개략적인 구성도는 그림 5와 같다.

실험에 사용된 광원은 서론에 기술한 바와 같이 가시광선 영역에서 공간적 코히어런스를 확보하기 위해서 670nm의 파장을 가지는 멀티모드 레이저 다이오드를 문턱치이하의 전류를 가해줌으로써 레이저 발진을 억제하였다. 분광측정기에 의한 분광 측정 결과, 중심 파장 678nm와 $\Delta\lambda=8\text{nm}$ 를 가지는 저간섭성 광원이 만들어 졌음을 확인할 수 있었다. 이론적으로 λ_0 의 중

심파장과 $\Delta\lambda$ 의 스펙트럼 폭(spectral bandwidth)를 가지는 가우시안 빛의 코히어런스 길이(L_c)는 다음 식과 같이 주어진다.

$$L_c = (\lambda_0)^2 / \Delta\lambda \quad (9)$$

하지만 실제 실험에 있어서 이 예상치보다는 짧은 코히어런스 거리가 얻어지는데 이는 광원 자체의 여러 요인, 즉 웨이브트레인 댐핑(wave-train damping), 도플러 효과, 주변 원자에 의한 동요(disturbance), 그리고 실험장치로부터의 노이즈나 모드 섞임(mode mixing)등에 의한 것이다.¹¹⁵⁾

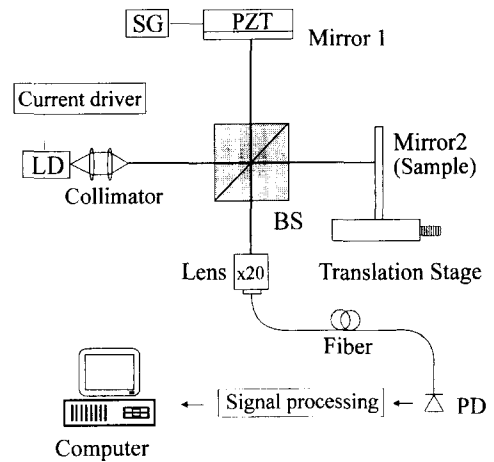


그림 5. 실험장치의 개략도 (SG: 신호발생기, LD: 레이저 다이오드, OS: 오실로스코프, A/D: 아날로그-디지털 변환기)

Fig. 5. Schematic diagram of the experimental setup (SG: signal generator, LD: laser diode, OS: oscilloscope, A/D: analog-to-digital converter)

실측된 코히어런스 길이는 $20\ \mu\text{m}$ 로서, $1\ \mu\text{m}$ 간격으로 전 간섭범위에 대해서 주사하여 각 위치에서의 최대 신호치를 측정함으로써 결정되었으며, 이를 그림 6에 나타내었다.

PZT는 150Hz의 주파수로 구동하였으며 진동폭은 Piezo소자의 구동전압에 대한 운동이 직선적이지 않기 때문에 오실로스코프 상에서 나타나는 간섭무늬의 갯수를 보면서 10개의 프린지($\sim 5\lambda$)가 나타나도록 조정하였다. 수광부의 광섬유는 양쪽 반사면으로부터의 광신호를 최대한 중첩시키기 위한 편환로 사용되었으며 이렇게 할 경우 광센서에 연결된 광 섬유만을 다른 신호와 격리시키면 되므로 외부 광신호에 의한 간섭또한

쉽게 차단할 수 있다. 이동 스테이지(translation stage)는 $1\mu\text{m}$ 분해능을 가지는 차동 마이크로미터(differential micrometer)에 의해서 구동되었으며 각 위치에서의 간섭 패턴을 오실로스코프의 디지털 출력 단자를 통하여 컴퓨터로 읽어 들었다.

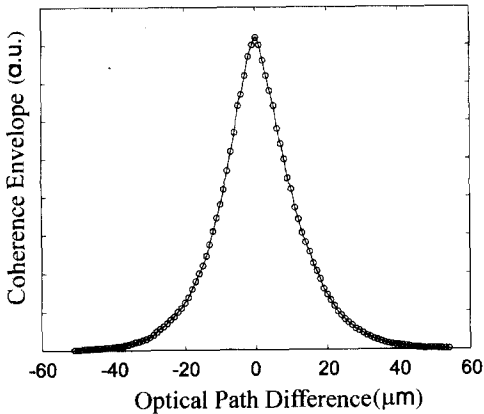
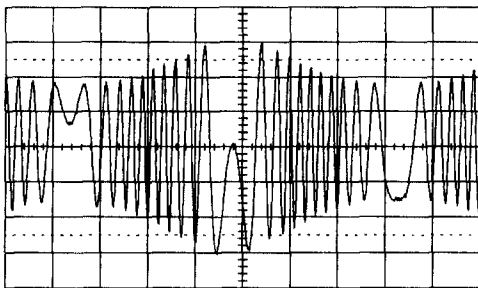


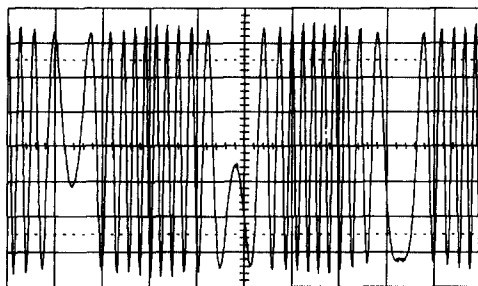
그림 6. 문턱치 이하로 구동된 레이저다이오드의 코히어런스 함수

Fig. 6. Coherence envelope of the laser diode biased below threshold.

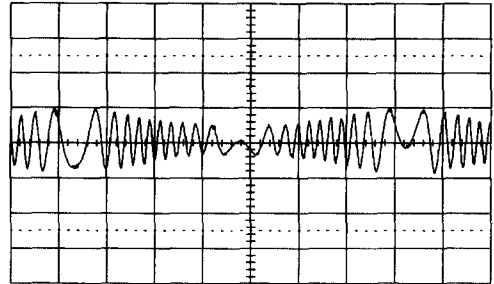
그림 7은 서로 다른 광 경로차에 대해서 오실로스코프 프상에 나타난 간섭 패턴이다.



(a)



(b)



(c)

그림 7. 각 광경로차에 따른 간섭무늬 패턴 (a) 광경로차 = $-10\mu\text{m}$, (b) 광경로차 = $0\mu\text{m}$, (c) 광경로차 = $20\mu\text{m}$

Fig. 7. Fringe patterns at each optical path difference (a) OPD = $-10\mu\text{m}$, (b) OPD = $0\mu\text{m}$, (c) OPD = $20\mu\text{m}$.

그림 7의 (a), (b), (c)는 그림2에서의 a, b, c위치에서 PZT가 진동할 경우의 간섭 패턴으로 (b)의 경우 코히어런스 함수의 정점을 중심으로 진동하고 있음을 보여 준다. 광경로의 변화에 대한 영차 프린지의 이동은 민감하게 작용하므로($\sim \lambda/2$) 차동 마이크로미터로는 간섭 무늬를 한 단계씩 이동하기가 쉽지 않았으나 전체적인 경향은 예상을 벗어나지 않았다. 상술한 바와 같이, (b)와 (c)의 경우 덮개(포락선, envelope)의 방향이 서로 반대이므로 두 간섭계 팔의 상대적 거리차의 부호를 알 수 있었다.

광경로차가 0인 위치를 중심으로 광경로차의 절대값이 증가함에 따라 프린지 패턴에서 프린지 크기의 최대값과 최소값의 차가 상대적으로 증가하며 각 광경로차에 대한 최대값과 최소값의 차 ΔI 는 광원의 코히어런스 함수와 위상변조 진폭에 따라 최대 프린지 크기에 대해 일정한 비율의 값을 가지므로 영차 프린지의 위치를 재확인하지 않고서도 ΔI 와 I_{max} 만을 측정함으로써 광경로차를 파악할 수 있다. 그림 8은 그림 7과 같은 프린지 패턴에서의 프린지의 최대값과 최소값의 차이 ΔI 에 대한 최대값 I_{max} 의 비율을 중심 광경로차에 대하여 그린 것이다. 그림에서 "o"는 해당 광 경로차에서의 실험치이며 실선은 식 (8)을 이용하여 실험에서와 같은 조건으로 계산한 값이다. 실험치가 약간 비대칭을 보이는 것은 두 반사면으로부터 광섬유에 입사하는 파면이 완전히 일치하지 않고 약간의 각을 이루기 때문으로 생각된다.

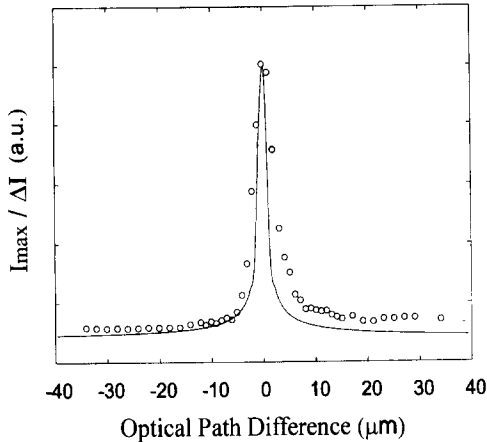


그림 8. 광 경로차에 따른 $I_{\max}/\Delta I$ 의 변화
Fig. 8. Plot of $I_{\max}/\Delta I$ versus optical path difference.

실험에 사용된 광섬유는 다중 모드이며 단일 모드 광섬유로 대체한다면 대칭을 이룰 것으로 생각된다. 그림에서 보듯이 반사면 근처의 수 μm 이내의 범위에서는 광 경로차에 대한 $I_{\max}/\Delta I$ 의 값이 거의 직선적인 결과를 보여준다. 따라서 각 광원에 대한 반사면 근처에서의 $I_{\max}/\Delta I$ 의 값이 정밀한 측정에 의해서 명확히 밝혀져 있다면 영차 프린지를 찾기 위해 주사를 하지 않고서도 간섭무늬간의 크기차이를 검출하는 것만으로도 광 경로차를 알 수 있을 것이다.

IV. 결 론

기존의 저간섭성 간섭계와는 다르게 가시광선(670nm) 영역의 광원을 채용한 마이켈슨 간섭계를 이용하여 높은 공간적 분해능($10\mu\text{m}$)을 가지는 시스템을 구축하였고 큰 변조 폭을 가지는 압전 공간변조소자를 이용하여 반사면의 위치를 $\lambda/2$ 이하의 오차로 결정할 수 있는 방법을 제시하였다. 반사면 간의 거리 측정에서 보다 높은 분해능을 얻기 위해서는 더 짧은 코히어런스 길이를 가지는 광원들(LED, SLD)을 사용할 수 있겠으나, 이 경우 가시성의 문제 뿐 아니라 파장이 매우 커져서 간섭 패턴을 얻기 위해서는 PZT의 변조 폭 또한 매우 커져야 한다는 문제를 안고 있다. 또한 반사면의 위치를 결정하고자 하는 경우 서술한 방법의 오차 한계가 $\lambda/2$ 에 해당하므로 오차 또한 커지게 된다. 따라서 다중 반사면 간의 거리가 코히어런스 길이보다

큰 응용에서는 상술한 광원의 적용이 매우 적합하다고 하겠다.

서술된 영차 프린지 측정 방법은 반사면의 반사율 변화 등에 관계가 없고 광경로차가 있는 경우라 하더라도 주사를 하지 않고서도 간섭 패턴으로부터 광경로차에 대한 정보를 얻을수도 있으므로 간섭신호의 산 (peak)간의 크기 차이로부터 광경로차를 알아낼 수 있는 범위 내에서는 영차 프린지 검출(zeroth-order peak identification)이 필요하지 않은 고속 주사 시스템(scan system)으로의 적용 가능성도 가지고 있다.

이 방법은 또한, 온도와 진동, 스트레인, 굴절률 측정 등 측정요소에 따라 광경로차가 발생하는 많은 응용에 대해서 정밀한 정도의 측정도 가능하게 할 것이며, 앞으로 이에 대한 연구가 필요하다

감사의 글

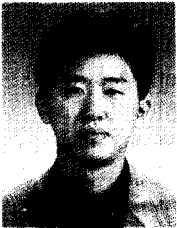
※ 본 연구는 기초전력공학 공동연구소의 지원에 의한 것임을 밝히며(과제번호: 95-지-9), 큰 도움을 주신 故 이 혁 교수님께 감사드린다.

참 고 문 헌

- [1] A. Yariv, *Quantum Electronics*, New York: Wiley, 1988, p. 583.
- [2] K. Takata, I. Yokohama, K. Chida, and J. Noda, "New measurement system for fault location in optical waveguide devices based on an interferometric technique," *Appl. Opt.* Vol.26, pp. 1603- 1606, 1987.
- [3] B. L. Danielson and C. D. Whittenberg, "Guided-wave reflectometry with micrometer resolution," *Appl. Opt.* Vol.26, pp. 2836-2842, 1987.
- [4] R. C. Youngquist, S. Carr and D. E. N. Davies, "Optical coherence-domain reflectometry: a new optical evaluation technique," *Opt. Lett.*, Vol.12, pp. 158-160, 1987.
- [5] X. Clivaz and R. P. Novak, "High-resolution reflectometry in biological tissues," *Opt. Lett.*, Vol. 17, No.1, pp. 4-6, 1992.
- [6] E. A. Swanson and J. G. Fujimoto, "In vivo retinal imaging by optical coherence tomography," *Opt. Lett.*, Vol.18, No.21, pp.

- 1864-1866, 1993.
- [7] C. Belleville and G. Duplain, "White-light interferometric multimode fiber-optic strain sensor," *Opt. Lett.*, Vol.18, No.1, pp. 78-80, 1993.
- [8] W. V. Sorin and D. F. Gray, "Simultaneous thickness and group index measurement using optical low coherence reflectometry," *IEEE. Photon. Tech. Lett.*, Vol. 4, No. 1, pp. 105-107, 1992.
- [9] X. J. Wang and W. V. Sorin, "Characterization of human scalp hairs by optical low-coherence reflectometry," *Opt. Lett.*, Vol. 20, No.6, pp. 524-526, 1995.
- [10] C. E. Lee and H. F. Taylor, "Fiber-optic Fabry-Perot temperature sensor using a low-coherence light source," *J. Lightwave Tech.*, Vol.9, No. 1, pp. 129-134, 1991.
- [11] O. Kamatani and K. Hotate, "Optical coherence domain reflectometry by synthesis of coherence function with nonlinearity compensation in frequency modulation of a laser diode," *J. Lightwave Tech.*, Vol. 11, No. 11, pp. 1854-1861, 1993.
- [12] S. Taplin and A. Podoleanu, "Displacement sensor using channeled spectrum dispersed on a linear CCD array," *Electron. Lett.*, Vol. 29, No. 10, pp. 896-897, 1993.
- [13] B. L. Danielson and C. Y. Boisrobert, "Absolute optical ranging using low coherence interferometry," *Appl. Opt.*, Vol. 30, No. 21, pp. 2975-2979, 1991.
- [14] R. Loudon, *The Quantum Theory of Light*, 2nd ed., Oxford: Oxford Science Publication, 1983, pp. 83-85.
- [15] T. Li and A. Wang, "White-light scanning fiber Michelson interferometer for absolute position distance measurement," *Opt. Lett.*, Vol. 20, No. 7, pp. 785-787, 1995.

 저 자 소 개



宋民鎬(正會員)

1968년 8월 26일생, 1990년 2월 서울대학교 전기공학과 졸업(공학사). 1992년 2월 서울대학교 대학원 전기공학과 졸업(공학석사) 1992. 3 ~ 현재 서울대학교 전기공학부 박사과정. 주관심 분야는

광섬유 Bragg grating 센서, interferometry 등

李竝浩(正會員) 第 33卷 A編 第 7號 參照

현재 서울대학교 전기공학부 조교수